



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Проблемы солнечно-земной физики



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 64, номер 2, 2024

Критерии для предсказания протонных событий по солнечным наблюдениям в реальном времени

А. Б. Струминский, А. М. Садовский, И. Ю. Григорьева 163

Эволюция характеристик вертикального электрического тока и магнитного поля в активных областях Солнца и их связь с мощными вспышками

А. Б. Нечаева, И. В. Зимовец, В. С. Зубик, И. Н. Шарыкин 175

Пространственное распределение коэффициента вихревой диффузии в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли и его зависимость от межпланетного магнитного поля и геомагнитной активности по данным спутников MMS

Д. Ю. Найко, И. Л. Овчинников, Е. Е. Антонова 199

Влияние суббурь на процессы в ионосфере и плазмосфере Земли

Г. А. Котова, В. Л. Халипов, А. Е. Степанов, В. В. Безруких 208

Солнечный цикл Швабе в 1000—1700 гг.: вариации длины и амплитуды

Н. Г. Птицына, И. М. Демина 217

Прогноз модуляции космических лучей с жесткостью 10 ГВ в 25-м цикле солнечной активности

В. Г. Янке, А. В. Белов, Р. Т. Гущина, П. Г. Кобелев, Л. А. Трефилова 230

Аномальные квазирекurrentные вариации космических лучей в сентябре 2014 — феврале 2015 гг.

Н. С. Шлык, А. В. Белов, В. Н. Обридко, М. А. Абунина, А. А. Абунин 240

Зависимость f_oF2 от индексов солнечной активности по данным ионосферных станций Северного и Южного полушарий

А. Д. Данилов, Н. А. Бербенева 253

Определение скорости движения ионосферных возмущений по динамике дополнительных U-образных треков на ионограммах

О. А. Ларюнин, В. И. Куркин, А. А. Рыбкина, А. В. Подлесный 265

Особенности распространения радиоизлучения в ионосфере в условиях пороговой нелинейности

В. А. Еременко, Н. И. Манаенкова 272

Оценка влияния дисперсионных и дифракционных свойств ионосферы на полосу пропускания трансionoсферного канала

В. П. Пашинецов, М. В. Песков, Д. А. Михайлов, Н. В. Киселев 277

Питч-угловая диффузия электронов радиационных поясов и потоки высыпающихся частиц: зависимость от параметров ОНЧ волнового поля	
<i>А. Г. Демехов</i>	294
Выявление возможных краткосрочных ионосферных предвестников землетрясений для сейсмических событий с промежуточной глубиной гипоцентра очага по измерениям стандартных параметров среднеширотного слоя E_s	
<i>Л. П. Корсунова, В. В. Хегай</i>	303
Сейсмогенные квазистационарные электрические поля и токи от крупномасштабных источников на поверхности Земли: сопоставление модельных представлений	
<i>В. В. Хегай</i>	312

УДК 523.985

КРИТЕРИИ ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ ПО СОЛНЕЧНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

© 2024 г. А. Б. Струминский¹, *, А. М. Садовский¹, И. Ю. Григорьева²

¹ Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН (ГАО РАН), Санкт-Петербург, Россия

* e-mail: astruminsky@gmail.com

Поступила в редакцию 15.08.2023 г.

После доработки 24.09.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Обсуждается последовательность преодоления пороговых значений ряда физических характеристик для предсказания протонных событий в реальном времени. Каждая характеристика добавляет новый физический смысл, который уточняет предсказание. Для учета всех характеристик необходимы следующие непрерывные патрульные наблюдения: 1) магнитного поля активной области (всплытие потока) и общего магнитного поля Солнца, которые могут предсказать начало вспышечной активности за несколько дней до основных событий; 2) мягкого рентгеновского излучения в двух каналах для вычисления температуры (T) и меры эмиссии плазмы, которые могут показать преднагрев до $T > 10$ МК, необходимый для начала ускорения протонов (первые минуты до начала жесткого рентгеновского излучения с энергиями > 100 кэВ); 3) жесткого рентгеновского излучения > 100 кэВ или микроволнового излучения (> 3 ГГц), которые показывают интенсивность и длительность работы ускорителя электронов (единицы и десятки минут до прихода протонов с энергиями > 100 МэВ); 4) радиоизлучения на плазменных частотах (< 1000 МГц), показывающего развитие вспышечного процесса вверх в корону и ведущего к корональному выбросу массы за несколько минут до начала радиовсплесков II и IV типов (первые десятки минут до появления коронального выброса массы в поле зрения коронографа); 5) направление и скорость распространения корональных выбросов массы, которые определяют условия выхода ускоренных протонов в гелиосферу. Эти этапы солнечных протонных вспышек иллюстрируются наблюдениями протонных событий 2–9 августа 2011 г. Для количественного предсказания времени начала, максимума и величины протонного потока, а также его флюенса необходимо создание статистических регрессионных моделей, основанных на всех перечисленных характеристиках прошедших солнечных протонных событий.

DOI: 10.31857/S0016794024020019, EDN: DZOMYU

1. ВВЕДЕНИЕ

При осуществлении и планировании космической деятельности необходимо знать ожидаемые радиационные условия. В частности, желательно уметь предсказывать солнечные протонные события (СПС) — время начала, эволюцию временных профилей, время максимума и длительность спада потока протонов различных энергий, а также их полные флюенсы. Отметим, что реальную радиационную опасность представляют СПС, чья максимальная интенсивность превышает глубину модуляции галактических космических лучей (ГКЛ) в цикле солнечной активности, так как космические аппараты должны быть адаптированы к полям в пределах возможных вариаций ГКЛ. Однако уровень современных методов предсказания СПС

не позволяет использовать их в реальном времени. По-прежнему существуют пробелы в понимании физики СПС, используются преимущественно эмпирические модели предсказания, основанные на статистическом анализе солнечных и межпланетных явлений, связанных с СПС (см. [Кузнецов, 2007; Нымник, 2007; Balch, 2008; García-Rigo et al., 2016]).

Патрульные наблюдения на спутниках GOES мягких рентгеновских лучей (SXR) дают самый длинный и непрерывный ряд данных о вспышечной активности, которые поступают практически в реальном времени. Именно поэтому они широко используются для предсказания СПС в реальном времени и верификации различных статистических моделей предсказания СПС [Garcia, 2004; Belov et

al., 2007; Белов, 2017; Alberti et al., 2017; Kahler et al., 2017; Núñez, 2011, 2015, 2018; Núñez and Paul-Pena, 2020; Ling and Kahler, 2020]. Достаточно полный обзор современного состояния прогностических моделей на 2017 г. можно найти в статье [Swalwell et al., 2017].

Ускорение протонов с $E > 100$ МэВ и релятивистских электронов в “протонных” солнечных вспышках происходит достаточно редко. Для определения механизма ускорения, а, следовательно, обоснованного предсказания СПС, необходимо связать наблюдательные характеристики электромагнитного излучения (от радио- до гамма-излучения) с физическими условиями в солнечных вспышках. В работе [Hudson, 1978] было высказано предположение, что характеристики “протонных” вспышек сложнее зависят от свойств физических процессов, чем простая пропорциональность полной энергии, т. е. демонстрируют пороговые эффекты. В этом случае эффекты становятся виднее “more striking” для больших вспышек, но сами вспышечные процессы по сути не меняются.

Сравнение потоков ускоренных электронов и протонов как по непосредственным наблюдениям в межпланетном пространстве (МП) [Ramaty et al., 1978], так и результатам их взаимодействия в атмосфере Солнца (излучение жестких рентгеновских лучей и γ -линий) [Shih et al., 2009], показывает, возможно, два механизма ускорения, которые происходят в двух фазах. В первой фазе ускоряются преимущественно электроны < 100 кэВ, а во второй фазе ускоряются как электроны > 100 кэВ, так и протоны. По всей видимости, механизм ускорения один, а фазы различаются возможностью наблюдения протонов в атмосфере Солнца. Во второй фазе протоны уже преодолели энергетический порог генерации γ -линий и рождения нейтронов при взаимодействии с ядрами [Струминский и др., 2020]. Если ориентироваться на ускорение протонов > 100 МэВ и электронов > 1 МэВ, которые наблюдаются в МП со сходными временными профилями, то этим единым механизмом является длительное стохастическое ускорение [Miller et al., 1997]. При этом нужно принять во внимание, что без учета процессов излучения протоны и электроны ускоряются до одинаковых энергий за равное время, но время их ускорения до одинаковых скоростей различается в m_p/m_e раз.

Для объяснения пропорционального количества высокоэнергичных электронов и протонов Герштейн [1979] предложил механизм их коллективного ускорения (смоуктрон). Прошедшие годы показали, что “смоуктрон” вряд ли реализуем даже в лабораторных условиях, хотя идеи ускорения ионов посредством электронных колец широко использовались и используются [Саранцев и Перельштейн, 1979], но некоторые идеи,

легшие в его основу, заслуживают упоминания. По всей видимости, Герштейн [1979] был первым, кто отметил два принципиальных момента, необходимые для начала ускорения протонов (второй фазы ускорения) — нагрев плазмы до температур более 10 МК и сохранения электронейтральности плазмы в процессе ускорения.

Начиная с пионерских работ [Garcia, 1994a, b] стали рассматривать не только мощность SXR-излучения, но и температуру (T) и меру эмиссии (EM) SXR-плазмы. Например, Garcia [2004] предлагает использовать температуру вспышечной плазмы в максимуме SXR-интенсивности, так как в диапазоне от M1 до X2 вспышки, связанные с СПС (> 10 МэВ, > 10 PFU), существенно холоднее, чем вспышки без СПС [Garcia, 1994a, b]. Однако максимальная температура вспышечной плазмы показывает наименьший коэффициент корреляции с максимальной амплитудой СПС среди всех рассмотренных параметров [Garcia, 2004]. Вероятно, малая SXR-температура вспышек с СПС связана с дополнительным отводом энергии при ускорении быстрых ($V_{cme} > 1000$ км/с) и широких KBM [Ling and Kahler, 2020; Kahler and Ling, 2022].

Непосредственную информацию об ускорении электронов дают нам нетепловые HXR- и микроволновое излучение. Эффект Neupert [1968] косвенным образом через нагрев плазмы ускоренными электронами и последующее “хромосферное” испарение связывает между собой тепловое (SXR) и нетепловое (HXR и микроволновое) излучения. При этом на момент наблюдения HXR- и микроволнового излучения об ускорении протонов ничего не известно, так как они могли еще не достичь энергии порога регистрации γ -линий (начало второй фазы ускорения). Также γ -линий (первая фаза ускорения) может быть связано с отсутствием нужного инструмента в нужное время и в нужном месте (патрульных наблюдений). Поэтому в первом приближении об ускорении протонов во вспышке можно судить по нетепловому излучению электронов, предполагая с некоторой пороговой энергии электронов пропорциональное ускорение протонов.

О статистической связи СПС со вспышечным HXR-излучением говорит эффект Kiplinger, который показал, что временная эволюция HXR-спектра $E > 30$ кэВ “soft — hard — harder” (SHH) характерна для вспышек с СПС. Такую эволюцию спектра SHH (спектр становится жестче со временем) было предложено использовать для автоматического предсказания СПС [Kiplinger, 1995]. Критический анализ этого предложения был проведен в работе [Kahler, 2012]. По мнению этого автора, вспышки с SHH эволюцией HXR-спектра и KBM являются составляющими больших эруптивных вспышек, чем и объясняется хорошая связь SHH

HXR-вспышек с СПС. Эволюция SHN HXR спектра $E > 30$ кэВ является следствием длительного стохастического ускорения.

Предсказание СПС с использованием данных по микроволновому и SXR-излучению имеет такую же вероятность, как и с использованием только данных по SXR-излучению, но без ложных тревог за рассматриваемый период и с несколько увеличенным временем предупреждения [Zussa et al., 2017]. Микроволновые патрульные наблюдения улучшают схему предсказания СПС по сравнению со схемой, использующей только SXR-данные, поэтому наличие качественных микроволновых наблюдений, доступных в реальном времени, представляется чрезвычайно желательным для улучшения предсказания СПС [Zussa et al., 2017]. Информация о дециметровых радиовсплесках II, III и IV типов и SXR-вспышках $\geq M2$ использовалась для предсказания СПС $E > 10$ МэВ [Núñez and Paul-Pena, 2020], для выбранного интервала получились следующие оценки: вероятность детектирования 70.2%, объявление ложной тревоги 40.2%, время ожидания 9 ч 52 мин.

Методика предсказания СПС-событий по радионаблюдениям развивается в ИЗМИРАНе достаточно давно (см. [Черток, 2018] и ссылки там). Статистически было установлено, что вспышка может быть источником СПС у Земли с потоком протонов с $E > 10$ МэВ $J_{10} \geq 5\text{--}10$ PFU (*Proton Flux Unit*, $1 \text{ PFU} = 1 \text{ (см}^2 \text{ с пр)}^{-1}$), если максимальная интенсивность связанных с ней микроволновых радиовсплесков хотя бы на одной из частот в диапазоне 2.7—15.4 ГГц превышает 500 SFU (*Solar Flux Unit*, $1 \text{ SFU} = 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$), причем продолжительность радиовсплеска должна быть большой, а также сопровождаться метровым компонентом радиоизлучения — всплесками II и IV типов. Странно, что в методике ИЗМИРАН не упомянуто плазменное радиоизлучение на частотах < 1415 МГц (дециметровые радиоволны), которое должно предшествовать всплескам II и IV типов на частотах < 180 МГц.

Напомним, что согласно существующим представлениям [Aschwanden, 2006], место первичного энерговыделения — область генерации частот ~ 500 МГц. Klein et al. [2010] заключили, что радиоизлучение на дециметровых и более длинных волнах дает достоверный индикатор проникновения частиц, ускоренных во вспышке, в верхнюю корону и межпланетное пространство (МП). Отсутствие такого излучения во вспышке может быть использовано как свидетельство того, что вспышка не будет сопровождаться СПС даже при достаточно мощном SXR-излучении. Однако в работе [Zussa et al., 2017], как и в работе [Черток, 2018] дециметровое излучение для улучшения прогнозирования

СПС не рассматривалось, ограничившись только микроволнами.

Наибольшую опасность представляют вспышечные события с регистрацией солнечных космических лучей (СКЛ), в которых ускоряются протоны до энергии более 100 МэВ. Ускорение протонов с $E > 100$ МэВ и релятивистских электронов с $E > 1$ МэВ, по всей видимости, происходит в длительных эруптивных вспышках на фоне ускорения корональных выбросов массы со скоростями, превышающими локальную вторую космическую скорость (618 км/с на поверхности Солнца), в процессе множественного пересоединения — “магнитной детонации” [Григорьева и др., 2023; Струминский и др., 2023]. Такой подход открывает возможность прогноза СПС с энергией протонов > 100 МэВ в реальном времени, используя несколько физических порогов, связанных с энергетикой вспышечного процесса.

2. ПОРОГОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Солнечное магнитное поле является единственным доступным источником энергии в короне для осуществления всего комплекса явлений, который ассоциируется с солнечной вспышкой. Наблюдения показывают, что вспышки в активной области (АО) происходят при взаимодействии ранее существовавшего магнитного потока с одним или несколькими новыми магнитными потоками, одновременно или последовательно всплывающими в атмосфере Солнца. Темп энерговыделения зависит от скорости всплывания нового магнитного потока (магнитной энергии).

Рост вспышечной активности в АО наступает при появлении нового быстрого магнитного потока; значимые солнечные вспышечные события (СВС) происходят через 0.5—2 сут после обнаружения достаточно большого магнитного потока ($> 10^{13}$ Вб) при скорости его всплывания $> 10^9$ Вб/с (см. [Ишков, 2023] и ссылки там). Это позволяет прогнозировать период вспышечного энерговыделения на масштабе нескольких дней до реализации первого значимого СВС. Вспышки больших и средних баллов (по классификации SXR-излучения, GOES) всегда группируются в серии — период вспышечного энерговыделения длительностью 16—80 ч, который заканчивается при прекращении поставки магнитной энергии (всплывания нового магнитного потока) и образованием новой устойчивой конфигурации магнитного поля АО. Иногда серии вспышек могут происходить не в одной, а в нескольких АО, связанных друг с другом общим магнитным полем, т. е. в комплексах активности.

Описанные выше АО (или комплексы активности) способны создать условия для длительного стохастического ускорения электронов и протонов, которое не должно нарушать электронейтральность плазмы. Для этого необходимо, чтобы количество электронов и протонов, ускоренных до одинаковых скоростей, было сопоставимо [Струминский и др., 2020]. В этом случае “протонная вспышка” (появление взаимодействующих протонов с $E > 10$ МэВ) должна начинаться при электронной температуре плазмы ~ 12 МК (протоны с $E \sim 2$ МэВ эквивалентны по скоростям электронам с $E \sim 1.0$ кэВ). Горячая плазма (с $T > 12$ МК) необходима для обеспечения электронейтральности, которая должна сохраняться все время ускорения протонов (наблюдения HXR-и/или микроволнового излучения)!

Hudson et al. [2021] обратили внимание на наблюдательный факт, что импульсной фазе вспышек с HXR-излучением предшествует горячее SXR-начало (a hot X-ray ‘onset’) с температурой плазмы 10—15 МК. Для его обоснования Цап и Мельников [2023] сделали оценки, которые показали, что эффективное доускорение электронов возможно лишь в случае сравнительно разреженной ($n < 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и горячей ($T > 10^7$ К) фоновой плазмы. Начало генерации π^0 -мезонов будет возможно при энергии электронов ~ 150 кэВ (протоны с $E \sim 300$ МэВ эквивалентны по скоростям электронам с $E \sim 150$ кэВ), т. е. на фоне микроволнового (ГГц) или HXR-излучения $E > 100$ кэВ. Для достижения таких скоростей протонам требуется время в m_p/m_e , как минимум, раз большее, чем электронам. Поэтому, ключевым моментом является время ускорения электронов до энергий ~ 100 кэВ, которое определяет необходимую длительность наблюдения HXR-излучения с $E > 100$ кэВ и/или микроволнового излучения, а также ожидаемый момент прихода первых ускоренных протонов на Землю при свободном распространении.

Существуют наблюдательные данные, которые показывают время ускорения электронов до кинетической энергии ~ 100 кэВ порядка ~ 400 мс [Miller et al., 1997]. Также наблюдаются задержки между HXR-всплесками на различных энергиях электронов (20, 50, 100, 200 и 300 кэВ) порядка десятков миллисекунд, которые могут быть обусловлены временем ускорения (см. обзор [Лысенко и др., 2020] и ссылки там). Поэтому время, необходимое для набора $E \sim 200$ МэВ протонами, будет ~ 1 мин при ускорении электронов до кинетической энергии ~ 100 кэВ за 40 мс (“быстрое” ускорение) или ~ 10 мин при ускорении электронов до ~ 100 кэВ за 400 мс (“медленное” ускорение). Если до нуля времени в солнечных событиях принять начало микроволнового излучения на частотах 8.8—15.4 ГГц (оно обычно совпадает с появлением значимого сигнала HXR-излучения

с $E \sim 100$ кэВ), то ожидаемое время прихода протонов с $E \sim 200$ МэВ ($V/c = 0.57$) на орбиту Земли будет ~ 11 мин (~ 21 мин соответственно) при распространении без рассеяния по спирали Паркера до Земли (1.3 а. е., скорость солнечного ветра 300 км/с). Таким образом, неопределенность характерного времени ускорения солнечных электронов до $E \sim 100$ кэВ определяет неопределенность времени первого прихода СП с $E \sim 200$ МэВ на орбиту Земли и составляет порядка 10 мин. Необходимое время (характерный размер) для ускорения протонов с $E > 100$ МэВ задает, по всей видимости, развитие вспышечного процесса вверх, связанное с ускорением KBM.

Исследование вспышек без солнечных протонных событий (СПС) и KBM, показывает [Klein et al., 2010; Grigor’eva and Struminsky, 2021; Струминский и др., 2021, 2023], что они выделяются отсутствием плазменного излучения на частотах менее 1415 МГц. Последовательное появление этого излучения на уменьшающихся частотах и/или одновременное его наличие в широком диапазоне частот, свидетельствует о развитии вспышки вверх и является, по нашему мнению, характеристикой ускоряющегося KBM — развития “протонной вспышки” вверх.

Наблюдение плазменных частот дает возможность для оценки линейного размера источника SXR по мере эмиссии (ЕМ). Так как $EM \sim n^2 L^3$, то $L \sim \sqrt[3]{EM / n^2}$. Предполагая, что плазменная частота $\nu_p = 9000 \sqrt{n}$, то $EM \sim \nu_p^4 L^3$. Действительно, ускорение KBM происходит на фоне HXR-излучения при росте меры эмиссии. Интенсивное “хромосферное испарение” должно компенсировать расширение источника и уменьшение концентрации плазмы. В этом случае получаем $EM_{500} > EM_{1415}$ или $L_{500} > L_{1415} (1515 / 500)^{4/3}$, при $L_{1415} \approx 15$ Мм имеем $L_{500} \approx 60$ Мм, а $L_{245} > L_{500} (500 / 245)^{4/3}$ и $L_{245} \approx 155$ Мм (индексами обозначены соответствующие частоты в МГц). Таким образом, наблюдение плазменного радиоизлучения с частотами < 500 МГц, является свидетельством преодоления вспышкой порога по высоте 60 Мм над фотосферой, а 245 МГц — 155 Мм.

Помимо этого, обратим внимание на то, что гелиоцентрический радиус $R = GmM/kT$, найденный из равенства тепловой энергии водородной плазмы и ее потенциальной энергии в гравитационном поле Солнца, при $T > 10$ МК сопоставим с полем зрения коронографа LASCO C2 ((1.5—6) $R_\odot$). Подставляя константы, получаем $T = 22 / R$ [МК], где R измеряется в радиусах Солнца. Для гелиоцентрического расстояния $1.5 R_\odot$ температура составит 14.7 МК.

При регистрации первого прихода СП детекторами, интегральными по энергии, существует

неопределенность времени первого прихода СП, связанная с дисперсией по скоростям. Оценим максимальное время ускорения протонов от $E \sim 100$ МэВ до ~ 500 МэВ, которое позволит протонам с $E \sim 500$ МэВ ($V/c = 0.75$) прийти раньше протонов с $E \sim 100$ МэВ ($V/c = 0.43$). При распространении без рассеяния по спирали Паркера до Земли (1.3 а. е., скорость солнечного ветра 300 км/с) время распространения протонов с $E \sim 500$ МэВ ($V/c = 0.75$) составит ~ 15 мин, а для протонов с $E \sim 100$ МэВ ($V/c = 0.43$) будет ~ 25 мин. Таким образом, максимальное время ускорения протонов с E от ~ 100 МэВ до ~ 500 МэВ должно быть менее ~ 10 мин (темп ускорения 0.67 МэВ/с), чтобы первыми пришли протоны с энергией > 500 МэВ.

Эти оценки обуславливают выбор нулевого времени для анализа явлений, связанных с солнечными протонными вспышками, а также критерии “раннего” ($< +20$ мин) и “позднего” ($> +20$ мин) прихода СП на орбиту Земли, относительно нулевого времени [Григорьева и др., 2023]. В случае “быстрого” режима ускорения электронов и протонов первые СП с $E > 100$ МэВ будут наблюдаться на Земле через 10 мин после выбранного нами нуля (возможно, одновременно или позднее протонов с $E > 500$ МэВ). В случае же “медленного” режима ускорения электронов и протонов первые СП с $E > 100$ МэВ будут наблюдаться на Земле через 20 мин и более.

Условия выхода ускоренных протонов в МП определяются параметрами КВМ — направлением распространения (угол PA) и скоростью первого появления в поле зрения коронографа и телесным углом. Для гарантированного выхода протонов в МП вместе с КВМ его скорость в поле зрения LASCO C2 должна быть $> 618/1.5 = 412$ км/с. Скорость первого появления определяется режимом ускорения КВМ и зависит от “хромосферных эффектов”. Так как величина ускорения КВМ ограничена ~ 10 км/с², то скорость первого появления КВМ определяет необходимую минимальную длительность его ускорения ~ 1 мин [Струминский и др., 2021]. Параметры КВМ можно определить только после регистрации двух положений в поле зрения коронографа. Так как скважность наблюдений КВМ коронографом LASCO C2 12 мин, то невозможно использовать эти данные для предсказания момента первого прихода солнечных протонов > 100 МэВ в реальном времени [Григорьева и др., 2023]. Длительное наблюдение ускорения КВМ в поле зрения коронографа LASCO, возможно свидетельствует о продолжающемся выделении энергии и ускорении частиц на постэруптивной фазе вспышки [Григорьева и Струминский, 2022].

Таким образом, мы предлагаем пять пороговых критериев, которые должны выполняться последовательно для реализации протонной вспышки:

1) по магнитному потоку; 2) по температуре вспышечной SXR-плазмы; 3) по энергии и длительности ускорения электронов; 4) по высоте развития вспышечного процесса; 5) по скорости и углу распространения КВМ. Предложенные критерии обсуждаются ниже на примере вспышек, КВМ и СПС, наблюдавшихся 2—9 августа 2011 г.

3. ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ

Температура (T) и мера эмиссии (EM) вспышечной плазмы были вычислены из 2-секундных интегральных потоков SXR-излучения в каналах 1—8 и 0.5—4 Å детектора КА GOES (*the Geostationary Operational Environmental Satellite*, /satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/) в пакете *SolarSoft* в однотемпературном приближении.

В данной работе мы используем только информацию о радиоизлучении, представленную в YYYYMMDDevents.txt файлах (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/2011/). Эти файлы содержат информацию о начале, максимуме и конце наблюдавшегося радиоизлучения на восьми патрульных частотах Radio Solar Telescope Network (RSTN). На четырех частотах (15.4, 8.8, 4.995, 2.695 ГГц) регистрируется преимущественно гиросинхротронное излучение, на трех (610, 410, 245 МГц) — плазменное излучение, а на частоте 1415 МГц — возможен вклад обоих механизмов.

Антисовпадательная защита спектрометра на КА ИНТЕГРАЛ (*Anti-Coincidence Shield of Spectrometer on INTEGRAL — ACS SPI*) регистрирует НХР с $E > 100$ кэВ. Это могут быть как первичные фотоны, так и вторичные фотоны, рожденные в теле детектора под воздействием протонов с $E > 100$ МэВ. Защита ACS SPI представляет собой эффективный, но не калиброванный детектор НХР и протонов, который используется нами для исследования взаимосвязи солнечных вспышек и протонных событий. Данные ACS SPI доступны на сайте (<https://isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacspnlc.pl>) с временным разрешением 50 мс. При одноминутном сглаживании и вычитании фона значимым становится темп счета ACS SPI менее 10 отсчетов за 50 мс. Возрастание темпа счета ACS SPI во время наблюдения солнечного радиоизлучения вызвано солнечным НХР-излучением. Моментом первого прихода СП на орбиту Земли мы считаем начало значимого возрастания темпа счета на фоне или после всплеска солнечного НХР-излучения (например, [Струминский и др., 2020; Григорьева и Струминский, 2022]).

Для контроля за интенсивностью потоков протонов меньших энергий в МП вблизи Земли мы используем данные протонных каналов 7.8—25 и 25—53 МэВ детектора EPHIN (*the Electron Proton Helium Instrument* [Müller-Mellin et al., 1995]) на борту

КА SOHO, который находится в точке Лагранжа $L1$. Данные SOHO EPHIN были взяты на сайте ([/www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm](http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm)). При анализе СПС мы пользуемся оценками квазимаксимальной энергии протонов E_{qm} , приведенными в каталоге (https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf). Значения E_{qm} дают представление о мощности солнечных событий, дают еще один единый параметр в событиях СКЛ, позволяющий проводить сравнения с другими характеристиками событий [Логачев и др., 2018].

Данные по наблюдениям KBM взяты из электронного каталога SOHO LASCO CME CATALOG ([/cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)) [Gopalswamy et al., 2009].

4. СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ И ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ 2–9 АВГУСТА 2011 г. ОБСУЖДЕНИЕ

Для иллюстрации метода предсказания протонных событий в реальном времени мы выбрали период со 2 по 9 августа 2011 г. (начало роста 24-го цикла солнечной активности), когда две АО 11261 (с 26 июля) и АО 11263 (с 28 июля) демонстрировали свою активность на солнечном диске.

По всей видимости, эти АО были связаны общим магнитным полем и входили в комплекс активности, который стал источником серии вспышек 30 июля — 9 августа 2011 г. Первым значимым (балл M и более) событием в этот период стала вспышка M9.3 30 июля 2012 г. с координатами (N14E35) в АО11261, в которой SXR-плазма прогрелась до 20 МК. Это была импульсная (длительность 8 мин SXR-излучения GOES) и замкнутая вспышка, в которой не было радиоизлучения на частотах <1415 МГц, радиовсплесков II и IV типов. Первым значимым событием в АО11263, по-видимому, была вспышка M1.7 3 августа 2011 г. с координатами (N15E08), к которой SXR-плазма прогрелась до 19 МК. Это также была импульсная (длительность 6 мин SXR GOES) и замкнутая вспышка, в которой не было радиоизлучения на частотах <1415 МГц, всплесков II и IV типов.

Так как задачей работы не является анализ конфигурации и динамики магнитного поля, то будем считать, что с момента вспышки M9.3 30 июля 2012 г. реализовались условия, предложенные в работе Ишкова [2023] для вспышки нового магнитного потока в АО11261 (и в АО11263 с момента вспышки M1.7 3 августа 2011 г.). Поэтому, через несколько дней мы вправе ожидать продолжение вспышечной активности.

Действительно, с 2 по 9 августа 2011 г. было зарегистрировано 2 солнечных протонных события (СПС), в которых поток протонов с энергиями >10 МэВ превышает >10 PFU, согласно каталогу

(<https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>) и 4 СПС с потоком протонов >10 МэВ, согласно каталогу (https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf). Временные профили потоков протонов в дифференциальных каналах 7.8–25 и 25–53 МэВ детектора SOHO/EPHIN и температуры SXR-плазмы за весь исследуемый период показаны на рис. 1.

В табл. 1–3 приведены характеристики вспышек, чья SXR-температура преодолела порог 12 МК (горизонтальная стрелка). Эти вспышки могли стать протонными, они выделены номерами на рис. 2a, б и г.

Информация взята из сводных отчетов о солнечной активности, составленных Центром предсказания космической погоды NOAA (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/2011/) и каталога LASCO ([/cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)).

На рис. 1 во временных профилях интенсивности протонов (SOHO/EPHIN) видно 5 возрастных, связанных с родительскими солнечными вспышками, а наибольшее 6-е возрастание (максимум потока протонов за этот период) было вблизи момента SC (внезапное начало магнитной бури) 5 августа (рис. 26). Возрастание 5 августа, по всей видимости, связано с модуляцией уже существующего потока протонов в МП пространстве вблизи распространяющихся ударных волн (штормовые частицы), оно является аналогом “Rogue events” [Kallenrode and Cliver, 2001], но значительно меньшей интенсивности.

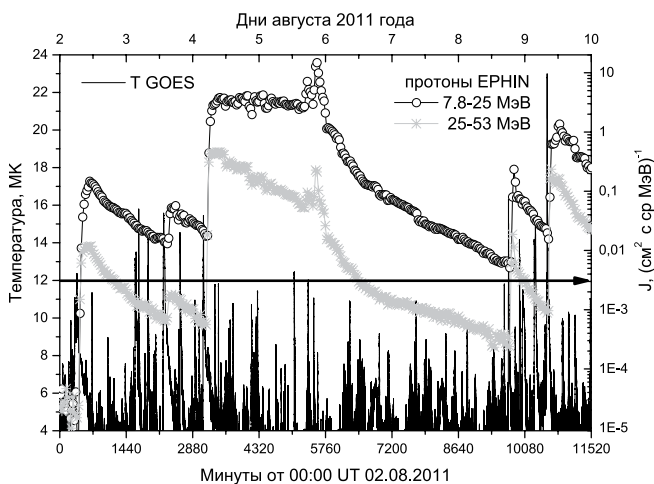


Рис. 1. Период со 2 по 9 августа 2011 г. (верхняя горизонтальная шкала — дни августа, нижняя — минуты с 00:00 UT 2 августа 2011 г.). Температура вспышечной плазмы, вычисленная по данным SXR-детектора GOES — черная кривая. Черная стрелка показывает пороговую температуру вспышечной плазмы 12 МК для ускорения протонов. Интенсивность протонов в дифференциальных каналах детектора EPHIN/SOHO 7.8–25 МэВ (черные открытые кружки) и 25–53 МэВ (серые звездочки).

Таблица 1. Характеристики вспышек $T > 12$ МК за 2—3 августа 2011 г. (см. рис. 2а)

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	З	И	К
1	02/08 M1.4 12.3МК	1261 N14W15	0519 0619 0648	0608 0608 0609	0559 0609 U0649	x — no p +	0636 712 296	0617 //// 0628	0612 //// 0946
2А	03/08 M1.1 13.5МК	1261 N17W24	0308 0337 0351	no	no	no	no	no	no
2Б	03/08 M1.7 15.7МК	1263 N15E08	0429 0432 0435	0431 0431 0431	no	no	no	no	no
3	03/08 C1.1 8.3МК	1261 N15W27	0642 0646 0649	no	no	no	no	no	no
4	03/08 C8.7 14.4МК	1261 N15W29	0738 0758 0806	no	no	no	no	no	no
5	03/08 M6.0 15.6МК	1261 N16W30	1317 1348 1410	1327 * 1328 1335	1331 1334 1335	no	1400 610 316	1352 //// 1344	1330 //// A2359
6	03/08 C8.5 14.5МК	1261 N13W36	1923 1930 1942	no	1933 1933 1933	no	no	no	no

Таблица 2. Характеристики вспышек $T > 12$ МК за 4—5 августа 2011 г. (см. рис. 2б)

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	З	И	К
1	04/08 M9.3 15.5МК	1261 N19W36	0341 0357 0404	0349 0353 0402	0351 0356 0423	X + p +	0412 1315 296	0354 //// 0403	0400 //// 1750
2	05/08 C2.0 12.4МК	1263 N19W24	1238 1245 1257	no	no	no P mod	no	no	no

Таблица 3. Характеристики вспышек $T > 12$ МК за 8—9 августа 2011 г. (см. рис. 2в)

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	З	И	К
1	08/08 M3.5 16.3МК	1263 N16W61	1800 1810 1818	1803 1803 1805	1803 1804 1826	no	1812 1343 276	1803 //// 1816	no
2А	08/08 C7.7 14.2МК	1263	2200 2209 2220	no	no	no	no	no	no
2Б	08/08 C5.3 11.5МК	1263	2302 2322 2359	no	no	no	2312 1070 275	no	no
3	09/08 M2.5 15.5МК	1263 N18W68	0319 0354 0408	no	no	no-	0348 1146 275	no	no
4	09/08 X6.9 23МК	1263 N17W69	0748 0805 0808	0801 0803 0807	0800 0802 0809	x + p +	0812 1610 280	0801 //// 0816	no

Примечание: А — номер вспышки на различных панелях рис. 2, буквы разделяют сливающиеся вспышки; Б — дата, рентгеновский балл и максимальная температура; В — номер активной области и координаты; Г — SXR вспышка GOES время UT (начало, максимум, конец); Д — микроволновое излучение 15.4 ГГц время UT (RSTN, начало, максимум, конец) * — выделен случай, когда нет информации о 15.4 ГГц; Е — плазменное излучение 245 МГц время UT (RSTN, начало, максимум, конец); Ж — регистрация ACS SPI солнечного HXR излучения и солнечных протонов >100 МэВ; З — время UT первого появления КВМ в поле зрения LASCO и средняя скорость км/с, угол PA; И — II тип радиоизлучения (начало и конец UT); К — IV тип радиоизлучения (начало и конец UT). Толстым шрифтом выделены случаи возрастания протонного сигнала EPHIN.

Из вспышек 2—3 августа 2011 г. явные протонные возрастания выдали только две вспышки (1) и (5) (см. табл. 1 и рис. 2а), которые показали $T > 12$ МК, развитие в областях с плазменной частотой менее 245 МГц, скорость KBM, близкую к 618 км/с. Несмотря на четко выраженный вспышечный источник (5) в каталоге (https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf) событие (5) отмечено как второй максимум события (1) с максимальной интенсивностью 0.55 PFU и квазимаксимальной энергией 70 МэВ, как не преодолевшее порог 1 PFU. Вспышки (2а), (2б), (3) и (4) были замкнутыми, они не развивались вверх в корону, не сопровождалась СПС и KBM.

Авторы работы [Zuccarello et al., 2014] рассмотрели эволюцию магнитного поля в АО 11261 с 02:00 UT 3 августа по 04:00 UT 4 августа, которая привела к эрупции волокна и вспышке (1) в табл. 2. По мнению авторов ключевыми были события: (2) — стали видны большое и малое волокна, (3) — активация малого волокна и (5) — эрупция малого волокна (см. табл. 1 и рис. 3а). По непонятным причинам событие (1) 2 августа не рассматривалось в работе [Zuccarello et al., 2014]. В нашей концепции развития эруптивных вспышек эрупция жгута не является необходимым условием.

Из вспышек 4—5 августа 2011 г. (табл. 2 и рис. 2б) явное протонное возрастания связано только со вспышкой (1), которая показала $T > 12$ МК, развитие в областях с плазменной частотой менее 245 МГц, скорость KBM более 1300 км/с. В этой вспышке ускорялись протоны с энергией выше пороговой энергии генерации π^0 -мезонов. В работе [Altynsev et al., 2019] рассматривается самое начало импульсной фазы, в которой авторы оценили время ускорения электронов (порядка десятка мс) в отдельных импульсах и считают этот факт аргументом против стохастического ускорения. Однако время прихода первых протонов — позднее 20 мин относительно выбранного нуля — свидетельствует о стохастическом “медленном” ускорении. Вспышка (2) 5 августа (табл. 2 и рис. 2б) не удовлетворяет критериям: по длительности $T > 12$ МК, плазменному и микроволновому (HXR) излучению и в ней ожидаемо не было СПС и KBM.

Ни одна из вспышек 6—7 августа 2011 г. (рис. 2в) не преодолела порог по температуре 12 МК. В эти дни не наблюдались KBM со скоростями более локальной второй космической скорости (на поверхности Солнца, 618 км/с), а потоки протонов, зарегистрированные в каналах SOHO/EPHIN, монотонно спадали.

Четыре вспышки 8—9 августа 2011 г. (рис. 2д и табл. 3), произошедшие в АО11263 сопровождалась KBM. События (1) и (4) отмечены как протонные в каталоге ([https://swx.sinp.msu.ru/apps/](https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf)

[sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf](https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf)) с квазимаксимальными энергиями 100 и 650 МэВ соответственно. Они удовлетворяют, критериям по плазменному и нетепловому излучению. Только во вспышке (4) ускорялись протоны с энергией более порога генерации π^0 -мезонов, именно после нее было протонное возрастание темпа счета ACS SPI. Вспышки (2а), (2б) и (3) (рис. 2д и табл. 3) не удовлетворяют критериям по плазменному и нетепловому излучению для ускорения протонов > 100 МэВ. Мы не знаем, какая именно из двух вспышек, или (2а), не сопровождавшаяся KBM, или (2б) с температурой SXR-плазмы < 12 МК, дали вклад в поток протонов 7.8—25 МэВ, зарегистрированные SOHO/EPHIN.

На рис. 3 показаны кривые темпа счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) относительно указанного нулевого времени UT 2 августа (светло-серая кривая), 4 августа (серая кривая), 5 августа (тонкая черная кривая) и 9 августа (черная кривая) 2011 г. Протонные возрастания 2 и 4 августа с квазимаксимальной энергией 120 и 500 МэВ наблюдались позднее 20 мин и соответствуют “медленному” ускорению электронов. Протонное возрастание 9 августа с квазимаксимальной энергией 650 МэВ — раннее (менее 20 мин) и соответствует “быстрому” ускорению [Григорьева и др., 2023], оно показало наибольшее возрастание темпа счета ACS SPI первый час после нуля. Событие 9 августа 2011 г. не дало GLE, так как не хватило времени для ускорения необходимого числа протонов с энергией выше порога атмосферного обрезания [Григорьева и Струминский, 2022].

Таким образом, детальное рассмотрение пяти родительских вспышек благоприятно расположенных для наблюдения СПС (давших видимый вклад в потоки протонов, зарегистрированные SOHO/EPHIN) показывает, что все они выделялись тремя наблюдательными признакам:

1) температура вспышечной плазмы T , вычисленная по данным двух каналов детектора GOES мягкого рентгеновского излучения была > 12 МК в течение двух и более минут;

2) плотность плазмы соответствовала плазменным частотам < 610 МГц (RSTN);

3) ускорение KBM (SOHO_LASCO) до скоростей больше локальной второй космической скорости (618 км/с на поверхности Солнца).

Отличительной особенностью вспышек, в которых ускорялись протоны с энергией $E > 300$ МэВ (наблюдения СПС (https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf) и γ -излучения с энергией $E > 100$ МэВ (FermiLAT, [Ajello et al., 2021]), был четвертый признак: 4) генерация HXR-излучения с энергией $E > 100$ кэВ длительностью > 5 мин, которое уверенно регистрировалось детекторами RHESSI и ACS

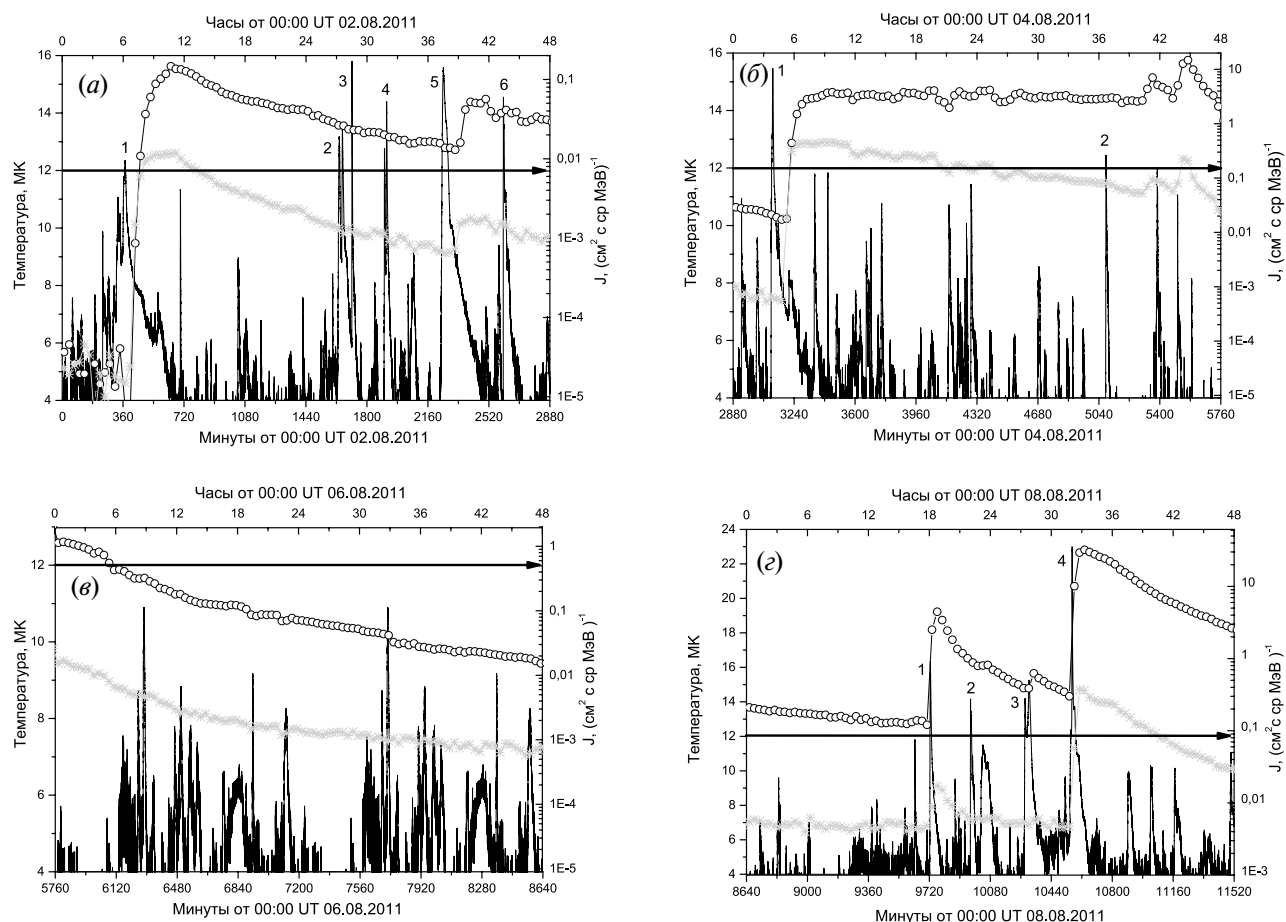


Рис. 2. Обозначения как на рис. 1. Период со 2 по 9 августа 2011 г. разбит на отрезки по 2 дня: (а) 2—3 августа, (б) 4—5 августа, (в) 6—7 августа и (г) 8—9 августа. Верхняя горизонтальная шкала — часы, а нижняя — минуты. Цифры на каждой панели соответствуют номерам вспышек в табл. 1—3.

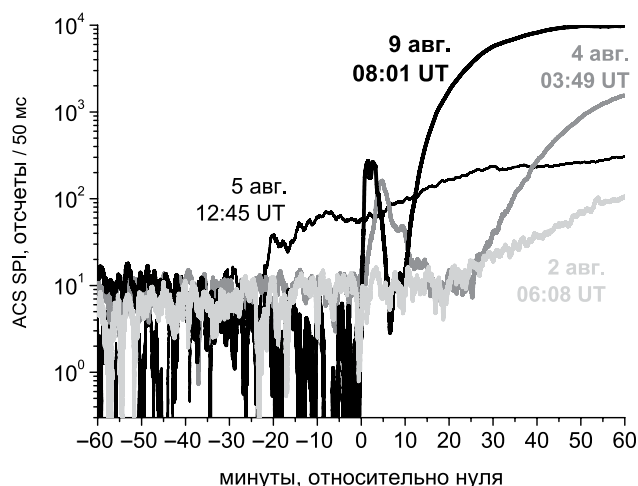


Рис. 3. Темп счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) относительно указанного нулевого времени UT в событиях 2 (светло-серая кривая, протонный сигнал после 25 мин), 4 (серая кривая, HXR 0—15 мин, солнечные протоны после 25 мин), 5 (тонкая черная кривая, модуляция потока ГКЛ и СКЛ после минус 25 мин) и 9 (черная кривая, HXR 0—7 мин, солнечные протоны после 10 мин) августа 2011 г.

SPI. Именно эти два события 4 и 9 августа 2011 г. отвечают критерию СПС 10 PFU, согласно каталогу (<https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>).

По нашему мнению, эти четыре особенности вместе являются необходимыми и достаточными наблюдательными условиями для предсказания в реальном времени наиболее опасных протонных вспышек и последующих СПС. Для количественного предсказания времени начала, максимума и величины протонного потока, а также его флюенса необходимы статистические регрессионные модели, основанные на всех перечисленных характеристиках прошедших СПС, которые еще предстоит сделать.

5. ВЫВОДЫ

Рассмотрены необходимые и достаточные наблюдательные признаки для предсказания в реальном времени наиболее опасных протонных вспышек и последующих СПС.

Для реализации предложенного метода необходимы патрульные наблюдения:

1) магнитного поля активных областей (всплытие потока) и общего магнитного поля Солнца, которые позволят предсказать начало вспышечной активности за несколько дней до основных событий (магнитографы наземного и космического базирования для непрерывного наблюдения Солнца 24 ч в день);

2) мягкого рентгеновского излучения в двух каналах для вычисления температуры и меры эмиссии плазмы, которые покажут преодоление порога по температуре SXR-плазмы, необходимого для начала ускорения протонов (за несколько десятков минут до начала HXR-излучения);

3) радиоизлучения на плазменных частотах (<1000 МГц), которое покажет развитие вспышечного процесса по высоте, ведущее к КВМ, за несколько минут до начала II и IV типов радиоизлучения;

4) жесткого рентгеновского излучения >100 кэВ и/или микроволнового излучения (ГГц), которые покажут интенсивность и длительность работы ускорителя электронов (единицы и десятки минут до начала протонного возрастания на орбите Земли);

5) кинематических параметров КВМ, которые определяют условия выхода ускоренных протонов в гелиосферу (единицы часов до максимума интенсивности протонов на Земле).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят участников космических экспериментов GOES, ACS SPI, SOHO/EPHIN, SOHO/LASCO за вложенный труд и предоставление открытого доступа к данным.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа была поддержана субсидиями по темам “Плазма” (АБС и АМС) в ИКИ РАН и “МАС” (ИЮГ) в ГАО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В. Вспышки, выбросы, протонные события // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. № 6. С. 783—793.
https://doi.org/10.7868/S0016794017060025
- Герштейн С.С. Механизм коллективного ускорения солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19. № 2. С. 202—210.
- Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Логачев Ю.И., Садовский А.М. Корональное распространение солнечных протонов во время и после их стохастического ускорения // Космич. исслед. 2023. Т. 61. № 3. С. 230—241.
https://doi.org/10.31857/S0023420622600246
- Григорьева И.Ю., Струминский А.Б. Формирование источника солнечных космических лучей в эруптивных вспышках X6.99 августа 2011 года M5.117 мая 2012 года // Астрон. журн. 2022. Т. 99. № 6. С. 486—495.
https://doi.org/10.31857/S0004629922060044
- Ишков В.Н. Прогноз солнечных вспышечных явлений: солнечные протонные события // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 7. С. 1010—1013.
- Кузнецов Н.В. Радиационные условия на орбитах космических аппаратов. Гл. 3.9 // Модель космоса: научно-информационное издание в 2 т. Т. 1: Физические условия в космическом пространстве // Ред. М.И. Панасюк, Л.С. Новиков. М.: КДУ, 2007. С. 627—641.
- Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Дайбог Е.И., Ишков В.Н., Лазутин Л.Л., Сузова Г.М. Новый параметр в описании событий СКЛ — Энергия баланса между солнечными и галактическими протонами // Ядерная физика. 2018. Т. 81. № 3. С. 371—376.
https://doi.org/10.7868/S00440027180301211
- Лысенко А.Л., Фредерикс Д.Д., Флейшман Г.Д. и др. Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек // УФН. 2020. Т. 190. С. 878—894.
https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038757.
- Нымник Р.А. Модель солнечных космических лучей. Гл. 2.7 // Модель космоса: научно-информационное издание в 2 т. Т. 1: Физические условия в космическом пространстве / Ред. М.И. Панасюк, Л.С. Новиков. М.: КДУ, 2007. С. 402—416.
- Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979. С. 210.
- Струминский А.Б., Садовский А.М., Григорьева И.Ю. Расширение источника мягкого рентгеновского излучения и “магнитная детонация” в солнечных вспышках // Письма в АЖ. 2023. Т. 49. № 11. С. 806—818.
- Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М. Солнечные электроны и протоны в событиях 4—10 сентября 2017 года и сопутствующие явления // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 139—153.
https://doi.org/10.31857/S0367292120020134
- Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М. Связь между длительностью и величиной ускорения корональных выбросов массы // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 6. С. 683—693.
https://doi.org/10.31857/S001679402105014X
- Черток И.М. Диагностический анализ солнечных протонных вспышек сентября 2017 г. по их радиовсплескам // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 4. С. 471—478.
- Цап Ю.Т., Мельников В.Ф. Температура столкновительной плазмы и бетатронное ускорение квазитепловых

- электронов в солнечных вспышках // Письма в Астрон. журн. 2023. Т. 48. № 4. С. 289—209.
- Ajello M., Baldini L., Bastieri R., et al. First Fermi-LAT solar flare catalog // *Astrophys. J. Suppl.* 2021. V. 252. P. 13. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/abd32e>
- Alberti L.M., Cliver E.W., Storini M., Consolini G., Lepreti F. Solar activity from 2006 to 2014 and short-term forecasts of solar proton events using the ESPERTA model // *Astrophys. J.* 2017. V. 838. P. 59. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa5cb8>
- Altyntsev A.T., Meshalkina N.S., Lysenko A.L., Fleishman G.D. Rapid variability in the SOL2011—08—04 flare: implications for electron acceleration // *Astrophys. J.* 2019. V. 883. P. 38. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab380>
- Aschwanden M.J. The localization of particle acceleration sites in solar flares and CMEs // *Space Sci. Rev.* 2006. V. 124. P. 361—372.
- Balch C.C. Updated verification of the Space Weather Prediction Center's solar energetic particle prediction model // *Space Weather.* 2008. V. 6. P. S01001. <https://doi.org/10.1029/2007SW000337>
- Belov A., Kurt V., Mavromichalaki H., Gerontidou M. Peak-size distributions of proton fluxes and associated soft X-ray flares // *Sol. Phys.* 2007. V. 246. № 2. P. 457—470.
- Garcia H.A. Temperature and emission measure from GOES soft X-ray measurements // *Sol. Phys.* 1994a. V. 154. P. 275—308. <https://doi.org/10.1007/BF00681100>
- Garcia H.A. Temperature and hard X-ray signatures for energetic proton events // *Astrophys. J.* 1994b. V. 420. P. 422—432. <https://doi.org/10.1086/173572>
- Garcia H.A. Forecasting methods for occurrence and magnitude of proton storms with solar soft X-rays // *Space Weather.* 2004. V. 2. P. S02002. <https://doi.org/10.1029/2003SW000001>
- García-Rigo A., Núñez M., Qahwaji R., Ashamari O., Jiggins P., Pérez G., Hernández-Pajares M., Hilgers A. Prediction and warning system of SEP events and solar flares for risk estimation in space launch operations // *J. Space Weather Space Clim.* 2016. V. 6. P. A28. <https://doi.org/10.1051/swsc/2016021>
- Gopalswamy N., Yashiro G., Michalek G., et al. The SOHO/LASCO CME catalog // *Earth, Moon, Planet.* 2009. V. 10. P. 4.
- Grigor'eva I. Yu., Struminsky A.B. Flares unaccompanied by interplanetary coronal mass ejections and solar proton events // *Geomagn. Aeronomy.* 2021. V. 61. Art. ID1263. <https://doi.org/10.1134/S0016793221080090>
- Hudson H.S. Threshold effect in second-stage acceleration // *Sol. Phys.* 1978. V. 57. P. 237—240.
- Hudson H.S., Simões P.J.A., Fletcher L., Hayes L.A., Hannah I.G. Hot X-ray onsets of solar flares. 2021. <https://doi.org/10.1093/mnras/staa3664>, arXiv:2007.05310
- Kahler S.W., Ling A.G. A comparison of solar X-ray flare timescales and peak temperatures with associated coronal mass ejections // *Astrophys. J.* 2022. V. 934. P. 175 (P. 9). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7e56>
- Kahler S.W., White S.M., Ling A.G. Forecasting $E > 50$ -MeV proton events with the proton prediction system (PPS) // *J. Space Weather Space Clim.* 2017. V. 7. P. A27. <https://doi.org/10.1051/swsc/2017025>
- Kahler S.W. Solar energetic particle events and the Kiplinger Effect // *Astrophys. J.* 2012. V. 747. P. 66. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/1/66>
- Kallenrode M.B., Cliver E.W. Rogue SEP events: observational aspects // *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference. Hamburg, Germany, August 7—15, 2001. Under auspices of the IAUPAP.* P. 3314.
- Kiplinger A. Comparative studies of hard X-ray spectral evolution in solar flares with high energy proton events observed at Earth // *Astrophys. J.* 1995. V. 453. P. 973—986. <https://doi.org/10.1086/176457>
- Klein K.-L., Trotter G., Klassen A. Energetic particle acceleration and propagation in strong CME-less flares // *Sol. Phys.* 2010. V. 263. P. 185—208. <https://doi.org/10.1007/s11207-010-9540-5>
- Ling A.G., Kahler S.W. Peak temperatures of large X-ray flares and associated CME speeds and widths // *Astrophys. J.* 2020. V. 891. P. 54 (8 p). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab6f6c>
- Müller-Mellin R., Kunow H., Fleißner V., et al. CO-STEP — Comprehensive suprathermal and energetic particle analyser // *Sol. Phys.* 1995. V. 162. P. 483.
- Miller J.A., Cargill P.J., Emslie A.G., et al. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. № A7. P. 14631—14660. <https://doi.org/10.1029/97JA00976>
- Neupert W.M. Comparison of solar X-ray line emission with microwave emission during flares // *Astrophys. J.* 1968. V. 153. P. L59—L64.
- Núñez M. Predicting solar energetic proton events ($E > 10$ MeV) // *Space Weather.* 2011. V. 9. P. S07003. <https://doi.org/10.1029/2010SW000640>
- Núñez M. Real-time prediction of the occurrence and intensity of the first hours of >100 MeV solar energetic proton events // *Space Weather.* 2015. V. 13. P. 807—819. <https://doi.org/10.1002/2015SW001256>
- Núñez M. Predicting well-connected SEP events from observations of solar soft X-rays and near-relativistic electrons // *J. Space Weather Space Clim.* 2018. V. 8. P. A3. <https://doi.org/10.1051/swsc/2018023>
- Núñez M., Paul-Pena D. Predicting >10 MeV SEP events from solar flare and radio burst data // *Universe.* 2020. V. 6. P. 161. <https://doi.org/10.3390/universe6100161>

- Ramaty R., Colgate S.A., Dulk G.A., et al.* Energetic particles in solar flares. // Proc. of the 2nd SKYLAB Workshop on Solar Flares. Ed. P.A. Sturrock. 1978. Ch. 4. P. 117–185.
- Shih A.Y., Lin R.P., Smith D.M.* RHESSI observations of the proportional acceleration of relativistics >0.3 MeV electrons and >30 MeV protons in solar flares // *Astrophys. J.* 2009. V. 698 (2). P. L152–L157.
- Swalwell B., Dalla S., Walsch R.W.* Soalr energetic particle forcasting algorithms and associated false alarms // *Solar Phys.* 2017. V. 292. P. 173.
<https://doi.org/10.1007/s11207-017-1196-y>
- Zucca P., Núñez M., Klein K.* Exploring the potential of microwave diagnostics in SEP forecasting: The occurrence of SEPevents // *J. Space Weather Space Clim.* 2017. V. 7. P. A13.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2017011>
- Zuccarello F.P., Seaton D.B., Mierla M., Poedts S., Rachmelz L.A., Romano P., Zuccarello F.* Observational evidence of torus instability as trigger mechanism for coronal mass ejections: the 2011 August 4 filament eruption // *Astrophys. J.* 2014. V. 785. P. 88 (11 p).
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/2/88>

Criteria for Forecast of Proton Events by Real-Time Solar Observations

A. B. Struminsky^{1, *}, A. A. Sadovskii¹, I. Yu. Grigorieva²

¹ *Space Research Institute of the Russian Academy of Science (IKI), Moscow, Russia*

² *Main (Pulkovo) Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

*e-mail: astruminsky@gmail.com

The sequence of overcoming threshold values of a number of physical characteristics for proton event forecast in real time is discussed. Each characteristic adds a new physical meaning that refines the forecast. To take into account all the characteristics, the following continuous patrol observations are necessary: 1) the magnetic field of the active region (ascent of the flux) and the general magnetic field of the Sun, which can predict the onset of flare activity several days before the main events; 2) soft X-ray radiation in two channels to calculate the temperature (T) and the measure emission of plasma, which can show the preheating to $T > 10$ MK required to begin proton acceleration (the first minutes before the start of hard X-ray (HXR) radiation with energies >100 keV); 3) HXR radiation >100 keV or microwave radiation (>3 GHz), which indicate the intensity and duration of operation of the electron accelerator (units and tens of minutes before the arrival of protons with energies >100 MeV); 4) radio emission at plasma frequencies (< 1000 MHz), showing the development of the flare process upward into the corona and leading to a coronal mass ejection (CME) several minutes before the onset of radio bursts of types II and IV (the first tens of minutes before the appearance of a CME in the field of view of the coronagraph); 5) the direction and speed of CME propagation, which determine the conditions for the release of accelerated protons into the heliosphere. These stages of solar proton flares are illustrated by observations of proton events on August 2–9, 2011. To quantitatively predict the onset time, maximum and magnitude of the proton flux, as well as its fluence, it is necessary to create statistical regression models based on all of the listed characteristics of past solar proton events.

УДК 523.985.3

ЭВОЛЮЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА И ИХ СВЯЗЬ С МОЩНЫМИ ВСПЫШКАМИ

© 2024 г. А. Б. Нечаева^{1, *}, И. В. Зимовец^{1, 2, **}, В. С. Зубик^{2, ***}, И. Н. Шарыкин^{1, ****}

¹ Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

² Физтех-школа физики и исследований им. Ландау (МФТИ Физтех), Долгопрудный, Россия

*e-mail: nechaeva.workspace@gmail.com

**e-mail: ivanzim@iki.rssi.ru

***e-mail: chernikovasya@gmail.com

****e-mail: ivan.sharykin@phystech.edu

Поступила в редакцию 03.08.2023 г.

После доработки 13.09.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Изучение эволюции магнитного поля и электрических токов в активных областях Солнца на длительном интервале времени представляет интерес для понимания процессов накопления и выделения энергии в них, приводящих к разнообразным явлениям, оказывающим влияние на космическую погоду. В этой работе на основе фотосферных векторных магнитограмм инструмента *Helioseismic and Magnetic Imager* на борту *Solar Dynamics Observatory* был проведен анализ эволюции ряда характеристик магнитного поля и вертикального электрического тока в трех активных областях 11158, 11675 и 12673, производивших вспышки классов М и X, на протяжении времени от их зарождения в восточном полушарии, во время прохождения по солнечному диску и до исчезновения вблизи западного лимба с шагом 2 часа. Рассматриваемые характеристики включали в себя: показатель степенной функции плотности вероятности абсолютного значения плотности вертикального электрического тока, максимум абсолютного значения плотности вертикального тока, знаковый и беззнаковый вертикальный ток, беззнаковые вертикальный и горизонтальный магнитные потоки, энергия нелинейного бессилового и потенциального магнитного поля, свободная магнитная энергия, а также количество островов с сильными вертикальными токами. Найдены некоторые закономерности в поведении рассматриваемых характеристик при эволюции активных областей, в частности относительно возникновения вспышек. Рассчитаны коэффициенты корреляции между парами всех рассматриваемых характеристик. Дополнительно, показана перспективность подхода М. Ашвандена для прогнозирования максимального рентгеновского класса вспышки на основе вычисления энергии потенциального магнитного поля в активных областях. Полученные результаты могут использоваться при прогнозировании мощных солнечных вспышек.

DOI: 10.31857/S0016794024020027, EDN: DZNAWA

1. ВВЕДЕНИЕ

Активные области (АО) на Солнце представляют собой места локального выхода сильного магнитного поля (напряженность до нескольких кГс) из-под фотосферы, концентрирующегося в виде пор и солнечных пятен. В развитых крупных группах солнечных пятен суммарный беззнаковый магнитный поток достигает значений $\sim 10^{22}$ Мкс и выше [Zwaan, 1987; van Driel-Gesztelyi and Green, 2015]. АО, ассоциирующиеся с группами солнечных пятен, характеризуются более интенсивным ультрафиолетовым и рентгеновским излучением относительно

других участков солнечной короны. В них происходят разнообразные явления солнечной активности, такие как нагрев корональных петель, корональные джеты, формирование волокон и эрупция протуберанцев, солнечные вспышки, корональные выбросы массы (КВМ) и др. Поэтому АО интересны как с точки зрения фундаментальных исследований космической плазмы, так и с точки зрения прикладного аспекта изучения и прогнозирования космической погоды. Магнитное поле играет ключевую роль в процессах, происходящих в АО. Такие мощнейшие явления солнечной активности, как вспышки и КВМ, представляют собой процессы

выделения свободной магнитной энергии, запасаемой в АО в результате всплытия магнитных потоков из конвективной зоны и их перемещений друг относительно друга вследствие локальных течений плазмы и вмороженности магнитного поля в плазму [Toriumi and Wang, 2019]. Свободная магнитная энергия, определяемая как избыток магнитной энергии относительно энергии потенциального (безтокового) магнитного поля при заданных граничных условиях, связана с электрическими токами [Прист, 1985; Priest and Forbes, 2002; Sun et al., 2012; Tadesse et al., 2014]. По этой причине исследование электрических токов в АО является важной задачей, которой занимаются более полувека, начиная с пионерских работ А.Б. Северного и его коллег в Крымской астрофизической обсерватории [Северный, 1988]. Современные обзоры по исследованиям электрических токов в АО на Солнце и их связи с процессами энерговыделения представлены в работах [Fleishman and Pevtsov, 2018; Barnes and Leka, 2018; Schmieder and Aulanier, 2018; Степанов и Зайцев, 2019; Zimovets and Sharykin, 2022].

В настоящее время магнитное поле рутинно измеряется только на уровне фотосферы. Соответственно, электрические токи определяются на фотосфере из соответствующего уравнения Максвелла (закона Ампера) в дифференциальной форме (в системе СГС, где магнитная проницаемость $\mu \approx 1$):

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (1)$$

или в интегральной форме:

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{I}. \quad (2)$$

В разных работах для расчета тока примерно с одинаковым успехом используют как уравнение в дифференциальной, так и интегральной формах.

Так как данные о векторе магнитного поля обычно имеются только на одном узком фотосферном слое, то из наблюдений доступна информация лишь о вертикальной (или радиальной) компоненте электрического тока. Однако стоит отметить немногочисленные работы, в которых делались оценки горизонтальной составляющей электрического тока на фотосфере [Зверева и Северный, 1970; Puschmann et al., 2010; Fursyak and Abramenko, 2017; Nechaeva et al., 2021]. Показано, что плотность горизонтальных токов может быть сопоставимой или может в несколько раз превышать плотность вертикальных токов в фотосфере. Это дает указания на важную роль горизонтальных токов, по крайней мере, в нижних слоях солнечной атмосферы в АО и необходимость их дальнейшего детального изучения. Однако в данной работе мы не будем касаться этого вопроса.

В работе [Zimovets et al., 2020a] выполнено статистическое исследование связи между источниками жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек и вертикальными электрическими токами, где показано, что наличие участков (островов, лент) с сильными вертикальными токами ($|j_z| > 9 \cdot 10^3$ статампер/см²) можно рассматривать как необходимое, но недостаточное условие для происхождения вспышек рентгеновских классов C и выше. В той же работе обнаружено, что функция плотности вероятности (англ. “probability density function”) абсолютного значения плотности вертикальных токов $PDF(|j_z|)$ в АО (определяемая в каждом заданном интервале значений $[|j_z|/i|, |j_z|/i| + d|j_z|]$ как отношение числа пикселей со значениями $|j_z|$ в этом интервале к общему числу пикселей в АО) в интервалах времени до/после (~ 0.5 ч) солнечных вспышек имеет специфический вид гауссова “колокола” для малых значений токов ($|j_z| < 9 \cdot 10^3$ статампер/см²) и степенного “хвоста” для более сильных токов. Области слабых вертикальных токов связаны с фоновыми магнитными полями, тогда как области с сильными токами отождествляются в основном с полутенью пятен вблизи линии инверсии магнитной полярности (ЛИМП), где происходят вспышки. Подробнее функция $PDF(|j_z|)$ и методика ее определения описаны в работах [Zimovets et al., 2020b; Nechaeva et al., 2022].

В работе [Zimovets et al., 2020b] показано, что на коротком интервале времени (менее 1 часа) не удастся обнаружить изменения функции $PDF(|j_z|)$ в АО до и после вспышки. Однако на более длительном масштабе времени эволюции АО исследование вида $PDF(|j_z|)$ не проводилось. Также не проводилось исследование связи параметров функции $PDF(|j_z|)$ с другими более стандартными параметрами магнитного поля и электрических токов (такими как суммарный беззнаковый магнитный поток, максимальный и полный электрический ток, магнитная энергия и др.) при эволюции АО. Изучение поведения степенного “хвоста” $PDF(|j_z|)$ представляет основной интерес, поскольку соответствующие ему сильные токи связаны со вспышечным энерговыделением в АО. Степенной показатель наклона “хвоста” может рассматриваться как удобная характеристика распределения плотности тока в АО — чем меньше абсолютное значение показателя степени, тем более пологое (жесткое) распределение $PDF(|j_z|)$, а значит больший процент элементов (пикселей) содержит более сильные токи и, следовательно, в АО содержится больше свободной магнитной энергии.

Цель нашей работы — восполнить обозначенный выше пробел на основе анализа эволюции степенного показателя “хвоста” функции $PDF(|j_z|)$ и ряда других параметров вертикальных токов и магнитного поля (включая магнитную энергию, полученную на основе экстраполяции

в потенциальном и нелинейном бессиловом приближении) на длительном (около 10 суток) масштабе времени эволюции АО — от их зарождения в восточной полусфере до захождения за западный лимб, включая фазу всплытия магнитного потока. Основной задачей является вычисление коэффициентов корреляции между парами рассматриваемых параметров, минимальных и средних значений параметров перед мощными вспышками (рентгеновских классов М и X), что имеет значение для их прогнозирования [Bobra and Couvidat, 2015; Fursyak et al., 2021; Ишков, 1998; 2023]. Дополнительная задача — проверить идею, предложенную в [Aschwanden, 2020] для прогнозирования максимально возможного рентгеновского класса вспышки в АО на основе ее магнитной энергии, и оценить точность такого вида прогноза.

Отметим, что в этой работе мы исследуем изменения обозначенных характеристик только на длительном масштабе эволюции АО (несколько суток) и не рассматриваем детали изменений вертикальных токов и компонент вектора магнитного поля непосредственно во время вспышек (десятки минут и менее), чему посвящено значительное количество работ (например, [Tan et al., 2006; Sun et al., 2012; Janvier et al., 2014; Musset et al., 2015; Barczynski et al., 2020; Sharykin et al., 2020; Artemyev et al., 2021]).

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В этой работе мы используем векторные магнитограммы, полученные инструментом *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) на борту космического аппарата *Solar Dynamics Observatory* (SDO) [Scherrer et al., 2012]. Используются подготовленные фотосферные магнитограммы серии “*Space-weather HMI Active Region Patches*” (SHARP), которые определены для локальных участков Солнца, соответствующих активным областям [Bobra et al., 2014]. Для анализа отобраны три АО, в которых происходили мощные вспышки (М- и X-классов), и для которых можно было наблюдать их зарождение в восточном полушарии: NOAA АО 11158 (февраль 2011 г.), 11675 (февраль 2013 г.) и 12673 (сентябрь 2017 г.). Мониторинг каждой АО производился на интервале времени в 11 дней с шагом 2 ч до момента приближения области к западному лимбу. Мы не используем все доступные магнитограммы с шагом 12 мин, что сделано для уменьшения объема обрабатываемых данных. Шаг 2 ч приемлем для изучения эволюции АО на длительном интервале времени 11 дней.

В табл. 1 приведен список изучаемых АО, даты начала и конца наблюдения, гелиографические широты и долготы центров АО для этих дат и список произошедших в них за это время вспышек М- и X-классов. В силу большой многочисленности, мы не приводим

более слабые вспышки (классов С и ниже), к тому же они представляют меньший интерес для космической погоды. Отметим, что АО 11158 и 12673 характеризовались повышенной вспышечной активностью и по этой причине ранее уже исследовались в ряде работ. В частности, в АО 11158 произошла первая вспышка класса X 24-го цикла солнечной активности (SOL2011-02-15T01:44, X2.2), различные аспекты которой изучались многими авторами [например, Schrijver et al., 2011; Sun et al., 2012; Wang et al., 2012; Janvier et al., 2014; Musset et al., 2015; Linton et al., 2023]. В АО 12673 наблюдались очень сильные магнитные поля ~ 5 кГс [Anfinogentov et al., 2019] и в ней произошла серия вспышек класса X, включая самую мощную вспышку (SOL2017-09-06T11:53, X9.3) 24-го цикла [например, Jiang et al., 2018; Lysenko et al., 2019; Sharykin and Kosovichev, 2018; Wang et al., 2018; Yang et al., 2018]. АО 11675 не отличалась сильной вспышечной активностью. В ней произошла всего одна вспышка М-класса (SOL2013-02-17T15:45, M1.9) примерно тогда, когда наблюдался максимальный суммарный беззнаковый магнитный поток в этой области [Sharykin et al., 2017; Зимонец и др., 2022]. Мы рассматриваем эту АО с умеренной вспышечной активностью для сравнения ее эволюции с эволюцией АО 11158 и 12673 со значительно более сильной активностью.

Для каждой рассматриваемой АО по указанным фотосферным векторным магнитограммам в сферической системе координат построены зависимости от времени следующих параметров вертикального электрического тока и магнитного поля:

- показатель степени $PDF(|j_z|)$, где $j_z(t)$ вычислялся по формуле (1), а процесс построения функции распределения плотности вертикальных токов описан в работах [Zimovets et al., 2020b; Nechaeva et al., 2022];
- знаковый и беззнаковый полный вертикальный электрический ток $sum J_z(t)$ и $sum |J_z(t)|$, соответственно, просуммированный по всем пикселям АО;
- максимум абсолютного значения вертикального тока $max |J_z(t)|$ в АО;
- суммарное число пикселей рассматриваемой АО, содержащих сильные вертикальные поля ($B_z > 1000$ Гс или, $B_z > 100$ Гс) и сильные вертикальные токи ($|j_z| > 9 \cdot 10^3$ статампер/см²);
- беззнаковые суммарные (полные) потоки вертикального и горизонтального магнитного поля $sum |\Phi_z(t)|$ и $sum |\Phi_h(t)|$, соответственно, которые считались по следующим формулам:

$$sum |\Phi_h(t)| = s \cdot \sum_{i,j} \sqrt{B_\phi^2(\phi_i, \theta_j, t) + B_\theta^2(\phi_i, \theta_j, t)}, \quad (3)$$

$$sum |\Phi_z(t)| = s \cdot \sum_{i,j} |B_r(\phi_i, \theta_j, t)|, \quad (4)$$

Таблица 1. Список рассматриваемых АО с датой начала и конца наблюдения, гелиографическими долготами и широтами Стонихерста центров АО на эти даты, а также вспышками классов М и X, произошедшими в этих АО. Указаны дата, время начала и рентгеновский класс вспышек

Номер АО	Начало наблюдения, (долгота; широта) [градусы]	Конец наблюдения, (долгота; широта) [градусы]	Мощные вспышки в АО
NOAA 11158	11.02.2011 г., (−41.27; −21.08)	22.02.2011 г., (96.41; −21.08)	13.02.2011 г. 17:28 M6.6 14.02.2011 г. 17:20 M2.2 15.02.2011 г. 01:44 X2.2 16.02.2011 г. 01:32 M1.0 16.02.2011 г. 07:35 M1.1 16.02.2011 г. 14:19 M1.6 18.02.2011 г. 09:55 M6.6 18.02.2011 г. 12:59 M1.4
NOAA 11675	16.02.2013 г., (−45.60; 12.63)	25.02.2013 г., (82.45; 12.63)	17.02.2013 г. 15:45 M1.9
NOAA 12673	29.08.2017 г., (−86.82; −9.24)	09.09.2017 г., (70.79; −9.24)	04.09.2017 г. 05:36 M1.2 04.09.2017 г. 15:11 M1.5 04.09.2017 г. 18:05 M1.0 04.09.2017 г. 18:46 M1.7 04.09.2017 г. 19:59 M1.5 04.09.2017 г. 20:28 M5.5 04.09.2017 г. 22:10 M2.1 05.09.2017 г. 01:03 M4.2 05.09.2017 г. 03:42 M1.0 05.09.2017 г. 04:33 M3.2 05.09.2017 г. 17:37 M2.3 06.09.2017 г. 08:57 X2.2 06.09.2017 г. 11:53 X9.3 06.09.2017 г. 15:51 M2.5 06.09.2017 г. 19:21 M1.4 06.09.2017 г. 23:33 M1.2 07.09.2017 г. 04:59 M2.4 07.09.2017 г. 09:49 M1.4 07.09.2017 г. 10:11 M7.3 07.09.2017 г. 14:20 X1.3 07.09.2017 г. 23:50 M3.9 08.09.2017 г. 02:19 M1.3 08.09.2017 г. 03:39 M1.2 08.09.2017 г. 07:40 M8.1 08.09.2017 г. 15:09 M2.9 08.09.2017 г. 23:33 M2.1

где s — площадь одного пикселя, суммирование по всем пикселям АО, удовлетворяющим маске пространственного расположения пикселей в АО $BITMAP \geq 33$ и маске качества определения магнитного поля $CONF_DISAMBIG = 90$ магнитограмм SHARP, полученных по данным SDO/HMI [Hoeksema et al., 2014]. Отметим, что “поток” горизонтального поля — это условное понятие. Он имеет ту же размерность, что и классический поток радиального (вертикального) магнитного поля через площадь поверхности Солнца в АО, и является интегральной характеристикой горизонтального поля в АО, удобной для сравнения с физически понятной интегральной характеристикой радиального поля;

- полная энергия потенциального E_{potf} и нелинейно-го бессилового E_{nlfff} магнитного поля в АО, а также полная свободная магнитная энергия E_{free} в АО:

$$E_{potf}(t) = \sum \frac{B_{potf}^2(x, y, z, t)}{8\pi} \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (5)$$

$$E_{nlfff}(t) = \sum \frac{B_{nlfff}^2(x, y, z, t)}{8\pi} \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (6)$$

$$E_{free}(t) = E_{nlfff}(t) - E_{potf}(t), \quad (7)$$

где суммирование сделано по всем трехмерным прямоугольным ячейкам (вокселям) с фиксированными линейными размерами $\Delta x = 1000$ км, $\Delta y = 1000$ км, $\Delta z = 1000$ км, на которые разбита АО.

Экстраполяция магнитного поля из фотосферы в корону с использованием векторных магнитограмм HMI/SDO SHARP в потенциальном и нелинейном бессиловом приближении сделана в декартовых координатах с помощью программного средства “*GX Simulator*” [Nita et al., 2023]. Отметим, что экстраполяция магнитного поля в АО 12673 для некоторых моментов времени успешно проводилась с помощью более ранней версии этих кодов в работе [Anfinogentov et al., 2019], а в работе [Zimovets et al., 2018] с помощью других кодов делалась магнитная экстраполяция в нелинейном бессиловом приближении для АО 11158 в окрестности вспышки X2.2 SOL2011-02-15T01:44.

Отметим, что для построения $PDF(|j_z|)$ используется плотность вертикального тока, а в других параметрах используется вертикальный ток $J_z = j_z \cdot s$.

Выбор порога для вертикальных токов сделан на основании того, что значение $|j_z| = 9 \times 10^3$ статампер/см² составляет примерно тройное стандартное отклонение гауссова распределения $PDF(|j_z|)$, соответствующего фоновым значениям вертикальных токов, и примерно является переходной точкой, после которой поведение функции распределения приобретает степенной характер [Zimovets et al., 2020a, b; Nechaeva et al., 2022].

Кривые эволюции (зависимости от времени) перечисленных параметров с ошибками их вычисления, основанными на информации об ошибках компонент вектора магнитного поля (в данных SHARP), представлены на рис. 1 для АО 11158, на рис. 2 для АО 11675, на рис. 3 для АО 12673. Отметим, что ошибки магнитных энергий не приводятся по причине практической невозможности их расчета. На рис. 1—3 первая (верхняя) панель: показатель степени $PDF(|j_z|)$ (черная кривая) и максимум абсолютного значения вертикального тока $\max|J_z|$ (серая кривая). Вторая панель: знаковая (черная кривая) и беззнаковая (серая кривая) суммы вертикального тока $\sum J_z$ и $\sum |J_z|$ соответственно. Третья панель: суммарные беззнаковые потоки вертикального (черная кривая) и горизонтального (серая кривая) магнитного поля $\sum |\Phi_z|$ и $\sum |\Phi_h|$, соответственно. Четвертая панель: энергия нелинейного бессилового E_{nlff} (черная сплошная кривая) и потенциального E_{potf} (черная пунктирная кривая) магнитного поля, свободная магнитная энергия E_{free} (серая сплошная кривая). Пятая панель: нормированное количество островов (отдельных участков АО) с плотностью вертикального тока $|j_z| > 3 \times 10^3$ статампер/см² (штрихпунктирная кривая), $|j_z| > 9 \times 10^3$ статампер/см² (пунктирная кривая) и $|j_z| > 18 \cdot 10^3$ статампер/см² (сплошная кривая). Цвета кривых соответствуют цветам осей ординат, на которых показаны их значения. Серые участки на графиках выделяют те интервалы времени, где достоверность значений параметров сомнительна из-за удаленности

центра АО от центрального меридиана (в диапазоне гелиодолгот 45° – 60° — светло-серый цвет, выше 60° градусов — темно-серый цвет). Вертикальные точечные и пунктирные линии показывают время пика вспышек М и Х классов соответственно.

Дополнительно были изучены пространственные участки АО с сильными вертикальными токами и магнитным полем. Описание результатов приведено в разделе 3.2.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Общая эволюция параметров в АО

Из рис. 1—3 можно видеть общие характерные сходства и некоторые различия эволюции рассматриваемых электромагнитных параметров трех АО.

На начальных этапах формирования АО происходит выход магнитных потоков величиной порядка $\sim (0.5\text{—}1.5) \times 10^{22}$ Мкс, что также сопровождается появлением полного беззнакового вертикального тока до $\sim 2 \times 10^{23}$ статампер (см. раздел 3.2) и избытка свободной магнитной энергии $< 4 \times 10^{31}$ эрг. Степенной спектр распределения $PDF(|j_z|)$ в этой фазе “мягкий” при показателе степени от примерно -8 до -5 в АО 11675 и 12673, хотя в АО 11158 он достигает иногда примерно -3.5 . Длительность этой фазы разная: для АО 11158 примерно 2 суток, для АО 11675—1 сут и для АО 12673—6 сут. Можно отметить, что чем сильнее последующая вспышечная активность в АО, тем длиннее эта фаза. Эта фаза сменяется фазой быстрого всплытия нового магнитного потока (см. числовые значения в разделе 3.5), длящейся $\sim 1\text{—}2$ сут, которая сопровождается также ростом горизонтального магнитного потока, полного беззнакового вертикального тока, ростом энергии магнитного поля, включая и рост свободной магнитной энергии. На этой фазе уже начинают происходить изредка вспышки класса М. Частота мощных вспышек увеличивается по достижении локального максимума выхода магнитного потока, когда начинают также происходить вспышки класса Х. Показатель степени $PDF(|j_z|)$ в этой фазе увеличивается и находится в диапазоне от -4 до -2 , т. е. спектр плотности вертикального тока становится более “жестким”. После окончания фазы быстрого всплытия магнитный поток может продолжать всплывать еще несколько суток с меньшим темпом, как в случае АО 11158 и 12673 с мощной вспышечной активностью, или может начать плавно падать, как в случае АО 11675 с относительно слабой вспышечной активностью. В этой АО не было вспышек классов М и Х на фазе спада магнитного потока (и других параметров). Интересно отметить, что полная энергия магнитного поля (экстраполированного в потенциальном и нелинейном бессиловом приближении) продолжает плавно возрастать в АО 11158 и 12673 длительное время почти вплоть

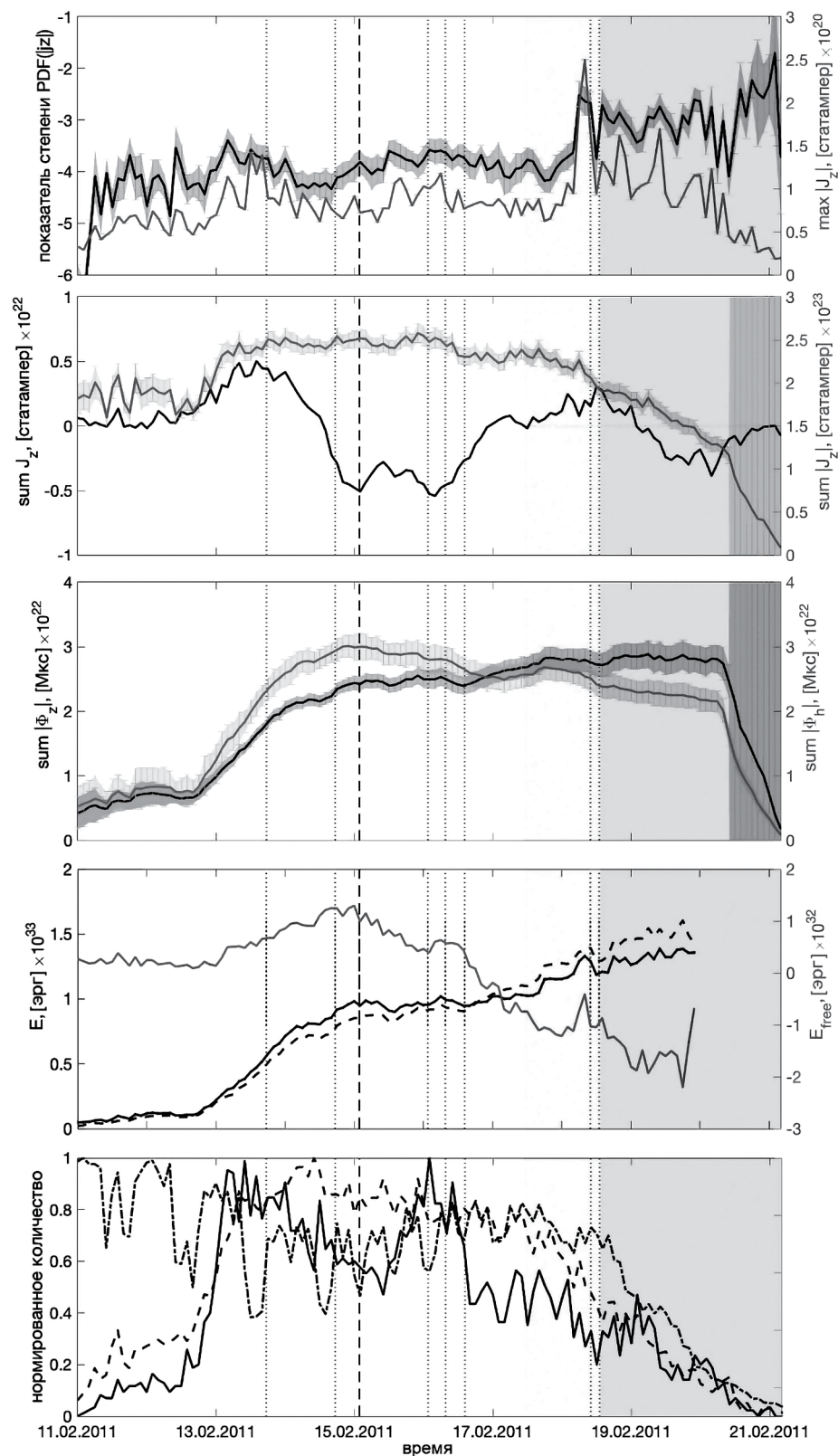


Рис. 1. Кривые эволюции рассматриваемых параметров магнитного поля и электрических токов в АО NOAA 11158 с 11.02.2011 г. по 22.02.2011 г.

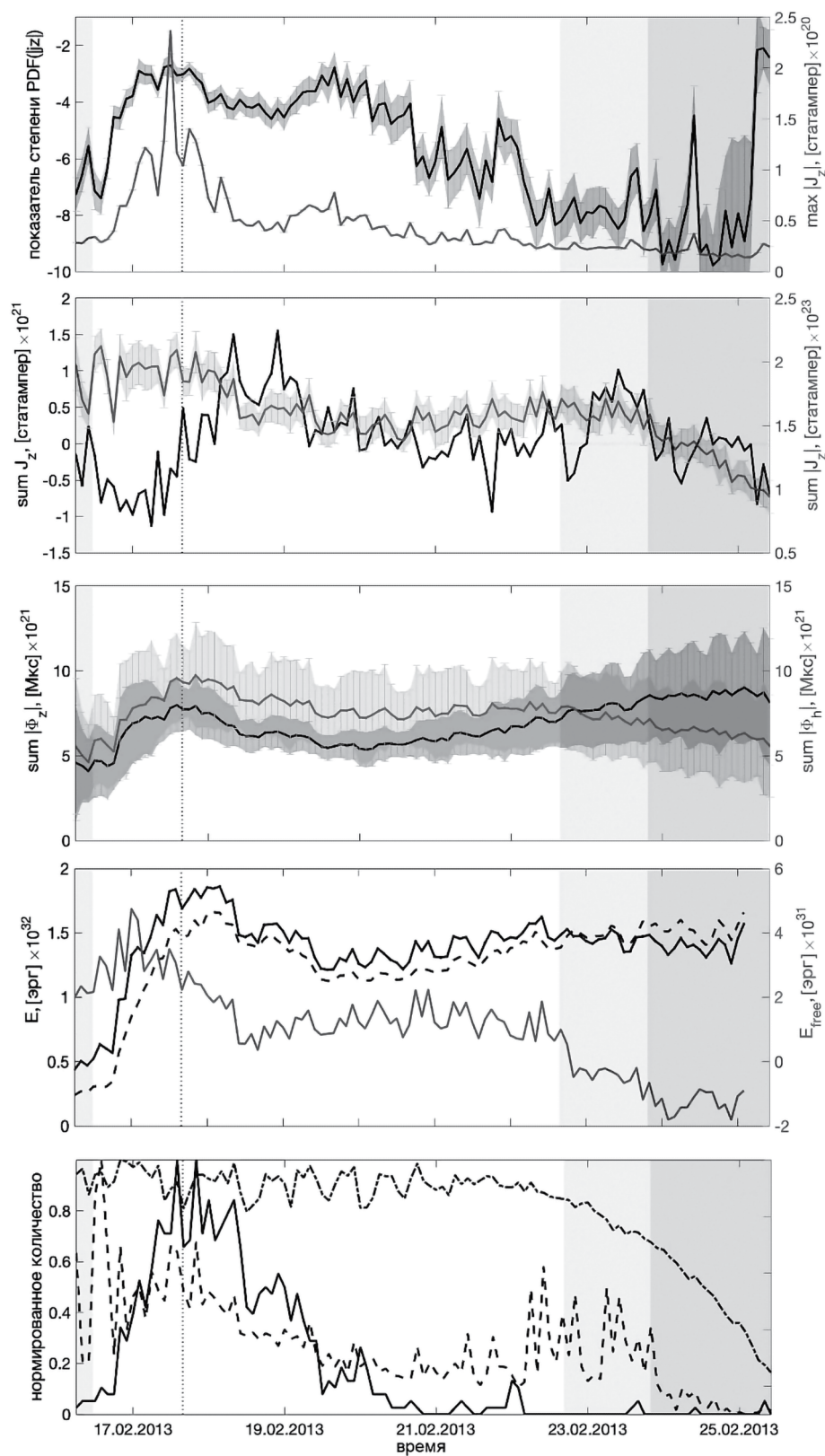


Рис. 2. Аналогично рис. 1, но для АО NOAA 11675 с 16.02.2013 г. по 25.02.2013 г.

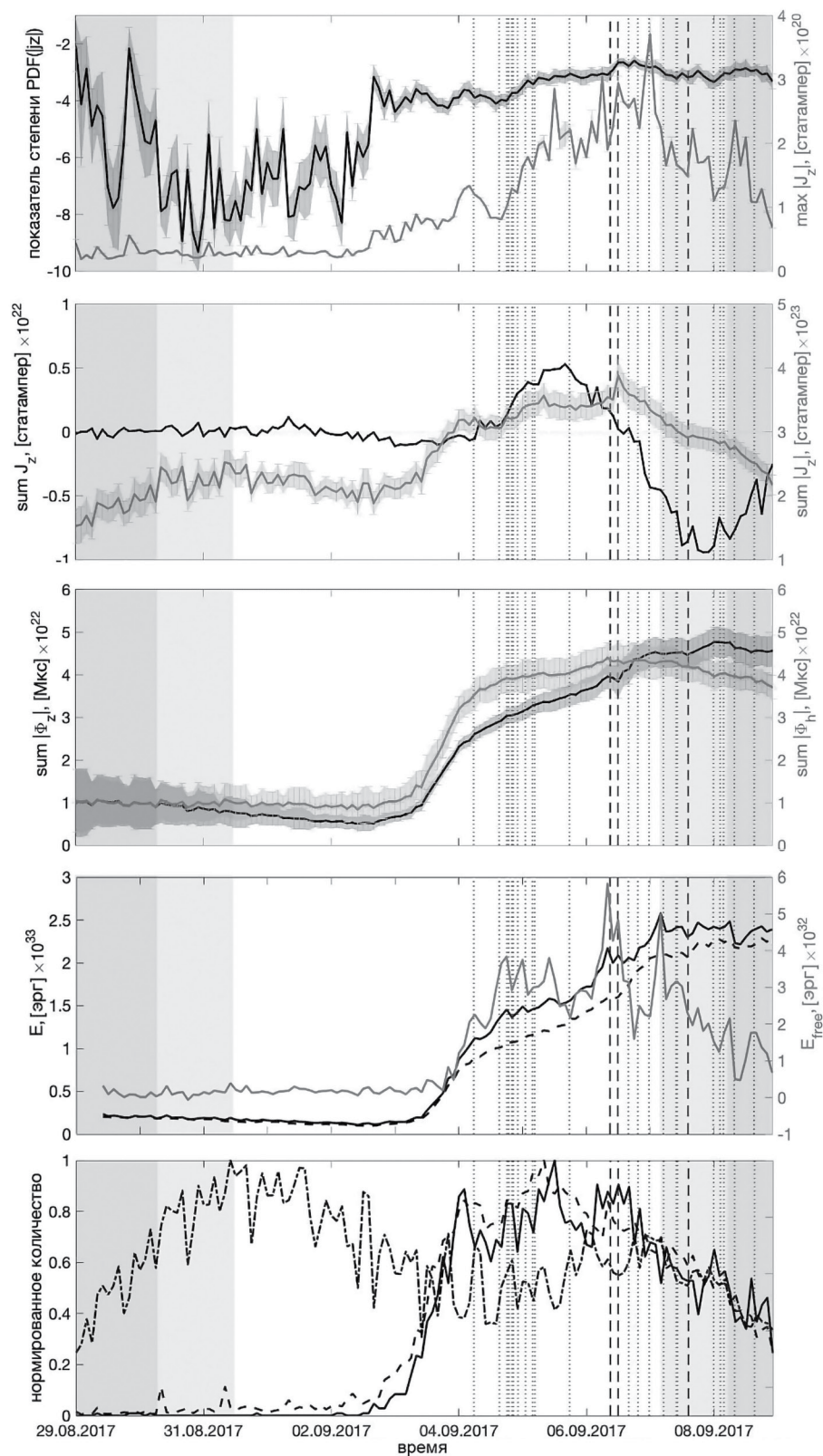


Рис. 3. Аналогично рис. 1, но для АО NOAA 12673 с 29.08.2017 г. по 09.09.2017 г.

до окончания наблюдений, тогда как свободная магнитная энергия достигает пика в окрестности времени самой мощной вспышки, произошедшей в этих АО (SOL2011-02-15T01:44 X2.2 и SOL2017-09-06T11:53 X9.3 соответственно). Полный беззнаковый горизонтальный магнитный поток превышает вертикальный примерно до этого же времени, а для АО 11675 почти все время наблюдений. Полный беззнаковый вертикальный ток продолжает возрастать примерно до времени достижения пика горизонтального магнитного потока, после чего начинает плавно снижаться. Данное наблюдение можно интерпретировать тем, что вертикальный ток определяется горизонтальными составляющими вектора магнитного поля. Отметим, что для АО 11675 удается наблюдать фазу спада магнитных потоков (примерно до 21.02.2013, после чего ошибки магнитных потоков становятся слишком большими), тогда как для АО 11158 и особенно для АО 12673 этого сделать не получается из-за их приближения к западному лимбу и захода за лимб.

3.2. Пространственная эволюция электрических токов АО

На нижних панелях рис. 1—3 представлены нормированные (на максимум) кривые числа островов (замкнутых контуров) вертикального электрического тока. Штрихпунктирными линиями показаны кривые количества островов с $|j_z| > 3 \times 10^3$ статампер/см², пунктирными — с $|j_z| > 9 \times 10^3$ статампер/см², сплошными — с $|j_z| > 18 \times 10^3$ статампер/см². На этих панелях можно заметить, что резкий рост числа островов токов с надфоновыми (с $|j_z| > 9 \times 10^3$ статампер/см²) значениями начинается в то же время, когда быстро возрастают магнитные потоки. Однако в АО 11675 уже на раннем этапе появилось много рассредоточенных областей надфоновых вертикальных токов, количество которых сначала уменьшается, а затем с резким возрастанием магнитного потока снова начинает увеличиваться. Подобная ситуация, когда на самом раннем этапе зарождения АО выходящие из под фотосферы магнитные трубки содержат тонкую структуру электрического тока, после чего трубки сливаются в более крупные объекты с более простой и регулярной структурой электрического тока к моменту полноценного формирования солнечных пятен, описана в работе [Grigoryev and Ermakova, 2002]. Последующее наблюдаемое увеличение количества (и размеров) островов электрического тока связано с более быстрым выходом нового магнитного потока, сопровождаемым сдвиговыми и скручивающими движениями. Детальный анализ течений плазмы, эволюции магнитного потока и вертикального тока в АО 12673 в этой фазе, проведенный в работе [Wang et al., 2018], показал, что большая часть вертикального электрического тока формируется именно за счет горизонтальных движений плазмы вблизи ЛИМП в АО, а не содержится во всплывающих магнитных трубках.

Для того чтобы получить представление о пространственной эволюции вертикальных электрических токов при эволюции АО, были построены карты вертикальной и горизонтальной компонент фотосферного магнитного поля с нанесенными на них контурами вертикальных токов различной величины.

В качестве примеров см. правые панели на рис. 4—6 (для АО 11158, 11675 и 12673, соответственно). На каждой карте черным цветом нанесены большие острова сильного вертикального электрического тока ($|j_z| \geq 9 \times 10^3$ статампер/см², с площадью более 100 пикселей), серым показана линия инверсии магнитной полярности, светло-серым и темно-серым показаны участки, где $|B_z| > 500$ Гс и $|B_z| > 1000$ Гс, соответственно. По осям абсцисс и ординат — гелиопроекции координаты X и Y , соответственно, в угловых секундах (север сверху, запад справа). Карты показаны для четырех моментов времени: на начальных этапах развития АО (первая сверху панель), в период быстрого всплывания магнитных потоков (вторая сверху панель), непосредственно перед самой мощной вспышкой (третья сверху панель) и на ранней фазе диссипации АО (нижняя панель). Эти карты показывают, что перед тем, как в АО начинают происходить мощные вспышки, структура токов эволюционирует от состояния с большим числом изолированных участков (островов) достаточно слабых токов, которые можно считать фоновыми ($3 \times 10^3 < |j_z| < 9 \times 10^3$ статампер/см²), с редкими разрозненными островами более сильных токов в окрестности участков сильного магнитного поля (в пятнах), до достаточно большой и связной структуры сильных токов в областях сильного магнитного поля с гораздо меньшим числом пикселей с фоновым током в областях слабого поля. В АО 11158 после вспышки X2.2 появляется заметно больше участков слабых фоновых токов. Однако пока структура еще сохраняет достаточно сложный связный вид, происходит несколько вспышек М-класса. Стоит также отметить, что резкое уменьшение числа пикселей в АО 11158 с сильным током после 19.02.2011 г. связано с тем, что область начинает смещаться ближе к западному лимбу, и общее число значимых пикселей магнитограмм SHARP уменьшается. В АО 11675 происходит всего одна вспышка М-класса, перед которой также наблюдается рост числа отдельных островов с сильными токами и формирование их в единую структуру в области солнечных пятен. В АО 12673 в начале ее формирования несколько раз наблюдается чередующееся появление и исчезание маленьких областей (порядка нескольких угловых секунд) надфоновых токов (см. выше). Далее структура начинает “разрастаться” и сохраняет свой вид во время сильных вспышек с 06.09.2017 г. по 09.09.2017 г.

На левых панелях рис. 4—6 можно видеть характер изменения $PDF(|j_z|)$ с ходом эволюции АО, а именно появление степенного “хвоста”

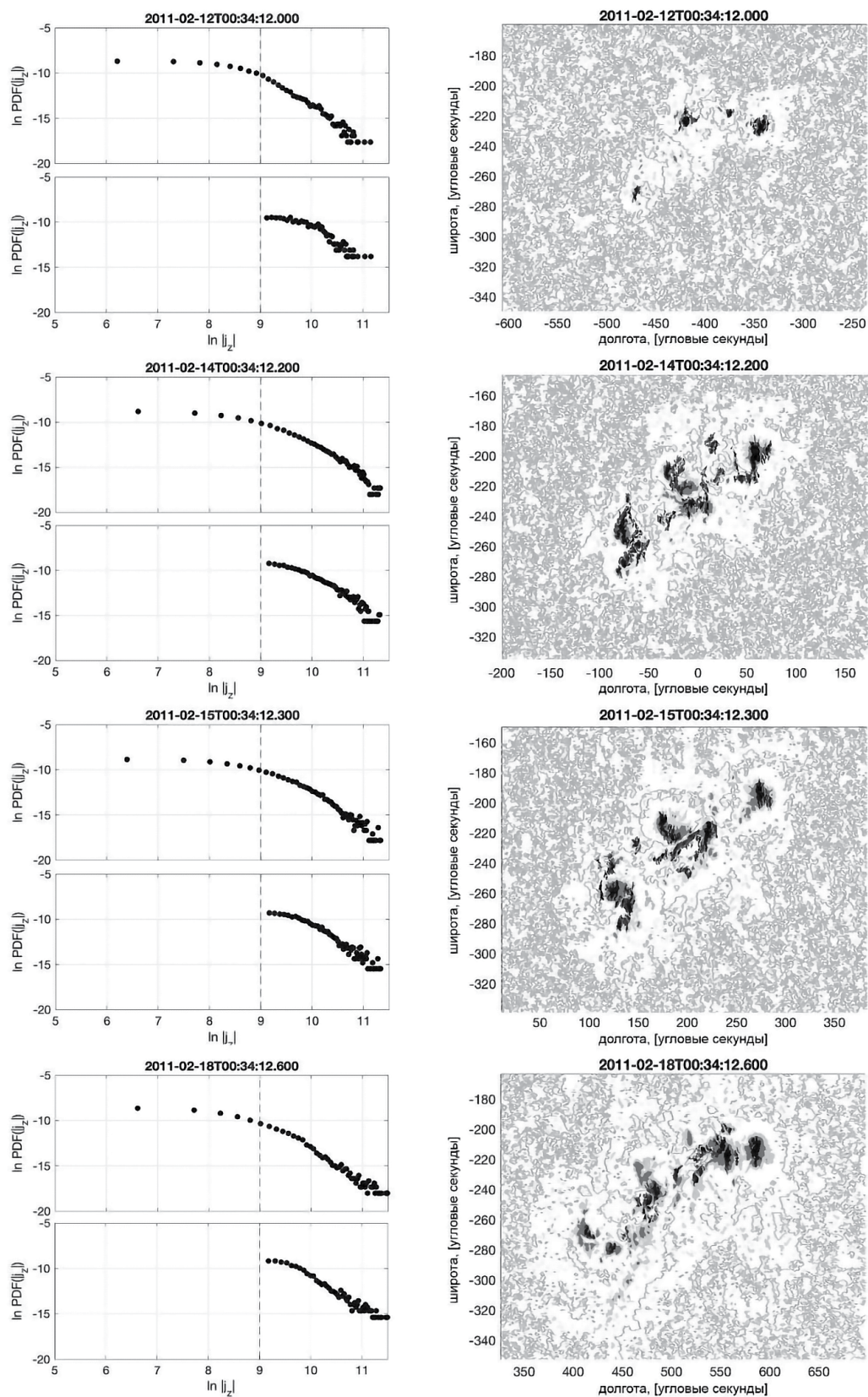


Рис. 4. PDF($|\mathbf{j}_z|$) (слева) и карты островов сильного электрического тока (справа) для четырех моментов времени (сверху вниз): в начале зарождения АО, на фазе быстрого всплытия магнитного потока, перед началом самых мощных вспышек и в один из более поздних моментов времени для АО NOAA 11158.

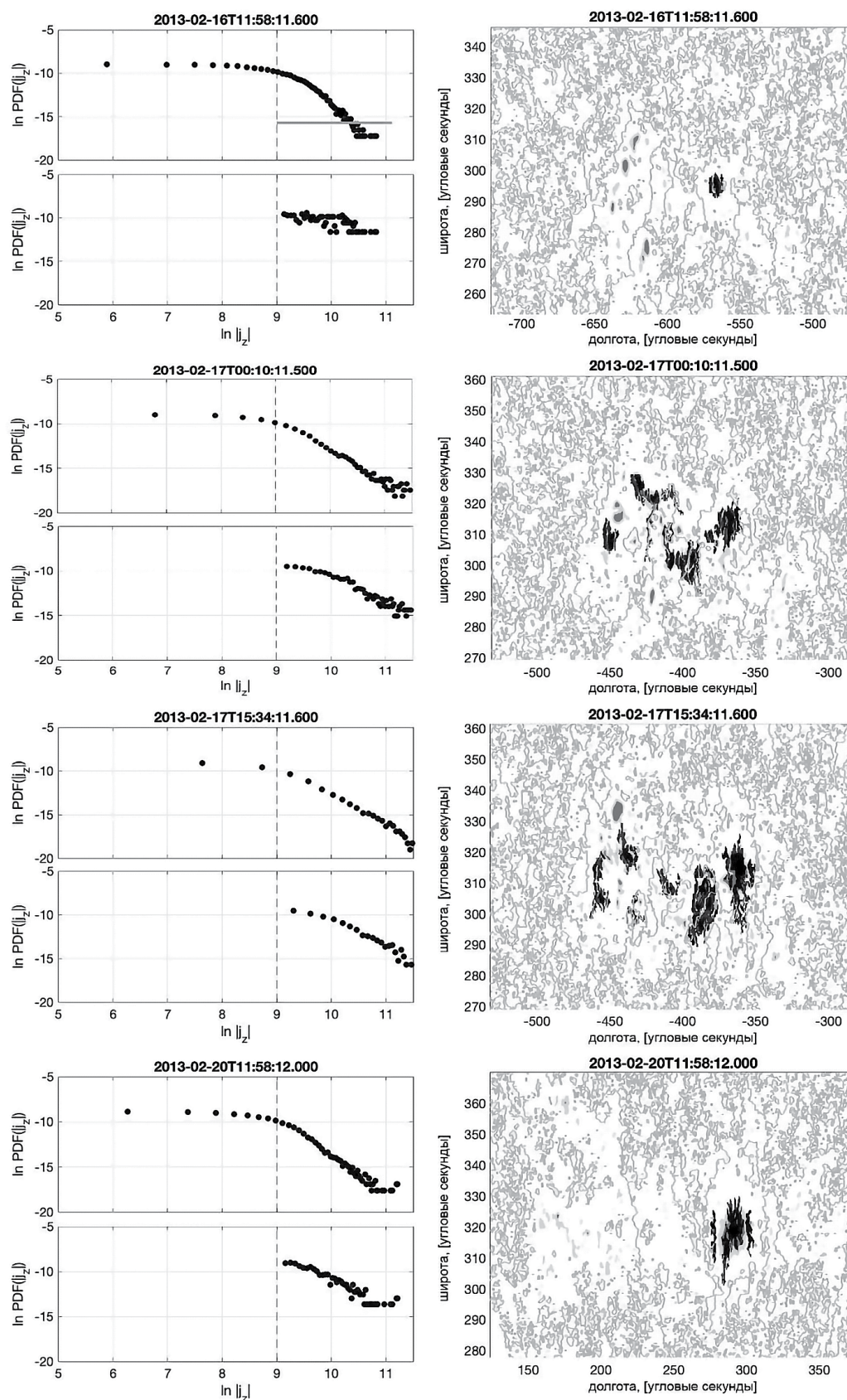


Рис. 5. Аналогично рис. 4, но для АО NOAA 11675.

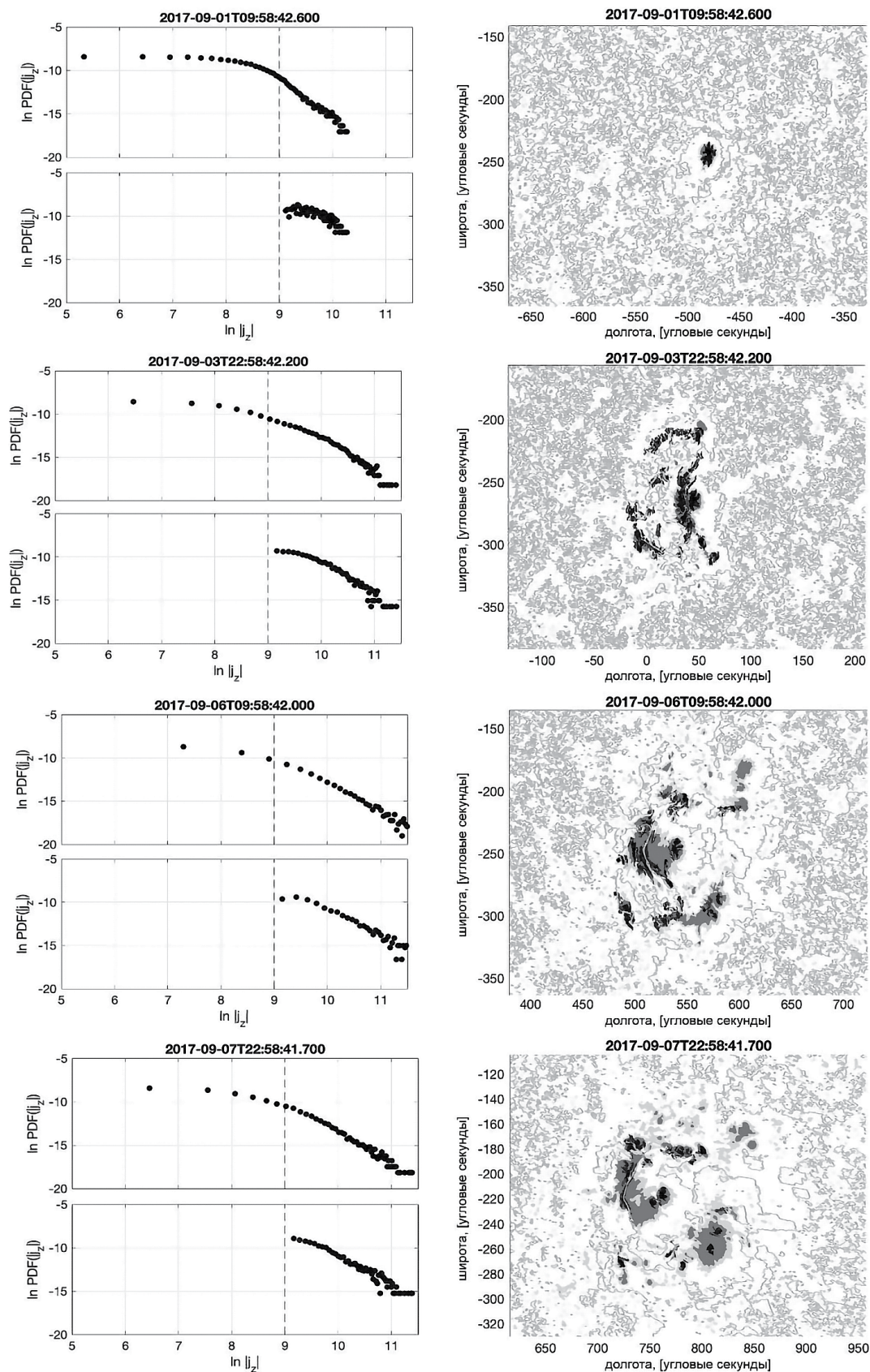


Рис. 6. Аналогично рис. 4, но для АО NOAA 12673.

и уменьшение его наклона (уменьшение абсолютного значения индекса степени) в процессе возрастания магнитного потока, что подтверждает формирование в АО большого количества участков с сильными токами на этих этапах. Для каждого момента времени приведены два распределения $PDF(|j_z|)$: верхнее — для всей рассматриваемой АО, нижнее — только для обозначенных островов сильных токов.

3.3. Корреляция между парами анализируемых

Для всех пар рассматриваемых параметров каждой из трех АО вычислены линейные коэффициенты корреляции (cc) Пирсона, значения которых приведены в табл. 2—4.

В целом, можно отметить, что для АО 11158 и 12673 с высокой вспыхивающей активностью значимые корреляции (>0.5) обнаруживаются для значительно большего числа пар разных параметров, чем для более слабой АО 11675. С другой стороны, есть ожидаемая значимая корреляция между показателем степени $PDF(|j_z|)$ и максимумом модуля вертикального электрического тока для АО 11675 (0.67 ± 0.14) и 12673 (0.77 ± 0.11), тогда как для АО 11158 этот коэффициент составляет лишь 0.23 ± 0.22 .

Для всех трех АО значимые корреляции (выше 0.5) обнаруживаются у следующих пар параметров:

- суммарный беззнаковый горизонтальный магнитный поток и максимум модуля вертикального электрического тока ($sum|\Phi_h|$ и $max|J_z|$);

- суммарный беззнаковый горизонтальный и вертикальный магнитные потоки ($sum|\Phi_h|$ и $sum|\Phi_z|$);
- суммарный беззнаковый горизонтальный магнитный поток и энергия потенциального магнитного поля ($sum|\Phi_h|$ и E_{potf});
- суммарный беззнаковый горизонтальный магнитный поток и энергия нелинейного бессилового магнитного поля ($sum|\Phi_h|$ и E_{nlff});
- энергия потенциального и нелинейного бессилового магнитных полей (E_{potf} и E_{nlff}).

Для последних двух параметров (E_{potf} и E_{nlff}) коэффициенты корреляции самые большие из всех — от 0.94 (в АО 11675) до 0.99 (в АО 11158 и 12673). При этом свободная магнитная энергия E_{free} коррелирует хуже с E_{potf} и E_{nlff} для мощных АО 11158 и 12673 и вообще не коррелирует с ними для более слабой АО 11675.

На рис. 7а–и показаны графики парной зависимости этих трех параметров друг от друга отдельно для трех рассматриваемых АО, где ход времени (в течение эволюции АО за рассматриваемые интервалы времени, приведенные на рис. 1—3, соответственно) показан градиацией от черного к белому и звездочками отмечены времена, ближайшие (в пределах 2 ч) к пикам всплесков М и Х классов. Действительно, видно, что точки на графике $E_{potf}(E_{nlff})$ располагаются вблизи прямой $y = x$ (пунктирная линия), причем всплески происходили в основном в интервалах, когда $E_{nlff} > E_{potf}$, т. е. когда свободная энергия $E_{free} > 0$, как и ожидается (см. введение). Однако стоит отметить, что ближе

Таблица 2. Коэффициенты корреляции для всех пар рассматриваемых параметров с ошибками для АО NOAA 11158

Параметр	$max J_z $	$sumJ_z$	$sum J_z $	$sum \Phi_z $	$sum \Phi_h $	E_{potf}	E_{nlff}	E_{free}
Показатель степени $PDF(j_z)$	0.23 ± 0.22	−0.12 ± 0.22	0.43 ± 0.15	0.46 ± 0.19	0.45 ± 0.19	0.42 ± 0.21	0.42 ± 0.20	−0.23 ± 0.21
$max J_z $		−0.01 ± 0.20	0.63 ± 0.15	0.53 ± 0.18	0.57 ± 0.18	0.47 ± 0.18	0.48 ± 0.17	0.42 ± 0.19
$sumJ_z$			−0.27 ± 0.22	−0.48 ± 0.17	−0.45 ± 0.17	−0.52 ± 0.18	−0.54 ± 0.18	−0.15 ± 0.21
$sum J_z $				0.86 ± 0.07	0.91 ± 0.05	0.79 ± 0.10	0.84 ± 0.09	0.73 ± 0.12
$sum \Phi_z $					0.97 ± 0.02	0.98 ± 0.02	0.99 ± 0.03	0.50 ± 0.18
$sum \Phi_h $						0.93 ± 0.04	0.96 ± 0.02	0.76 ± 0.11
E_{potf}							0.99 ± 0.01	0.76 ± 0.10
E_{nlff}								0.79 ± 0.09

Таблица 3. Коэффициенты корреляции для всех рассматриваемых пар параметров с ошибками для АО NOAA 11675

Параметр	$max J_z $	$sumJ_z$	$sum J_z $	$sum \Phi_z $	$sum \Phi_h $	E_{potf}	E_{nlfff}	E_{free}
Показатель степени $PDF(j_z)$	0.68 ± 0.14	-0.07 ± 0.23	0.15 ± 0.18	0.13 ± 0.20	0.38 ± 0.20	0.12 ± 0.22	0.22 ± 0.23	0.16 ± 0.22
$max J_z $		-0.21 ± 0.21	0.55 ± 0.19	0.53 ± 0.19	0.54 ± 0.19	0.17 ± 0.22	0.39 ± 0.22	0.57 ± 0.17
$sumJ_z$			-0.34 ± 0.21	0.01 ± 0.22	0.32 ± 0.22	0.52 ± 0.19	0.36 ± 0.20	-0.42 ± 0.19
$sum J_z $				0.46 ± 0.19	0.35 ± 0.21	-0.14 ± 0.23	0.14 ± 0.23	0.81 ± 0.09
$sum \Phi_z $					0.83 ± 0.09	0.69 ± 0.14	0.83 ± 0.09	-0.06 ± 0.21
$sum \Phi_h $						0.84 ± 0.09	0.96 ± 0.04	0.17 ± 0.22
E_{potf}							0.94 ± 0.23	-0.05 ± 0.22
E_{nlfff}								0.17 ± 0.20

Таблица 4. Коэффициенты корреляции для всех рассматриваемых пар параметров с ошибками для АО NOAA 12673

Параметр	$max J_z $	$sumJ_z$	$sum J_z $	$sum \Phi_z $	$sum \Phi_h $	E_{potf}	E_{nlfff}	E_{free}
Показатель степени $PDF(j_z)$	0.77 ± 0.11	0.21 ± 0.22	0.72 ± 0.13	0.76 ± 0.11	0.77 ± 0.11	0.74 ± 0.12	0.74 ± 0.12	0.59 ± 0.12
$max J_z $		0.27 ± 0.21	0.87 ± 0.06	0.92 ± 0.04	0.87 ± 0.06	0.93 ± 0.03	0.93 ± 0.04	0.80 ± 0.07
$sumJ_z$			0.44 ± 0.19	0.35 ± 0.21	0.42 ± 0.20	0.28 ± 0.21	0.33 ± 0.21	0.04 ± 0.17
$sum J_z $				0.96 ± 0.02	0.98 ± 0.01	0.93 ± 0.04	0.95 ± 0.03	0.87 ± 0.05
$sum \Phi_z $					0.98 ± 0.01	0.99 ± 0.01	0.99 ± 0.01	0.77 ± 0.08
$sum \Phi_h $						0.96 ± 0.02	0.97 ± 0.02	0.87 ± 0.05
E_{potf}							0.99 ± 0.01	0.71 ± 0.10
E_{nlfff}								0.78 ± 0.07

к концу рассматриваемых интервалов времени для АО 11158 и 11675 наблюдалась обратная ситуация, когда $E_{nlfff} < E_{potf}$. По всей видимости, это связано, во-первых, с неточностью магнитной экстраполяции в декартовых координатах при приближении АО к западному краю солнечного диска, а во-вторых, в это время было относительное превышение потока вертикальной компоненты магнитного

поля над потоком горизонтальной компоненты (см. третьи сверху панели на рис. 1 и рис. 2), первая из которых определяет потенциальное магнитное поле, а последняя — продольные токи и бессиповое поле. Вероятно, относительная слабость горизонтальных магнитных полей в это время сказывается на качестве бессиповой экстраполяции. Интересно отметить, что для АО 12673, в которой были

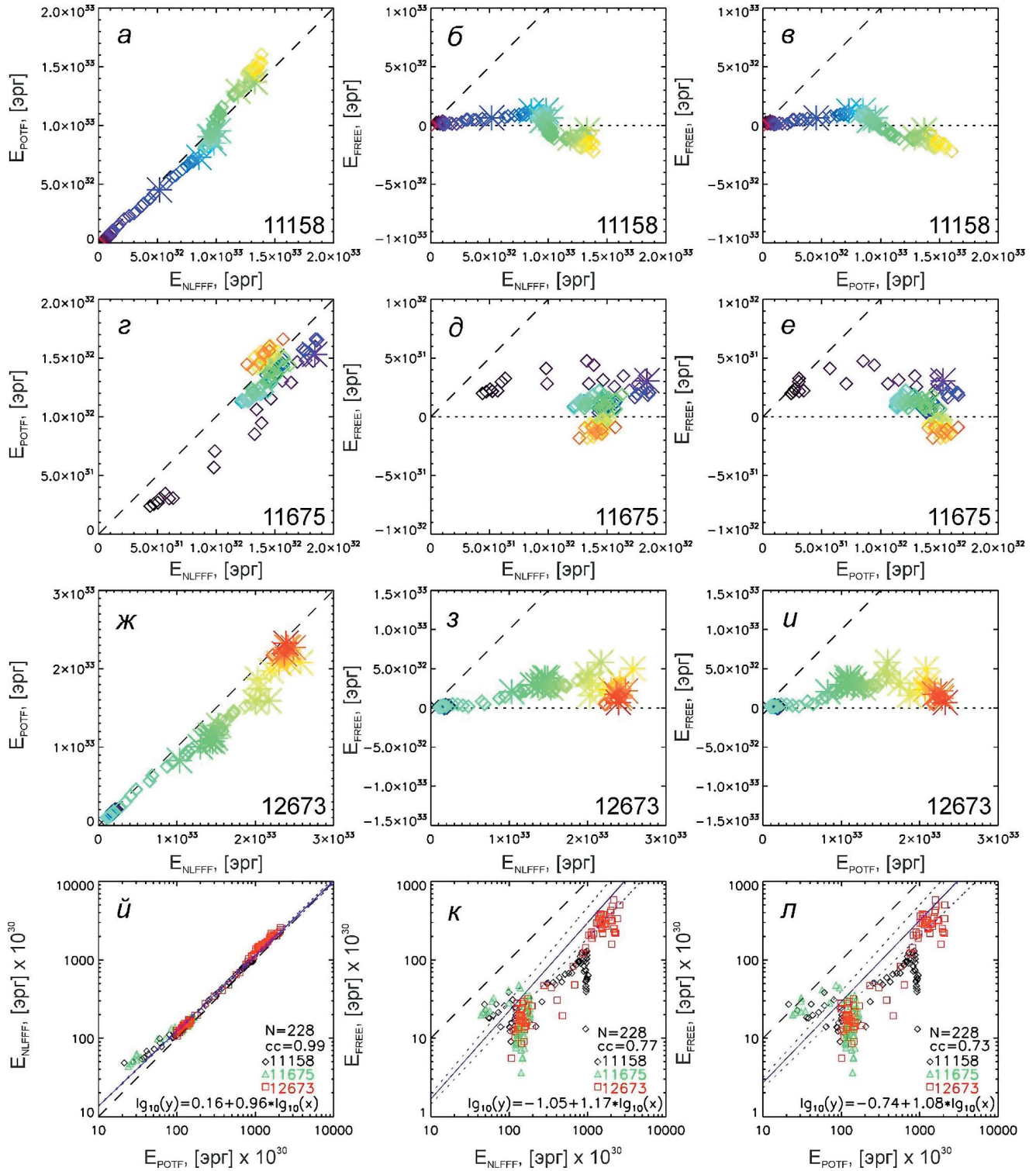


Рис. 7. Графики парных зависимостей энергии нелинейного бессевого магнитного поля E_{nlfff} , энергии потенциального магнитного поля E_{potf} и свободной магнитной энергии E_{free} друг от друга для последовательных моментов времени в АО 11158 (*a–в*), 11675 (*г–е*) и 12673 (*ж–и*). На (*й–л*) показаны аналогичные парные зависимости, но для совокупности данных в АО 11158 (ромбы), 11675 (треугольники) и 12673 (квадраты).

самые сильные магнитные поля, этой проблемы не возникло даже при больших гелиодолготах. Не удивительно, что E_{free} хуже коррелирует с E_{nlfff} и E_{potf} , чем они между собой, поскольку E_{free} является разностью этих двух больших сопоставимых чисел (формула (7)), коими являются E_{nlfff} и E_{potf} (отметим, что соответствующие ss посчитаны для точек $E_{free} > 0$).

Факт высокой корреляции E_{nlfff} и E_{potf} представляется полезным. Он позволяет делать оценку полной энергии нелинейного бессилового магнитного поля в АО на основе более просто вычисляемой энергии магнитного поля в потенциальном приближении, требующей информации только о вертикальной (или продольной лучу зрения вблизи центра диска) компоненты фотосферного поля (напомним, что для экстраполяции в нелинейном бессиловом приближении необходима информация о трех компонентах вектора поля). На рис. 7й–л показаны парные зависимости (в лог-лог масштабе) $E_{nlfff}(E_{potf})$, $E_{free}(E_{nlfff})$ и $E_{free}(E_{potf})$ для совокупности $N = 228$ моментов времени совместно для АО 11158 (ромбы), 11675 (треугольники) и 12673 (квадраты), когда их центры находились в диапазоне гелиографических долгот $[-45^\circ, +45^\circ]$ (для минимизации ошибок определения компонент поля), причем $E_{free} > 0$. Можно отметить почти линейную зависимость $E_{nlfff}(E_{potf})$ в лог-лог масштабе (за исключение области низких энергий $< 10^{32}$ эрг) и более сильный разброс для пар $E_{free}(E_{nlfff})$

и $E_{free}(E_{potf})$. Коэффициенты корреляции для этих пар имеют значения 0.99, 0.77 и 0.73, соответственно. Линейная регрессия для значений десятичных логарифмов пар параметров дает следующие зависимости:

$$\left(\frac{E_{nlfff}}{10^{30} \text{ эрг}} \right) = 10^{0.16} \left(\frac{E_{potf}}{10^{30} \text{ эрг}} \right)^{0.96 \pm 0.01} \quad (8)$$

$$\left(\frac{E_{free}}{10^{30} \text{ эрг}} \right) = 10^{-1.05} \left(\frac{E_{nlfff}}{10^{30} \text{ эрг}} \right)^{1.17 \pm 0.07} \quad (9)$$

$$\left(\frac{E_{free}}{10^{30} \text{ эрг}} \right) = 10^{-0.74} \left(\frac{E_{potf}}{10^{30} \text{ эрг}} \right)^{1.08 \pm 0.07} \quad (10)$$

Линейная регрессия для десятичных логарифмов значений показана на рис. 7й–л сплошной линией и ± 1 стандартное отклонение от нее — точечными линиями, для сравнения пунктирной линией показана зависимость $y = x$. Получившаяся зависимость (8) несколько отличается от зависимости $E_{nlfff}(E_{potf})$ с показателем степени 1.26, полученной [Aschwanden2020] на другой выборке АО и на основе другого метода магнитной экстраполяции. В той работе рассматривались 172 вспышки М и X класса, произошедшие в разных АО в интервале гелиодолгот $[-45^\circ, +45^\circ]$ с 1 июня 2010 г. по 31 декабря 2014 г.

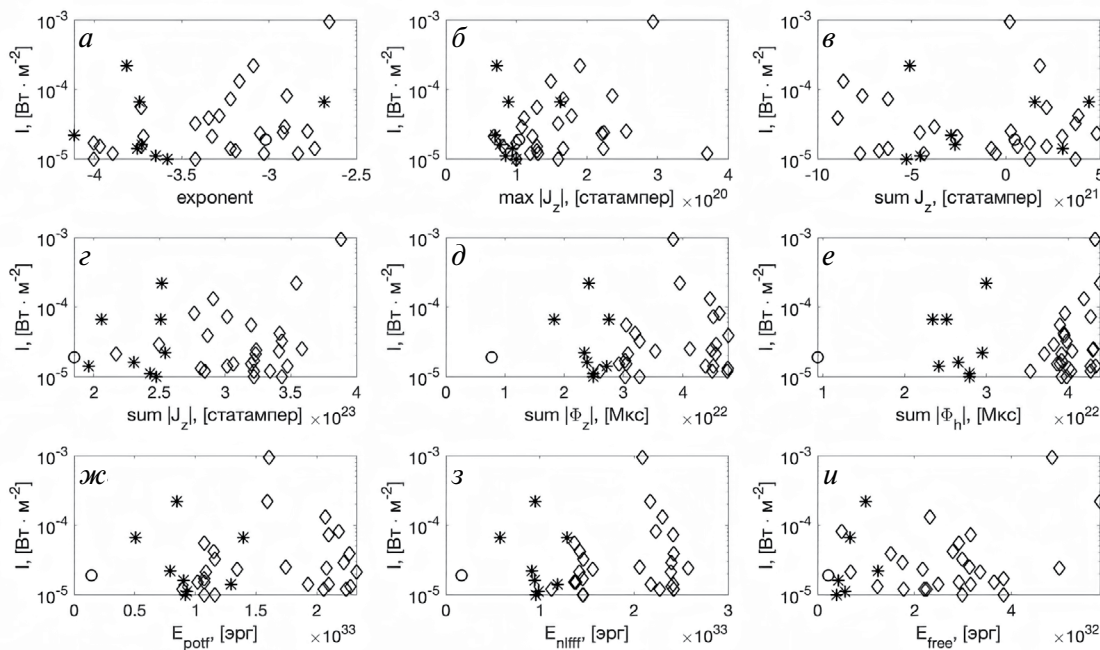


Рис. 8. Графики парных зависимостей пиковой плотности потока рентгеновского излучения вспышек в канале 1–8 Å GOES/XRS (т. е. рентгеновского класса) от рассматриваемых параметров, посчитанных для моментов времени в пределах 2 ч до вспышек. Звездочки соответствуют вспышкам в АО 11158, кружок — АО 11675, ромбы — АО 12673.

3.4. Корреляция между анализируемыми параметрами и рентгеновским классом вспышек

На рис. 8 показаны графики парных зависимостей пиковой плотности потока вспышек в канале 1—8 Å GOES/XRS (т. е. рентгеновского класса вспышки) от девяти рассматриваемых параметров, посчитанных для моментов времени перед (в пределах 2 ч) вспышками классов М и Х совокупно в трех АО 11158 (звездочки), 11675 (кружок) и 12673 (ромбы). Видно, что ни на одном из графиков нет четких трендов, точки разбросаны довольно хаотично. Для всех пар параметров линейные коэффициенты корреляции не превышают 0.35 (табл. 5).

Этот отрицательный результат несколько неожиданный. Возможно, он связан с малым количеством вспышек в рассмотренной выборке (35 штук). С другой стороны, это может быть следствием того, что вспышки представляют собой локальные события энерговыделения, охватывающие только часть площади АО, тогда как рассматриваемые

параметры являются интегральными характеристиками токов и магнитных полей во всей АО.

3.5. Значения параметров перед мощными вспышками

Представляется полезным определить характерные значения исследуемых параметров перед началом мощных вспышек. В случае не очень сильного разброса какого-либо параметра относительно среднего, факт достижения им характерного значения может использоваться в качестве индикатора приближения мощной вспышки или серии мощных вспышек в АО [Ишков, 1998; 2023].

В табл. 6 приведены средние (средн.) с разбросом и минимальные (миним.) значения этих параметров для совокупности всех вспышек классов М и Х (в пределах 2 ч до их начала), произошедших в каждой из трех рассматриваемых АО. Для АО 11675 средние и минимальные значения совпадают и не указан разброс, поскольку в этой АО была только одна вспышка класса М.

Таблица 5. Коэффициенты линейной корреляции между рентгеновским классом вспышки и рассматриваемыми параметрами непосредственно перед вспышкой в совокупности для трех АО 11158, 11675 и 12673

Параметр	Показатель степени PDF($ j_z $)	$\max J_z $	$\sum J_z$	$\sum J_z $	$\sum \Phi_z $	$\sum \Phi_h $	E_{pot}	E_{nlff}	E_{free}
Класс вспышки	0.29 ± 0.34	0.35 ± 0.33	0.03 ± 0.34	0.31 ± 0.34	0.07 ± 0.34	0.16 ± 0.34	0.05 ± 0.33	0.13 ± 0.31	0.34 ± 0.34

Таблица 6. Средние и минимальные значения рассматриваемых параметров для трех АО приблизительно за 2 ч до каждой из вспышек

	NOAA 11158	NOAA 11675	NOAA 12673
Показатель степени PDF($ j_z $)	средн. —3.63 $\pm$ 0.42 миним. —4.12	средн. —3.02 миним. —3.02	средн. —3.29 $\pm$ 0.41 миним. —4.01
$\max J_z \cdot 10^{19}$, [статампер]	средн. 9.37 $\pm$ 2.97 миним. 7.03	средн. 10.46 миним. 10.46	средн. 16.63 $\pm$ 7.02 миним. 6.82
$\sum J_z \cdot 10^{21}$, [статампер]	средн. —1.44 $\pm$ 3.86 миним. —5.26	средн. 0.49 миним. 0.49	средн. —1.53 $\pm$ 4.42 миним. —8.93
$\sum J_z \cdot 10^{23}$, [статампер]	средн. 2.35 $\pm$ 0.22 миним. 1.96	средн. 1.85 миним. 1.85	средн. 3.15 $\pm$ 0.36 миним. 2.16
$\sum \Phi_z \cdot 10^{22}$, [Мкс]	средн. 2.43 $\pm$ 0.29 миним. 1.83	средн. 0.77 миним. 0.77	средн. 3.88 $\pm$ 0.73 миним. 2.61
$\sum \Phi_h \cdot 10^{22}$, [Мкс]	средн. 2.68 $\pm$ 0.28 миним. 2.34	средн. 0.93 миним. 0.93	средн. 4.04 $\pm$ 0.22 миним. 3.54
$E_{\text{pot}} \cdot 10^{32}$, [эрг]	средн. 9.49 $\pm$ 2.79 миним. 5.08	средн. 1.47 миним. 1.47	средн. 16.49 $\pm$ 5.16 миним. 8.95
$E_{\text{nlff}} \cdot 10^{32}$, [эрг]	средн. 9.77 $\pm$ 2.10 миним. 5.76	средн. 1.69 миним. 1.69	средн. 19.32 $\pm$ 4.76 миним. 11.21
$E_{\text{free}} \cdot 10^{32}$, [эрг]	средн. 0.72 $\pm$ 0.36 миним. 0.39	средн. 0.22 миним. 0.22	средн. 2.82 $\pm$ 1.25 миним. 0.51

Таблица 7. Оценки скоростей возрастания рассматриваемых параметров на этапе быстрого всплытия магнитного потока в АО до первой мощной (М-, X-класса) вспышки

	NOAA 11158	NOAA 11675	NOAA 12673
$\langle d(\max J_z)/dt \rangle$, [сГ/мин/с]	$7.29 \cdot 10^{14}$	$9.91 \cdot 10^{14}$	$6.21 \cdot 10^{14}$
$\langle d(\sum J_z)/dt \rangle$, [сГ/мин/с]	$(7.81 \pm 1.40) \cdot 10^{17}$	—	$(1.02 \pm 0.24) \cdot 10^{18}$
$\langle d(\sum \Phi_z)/dt \rangle$, [Мкс/с]	$(0.98 \pm 0.18) \cdot 10^{17}$	$(3.80 \pm 2.46) \cdot 10^{16}$	$(1.43 \pm 0.32) \cdot 10^{17}$
$\langle d(\sum \Phi_h)/dt \rangle$, [Мкс/с]	$(1.32 \pm 0.36) \cdot 10^{17}$	$(4.44 \pm 3.96) \cdot 10^{16}$	$(2.11 \pm 0.38) \cdot 10^{17}$
$\langle d(\sum \Phi)/dt \rangle$, [Мкс/с]	$(1.64 \pm 0.31) \cdot 10^{17}$	$(5.84 \pm 3.41) \cdot 10^{16}$	$(2.54 \pm 0.36) \cdot 10^{17}$
$\langle d(E_{\text{pot}})/dt \rangle$, [эрг/с]	$1.86 \cdot 10^{27}$	$9.48 \cdot 10^{26}$	$8.12 \cdot 10^{27}$
$\langle d(E_{\text{nlff}})/dt \rangle$, [эрг/с]	$2.02 \cdot 10^{27}$	$1.02 \cdot 10^{27}$	$1.05 \cdot 10^{28}$

Дополнительно были оценены средние скорости ($\langle d/dt \rangle$) возрастания параметров на фазе быстрого выхода нового магнитного потока в АО (до первой мощной вспышки), в том числе суммарного магнитного потока, $|\Phi| = \sqrt{|\Phi_z|^2 + |\Phi_h|^2}$ для сравнения со значениями, приведенными в работе [Ишков, 1998; 2023]. Результаты этих расчетов приведены в табл. 7.

Оценить скорость возрастания суммарного беззнакового вертикального тока $\sum|J_z|$ в АО 11675 не удалось из-за хаотичности соответствующих кривых на фазе быстрого всплытия магнитного потока в этой АО (см. рис. 2). Ошибки для скорости изменения максимума модуля вертикального тока $\max|J_z|$ не приведены ввиду их малости. Для АО 11158 и 12673 с высокой вспышечной активностью оценки почти совпадают, для АО 11675 оценки близки, если рассматривать верхние пределы значений магнитных потоков. Оба критерия В. Н. Ишкова (магнитный поток выше 10^{21} Мкс и скорость роста магнитного потока выше 10^{17} Мкс/с в АО) для осуществления серии мощных вспышек выполнены для АО 11158 и 12673. Однако для АО 11675 значение скорости роста магнитного потока немного ниже критического и тем самым может объясняться ее относительно более слабая вспышечная активность (всего одна вспышка класса М и ни одной вспышки класса Х). Хотя интересно отметить, что максимальный ток (или плотность тока) в этой АО был(а) выше, чем в АО 11158, а наклон степенного хвоста $PDF(|j_z|)$ был наиболее пологим среди трех рассмотренных АО, при наименьших полном беззнаковом вертикальном токе, беззнаковых магнитных потоках и магнитных энергиях. Последнее соответствует выводу [Zimovets et al., 2020b] о том, что не прослеживается прямой связи между наклоном спектра $PDF(|j_z|)$ и вспышечной активностью в АО.

3.6. К вопросу о прогнозировании мощных вспышек

В работе [Aschwanden, 2020] на основе статистического анализа 172 мощных вспышек классов М и Х получена зависимость между энергией потенциального магнитного поля АО и рентгеновским (в канале GOES1—8 Å классом вспышки в этой АО:

$$F_8 \approx 2.05 \times 10^{-7} \left(\frac{E_{\text{pot}}}{10^{30} \text{ эрг}} \right)^{0.92} \left[\text{Вт} / \text{м}^2 \right] \quad (11)$$

Применимость этой формулы протестирована в [Aschwanden, 2020] только для февраля месяца 2011 г., что включает формирование и прохождение одной из исследуемых нами АО (11158) по солнечному диску. Было показано, что выражение (11) в целом адекватно определяет максимальный балл вспышки, которая может произойти в АО. На основе сделанных выше вычислений энергии потенциального магнитного поля $E_{\text{pot}}(t)$ протестируем применимость выражения (11) и точность прогноза для выборки из 11 вспышек классов М и Х в трех рассматриваемых нами АО. Мы рассматриваем только самые мощные вспышки, произошедшие в АО за каждые сутки, поэтому здесь их число меньше, чем в табл. 1.

На рис. 9 пунктирной линией показана вычисленная на основе выражения (11) пиковая плотность потока $F_8(t)$ вероятной вспышки в канале GOES1—8 Å для АО 11158 (а), 11675 (б) и 12673 (в) для рассматриваемых интервалов времени с шагом 2 ч. Звездочками отмечены пиковые плотности потока (т. е. классы GOES) самых мощных вспышек (классов М и Х, события более низких классов не рассматриваются) за каждые сутки, произошедших в этих АО. Можно видеть, что в целом наблюдаемые пиковые плотности потока лежат вблизи вычисленных кривых с некоторым разбросом. Отношения наблюдаемых и вычисленных пиковых

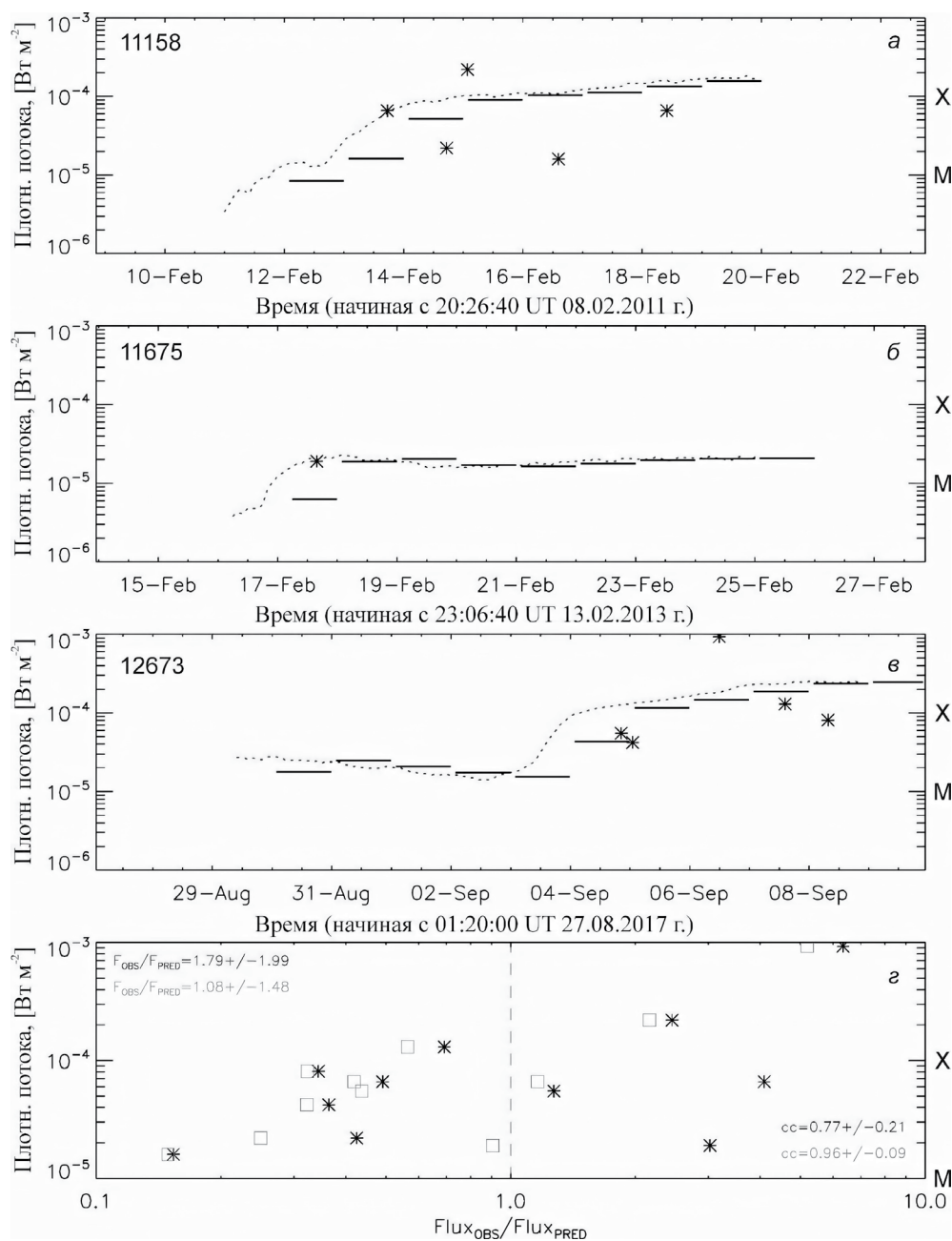


Рис. 9. Наблюдаемые и прогнозируемые пиковые плотности потока рентгеновского излучения в канале 1–8 Å GOES/XRS (т. е. рентгеновские классы) самых мощных солнечных вспышек в АО 11158 (а), 11675 (б), 12673 (в) и зависимость их отношения от класса максимальной вспышки (з).

плотностей потока, F_{obs}/F_{pred} , показано на рис. 9з серыми квадратами. Значения отношений F_{obs}/F_{pred} находятся в пределах от 0.15 до 5.2, т. е. в пределах одного порядка величины в обе стороны относительно единицы. Среднее значение 1.08, стандартное отклонение 1.48. Интересно отметить высокий коэффициент корреляции 0.96 ± 0.09 между наблюдаемой пиковой плотностью потока вспышки F_{obs} и отношением плотностей потока F_{obs}/F_{pred} другими словами, чем выше регистрируемый максимальный

класс вспышки, тем более заниженным получается класс вспышки из расчета.

Теперь проверим точность прогнозирования с помощью выражения (11) максимального класса вспышки на ближайшие сутки (24 ч) вперед. Для этого мы вычислили средние значения возможной максимальной плотности потока рентгеновского излучения в канале GOES 1–8 Å по данным о энергии потенциального поля в АО за предыдущие

сутки. Эти значения показаны жирными черными горизонтальными отрезками для каждого рассматриваемых суток на рис. 9а–в. Полученные значения отношения наблюдаемых и прогнозируемых плотностей потока F_{obs}/F_{pred} для этой ситуации показаны черными звездочками на рис. 9г. Видно, что расположение этих значений немного отличается от значений отношения F_{obs}/F_{pred} , полученных по данным о магнитной энергии приблизительно за 2 ч до начала вспышек, обозначенных серыми квадратами. В этом случае среднее отношение и стандартное отклонение имеют более высокие значения 1.79 и 1.99, соответственно, а коэффициент корреляции более низкое значение 0.77 ± 0.21 но все равно превышает 0.5, указывая на наличие корреляции. Минимальное и максимальное значения отношения F_{obs}/F_{pred} в этом случае составляют 0.16 и 6.3, соответственно, что близко к рассмотренному выше случаю и опять же в пределах порядка величины относительно единицы в обе стороны.

Тест Колмогорова—Смирнова для двух выборок точек (звездочек и квадратов на рис. 9г) указывает на то, что с большой вероятностью они принадлежат к одному множеству, т. е. статистически идентичны. Это может предварительно указывать на то, что нет принципиальной разницы в точности прогнозирования максимального балла вспышки (на основе этого подхода) по усредненным данным об энергии потенциального магнитного поля за предыдущие сутки или по данным за ближайшие 2 ч.

Таким образом, на ограниченной выборке АО и вспышек мы приходим к предварительному выводу о том, что рассмотренный подход, основанный на выражении (11) из [Aschwanden, 2020] позволяет прогнозировать максимальный возможный рентгеновский класс мощной вспышки на 24 ч вперед с точностью в пределах порядка величины, причем прослеживается тенденция недооценивать класс наиболее мощных вспышек. К примеру, для самой мощной вспышки 24 цикла SOL2017-09-06T11:53 X9.3 класса в АО 12673 недооценка составляет ≈ 3 раза, а для известной вспышки класса X2.2 SOL2011-02-15T01:44 в АО 11158 недооценка ≈ 5 раза.

Представляется полезным в дальнейшем провести более систематический тест этого довольно перспективного подхода на значительно большей выборке АО и вспышек и подобрать оптимальный интервал времени прогнозирования. Одно из преимуществ этого подхода — это относительная простота вычислений магнитной энергии потенциального поля в АО, требующая знания только вертикальной (или продольной лучу зрения) компоненты вектора магнитного поля на фотосфере, в отличие от нелинейного бессилового приближения, требующего информации о векторе поля.

Один из недостатков — сложность магнитной экстраполяции для АО, располагающихся вблизи лимба, где точность определения магнитного поля на фотосфере сильно снижается. Как вариант, можно попробовать обойти эту проблему на основе использования не локальной экстраполяции для АО, а глобальной экстраполяции в сферическом слое, в частности с помощью модели потенциального поля с поверхностью источников — PFSS (например, [Schatten et al., 1969; Schrijver and DeRosa, 2003]). Этот вопрос требует отдельной проработки. Другой недостаток — невозможность с помощью этого подхода оценивать вероятность наступления мощной вспышки в заданном наперед интервале времени. Из рис. 9а–в можно видеть, что были сутки, в которых в АО вообще не происходило мощных вспышек классов М и X, тогда как рассчитанные пиковые рентгеновские потоки возможной вспышки были на уровне классов М и даже X (например, 17 февраля 2011 г.). Для оценки вероятности мощных вспышек в рамках данного подхода необходимо провести систематический статистический анализ на большой выборке событий. Или же следует дополнить данный прогноз другим прогнозом, позволяющим оценивать вероятность вспышки определенного класса (например, [Song et al., 2009; Bloomfield et al., 2012; Nishizuka et al., 2018]).

4. ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В результате исследования эволюционного поведения ряда параметров магнитного поля и вертикального электрического тока в трех АО 11158, 11675 и 12673, начиная с момента их формирования и до приближения к западному лимбу, рассчитанных на основе фотосферных магнитограмм SDO/HMI установлено несколько закономерностей:

в период от зарождения АО до момента начала образования вспышек классов М и X наблюдается (в течение ≈ 2 сут) быстрое всплывание магнитного потока (со скоростью выше $5 \cdot 10^{16}$ Мкс/с), сопровождаемое значительным ростом отдельных островов надфоновых токов ($|j_z| > 9 \cdot 10^3$ статампер/см²) и формирование их в более крупные, объединяющиеся структуры. Образование таких структур происходит вблизи сильных вертикальных магнитных полей ($B_z > 10^3$ Гс), в основном, вблизи линии инверсии магнитной полярности. В то же время значительно снижается количество участков с фоновыми токами ($|j_z| < 9 \cdot 10^3$ статампер/см²). При этом наклон степенного “хвоста” $PDF(|j_z|)$ становится более пологим, степенной показатель возрастает от значения примерно -8 и принимает квазистабильное положение во время фазы мощных вспышек в диапазоне

значений от -5 до -3 . Интересно также отметить, что в АО 12673 степенной показатель $PDF(|j_z|)$ вышел на квазипостоянный уровень -4 ± 0.3 еще до начала значительного быстрого всплытия магнитного потока;

- развитие вспышек высоких рентгеновских классов происходит после быстрого всплытия новых магнитных потоков со скоростью выше 5×10^{16} Мкс/с, когда суммарные беззнаковые магнитные потоки $\sum |\Phi_z|$ и $\sum |\Phi_h|$ АО достигли значений $> 7 \times 10^{21}$ Мкс (т. е. примерно выполнялись оба критерия Ишкова [1998; 2023]). Беззнаковый суммарный вертикальный электрический ток во время фазы развития мощных вспышек составлял от 1.8×10^{23} до 4×10^{23} статампер. Энергия магнитного поля в АО, экстраполированного в потенциальном и нелинейном бессиловом приближении, была в диапазоне значений от 0.151×10^{33} (для более слабой АО 11675) до 20×10^{33} эрг (для АО 12673 с сильной вспышечной активностью), а свободная магнитная энергия от 0.2×10^{32} до 2.8×10^{32} эрг. В среднем отношение свободной магнитной энергии к энергии нелинейного бессилового поля составляло $0.07-0.15$;
- среди рассмотренных пар характеристик коэффициенты корреляции самые большие для энергий потенциального и нелинейного бессилового магнитных полей — от 0.94 (в АО 11675) до 0.99 (в АО 11158 и 12673). Получено регрессионное соотношение между этими типами магнитной энергии. При этом свободная магнитная энергия коррелирует хуже с энергиями потенциального и нелинейного бессилового поля для мощных АО 11158 и 12673 и не коррелирует с ними для более слабой АО 11675;
- не обнаружено значимых корреляций между рентгеновскими классами мощных вспышек в АО и рассмотренными характеристиками магнитного поля и вертикального тока. Возможно, этот отрицательный результат обусловлен как малой выборкой вспышек (35 штук) для трех АО, так и интегральным характером рассмотренных параметров, тогда как вспышки представляют собой локальные процессы энерговыделения в АО, занимающие лишь часть их площади/объема;
- дополнительно, выполнено тестирование идеи М. Ашвандена для прогнозирования максимально возможного рентгеновского класса мощной вспышки в АО в заданном наперед интервале времени (24 ч) на основе статистического соотношения между энергией потенциального магнитного поля и классом вспышки, полученным в работе [Aschwanden, 2020]. Показано, что среднее отношение измеряемого и прогнозируемого максимальных классов вспышек за сутки в АО примерно 1.8 при

стандартном отклонении около 2 . Этот подход для прогнозирования максимально возможного класса солнечной вспышки представляется перспективным и требует дальнейшего систематического исследования на большой выборке АО и вспышек. Однако, этот подход, как и практически все остальные, не позволяет прогнозировать точное время и количественные характеристики отдельных вспышек, которые могут происходить сериями в АО в результате всплытия нового магнитного потока и его взаимодействия со старым [Ишков, 2023].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи благодарят команду инструмента SDO/HMI и NASA за предоставленный открытый доступ к данным. Также авторы признательны за MAAT: MATLAB Astronomy and Astrophysics Toolbox [Ofek, 2014], который использовался при обработке данных для этой статьи. Благодарим рецензентов за предложенные исправления.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет средств государственной субсидии научных исследований в рамках темы “ПЛАЗМА”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Зверева А.М., Северный А.Б. Магнитные поля и протонные вспышки — 7 июля и 2 сентября 1966 г. // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1970. Т. 41—42. С. 97—157.
- Зимовец И.В., Нечаева А.Б., Шарыкин И.Н., Низамов Б.А. Источники длиннопериодных рентгеновских пульсаций перед началом солнечных вспышек // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62. № 4. С. 436—455. <https://doi.org/10.31857/S0016794022040186>
- Ишков В.Н. Всплывающие магнитные потоки — ключ к прогнозу больших солнечных вспышек // Изв. РАН. Сер. физическая. 1998. Т. 62. № 9. С. 1835—1839.
- Ишков В.Н. Прогноз солнечных вспышечных явлений: солнечные протонные события // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 7. С. 1010—1013. <https://doi.org/10.31857/S0367676523701788>
- Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. 592 с.
- Северный А.Б. Некоторые проблемы физики Солнца. М.: Наука, 1988. 224 с.
- Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М.: Физматлит, 2019. 392 с.
- Anfinogentov S.A., Stupishin A.G., Mysh'yakov I.I., Fleishman G.D. Record-breaking Coronal Magnetic Field in

- Solar Active Region 12673 // *Astrophys. J. Lett.* 2019. V. 880: L29. 5 p.
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab3042>
- Artemyev A., Zimovets I.V., Sharykin I.N., et al.* Comparative Study of Electric Currents and Energetic Particle Fluxes in a Solar Flare and Earth Magnetospheric Substorm // *Astrophys. J.* 2021. V. 923. № 2.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac2dfc>
- Aschwanden M.J.* Global Energetics of Solar Flares. XI. Flare Magnitude Predictions of the GOES Class // *Astrophys. J.* 2020. V. 897. № 16. 11 p.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab9630>
- Barczynski K., Aulanier G., Janvier M., Schmieder B., Masson S.* Electric Current Evolution at the Footpoints of Solar Eruptions // *Astrophysical Journal*. 2020. V. 895. № 1. 21 p.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab893d>
- Barnes G., Leka K.D.* Inferring Currents from the Zeeman Effect at the Solar Surface // *Electric Currents in Geospace and Beyond*. Ed. A. Keiling, O. Marghitu & M. Wheatland. ISBN: 9781119324492. American Geophysical Union. 2018. P. 81—91.
<https://doi.org/10.1002/9781119324522.ch5>
- Bloomfield D.S., Higgins P.A., McAteer R.T.J., Gallagher P.T.* Toward Reliable Benchmarking of Solar Flare Forecasting Methods // *Astrophys. J. Lett.* 2012. V. 747. № 2. Article ID L41. 7 p.
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/747/2/L41>
- Bobra M.G., Couvidat S.* Solar flare prediction using SDO/HMI vector magnetic field data with a machine-learning algorithm // *Astrophys. J.* 2015. V. 798.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/135>
- Bobra M.G., Sun X., Hoeksema J.T., Turmon M., Liu Y., Hayashi K., Leka K.D.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: SHARPS — Space-Weather HMI Active Region Patches // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 3549—3578.
<https://doi.org/10.1007/s11207-014-0529-3>
- Fleishman G.D., Pevtsov A.A.* Electric Currents in the Solar Atmosphere // *Electric Currents in Geospace and Beyond*. Edited by Andreas Keiling, Octav Marghitu and Michael Wheatland. ISBN: 9781119324492. American Geophysical Union. 2018. P. 43—65.
<https://doi.org/10.1002/9781119324522.ch3>
- Fursyak Yu.A., Abramenko V.I.* Possibilities for estimating horizontal electrical currents in active regions on the Sun // *Astrophys.* 2017. V. 60. № 4. P. 544—552.
<https://doi.org/10.1007/s10511-017-9505-6>
- Fursyak Yu.A., Abramenko V.I., Zhukova A.V.* Parameters of Electric Currents in Active Regions with Different Levels of Flare Productivity and Different Magnetomorphological Types // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021. V. 61. № 8. P. 1197—1206.
<https://doi.org/10.1134/S0016793221080089>
- Grigoryev V.M., Ermakova L.V.* A Study of the Distribution of Electric Currents and Current Helicity in the Photosphere at the Growth Stage of a Bipolar Active Region // *Solar Phys.* 2002. V. 207. P. 309—321.
<https://doi.org/10.1023/A:1016207115843>
- Hoeksema J.T., Liu Y., Hayashi K., et al.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: Overview and Performance // *Sol. Phys.* 2014. V. 289. P. 3483—3530.
<https://doi.org/10.1007/s11207-014-0516-8>
- Janvier M., Aulanier G., Bommier V., Schmieder B., Demoulin P., Pariat E.* Electric Currents in Flare Ribbons: Observations and Three-dimensional Standard Model // *Astrophys. J.* 2014. V. 788. № 1.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/1/60>
- Jiang C., Zou P., Feng X., et al.* Magnetohydrodynamic Simulation of the X9.3 Flare on 2017 September 6: Evolving Magnetic Topology // *Astrophys. J.* 2018. V. 869. № 13. 18 p.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaeacc>
- Linton M.G., Antiochos S.K., Barnes G., et al.* Recent progress on understanding coronal mass ejection/flare onset by a NASA living with a star focused science team // *Adv. Space Res.* 2023 (in press).
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.06.045>
- Lysenko A.L., Anfinogentov S.A., Svinkin D.S., Frederiks D.D., Fleishman G.D.* Gamma-Ray Emission from the Impulsive Phase of the 2017 September 6 X9.3 Flare // *Astrophys. J.* 2019. V. 877. № 145. 13 p.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1be0>
- Musset S., Vilmer N., Bommier V.* Hard X-ray emitting energetic electrons and photospheric electric currents // *A&A*. 2015. V. 580.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424378>
- Nechaeva A.B., Sharykin I.N., Zimovets I.V., Chen F.* Relationship between the Horizontal Gradient of the Vertical Magnetic Field and the Horizontal Electric Current on the Photosphere in a Model Active Region of the Sun // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021. V. 61. № 7. P. 956—963.
<https://doi.org/10.1134/S0016793221070148>
- Nechaeva A.B., Zimovets I.V., Sharykin I.N.* Comparison between probability density functions of vertical electric current in solar active regions based on HMI/SDO and SOT/Hinode data // *Solar-Terrestrial Physics*. 2022. V. 8. P. 63—68.
<https://doi.org/10.12737/stp-83202210>
- Nita G.M., Fleishman G.D., Kuznetsov A.A., Anfinogentov S.A., Stupishin A.G., Kontar E.P., Schonfeld S.J., Klimchuk J.A., Gary D.E.* Data-constrained Solar Modeling with GX Simulator // *Astrophys. J. Supplement Series*. 2023. V. 267. № 6. (24 p).
<https://doi.org/10.3847/1538-4365/acd343>
- Ofek Eran O.* MAAT: MATLAB Astronomy and Astrophysics Toolbox // *Astrophysics Source Code Library*. 2014. Record ASCL: 1407.005.
- Priest E.R., Forbes T.G.* The magnetic nature of solar flares // *The Astronomy and Astrophysics Review*. 2002. V. 10. № 4. P. 313—377.
<https://doi.org/10.1007/s001590100013>

- Puschmann K.G., Ruiz Cobo B., Martínez Pillet V. The electrical current density vector in the inner penumbra of a sunspot // *Astrophys. J. Lett.* 2010. V. 721. № 1. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/721/1/L58>
- Schatten K.H., Wilcox J.M., Ness N.F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields // *Solar Physics.* 1969. V. 6. № 3. P. 442—455. <https://doi.org/10.1007/BF00146478>
- Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Sol. Phys.* 2012. V. 275. P. 207—227. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9834-2>
- Schmieder B., Aulanier G. Solar Active Region Electric Currents Before and During Eruptive Flares // *Electric Currents in Geospace and Beyond*. Ed. A. Keiling, O. Marghitu & M. Wheatland. ISBN: 9781119324492. American Geophysical Union. 2018. P. 391—406. <https://doi.org/10.1002/9781119324522.ch23>
- Schrijver C.J., DeRosa M.L. Photospheric and heliospheric magnetic fields // *Solar Physics.* 2003. V. 212. № 1. P. 165—200. <https://doi.org/10.1023/A:1022908504100>
- Schrijver C.J., Aulanier G., Title A.M., Pariat E., Delannée C. The 2011 February 15 X2 Flare, Ribbons, Coronal Front, and Mass Ejection: Interpreting the Three-dimensional Views from the Solar Dynamics Observatory and STEREO Guided by Magnetohydrodynamic Flux-Rope Modeling // *Astrophys. J.* 2011. V. 738. 23 p. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/167>
- Sharykin I.N., Kosovichev A.G., Zimovets I.V. Energy Release and Initiation of a Sunquake in a C-Class Flare // *Astrophys. J.* 2015. V. 807. № 1. P. 102. 9 p. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/807/1/102>
- Sharykin I.N., Kosovichev A.G. Onset of Photospheric Impacts and Helioseismic Waves in X9.3 Solar Flare of 2017 September 6 // *The Astrophysical Journal.* 2018. V. 864. № 1. Article ID86. 13 p. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad558>
- Sharykin I.N., Zimovets I.V., Myshyakov I.I. Flare Energy Release at the Magnetic Field Polarity Inversion Line during the M1.2 Solar Flare of 2015 March 15. II. Investigation of Photospheric Electric Current and Magnetic Field Variations Using HMI 135 s Vector Magnetograms // *Astrophys. J.* 2020. V. 893. № 2. P. 159. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab84ef>
- Song H., Tan C., Jing J., Wang H., Yurchyshyn V., Abramenko V. Statistical Assessment of Photospheric Magnetic Features in Imminent Solar Flare Predictions // *Solar Physics.* 2009. V. 254. № 1. P. 101—125. <https://doi.org/10.1007/s11207-008-9288-3>
- Sun X., Hoeksema J.T., Liu Y., et al. Evolution of Magnetic Field and Energy in a Major Eruptive Active Region Based on SDO/HMI Observation // *Astrophys. J.* 2012. V. 748. № 77. P. 15. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/2/77>
- Tadesse T., Pevtsov A.A., Wiegmann T., MacNeise P.J., Gosain S. Global Solar Free Magnetic Energy and Electric Current Density Distribution of Carrington Rotation 2124 // *Solar Physics.* 2014. V. 289. № 11. P. 4031—4045. <https://doi.org/10.1007/s11207-014-0581-z>
- Tan B., Ji H., Huang G., Zhou T., Song Q., Huang Y. Evolution of Electric Currents Associated with Two M-Class Flares // *Solar Physics.* 2006. V. 239. № 1—2. P. 137—148. <https://doi.org/10.1007/s11207-006-0120-7>
- Toriumi S., Wang H. Flare-productive active regions // *Living Rev. Sol. Phys.* 2019. V. 16. № 3. <https://doi.org/10.1007/s41116-019-0019-7>
- Van Driel-Gesztelyi L., Green L.M. Evolution of Active Regions // *Living Rev. Sol. Phys.* 2015. V. 12. № 1. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-1>
- Wang S., Liu C., Liu R., Deng N., Liu Y., Wang H. Response of the Photospheric Magnetic Field to the X2.2 Flare on 2011 February 15 // *Astrophys. J. Lett.* 2012. V. 745. Article ID L17. 5 p. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/745/2/L17>
- Wang R., Liu Y.D., Hoeksema J.T., Zimovets I.V., Liu Y. Roles of Photospheric Motions and Flux Emergence in the Major Solar Eruption on 2017 September 6 // *Astrophys. J.* 2018. V. 869. № 2. Article ID 90. 11 p. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaed48>
- Yang S., Zhang J., Zhu X., Song Q. Block-induced Complex Structures Building the Flare-Productive Solar Active Region 12673 // *The Astrophysical Journal Letters.* 2017. V. 849. № 2. Article ID L21. 7 p. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa9476>
- Zimovets I.V., Wang R., Liu Y.D., Wang C., Kuznetsov S.A., Sharykin I.N., Struminsky A.B., Nakariakov V.M. Magnetic structure of solar flare regions producing hard X-ray pulsations // *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* 2018. V. 174. P. 17—27. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.017>
- Zimovets I.V., Sharykin I.N., Gan W.Q. Relationships between photospheric vertical electric currents and hard X-ray sources in solar flares: Statistical study // *Astrophys. J.* V. 891. № 2. 2020a. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab75be>
- Zimovets I.V., Nechaeva A.B., Sharykin I.N., Gan W.Q. Density distribution of photospheric vertical electric currents in flare-active regions of the Sun // *Astrophys. J.* V. 63. P. 408—420. 2020b. <https://doi.org/10.1007/s10511-020-09645-0>
- Zimovets I.V., Sharykin I.N. A brief review on vertical electric currents in flaring active regions at the Sun / *Proceedings of the VAK-2021 conference “Astronomy at the Epoch of Multimessenger Studies” (Moscow, August 23—28, 2021).* 2022. P. 42—46. <https://doi.org/10.51194/VAK2021.2022.1.1.006>
- Zwaan C. Elements and Patterns in the Solar Magnetic Field // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1987. V. 25. P. 83—111. <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.000503>

Evolution of Characteristics of Vertical Electric Current and Magnetic Field in Active Regions of the Sun and their Relation to Powerful Flares

A. B. Nechaeva^{1, *}, I. V. Zimovets^{1, 2, **}, V. S. Zubik^{2, ***}, I. N. Sharykin^{1, ****}

¹ *Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Landau Phystech School of Physics and Research, Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Moscow Region, Russia*

* e-mail: nechaeva.workspace@gmail.com

** e-mail: ivanzim@iki.rssi.ru

*** e-mail: chernikovasya@gmail.com

**** e-mail: ivan.sharykin@phystech.edu

The study of evolution of magnetic field and electric currents in active regions of the Sun over a long-time interval is of interest for understanding the processes of accumulation and release of energy in them, leading to various phenomena that affect space weather. In this work, based on the photospheric vector magnetograms of the Helioseismic and Magnetic Imager instrument aboard the Solar Dynamics Observatory, an analysis was made of the evolution of a number of characteristics of the magnetic field and vertical electric current in three active regions 11158, 11675, and 12673 that produced class M and X flares, during the time from their origin in the Eastern hemisphere, during the passage through the solar disk, and until the disappearance near the Western limb with a step of 2 hours. The characteristics under consideration included: the power-law exponent of the probability density function of the absolute value of the vertical electric current density, the maximum of the absolute value of the vertical current density, the signed and unsigned total vertical currents and the unsigned total vertical and horizontal magnetic fluxes, the energy of the nonlinear force-free and potential magnetic fields, the free magnetic energy, and the number of islands with strong vertical current. Some regularities in the behaviour of the characteristics under consideration are found, in particular regarding the occurrence of solar flares. The correlation coefficients between pairs of these characteristics are calculated. Additionally, M. Aschwanden's approach is shown to be promising for predicting the maximum X-ray class of a flare based on the calculation of the energy of the potential magnetic field in active regions. The results obtained can be used to predict powerful solar flares.

УДК 523.31-854+533.951.7+520.64-14

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВИХРЕВОЙ ДИФФУЗИИ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВ MMS

© 2024 г. Д. Ю. Найко^{1, 2, *}, И. Л. Овчинников^{1, **, 3}, Е. Е. Антонова^{1, 3, ***}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобелевича Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

² Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (МГУ), Москва, Россия

³ Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

*e-mail: daniilnaiko@mail.ru

**e-mail: ilya@psn.ru

***e-mail: elizaveta.antonova@gmail.com

Поступила в редакцию 19.07.2023 г.

После доработки 19.10.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Представлены результаты статистического анализа распределения коэффициента вихревой диффузии в зависимости от координат в плазменном слое магнитосферы Земли с использованием данных системы спутников *Magnetospheric Multiscale Mission* за период с 2017 по 2022 г. Локализация спутников внутри плазменного слоя фиксировалась по концентрации и температуре ионов плазмы по данным тех же приборов и значению плазменного параметра β . Обнаружена значительная анизотропия коэффициента вихревой диффузии. Проведен анализ зависимости коэффициента вихревой диффузии от межпланетного магнитного поля, показано, что при южной ориентации межпланетного магнитного поля значения коэффициентов вихревой диффузии в 1.5–2 раза больше, чем при северной. Также показано, что при возмущенных геомагнитных условиях ($SML < -200$ нТл) значения коэффициентов вихревой диффузии в несколько раз больше, чем при спокойных геомагнитных условиях ($SML > -50$ нТл).

DOI: 10.31857/S0016794024020032, EDN: DZKPRA

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из характерных особенностей развития турбулентности в плазменных системах является возникновение турбулентного транспорта, приводящего к перемешиванию и выравниванию градиентов гидродинамических параметров. Магнитосфера Земли является гигантской плазменной лабораторией для изучения процессов турбулентного переноса в бесстолкновительной плазме при числах Рейнольдса превышающих для кулоновских столкновений 10^{10} [Borovsky and Funsten, 2003]. В хвосте магнитосферы Земли развиваются различные неустойчивости и устанавливается турбулентный режим течения.

Высокий уровень турбулентных флуктуаций наблюдается в хвосте магнитосферы Земли, что

было отмечено еще в ранних публикациях [Антонова, 1985; Montgomery, 1987; Angelopoulos et al., 1993; Angelopoulos et al., 1999]. Однако, основное внимание было сосредоточено на изучение пучков частиц, диполизаций магнитных силовых линий и других крупномасштабных явлений. Последовательное изучение турбулентности в хвосте магнитосферы Земли началось с работ [Borovsky et al., 1997; Borovsky et al., 1998; Borovsky and Funsten, 2003] по данным спутника ISEE-2, в которых основное внимание уделялось флуктуациям магнитного поля и скорости плазмы. Было показано, что корреляционное время для флуктуаций скорости составляет ~ 2 мин, для магнитного поля ~ 8 мин, при этом корреляционная длина (длина пути перемешивания) ~ 10000 км. По данным магнитных

наблюдений было установлено, что в плазменном слое турбулентность обладает перемежаемостью, то есть зоны с сильными флуктуациями соседствуют со спокойными зонами в пространстве и времени [Angelopoulos et al., 1999; Vörös et al., 2003; Weygand et al., 2005]. Результаты работы [Weygand et al., 2005] показали, что значение корреляционной длины варьирует в пределах от 4000 до 10000 км. Исследована связь спектров флуктуаций магнитного поля со струйными течениями BBF (*Bursty Bulk Flows*). Установлено [Angelopoulos et al., 1999; Vörös et al., 2003; Weygand et al., 2005], что в плазменном слое турбулентность обладает перемежаемостью, то есть зоны с сильными флуктуациями соседствуют со спокойными зонами в пространстве и времени. Исследования флуктуаций электрического поля в хвосте магнитосферы были сопряжены с определенными трудностями и, фактически, начались с запуска четырехспутниковой миссии *Multiscale Magnetosphere Mission* (MMS) [Burch et al., 2016; Torbert et al., 2016; Pollock et al., 2016], когда удалось получить надежные измерения трех компонент электрического поля (см. [Овчинников и др., 2023] и ссылки в этой работе).

Роль турбулентного переноса в динамику магнитосферных потоков определяется коэффициентом вихревой диффузии. Первые оценки данного коэффициента поперек плазменного слоя магнитосферы Земли были проведены в работе [Borovsky et al., 1998] по данным спутника ISEE-2. Измерения на этом спутнике позволяли определять флуктуации скорости плазмы только в плоскости плазменного слоя (в направлении X , Y солнечно-магнитосферной (SM) системы координат). Поэтому было предположено, что уровень флуктуаций поперек слоя совпадает с уровнем флуктуаций вдоль слоя. Был вычислен коэффициент вихревой диффузии, равный $2.6 \cdot 10^5$ км²/с. Эта оценка совпала по порядку величины с предсказаниями модели магнитостатически равновесного турбулентного плазменного слоя, сжимаемого в Z -направлении полем утро-вечер [Антонова и Овчинников, 1996; Antonova and Ovchinnikov, 1998]. Результаты измерений на спутнике Интербол/Хвостовой зонд [Ермолов и др., 2000], на котором определялись флуктуации скорости в направлении (Y , Z), подтвердили оценку из работы [Borovsky et al., 1998]. В ходе измерений на этом спутнике были определены значения коэффициента вихревой диффузии поперек слоя в магнитоспокойное время и во время суббурь [Овчинников и др., 2000, 2002; Ovchinnikov et al., 2002]. В дальнейшем, коэффициенты вихревой диффузии определялись по данным спутников Geotail, Cluster и THEMIS [Troshichev et al., 2002; Stepanova et al., 2005; Stepanova et al., 2009; Stepanova et al., 2011; Nagata et al., 2008; Wang et al., 2010; Pinto et al., 2011]. В работах [Овчинников и Антонова, 2017; Antonova and Stepanova, 2021]

приведены обзоры полученных результатов. Переменяющийся характер турбулентности плазменного слоя приводил к коэффициентам вихревой диффузии, отличающимся более чем на порядок величины [Stepanova et al., 2005; Stepanova et al., 2009; Stepanova et al., 2011; Eyselade et al., 2021], что потребовало продолжения исследований в зависимости от параметров солнечного ветра и геомагнитной активности.

Реализация проекта MMS позволила определять характеристики флуктуаций параметров плазменного слоя с высокой надежностью и более высоким временным разрешением, чем это было сделано ранее. Подробно исследовались отдельные события BBF в режиме с повышенным разрешением [см., например, Ergun et al., 2018]. Статистические исследования коэффициентов вихревой диффузии с использованием данных MMS ранее не проводились. В настоящей работе проводится статистическое исследование флуктуаций скорости, вычисляются коэффициенты вихревой диффузии за период работы проекта с 2017 по 2022 г.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Для расчета коэффициента вихревой диффузии использовались данные измерений гидродинамической скорости ионов плазмы приборами FPI/DIS спутниковой миссии MMS [Pollock et al., 2016] с временным разрешением $1/4.5$ с⁻¹. Активная флуктуация компонент гидродинамической скорости плазмы в плазменном слое хвоста магнитосферы выявлена при построении трехмерных годовграфов гидродинамической скорости. Пример

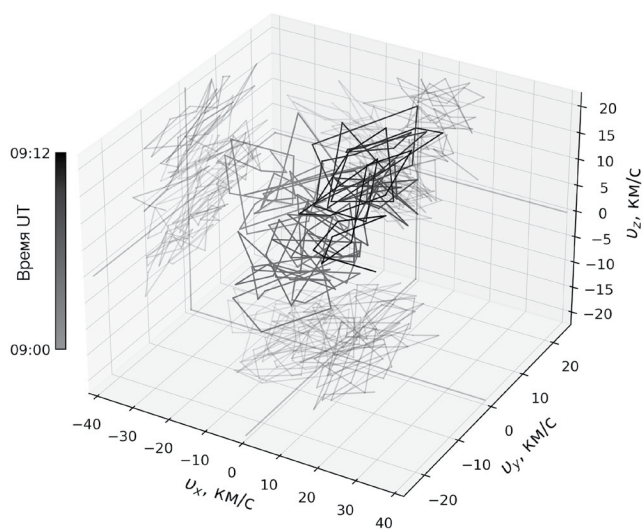


Рис. 1. Пример годовграфа скоростей плазмы в плоскостях XY, XZ, YZ для интервала 09:00–09:12 UT 25 мая 2017 г. по данным MMS1.

полученного годографа показан на рис. 1 для интервала 09:00—09:12 25 мая 2017 г.

Для выделения промежутков времени, когда космический аппарат находился внутри плазменного слоя, использовался критерий предложенный в работе [Stepanova et al., 2011]: координаты аппарата в системе GSM удовлетворяют условиям $X < -6 R_E$, $|Y| < |X|$, $|Z| < 8 R_E$ (где R_E — радиус Земли), концентрация ионов плазмы $n_i > 0.1 \text{ см}^{-3}$, температура ионов $T_i > 0.5 \text{ кэВ}$, плазменный параметр $\beta > 1$, где β — это отношение давления плазмы к давлению магнитного поля. Позже было показано [Antonova et al., 2013; Antonova et al., 2014], что измерения на геоцентрических расстояниях до $\sim 10\text{--}13 R_E$ соответствуют области окружающего Землю плазменного кольца, на которую проецируется большая часть аврорального овала [Антонова и др., 2014; Antonova et al., 2015]. Ниже мы убедимся в справедливости данного результата.

Все параметры усреднялись по 6-мин интервалам времени. За 2017—2022 гг. было выделено 29 тысяч 6-мин интервалов, когда в плазменном слое находился и передавал данные хотя бы один аппарат миссии MMS. Каждый из 6-мин интервалов анализировался совместно с предыдущим.

Для вычисления коэффициентов вихревой диффузии интервалы объединялись попарно, т. е. использовались 12-мин интервалы, содержащие по 160 измеренных значений гидродинамической скорости.

Оценка коэффициентов вихревой диффузии по данным о скоростях проводилась в соответствии с методикой [Borovsky et al., 1997, 1998]. Для компонент гидродинамической скорости ионов плазмы V_α строились автокорреляционные функции

$$A_{\alpha\beta}(\tau) = \frac{\sum (V_\alpha(i) - V_\alpha)(V_\beta(i + \tau) - V_\beta)}{\sqrt{\sum (V_\alpha(i) - V_\alpha)^2} \sqrt{\sum (V_\beta(i + \tau) - V_\beta)^2}} \quad (1)$$

где $V_{rms,\alpha\beta}^2 = (V_\alpha(i) - V_\alpha)(V_\beta(i) - V_\beta)$ — среднеквадратичная скорость, а угловыми скобками обозначено усреднение по всем измерениям выбранного интервала. Индексы $\alpha, \beta \in \{X, Y, Z\}$. Примеры получающихся автокорреляционных функций показаны на рис. 2.

Для вычисления автокорреляционного времени $\tau_{\alpha\beta}$ автокорреляционная функция методом наименьших квадратов аппроксимировалась показательной функцией $A_{\alpha\beta}(\tau) = \exp(-\tau/\tau_{\alpha\beta})$. Использование процедуры определения корреляционного времени в соответствии с подходом Borovsky et al. [1997, 1998] может содержать значительные ошибки (см. рис. 2), что связано с перемежаемостью турбулентности. Это было учтено в ходе анализа результатов.

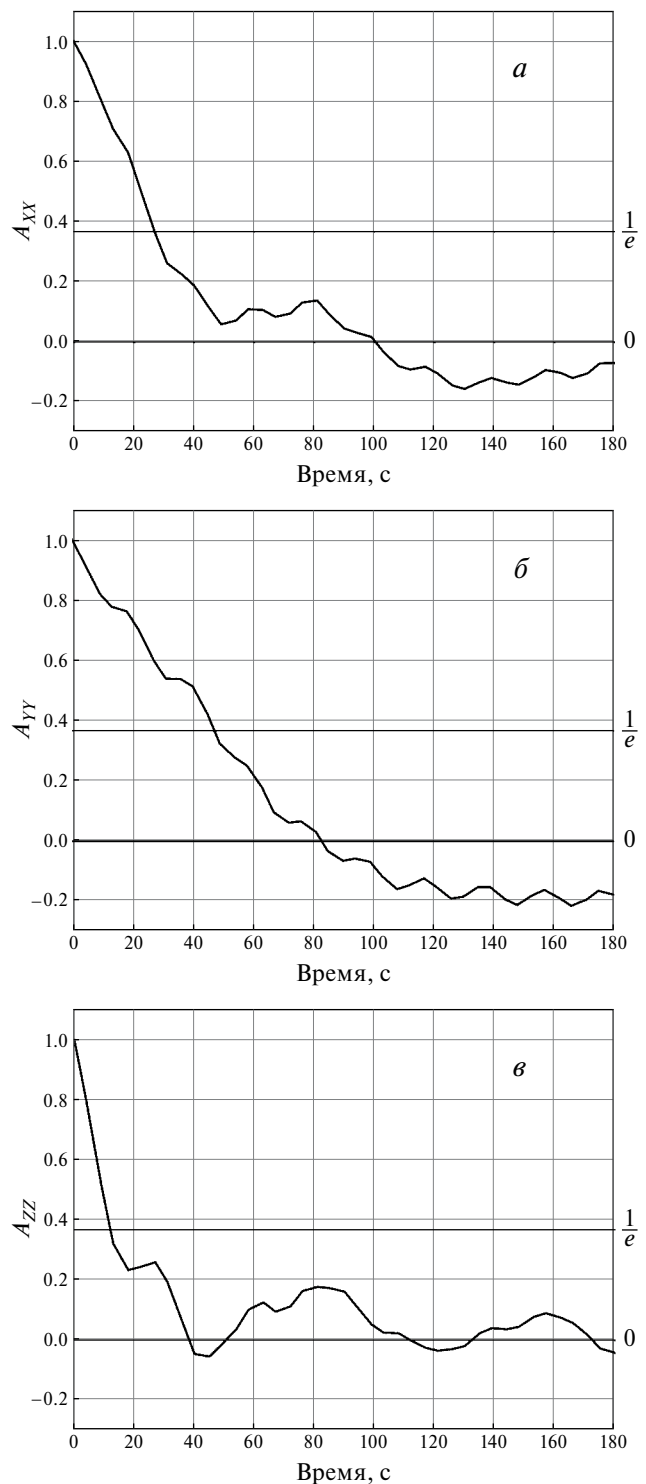


Рис. 2. Примеры автокорреляционных функций компонент скорости плазмы для интервала 0:20—0:32 UT 28.05.2017 по данным MMS1: (а) — A_{XX} , (б) — A_{YY} , (в) — A_{ZZ} .

Коэффициенты вихревой диффузии вычислялись в соответствии с соотношением:

$$D_{\alpha\beta} = V_{rms,\alpha\beta}^2 \tau_{\alpha\beta} / 2. \quad (2)$$

Для каждого из 12-мин интервалов были построены автокорреляционные функции (1) и вычислены автокорреляционные времена. В соответствии с формулой (2) были получены значения компонент вихревой диффузии. Для дальнейшего анализа использовались только диагональные компоненты D_{xx} , D_{yy} , D_{zz} .

Анализ зависимости коэффициентов вихревой диффузии от направления межпланетного магнитного поля был произведен с использованием значений измерений межпланетного магнитного поля в солнечном ветре в точке Лагранжа $L1$ по данным базы данных OMNI. Каждый 12-мин интервал добавлялся в выборку при условии, что на протяжении всего интервала B_z -компонента межпланетного магнитного поля (ММП) не меняла знак. Отбор значений коэффициентов вихревой диффузии для анализа их зависимости от геомагнитной активности производился с учетом значений геомагнитного индекса SuperMAG SML , вычисляемого аналогично AL -индексу, но для большего числа станций. Для каждого 12-мин интервала проверялись следующие условия: $SML > -50$ нТл для всех наблюдаемых интервалов, предшествующих рассматриваемому (и включая рассматриваемый) на протяжении часа для отбора интервалов при спокойной геомагнитной активности; $SML < -200$ нТл для отбора интервалов при высокой геомагнитной активности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

По полученному массиву данных для двух направлений ММП были построены распределения

диагональных компонент коэффициентов вихревой диффузии в зависимости от GSM X - и Y -координат в плазменном слое магнитосферы и определены усредненные радиальные профили коэффициентов диффузии (рис. 3, 4), а также были рассчитаны средние значения диагональных компонент коэффициента вихревой диффузии.

Средние значения при северной ориентации ММП составили: $6.7 \cdot 10^4$ км²/с, $3.1 \cdot 10^4$ км²/с, $1.1 \cdot 10^4$ км²/с для D_{xx} , D_{yy} и D_{zz} соответственно; при южной ориентации ММП — $16.4 \cdot 10^4$ км²/с, $5.9 \cdot 10^4$ км²/с, $1.9 \cdot 10^4$ км²/с для D_{xx} , D_{yy} и D_{zz} соответственно. При усреднении область окружающего Землю плазменного кольца не выделялась.

Для отобранных наборов данных построены распределения диагональных компонент коэффициентов вихревой диффузии в зависимости от GSM X - и Y -координат в плазменном слое магнитосферы Земли при спокойной геомагнитной обстановке при $SML > -50$ нТл и в моменты суббурь при $SML < -200$ нТл. Построены усредненные радиальные профили коэффициентов вихревой диффузии для спокойного времени и суббурь (рис. 5, 6).

Средние значения компонент коэффициентов вихревой диффузии при спокойной геомагнитной обстановке составили: $5.9 \cdot 10^4$ км²/с, $2.7 \cdot 10^4$ км²/с, $0.9 \cdot 10^4$ км²/с для D_{xx} , D_{yy} и D_{zz} соответственно; при суббурях значения составили $19.5 \cdot 10^4$ км²/с, $7.6 \cdot 10^4$ км²/с, $2.5 \cdot 10^4$ км²/с для D_{xx} , D_{yy} и D_{zz} соответственно.

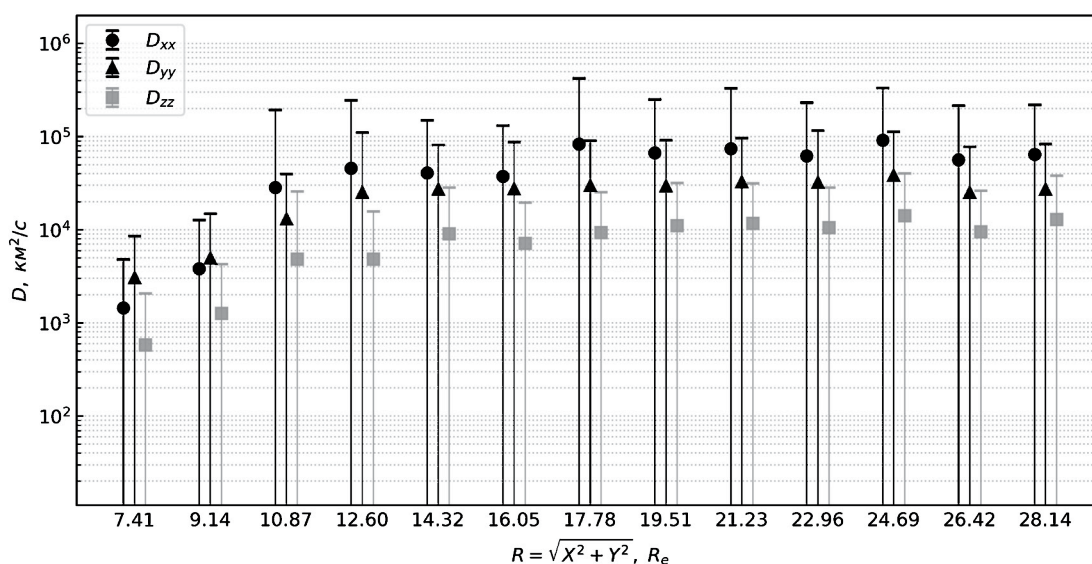


Рис. 3. Усредненные радиальные профили коэффициентов вихревой диффузии при северном направлении межпланетного магнитного поля.

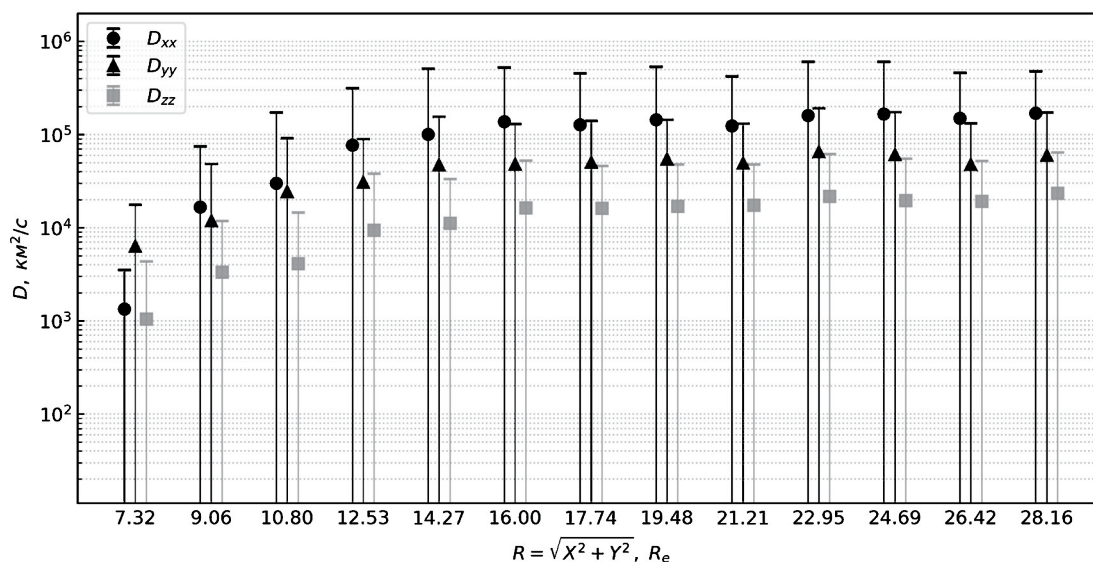


Рис. 4. Усредненные радиальные профили коэффициентов вихревой диффузии при южном направлении межпланетного магнитного поля.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Произведенный статистический анализ подтвердил постоянное существование высокого уровня флуктуаций скорости плазмы в хвосте магнитосферы Земли, рассчитываемой в проекте MMS по стандартной методике определения гидродинамических параметров плазмы. Необходимо отметить, что использованная методика определения автокорреляционного времени является не единственно возможной [Borovsky et al., 1997] и может

приводить к занижению вычисленных значений коэффициентов вихревой диффузии.

В целом, как и ожидалось, значения коэффициентов вихревой диффузии зависят как от направления межпланетного магнитного поля, так и от геомагнитной активности в силу известной статистической зависимости геомагнитной активности от компонент ММП.

Результаты статистического анализа данных MMS в целом подтверждают полученные ранее закономерности и позволяют выявить новые

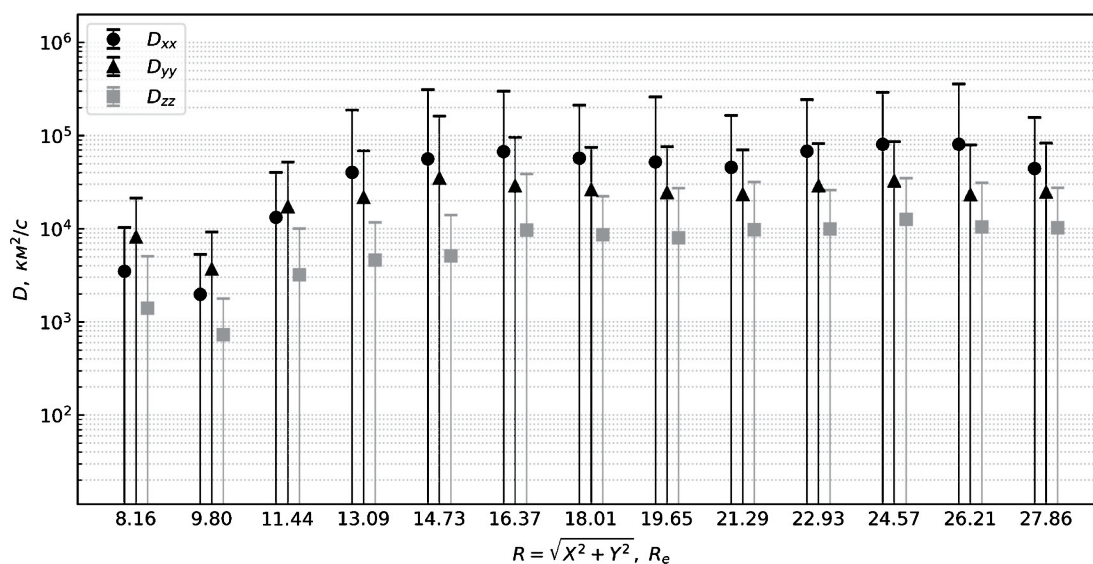


Рис. 5. Усредненные радиальные профили коэффициентов вихревой диффузии в спокойной геомагнитной обстановке ($SML > -50$ нТл).

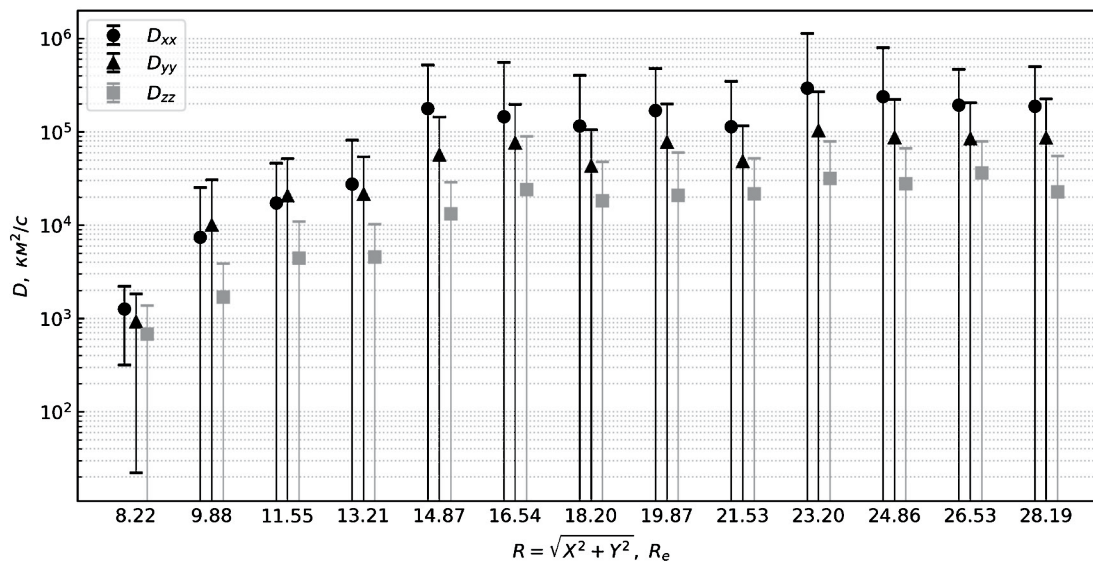


Рис. 6. Усредненные радиальные профили коэффициентов вихревой диффузии в возмущенной геомагнитной обстановке ($SML < -200$ нТл).

особенности. Рисунки 3, 4 показывают, что при южной ориентации межпланетного магнитного поля средние значения коэффициентов вихревой диффузии в 1.5–2 раза больше, чем при северной. В среднем, коэффициент вихревой диффузии в X -направлении превышает значение коэффициента вихревой диффузии в Y -направлении. Минимальны значения коэффициента вихревой диффузии поперек плазменного слоя. В целом усредненные $D_{xx} > D_{yy} > D_{zz}$. Следует отметить, что такая закономерность может не соблюдаться в отдельных событиях.

Зависимости $D_{xx} > D_{yy} > D_{zz}$ сохраняется для периодов магнитосферных суббурь (см. рис. 6). Во время магнитосферных суббурь значения коэффициентов вихревой диффузии в несколько раз больше, чем в спокойное время.

Для радиальных профилей компонент вихревой диффузии (см. рис. 3–6) характерно увеличение значений коэффициентов с ростом геоцентрического расстояния до $\sim 14R_E$ с последующим выходом на плато. Данная закономерность подтверждает выводы работ о проецировании аврорального овала на внешнюю часть кольцевого тока, а не на собственно плазменный слой, где постоянно высок уровень турбулентности. Как известно, на широтах аврорального овала в магнитоспокойных условиях могут наблюдаться почти стационарные вихри, приводящие к формированию авроральных структур типа перевернутого V [Antonova and Ovchinnikov, 1998] и стабильные авроральные дуги. В целом закономерность близка к результатам [Stepanova et

al., 2009, 2011; Pinto et al., 2011], но получена на большей статистике.

5. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ с использованием данных миссии MMS подтвердил наличие больших флуктуации скоростей плазмы в плазменном слое.

Создана база данных, позволившая получить первые результаты по зависимости коэффициентов вихревой диффузии в (X , Y , Z) направлениях от направления ММП и уровня геомагнитной активности.

Проанализированы флуктуации скорости плазмы на 12-мин интервалах в ночном секторе при $X < -6 R_E$, $|Y| < X$, $|Z| < 8 R_E$ в области, где плазменный параметр превышает единицу, включающую часть окружающего Землю плазменного кольца и собственно плазменный слой. Получены значения диагональных компонент тензора вихревой диффузии и их усредненные значения.

Исследованы зависимости компонент тензора вихревой диффузии от направления ММП. Показано, что при южной ориентации межпланетного магнитного поля значения коэффициентов вихревой диффузии в 1.5–2 раза больше, чем при северной.

Определены усредненные зависимости от уровня геомагнитной активности в спокойных условиях при $SML > -50$ нТл и в возмущенных при $SML < -250$ нТл условиях. Установлено, что в моменты магнитных суббурь значения коэффициентов вихревой диффузии в несколько раз

превосходят значения при спокойной геомагнитной активности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективу проекта MMS за возможность использования данных, а также создателям базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) и проекта SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu/info/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00076, (<https://rscf.ru/project/23-22-00076/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова Е.Е.* О неадиабатической диффузии, выравнивании концентрации и температуры в плазменном слое магнитосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т. 25. № 4. С. 623—627.
- Антонова Е.Е., Воробьев В.Г., Кирпичев И.П., Ягодкина О.И.* Сравнение распределения давления плазмы в экваториальной плоскости и на малых высотах в магнитоспокойных условиях // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54. № 3. С. 300—303. <https://doi.org/10.7868/S001679401403002X>
- Антонова Е.Е., Овчинников И.Л.* Равновесие турбулентного токового слоя и токовый слой хвоста магнитосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36. № 5. С. 7—14.
- Ермолаев Ю.И., Петрукович А.А., Зеленый Л.М., Антонова Е.Е., Овчинников И.Л., Сергеев В.А.* Исследования структуры и динамики плазменного слоя в эксперименте Коралл проекта Интербол // Космич. исслед. 2000. Т. 38. № 1. С. 16—22.
- Овчинников И.Л., Антонова Е.Е., Ермолаев Ю.И.* Определение коэффициента турбулентной диффузии в плазменном слое по данным проекта ИНТЕРБОЛ // Космич. исслед. 2000. Т. 38. № 6. С. 596—601.
- Овчинников И.Л., Антонова Е.Е., Ермолаев Ю.И.* Турбулентность в плазменном слое во время суббурь (Исследование ряда случаев на базе наблюдений хвостового зонда проекта ИНТЕРБОЛ) // Космич. исслед. 2002. Т. 40. № 6. С. 563—570.
- Овчинников И.Л., Антонова Е.Е., Найко Д.Ю.* Флуктуации электрического и магнитного полей в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли по данным MMS // Космич. исслед. 2024. Т. 62. № 1. Принято к печати.
- Angelopoulos V., Kennel C.F., Coroniti F.V., Pellat R., Spence H.E., Kivelson M.G., Walker R.J., Baumjohann W., Feldman W.C., Gosling J.T.* Characteristics of ion flow in the quiet state of the inner plasma sheet // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. № 16. P. 1711—1714. <https://doi.org/10.1029/93GL00847>
- Angelopoulos V., Mukai T., Kokubun S.* Evidence for intermittency in Earth's plasma sheet and implications for selforganized criticality // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. № 11. P. 4161—4168. <https://doi.org/10.1063/1.873681>
- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Stepanova M.V.* Plasma pressure distribution in the surrounding the Earth plasma ring and its role in the magnetospheric dynamics // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2014. V. 115. № 8. P. 32—40. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.12.005>
- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Vovchenko V.V., Stepanova M.V., Riazantseva M.O., Pulnits M.S., Ovchinnikov I.L., Znatkova S.S.* Characteristics of plasma ring, surrounding the Earth at geocentric distances ~7—10 RE, and magnetospheric current systems // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2013. V. 99. № 7. P. 85—91. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.08.013>
- Antonova E.E., Ovchinnikov I.L.* Magnetostatically equilibrated plasma sheet with developed medium-scale turbulence: structure and implications for substorm dynamics // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 17289—17297. <https://doi.org/10.1029/1999JA900141>
- Antonova E.E., Stepanova M.V.* The impact of turbulence on physics of the geomagnetic tail // Front. Astron. Space Sci. V. 8: 622570. 2001. <https://doi.org/10.3389/fspas.2021.622570>
- Antonova E.E., Vorobiev V.G., Kirpichev I.P., Yagodkina O.I., Stepanova M.V.* Problems with mapping the auroral oval and magnetospheric substorms // Earth Planets and Space. 2015. V. 67. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0336-6>
- Borovsky J.E., Elphic R.C., Funsten H.O., Thomsen M.F.* The Earth's plasma sheet as a laboratory for turbulence in high- β MHD // J. Plasma Phys. 1997. V. 57. № 1. P. 1—34. <https://doi.org/10.1017/S0022377896005259>
- Borovsky J.E., Funsten H.E.* MHD turbulence in the Earth's plasma sheet: Dynamics, dissipation and driving // J. Geophys. Res. 2003. V. 107. № A7. <https://doi.org/10.1029/2002JA009625>
- Borovsky J.E., Thomsen M.F., Elphic R.C.* The driving of the plasma sheet by the solar wind // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № A8. P. 17617—17639. <https://doi.org/10.1029/97JA02986>
- Burch J.L., Moore T.E., Torbert R.B., Giles B.L.* Magnetospheric Multiscale overview and science objectives // Space Sci. Rev. 2016. V. 199. P. 5—21. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
- Ergun R.E., Goodrich K.A., Wilder F.D., et al.* Magnetic reconnection, turbulence, and particle acceleration: Observations in the Earth's magnetotail // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 3338—3347. <https://doi.org/10.1002/2018GL076993>

- Eyelade A.V., Espinoza C.M., Stepanova M., Antonova E.E., Ovchinnikov I.L., Kirpichev I.P.* Influence of MHD turbulence on ion kappa distributions in the Earth's plasma sheet as a function of plasma β parameter // *Front. Astron. Space Sci.* V. 8: 647121. 2021.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.647121>
- Montgomery D.* Remarks on the MHD problem of generic magnetospheres and magnetotails. *Magnetotail Physics*. Ed. A.T.Y. Lui. 1987. P. 203—204. Baltimore, Md.: Johns Hopkins University Press, 1987.
- Nagata D., Machida S., Ohtani S., Saito Y., Mukai T.* Solar wind control of plasma number density in the nearEarth plasma sheet: three-dimensional structure // *Ann. Geophysicae*. 2008. V. 26. № 12. P. 4031—4049.
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-4031-2008>
- Ovchinnikov I.L., Antonova E.E., Yermolaev Yu.I.* Plasma sheet heating during substorm and the values of the plasma sheet diffusion coefficient obtained on the base of Interball/Tail probe observations // *Adv. Space Res.* 2002. V. 30. № 7. P. 1821—1824.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00456-8](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00456-8)
- Pinto V., Stepanova M., Antonova E.E., Valdivia J.A.* Estimation of the eddy-diffusion coefficients in the plasma sheet using THEMIS satellite data // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2011. V. 73. № 7. P. 1472—1477.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.05.007>
- Pollock C., Moore T., Jacques A., et al.* Fast Plasma Investigation for Magnetospheric Multiscale // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 199. P. 331—406.
<https://doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4>
- Stepanova M., Antonova E.E., Paredes-Davis D., Ovchinnikov I.L., Yermolaev Y.I.* Spatial variation of eddy-diffusion coefficients in the turbulent plasma sheet during substorms // *Ann. Geophysicae*. 2009. V. 27. № 4. P. 1407—1411.
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-1407-2009>
- Stepanova M., Antonova E.E.* Modeling of the turbulent plasma sheet during quiet geomagnetic conditions // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2011. V. 73. № 8. P. 1636—1642.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.02.009>
- Stepanova M., Pinto V., Valdivia J.A., Antonova E.E.* Spatial distribution of the eddy diffusion coefficients in the plasma sheet during quiet time and substorms from THEMIS satellite data // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. № 1.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015887>
- Stepanova M.V., Vucina-Parga T., Antonova E.E., Ovchinnikov I.L., Yermolaev Yu.I.* Variation of the plasma turbulence in the central plasma sheet during substorm phases observed by the Interball/tail satellite // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2005. V. 67. № 11. P. 1815—1820.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.01.013>
- Torbert R.B., Russell C.T., Magnes W., et al.* The FIELDs Instrument Suite on MMS: Scientific Objectives, Measurements, and Data Products // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 199. P. 105—135.
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0109-8>
- Troshichev O.A., Antonova E.E., Kamide Y.* Inconsistence of magnetic field and plasma velocity variations in the distant plasma sheet: violation of the “frozen-in” criterion? // *Adv. Space Res.* 2002. V. 30. № 12. P. 2683—2687.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)80382-9](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)80382-9)
- Vörös W., Baumjohann W., Nakamura R., Runov A., et al.* Multi-scale magnetic field intermittence in the plasma sheet // *Ann. Geophysicae*. 2003. V. 21. № 9. P. 1955—1964.
<https://doi.org/10.5194/angeo-21-1955-2003>
- Wang C.-P., Lyons L.R., Nagai T., Weygand J.M., Lui A.T.Y.* Evolution of plasma sheet particle content under different interplanetary magnetic field conditions // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. № 6.
<https://doi.org/10.1029/2009JA015028>
- Weygand J.M., Kivelson M.G., Khurana K.K., Schwarzl H.K., et al.* Plasma sheet turbulence observed by Cluster II // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. № 2.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010581>

Spatial Distribution of the Eddy Diffusion Coefficient in the Plasma Sheet of Earth's Magnetotail and its Dependence on the Interplanetary Magnetic Field and Geomagnetic Activity based on MMS Satellite Data

D. Yu. Naiko^{1, 2, *}, I. L. Ovchinnikov^{1, **}, E. E. Antonova^{1, 3, *}**

¹ *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

² *Department of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

³ *Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**e-mail: daniilnaiko@mail.ru*

***e-mail: ilya@psn.ru*

****e-mail: elizaveta.antonova@gmail.com*

The article presents the results of a statistical analysis of the distribution of the eddy diffusion coefficient depending on the coordinates in the plasma sheet of Earth's magnetosphere based on data from the Magnetospheric Multiscale Mission satellite system (MMS) for the period from 2017 to 2022. The localization of satellites inside the plasma sheet was recorded from the concentration and temperature of plasma ions according to the data of the same instruments and the value of plasma parameter β . Significant anisotropy of the eddy diffusion coefficient was revealed. The dependence of the eddy diffusion coefficient on the inter-planetary magnetic field is analyzed, showing that with the southern orientation of the interplanetary magnetic field, the eddy diffusion coefficients are 1.5–2 times greater than with the northern orientation. It is also shown that under disturbed geomagnetic conditions ($SML < -200$ nT), the eddy diffusion coefficients are several times greater than under quiet geomagnetic conditions ($SML > -50$ nT).

ВЛИЯНИЕ СУББУРЬ НА ПРОЦЕССЫ В ИОНОСФЕРЕ И ПЛАЗМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2024 г. Г. А. Котова^{1, *}, В. Л. Халипов¹, А. Е. Степанов², В. В. Безруких¹

¹ Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

² Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю.Г. Шафера СО РАН (ИКФИА СО РАН), Якутск, Россия

*e-mail: kotova@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 06.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Во время магнитосферных суббурь в области F ионосферы и вплоть до высот ~ 1000 км формируется поляризационный джет. По измерениям энергичных ионов кольцевого тока на спутнике AMPTE/CSE и по данным дрейфметров на спутниках DMSP было показано, что формирование поляризационного джета связано с вторжением энергичных ионов (10–100 кэВ) во внутреннюю магнитосферу во время суббурь. В области развития поляризационного джета изменяются характеристики плазмы в ионосфере: плотность плазмы понижается, иногда на порядок величины, и одновременно существенно повышается температура плазмы. Кроме того, одновременно с дрейфом плазмы на запад обычно наблюдается и дрейф плазмы вверх. Поток ионов вверх из области развития поляризационного джета $\sim 10^9$ см⁻²с⁻¹ на порядок превосходит средний дневной поток ионов из ионосферы в плазмосферу. Измерения на спутнике МАГИОН-5 в плазмосфере на тех же L-оболочках, где регистрируется поляризационный джет в ионосфере, показывают возрастание концентрации холодных ионов. “Горбы” плотности, наблюдаемые вблизи плазмопаузы, по-видимому, образуются благодаря потокам плазмы из ионосферы, сопровождающих формирование поляризационного джета. Таким образом, последствия суббурь наблюдаются практически во всей магнитосфере.

DOI: 10.31857/S0016794024020043, EDN: DZKGKN

1. ВВЕДЕНИЕ

Представления о магнитосферных суббурях первоначально складывались из описания полярных сияний, и считалось, что это комплекс явлений, развивающихся в северной и южной полярных областях околоземного пространства. В начале спутниковой эры, после открытия геомагнитного хвоста Земли [Ness, 1965] было установлено, что суббури, связанные с взаимодействием возмущенных потоков солнечного ветра с магнитосферой Земли, начинаются процессами в хвосте магнитосферы и затрагивают области вблизи экваториальной плоскости вплоть до расстояний 3–5 радиусов Земли от ее центра [Галеев, 1979]. Развитие суббурь в хвосте магнитосферы приводит к инжекции энергичных ионов (20–50 кэВ) и усилению кольцевого тока около Земли [Stephens et al., 2019]. Радиальное электрическое поле, возникающее на границе инжекции, проецируется в ионосферу вдоль силовых линий магнитного поля. Таким образом, развитие суббури охватывает не только полярные области

ионосферы и атмосферы, но и существенно влияет на субавроральную ионосферу [Деминов, 2008].

Поляризационный джет (ПД) — быстрый, до 3 км/с, дрейф ионов на запад на высотах области F в ионосфере — был открыт Ю.И. Гальпериным с коллегами по данным спутника “Космос-184” [Гальперин и др., 1973; Galperin et al., 1974]. Такой узкий по широте 1–2° — дрейф ионов должен быть связан с электрическим полем 100–130 мВ/м, направленным к полюсу. В англоязычной литературе для поляризационного джета чаще всего используется термин SAID (SubAuroral Ion Drifts — субавроральный ионный дрейф) [Spiro et al., 1979]. В 2002 г. Дж. Фостер с соавторами [Foster and Burke, 2002; Foster and Vo, 2002] по данным спутника DMSP F13 и радары некогерентного рассеяния Милстоун Хил описали более широкие дрейфовые потоки ионов ($\sim 5^\circ$ и более) в ионосфере. Средняя пиковая скорость этих потоков составляла 0.9 км/с. Авторы назвали это явление SAPS (Subauroral Polarization Streams — субавроральный поляризационный

поток). Такой поток обычно не имеет резких границ по широте ни с экваториальной, ни с полярной стороны, тогда как поляризационный джет в большинстве случаев имеет резкую экваториальную границу. ПД считается частным случаем SAPS или областью SAPS вблизи пика западного компонента скорости [Landry and Anderson, 2018].

Открытие ПД по измерениям на спутниках способствовало тщательному анализу данных, получаемых на наземных ионосферных станциях. Было обнаружено, что дополнительные отражения F_3s на меньших частотах и на большей дальности, чем регулярные фоновые следы на ионограммах вертикального зондирования ионосферы, соответствуют узким быстрым потокам плазмы вблизи зенита станции наблюдения [см. Халипов и др., 2001; Степанов и др., 2017 и ссылки в них]. После появления таких отражений критические частоты фонового слоя F_2 могут резко уменьшаться в течение 15–30 мин на 2–4 МГц и более, т. е. происходит “срыв” частоты, который четко прорисовывается на суточных f -графиках ионосферных данных [Степанов и др., 2016].

Данные наземных ионосферных станций дают обширный материал для исследования условий развития поляризационного джета в ионосфере и его связи с развитием суббурь в магнитосфере. Одновременные данные, полученные на спутнике МАГИОН-5 в плазмосфере, на наземных ионосферных станциях и на спутниках серии DMSP в ионосфере позволяют установить характерные изменения параметров тепловой плазмы и в ионосфере, и в плазмосфере, происходящие во время развития суббурь.

В настоящей работе рассмотрена взаимосвязь явлений, возникающих в магнитосфере, плазмосфере и ионосфере во время развития суббурь.

2. ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ДЖЕТА ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ В БЛИЖНЮЮ МАГНИТОСФЕРУ

В ряде работ, рассматривающих возможные механизмы формирования ПД в ионосфере, учитывалось электрическое поле, возникающее в магнитосфере во время суббурь вблизи полуночного меридиана при инъекции энергичных ионов плазменного слоя и приближении кольцевого тока к Земле [Smiddy et al., 1977; Southwood and Wolf, 1978]. Это электрическое поле проецируется в ионосферу вдоль магнитных силовых линий и приводит к возникновению западного дрейфа плазмы. Вблизи экваториальной плоскости энергичные ионы дрейфуют также на запад, и с течением времени в ионосфере ПД развивается и в вечернем секторе. Однако единого общепринятого

механизма, описывающего развитие поляризационного джета, до сих пор не выработано.

В работах В.Л. Халипова с соавторами [Khalipov et al., 2003; Халипов и др., 2016a] были представлены экспериментальные доказательства взаимосвязи формирования поляризационного джета на ионосферных высотах с процессом инъекции ионов с энергиями в несколько десятков килоэлектронвольт во внутреннюю магнитосферу во время суббурь. Вблизи области инъекции в околополуночном секторе магнитного локального времени на геостационарных спутниках наблюдаются ионы без дисперсии, а в вечернем секторе — с дисперсией в форме “носовых структур”. В статьях, указанных выше, рассматривались только случаи регистрации ПД и энергичных ионов в течение 3-х часов после изолированной вспышки АЕ (“<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>” Geomagnetic Data Service (kyoto-u.ac.jp)), чтобы, с одной стороны, можно было легко связать эти явления с конкретной суббурей и, с другой стороны, избежать рассмотрения носовых структур, коротирующих с Землей.

На рис. 1 рассмотрен еще один пример, свидетельствующий о взаимосвязи формирования границы инъекции ионов и поляризационного

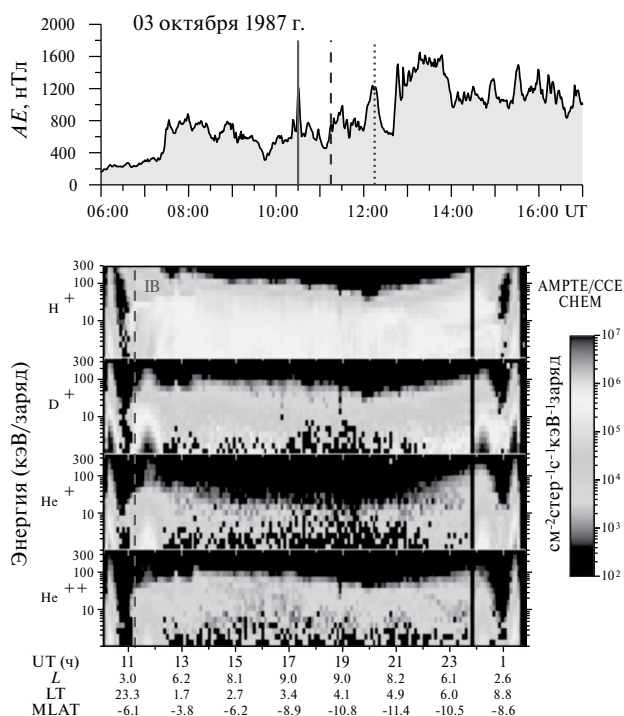


Рис. 1. Вверху: изменение индекса AE со временем. Сплошная линия — вспышка AE . Штриховая линия — время регистрации границы инъекции, точечная линия — время регистрации ПД на ст. Якутск. Внизу: спектрограммы “энергия — время” для различных ионов, зарегистрированных прибором CSEM на спутнике AMPTE/CSE 3–4 октября 1987 г. Штриховой линией отмечена граница инъекции ионов (IB).

джета в ионосфере. На этом рисунке показаны результаты измерения потоков ионов водорода, кислорода и гелия вблизи экваториальной плоскости магнитосферы Земли на спутнике AMPTE/CSE прибором CHEM 3—4 октября 1987 г. (http://sd-www.jhuapl.edu/AMPTE/summary_images/summary_image_files/), [Gloeckler et al., 1985]. Вдоль оси ординат показана энергия ионов в килоэлектрон-вольтах на единицу заряда, вдоль оси абсцисс — время UT, величина параметра Мак—Илвэйна L (расстояние от центра Земли до магнитной силовой линии на экваторе в радиусах Земли), местное время (LT) и магнитная широта (MLAT) места измерения. Вертикальной штриховой линией отмечена граница инжекции ионов во внутреннюю магнитосферу. Эта граница наблюдалась в 11:15 UT, 23.30 LT (местное время здесь и далее приведено в часах) на магнитной оболочке $L \approx 3.2$. На наземной ионосферной станции Якутск ($L = 3.0$) через час в 12:15 UT, 21.25 LT был зарегистрирован поляризационный джет. Известно, что на оболочке $L \approx 3$ за час ПД смещается на запад, то есть на более ранние часы местного времени, в среднем на 3 часа LT [Khalipov et al., 2003]. В случае, показанном на рис. 1, за час ПД мог переместиться на 2.05 LT и при этом опуститься на немного более низкую L -оболочку. И регистрация на глубокой L -оболочке границы инжекции ионов плазменного слоя, и наблюдение поляризационного джета в ионосфере связаны с развитием суббури. Изолированный всплеск AE -индекса (рис. 1, верхний график) произошел в 10:30 UT 3 октября 1987 г., за 45 мин до регистрации границы инжекции ионов в околополуденном секторе и за 1 ч 45 мин до формирования поляризационного джета над ст. Якутск в позднем вечернем секторе.

Следует отметить, что ионы плазменного слоя, инжектированные во внутреннюю магнитосферу, дрейфуют вокруг Земли, образуя кольцевой ток, и, таким образом, граница инжекции ионов одновременно является внутренней границей околоземного кольцевого тока.

В работе [Халипов и др., 2016а] на значительном статистическом материале было показано, что инвариантная широта (или параметр L Мак—Илвэйна) границы инжекции ионов с энергией около 50 кэВ зависит от индекса AE , характеризующего интенсивность суббури, и эта зависимость совпадает с зависимостью положения экваториальной границы ПД также от AE -индекса.

Рисунок 2 воспроизводит заключительный рисунок из указанной работы и демонстрирует совпадение зависимостей. Зависимость инвариантной широты (Λ_{eq}) экваториальной границы ПД от величины всплеска AE -индекса аппроксимируется линейной функцией, показанной сплошной линией на рис. 2:

$$\Lambda_{eq} = -0.0079AE + 64.0. \quad (1)$$

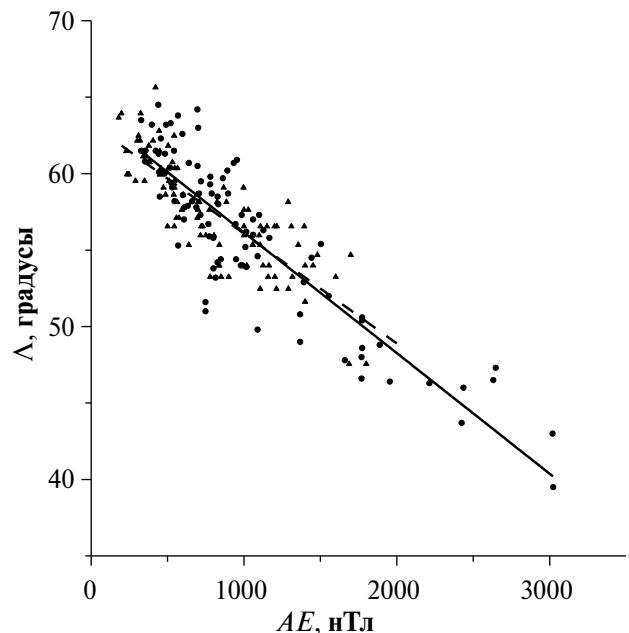


Рис. 2. Зависимость экваториальной границы ПД (точки) и внутренней границы кольцевого тока (треугольники) от величины всплеска суббуревой активности AE . Соответствующие аппроксимирующие линии, сплошная и пунктирная, описаны в тексте.

Пунктирной линией на рис. 2 показана линейная функция, аппроксимирующая зависимость инвариантной широты внутренней границы кольцевого тока (Λ_b) от величины всплеска AE :

$$\Lambda_b = -0.0072AE + 63.2. \quad (2)$$

Соотношения (1) и (2) очень близки, коэффициенты детерминации равны соответственно 0.79 и 0.68, и это свидетельствует об идентичности внутренней границы кольцевого тока (или границы инжекции энергичных ионов) и экваториальной границы ПД, их формирование происходит на одних и тех же L -оболочках в одно и то же локальное время, хотя и на разных геомагнитных широтах. Таким образом, было надежно установлено, что формирование ПД связано с вторжением энергичных ионов во внутреннюю магнитосферу во время суббури.

Кроме того, совпадение экваториальной границы ПД и границы инжекции ионов, а также, показанные на ряде примеров (см. рис. 1, [Khalipov et al., 2003, Халипов и др., 2016а]), почти одновременные наблюдения поляризационного джета и границы инжекции ионов в околополуденном секторе магнитосферы указывают на то, что электрическое поле, возникающее в магнитосфере, не успевает нейтрализоваться тепловой плазмой плазмосферы и очень быстро передается на ионосферные высоты.

3. ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ДЖЕТА НА ВЗРЫВНОЙ ФАЗЕ СУББУРИ

Первоначальный анализ развития ПД в ионосфере по данным спутника DE-2 (Dynamics Explorer-2) показал, что минимальное время задержки возникновения ПД относительно начала вспышки AE -индекса составляет 30 мин и, таким образом, ПД появляется на восстановительной фазе суббури [Anderson et al., 1993]. Однако, подробный анализ данных наземных ионосферных станций в Якутске ($L = 3.0$, магнитное локальное время $MLT = UT + 9$) и Подкаменной Тунгуске ($L = 3.0$, $MLT = UT + 7$) [Халипов и др., 2001; Степанов и др., 2008] показал, что минимальная задержка возникновения ПД относительно начала развития суббури может составлять менее 10 мин (рис. 3). Такие события наблюдаются, когда в момент начала суббури станция находится вблизи полуночного меридиана. Это достаточно редко случается даже при непрерывных наблюдениях на наземных ионосферных станциях, тем более, такие совпадения места измерения и начала суббури трудно “поймать” при спутниковых наблюдениях.

На рис. 3 рассмотрены события, для которых время задержки появления ПД над станциями относительно начала вспышки суббури не превышает трех часов. Эмпирически было установлено, что на станциях Якутск и Подкаменная Тунгуска, которые находятся на магнитной оболочке $L \approx 3$, ПД обычно наблюдается при величине $AE \geq 500$ нТл. Поэтому рассматривались изолированные вспышки $AE \geq 500$ нТл. На рис. 3 указаны числа рассмотренных событий (N) и коэффициенты корреляции (R) аппроксимирующих прямых: $UT_{ПД} = 0.81UT_{AE} + 3.5$ для ст. Якутск и $UT_{ПД} = 0.82UT_{AE} + 3.7$ для ст. Подкаменная Тунгуска.

Зависимость времени возникновения ПД над станциями от времени начала вспышки суббури описывается практически совпадающими линейными функциями с высокими коэффициентами корреляции $R > 0.9$, что дополнительно свидетельствует о тесной связи возникновения ПД со вспышками суббуревой активности. Полученную эмпирическую зависимость можно использовать для оценки времени появления ПД после начала суббури. В среднем в околополуночном секторе ПД возникает на 30 минут позже начала вспышки AE , и это, более или менее, соответствует спутниковым данным [Anderson et al., 1993], однако число событий с меньшей задержкой значительно, и, следовательно, в ряде случаев ПД развивается на взрывной фазе суббури.

По-видимому, главным фактором возникновения ПД является проникновение энергичных ионов в ближнюю магнитосферу во время суббурь и именно со временем вторжения ионов связано

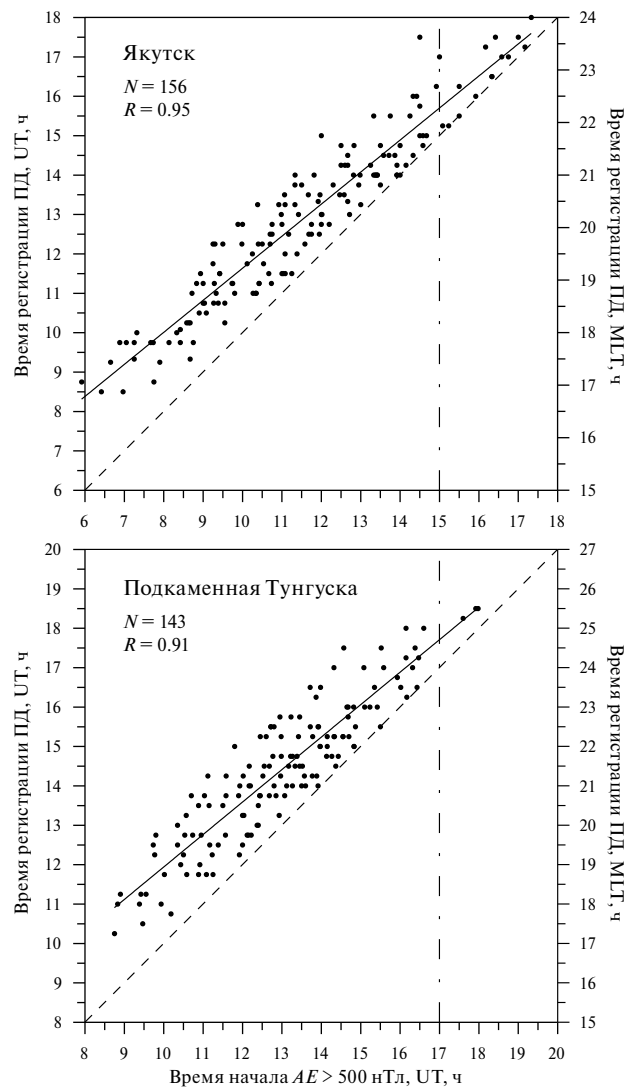


Рис. 3. Зависимость времени появления ПД над станциями Якутск и Подкаменная Тунгуска от времени регистрации начала вспышки AE -индекса. Эти времена совпадают на пунктирной линии. Сплошные линии показывают линейные аппроксимации. Локальная полночь в Якутске и Подкаменной Тунгуске отмечена штрихпунктирной линией.

время начала развития ПД. Механизм, описывающий возникновение и развитие ПД, должен непременно учитывать инъекции энергичных частиц во время суббурь.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ПОТОКИ ПЛАЗМЫ ВВЕРХ В ОБЛАСТИ РАЗВИТИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ДЖЕТА

Формирование ПД в ионосфере во время развития магнитосферных суббурь приводит к изменениям характеристик плазмы. В области формирования

ПД плотность плазмы понижена, иногда на порядок величины, и одновременно существенно повышена температура плазмы [Anderson et al., 1991; Mofett et al., 1998; Rodger et al., 1992; Степанов и др., 2011]. Хорошие примеры наблюдения ПД в слое F ионосферы на спутнике DE-2 приведены в работе [Anderson et al., 1991]. На рис. 1 в этой работе видно, что значительный дрейф плазмы на запад сопровождается не только провалом плотности плазмы и подъемом ее температуры, но и значительным движением плазмы вверх. По-видимому, первые наблюдения больших потоков ионов кислорода вверх из области развития ПД были описаны ранее в работе [Yeh, Foster, 1990]. Авторы проанализировали данные радара некогерентного рассеяния в Миллстоун Хилле и обнаружили потоки ионов вверх с чрезвычайно высокими скоростями, на высоте 1000 км иногда превышающими 3 км/с. Потоки вверх наблюдались одновременно с регистрацией быстрого дрейфа ионов на запад во время сильной магнитной бури 8 февраля 1986 г. на инвариантной широте 57° около 18:00 MLT. Температура ионов в этой области была повышена и превосходила 4000 К. (Обычная температура ионов на этих высотах 1000—2000 К). По оценкам авторов поток ионов кислорода вверх был $\geq 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Позже по спутниковым и наземным данным было показано, что развитие ПД всегда сопровождается значительными потоками плазмы вверх из ионосферы [Wang, Luhr, 2013; Халипов и др., 2016; Степанов и др., 2019]. По доплеровским данным наземных ионозондов во время суббурь наблюдаются значительные потоки плазмы со скоростями до 150—180 м/с вдоль магнитного поля из слоя F -ионосферы. По данным дрейфметров на спутниках серии DMSP в верхней ионосфере на высотах ~850 км одновременно с дрейфом плазмы на запад скорости вертикальных дрейфов достигали 1.5—2.0 км/с. Максимумы потоков на запад и потоков вверх не всегда совпадают, но в узком широтном интервале, в котором существует ПД, регистрируются и вертикальные потоки [Степанов и др., 2019].

5. ФОРМИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ В ПЛАЗМОСФЕРЕ

Наблюдаемые потоки плазмы вверх из области развития поляризационного джета в ионосфере, возможно, связаны с неоднородностями распределения плотности во внешних областях плазмосферы и пограничном слое плазмосферы [Kotova et al., 2023].

Для анализа характеристик тепловой плазмы в плазмосфере Земли удобно использовать данные чешского субспутника МАГИОН-5 проекта ИНТЕРБОЛ, ибо измерения на этом субспутнике

проводились с помощью широкоугольного анализатора тепловых ионов ПЛ-48 с очень хорошим временным разрешением, энергетический спектр протонов ($<25 \text{ эВ}$) измерялся за 0.4 с каждые 8 с. МАГИОН-5 был запущен вместе с основным аппаратом ИНТЕРБОЛ-2 в августе 1996 г. на околоземную орбиту с наклоном $\sim 65^\circ$ и периодом обращения вокруг Земли около 6 часов. К сожалению, через день после запуска связь с субспутником была потеряна, но почти через 2 года ее удалось восстановить. Штанга, на которой был установлен широкоугольный анализатор тепловых ионов ПЛ-48, также открылась не сразу, поэтому данные были получены с августа 1999 г. по июль 2001 г.

При расчете параметров плазмы по измеренным энергетическим спектрам предполагалось, что частицы распределены по закону Максвелла, но с учетом частичного экранирования потенциалом космического аппарата. Методика обработки данных подробно описана в работе [Kotova et al., 2014].

Для анализа ионосферных дрейфов и характеристик плазмы в ионосфере использованы данные комплекса аппаратуры SSIES (<https://dmisp.bc.edu/html2/ssiesgeneral.html>) DMSP SSIES INSTRUMENT CHARACTERISTICS (bc.edu), установленной на спутниках DMSP (HYPERLINK http://cedar.openmadrigal.org/list/Experiments?isGlobal=on&categories=9&instruments=8100&showDefault=on&start_date_0=1950-01-01&start_date_1=00%3A00%3A00&end_date_0=2023-12-31&end_date_1=23%3A59%3A59) List Madrigal experiments (openmadrigal.org)).

На рис. 4 показаны профили плотности протонов в зависимости от инвариантной широты (Λ), полученные на спутнике МАГИОН-5 28 сентября 2000 г., 30 октября 2000 г. и 27 ноября 2000 г. Под ними на этом рисунке приведены скорости ионов и плотность электронов в верхней ионосфере на высоте около 850 км, измеренные на спутниках F15 и F12. Вертикальной штриховой линией отмечена максимальная скорость западного дрейфа ионов в ионосфере, что соответствует пересечению спутником ПД. На нижних панелях показаны изменения AE -индекса в соответствующие периоды измерений на спутниках.

На левых панелях рис. 4 представлены измерения, проведенные 28 сентября 2000 г. В плазмосфере плотность постепенно спадает к внешним L -оболочкам, хотя некоторые неоднородности наблюдались и при $L < 3$. Перед плазмопаузой ($L \approx 4.3$) в послеполуночном секторе видна область повышенной плотности плазмы при $58^\circ < \Lambda < 61^\circ$. За 8.5 часов до этого в вечернем секторе верхней ионосферы в северном полушарии на той же L -оболочке был зарегистрирован классический ПД. Максимальная скорость дрейфа ионосферной плазмы в западном направлении была $V_r \sim 1500 \text{ м/с}$,

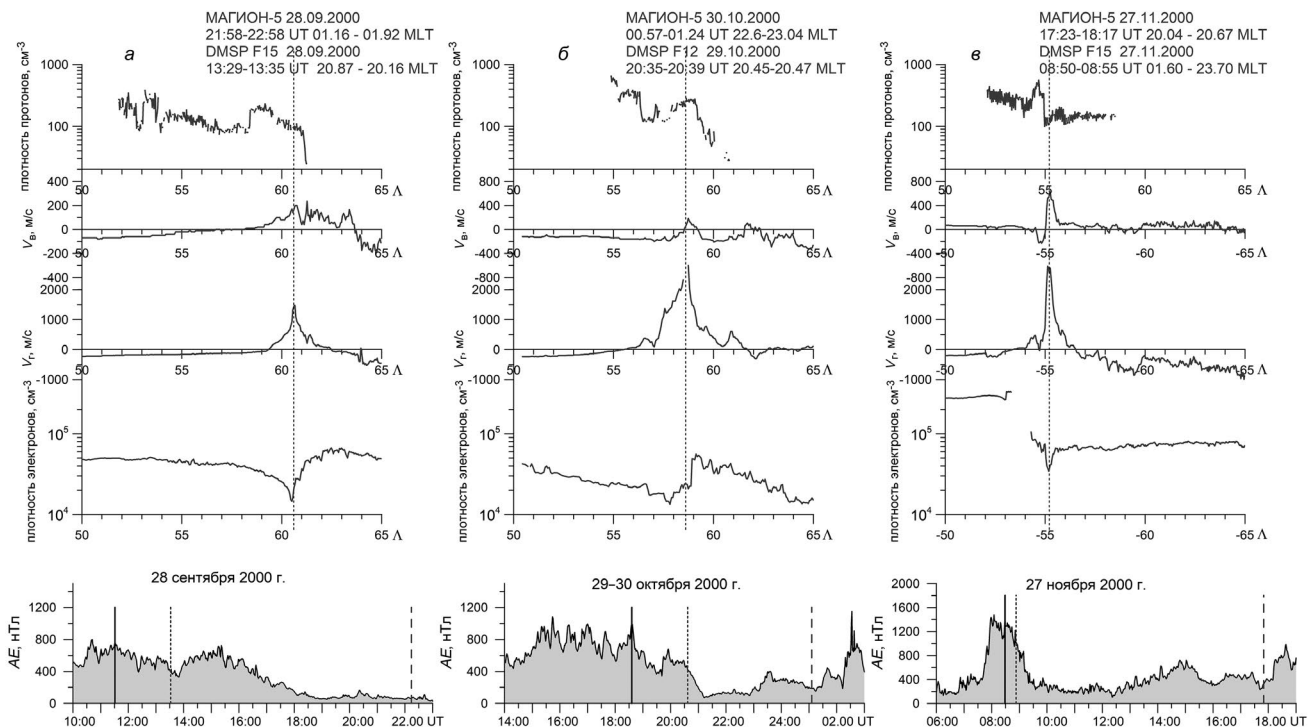


Рис. 4. Примеры наблюдения возрастаний плотности во внешней плазмосфере (а, в) или в пограничном слое плазмосферы (б) и сопряженных наблюдений ПД в верхней ионосфере. Сверху вниз показаны зависимости от инвариантной широты в градусах (Λ): вариаций плотности протонов вдоль орбиты спутника МАГИОН-5, скоростей дрейфа ионов в вертикальном (V_v) и горизонтальном (V_g) направлениях и плотности электронов по данным спутников DMSP F15 и F12. Точечной линией отмечены максимальные скорости западного дрейфа. На нижних панелях показаны вариации AE -индекса за соответствующие дни. Штриховыми и точечными линиями отмечены времена измерений соответственно на спутниках МАГИОН-5 и DMSP. Сплошными линиями показаны пики AE , ответственные за формирование ПД.

в направлении от Земли — $V_v \sim 200$ м/с, одновременно наблюдался провал плотности плазмы.

На средних панелях рис. 4 видно, что в плазмосфере плотность ионов в среднем достаточно резко падала, как это происходит обычно в пограничном слое плазмосферы [Kotova et al., 2018]. Спутник пересек плазмопаузу при $\Lambda \sim 55$ ($L = 3.04$). Однако на инвариантной широте ~ 58 — 59.5° плотность существенно повышена (“горб”), и на той же широте в ионосфере за 4.5 ч до наблюдений на МАГИОНе-5 спутником DMSP F12 был зарегистрирован ПД с максимальной скоростью западного дрейфа $V_g \sim 3000$ м/с и небольшой скоростью дрейфа вверх $V_v \sim 200$ м/с. Во время регистрации этого ПД плотность в ионосфере была понижена. 29 октября 2000 г. примерно с 15:00 UT наблюдались ряд всплесков AE -индекса, последний из них в 18:35 UT, по-видимому, вызвал формирование ПД, который 2 часа спустя в 20:37 UT и был зарегистрирован в вечернем секторе ионосферы.

На правых панелях рис. 4 показаны данные, полученные 27 ноября 2000 г. В области инвариантных широт $54^\circ < \Lambda < 55^\circ$ в плазмосфере плотность повышена относительно соседних областей в 3—5 раз.

С точностью до 0.5° на той же инвариантной широте за 8.5 часов до регистрации этой области в плазмосфере ионосферный спутник DMSP F15 пересек область развития классического ПД ($V_g \sim 2800$ м/с, $V_v \sim 600$ м/с, провал плотности электронов) в околополуночном секторе местного времени в южном полушарии. За ~ 20 мин до регистрации ПД всплеск индекса AE указал на развитие суббури в магнитосфере.

Видно, что все приведенные случаи наблюдения “горбов” плотности тепловой плазмы во внешней плазмосфере или в области пограничного слоя плазмосферы сопровождались регистрацией ПД за несколько часов до этого на тех же L -оболочках в ионосфере.

Для надежного расчета траектории и времени перемещения элемента плазмы из ионосферы в магнитосферу нужны аккуратные сложные теоретические расчеты с учетом перезарядки ионов, столкновений частиц, волновых взаимодействий и т.д. Грубые оценки времени задержки отклика магнитосферной плазмы на изменения в ионосфере, связанные с развитием ПД были сделаны в работе [Kotova et al., 2023]. Расстояние вдоль

магнитной силовой линии при $L \sim 3\text{--}4$ между местом регистрации ПД и областью измерений в плазмосфере в приближении дипольного магнитного поля составляет приблизительно 3 радиуса Земли. Считая, что плазма дрейфует вдоль силовой линии со скоростью ≤ 1 км/с, можно предположить, что время задержки составляет 5.5 часов, что по порядку величины соответствует наблюдениям, представленным на рис. 4.

Магнитное локальное время (MLT) измерений в плазмосфере и ионосфере также различается. 28 сентября 2000 г. эта разница, видимо, максимальна и составляет более 4-х часов, а 29—30 октября — менее 2-х часов. В работе [Kotova et al., 2023] рассмотрены еще 2 примера сопряженных измерений в ионосфере и плазмосфере, 12 февраля и 12 ноября 2000 г., в которых данные получены при близких локальных временах. Сдвиги по MLT связаны с двумя противоположно направленными движениями плазмы. С одной стороны, высокая скорость ионосферной плазмы в западном направлении в полосе ПД должна привести к значительному смещению плазмы к западу за время от наблюдений DMSP до измерений МАГИОН-5. С другой стороны, за это время Земля вместе с ионосферой и плазмосферой поворачивается на восток под орбитой спутника. Линейная скорость коротации плазмы на высоте спутника МАГИОН-5 (~13500 км) равна ~1500 м/с, т. е. сравнима со скоростью плазмы в ПД. В зависимости от реального соотношения этих скоростей локальные времена MLT могут совпадать или различаться.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно, что развитие суббурь в магнитосфере Земли связано с взаимодействием потоков солнечного ветра с магнитосферой Земли при повышении динамического давления в солнечном ветре и/или при изменении знака компонента межпланетного магнитного поля, направленного вдоль магнитного диполя Земли, с северного на южное. Развитие суббурь в хвосте магнитосферы приводит к инжекции энергичных ионов (20—50 кэВ) в ближнюю магнитосферу и усилению кольцевого тока около Земли.

Экспериментальные данные показали, что формирование поляризационного джета в ионосфере связано с развитием суббурь в магнитосфере. Экваториальная граница полосы поляризационного джета физически взаимосвязана с внутренней границей инжекции энергичных ионов, приближающейся к Земле во время суббурь. Эти границы формируются на одних и тех же L -оболочках.

В свою очередь, развитие ПД сопряжено с изменением характеристик плазмы в ионосфере. В области формирования ПД плотность плазмы

понижена, иногда на порядок величины, и одновременно существенно повышена температура плазмы. Кроме того, одновременно с дрейфом плазмы на запад обычно наблюдается и дрейф плазмы вверх.

Плазмосфера Земли, по существу, является продолжением ионосферы на большие высоты [Lemaire, Gringauz, 1998; Котова, 2007]. Считается, что плазмосфера начинается с высоты (≥ 1000 км), где ионы водорода замещают ионы кислорода и становятся основным компонентом плазмы. Потоки плазмы в среднем днем направлены вверх из ионосферы в плазмосферу и составляют $\sim 10^8$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, а ночью потоки плазмы текут в среднем вниз из плазмосферы в ионосферу. Существует множество теоретических моделей на основе гидродинамического и кинетического подходов, в которых рассмотрены процессы опустошения и заполнения плазмосферы [Кринберг, Тащилин, 1984; Lemaire, Gringauz, 1998; Khazanov, 2011; Kitamura et al., 2021; др.]. Во время развития ПД поток ионов из ионосферы можно оценить следующим образом. При плотности электронов в верхней ионосфере $\sim 5 \cdot 10^4$ см $^{-3}$, и скорости вверх ~ 400 м/с, поток электронов вверх из области развития ПД $\sim 2 \cdot 10^9$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, и эта величина на порядок больше среднего дневного потока ионов из ионосферы в плазмосферу. Этот локальный поток плазмы вверх приводит к изменению характеристик плазмы в плазмосфере и появлению ограниченных областей повышенной плотности плазмы. Несмотря на то, что ПД развивается только во время суббурь и в ограниченной области пространства, такой поток нельзя не учитывать при построении моделей взаимодействия ионосферы и плазмосферы.

Таким образом, последствия суббурь наблюдаются практически во всей магнитосфере и ждут своего теоретического описания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны организаторам и создателям за возможность использования базы данных по индексам геомагнитной активности “<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>” Geomagnetic Data Service (kyoto-u.ac.jp), базы данных спутника “http://sd-www.jhuapl.edu/AMPTE/summary_images/summary_image_files/” Index of /AMPTE/summary_images/summary_image_files (jhuapl.edu).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа А.Е. Степанова выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 21-55-50013.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Галеев А.А. Механизм магнитосферной суббури // Успехи физ. наук. 1979. Т. 127. № 3. С. 535—536.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0127.1979031.0535>
- Гальперин Ю.И., Пономарев В.Н., Зосимова А.Г. Прямые измерения скорости дрейфа ионов в верхней ионосфере во время магнитной бури // Космич. исслед. 1973. Т. 11. № 2. С. 273—296.
- Демин М.Г. Ионосфера Земли // Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. Т. 2 / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. С. 92—163.
- Котова Г.А. Плазмосфера Земли. Современное состояние исследований // Геомагнетизм и аэрoномия. 2007. Т. 47. С. 1—16.
<https://doi.org/10.1134/S0016793207040019>
- Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 1984. 177 с.
- Степанов А.Е., Халипов В.Л., Бондарь Е.Д. Со-
поставление характеристик поляризационного
джета на разнесенных станциях Якутск — Подка-
менная Тунгуска // Космич. исслед. 2008. Т. 46.
№ 2. С. 116—121.
<https://doi.org/10.1134/S0010952508020032>
- Степанов А.Е., Голиков И.А., Попов В.И., Бон-
дарь Е.Д., Халипов В.Л. Структурные особен-
ности субавроральной ионосферы при возникно-
влении поляризационного джета // Геомагнетизм
и аэрoномия. 2011. Т. 51. № 5. С. 643—649.
<https://doi.org/10.1134/S0016793211050136>
- Степанов А.Е., Халипов В.Л., Котова Г.А., Забо-
лоцкий М.С., Голиков И.А. Данные наблюдений
крупномасштабной конвекции плазмы в магни-
тосфере в зависимости от уровня геомагнитной
активности // Геомагнетизм и аэрoномия. 2016.
Т. 56. № 2. С. 194—199.
<https://doi.org/10.1134/S0016793216010114>
- Степанов А.Е., Халипов В.Л., Голиков И.А., Бон-
дарь Е.Д. Поляризационный джет: узкие и бы-
стрые дрейфы субавроральной ионосферной
плазмы. Якутск: Издательский дом СВФУ, 2017.
176 с.
- Степанов А.Е., Кобякова С.Е., Халипов В.Л., Ко-
това Г.А. Результаты наблюдений дрейфов ио-
носферной плазмы в области поляризационного
джета // Геомагнетизм и аэрoномия. 2019. Т. 59.
№ 5. С. 578—581.
<https://doi.org/10.1134/s001679321905013x>
- Халипов В.Л., Гальперин Ю.И., Степанов А.Е.,
Шестакова Л.В. Формирование поляризацион-
ного джета в ходе взрывной фазы суббури: ре-
зультаты наземных измерений // Космич. ис-
след. 2001. Т. 39. Вып. 3. С. 244—253.
<https://doi.org/10.1023/A:1017573319665>
- Халипов В.Л., Степанов А.Е., Котова Г.А., Бон-
дарь Е.Д. Вариации положения поляризацион-
ного джета и границы инжекции энергичных
ионов во время суббури // Геомагнетизм и аэрo-
номия. Т. 56. № 2. С. 187—193. 2016а.
<https://doi.org/10.1134/S0016793216020080>
- Халипов В.Л., Степанов А.Е., Котова Г.А., Ко-
бякова С.Е., Богданов В.В., Кайсин А.В., Панчен-
ко В.А. Вертикальные скорости дрейфа плазмы
при наблюдении поляризационного джета по
наземным доплеровским измерениям и данным
дрейфометров на спутниках DMSP // Геомагне-
тизм и аэрoномия. Т. 56. № 5. С. 568—578. 2016б.
<https://doi.org/10.1134/S0016793216050066>
- Anderson P.C., Heelis R.A., Hanson W.B. The ion-
ospheric signatures of rapid subauroral ion drifts //
J. Geophys. Res. 1991. V. 96. № A4. P. 5785—5792.
<https://doi.org/10.1029/90JA02651>
- Anderson P.C., Hanson W.B., Heelis R.A., Cra-
ven J.D., Baker D.N., Frank L.A. A proposed pro-
duction model of rapid subauroral ion drifts and
their relationship to substorm evolution // J. Geo-
phys. Res. 1993. V. 98. P. 6069—6078.
<https://doi.org/10.1029/92JA01975>
- Foster J., Burke W. SAPS: A new categorization for
subauroral electric fields // EOS Trans. AGU. 2002.
V. 83. P. 293—294.
<https://doi.org/10.1029/2002EO000289>
- Foster J.C., Vo H.B. Average characteristics and activ-
ity dependence of the subauroral polarization stream //
J. Geophys. Res. 2002. V. 107. № A12. P. 1475.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009409>
- Galperin Yu.I., Ponomarev V.N., Zosimova A.G.
Plasma convection in the polar ionosphere // Ann.
Geophys. 1974. V. 30. P. 1—7.
- Gloeckler G., Ipavich F.M., Studemann W., et al. The
charge-energy-mass-spectrometer for 0.3—300 keV/e
ions on the Amptec CCE // IEEE Transactions on
Geoscience and Remote Sensing. 1985. V. GE_23.
№ 3. P. 234—240.
<https://doi.org/10.1109/TGRS.1985.289519>
- Khalipov V.L., Galperin Yu.I., Stepanov A.E., Bon-
dar' E.D. Formation of polarization jet during in-
jection of ions into the inner magnetosphere // Adv.
Space Res. 2003. V. 31. № 5. P. 1303—1308.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00016-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00016-4)
- Khazanov G. Kinetic theory of the inner magneto-
spheric plasma // Astrophysics and Space Science
Library 372. New York: Springer, 2011.
<https://doi.org/10.1007/978-1-4419-6797-8>
- Kitamura N., Seki K., Keika K., Nishimura Y.,
Hori T., Hirahara M., Lund E.J., Kistler L.M.,
Strangeway R.J. On the relationship between energy
input to the ionosphere and the ion outflow flux un-
der different solar zenith angles // Earth Planets and
Space. 2021. V. 73. № 202.
<https://doi.org/10.1186/s40623-021-01532-y>

- Kotova G., Bezrukikh V., Verigin M. The effect of the Earth's optical shadow on thermal plasma measurements in the plasmasphere // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 2014. V. 120. P. 9–14.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.08.013>
- Kotova G., Verigin M., Lemaire J., Pierrard V., Bezrukikh V., Smilauer J. Experimental study of the plasmasphere boundary layer using MAGION5 data // *J. Geophys. Res.* 2018. V. 123. P. 1251–1259.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024590>
- Kotova G., Khalipov V., Stepanov A., Bezrukikh V. Signatures of the polarization jet in the plasmasphere // *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.* 2023. Available at SSRN (Social Science Research Network).
<http://dx.doi.org/10.2139/ssrn.4454933>
- Landry R.G., Anderson P.C. An auroral boundary-oriented model of subauroral polarization streams (SAPS) // *J. Geophys. Res.* 2018. V. 123. P. 3154–3169.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024921>
- Lemaire J.F. and Gringauz K.I. with contribution from Carpenter D.L. and Bassolo V. *The Earth's Plasmasphere*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- Moffett R.J., Ennis A.E., Bailey G.J., Heelis R.A., Brace L.H. Electron temperatures during rapid subauroral ion drift events // *Ann. Geophysicae*. 1998. V. 16. P. 450–459.
<https://doi.org/10.1007/s00585-998-0450-x>
- Ness N.F. The Earth's magnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 2989–3005.
<https://doi.org/10.1029/JZ070i013p02989>
- Rodger A.S., Moffett R.J., Quesgan S. The role of the ion drift in the formation of ionization troughs in the mid- and high-latitude ionosphere — A Review // *J. Atm. Terr. Phys.* 1992. V. 54. P. 1–30.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(92\)90082-V](https://doi.org/10.1016/0021-9169(92)90082-V)
- Smiddy M., Kelley M.C., Burke W.J., Rich R., Sagalyn R., Shuman B., Hays R., Lai S. Intense poleward directed electric fields near the ionospheric projection of plasmapause // *Geophys. Res. Lett.* 1977. V. 4. P. 543–546.
<https://doi.org/10.1029/GL004i011p00543>
- Southwood D.J., Wolf R.A. An assessment of the role of precipitation in magnetospheric convection // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. P. 5227–5232.
<https://doi.org/10.1029/JA083iA11p05227>
- Spiro R.W., Heelis R.A., Hanson W.B. Rapid subauroral ions drifts observed by Atmospheric Explorer C // *Geophys. Res. Lett.* 1979. V. 6. № 8. P. 657–660.
<https://doi.org/10.1029/GL006i008p00657>
- Stephens G.K., Sitnov M.I., Korth H., Tsyganenko N.A., Ohtani S., Gkioulidou M., Ukhorskiy A.Y. Global empirical picture of magnetospheric substorms inferred from multission magnetometer data // *J. Geophys. Res.* 2019. V. 124. P. 1085–1110.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025843>
- Wang H., Lühr H. Seasonal variation of the ion upflow in the topside ionosphere during SAPS (subauroral polarization stream) periods // *Ann. Geophys.* 2013. V. 31. P. 1521–1534.
<https://doi.org/10.5194/angeo-31-1521-2013>
- Yeh H.C., Foster J.C. Storm time heavy ion outflow at mid-latitude // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 7881–7891.
<https://doi.org/10.1029/JA095iA06p07881>

The Substorms Impact on Processes in the Ionosphere and Plasmasphere of the Earth

G. A. Kotova¹*, V. L. Khalipov¹, A. E. Stepanov², V. V. Bezrukykh¹

¹ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

² Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Yakutsk, Russia

*e-mail: kotova@iki.rssi.ru

During magnetospheric substorms in the *F* region of the ionosphere and up to altitudes of ~1000 km, a polarization jet (PJ) is developed. Measurements of energetic ring current ions on the AMPTE/CCE satellite and driftmeter data on the DMSP satellites evidence that the formation of PJ is associated with the injection of energetic ions (10–100 keV) into the inner magnetosphere during substorms. In the region of PJ development, the characteristics of the ionospheric plasma change: the plasma density decreases, sometimes by an order of magnitude, and at the same time, the plasma temperature increases significantly. In addition, simultaneously with the westward plasma drift, upward plasma drift is usually observed. The upward ion flux from the region of PJ development of $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ is an order of magnitude greater than the average daytime ion flux from the ionosphere to the plasmasphere. Measurements on the MAGION-5 satellite in the plasmasphere on the same *L*-shells, where the polarization jet is recorded in the ionosphere, show an increase in the cold ion density. The density “humps” observed near the plasmapause are apparently formed due to plasma flows from the ionosphere accompanying the formation of the polarization jet. Thus, the consequences of substorms are observed throughout almost the entire magnetosphere.

СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ ШВАБЕ В 1000–1700 гг.: ВАРИАЦИИ ДЛИНЫ И АМПЛИТУДЫ

© 2024 г. Н. Г. Птицына¹ *, И. М. Демина¹

¹ Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
РАН им. Н.В. Пушкова (СПбФ ИЗМИРАН), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: nataliaptitsyna@yahoo.com

Поступила в редакцию 01.08.2023 г.

После доработки 22.09.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Одной из наиболее существенных особенностей солнечной активности является ее изменчивость в широком диапазоне периодов при доминировании 11-летнего цикла или цикла Швабе. В данной работе проведен вейвлет-анализ данных о солнечной активности в 1000–1700 гг., полученных с использованием числа полярных сияний с учетом вклада геомагнитного поля. Полученные результаты демонстрируют стабильное наличие 11-летнего цикла в течение всего интервала времени 1000–1700 гг. Найдено, что в 1000–1350 гг. наблюдается систематическое увеличение длины цикла Швабе, после чего прослеживается ее падение. При этом длина солнечного цикла увеличивается во время гранд-минимумов Оорта (13 лет), Вольфа (14 лет) и Шперера (14–15 лет). Получено, что корреляция между амплитудой и длиной солнечного цикла сохранялась на всём промежутке времени 1000–1700 гг., но знак её менялся. Кроме того, получено, что корреляция между амплитудой цикла и длиной предыдущего цикла сильнее, чем корреляция между амплитудой и длиной того же самого цикла. Этот результат аналогичен известному ранее для инструментальных рядов. Однако мы показали, что эта закономерность сохраняется на значительно более длинном временном интервале, причем она не зависит от знака корреляции. В работе также получены указания на существование солнечной активности в 1000–1550 гг. вариации с периодом 30–40 лет.

DOI: 10.31857/S0016794024020059, EDN: DZDPSK

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее ярким свидетельством солнечной активности (СА) являются пятна на поверхности Солнца. Очень большие солнечные пятна можно увидеть невооруженным глазом, и старые летописи свидетельствуют о том, что они действительно наблюдались даже в древние времена. Есть указания на то, что греки знали о пятнах на Солнце за несколько веков до нашей эры. Частота появления крупных солнечных пятен регистрировалась китайскими и корейскими астрономами, начиная с II в. до н. э. [Yau and Stephenson, 1988]. В Европе астрономы не занимались поиском пятен на Солнце, так как в средневековье считалось, что небесные объекты созданы божественным началом и поэтому они совершенны. Нескольким случаям наблюдения солнечных пятен в западном мире были сделаны не астрономами, а историками. В частности, в России в Никоновской летописи были описаны два случая наблюдения пятен на поверхности Солнца в 1365 и 1371 гг. [Святский, 2007]. Систематические

наблюдения за солнечными пятнами начались только в начале 17 века после изобретения телескопа. Позже на основе числа пятен были разработаны индексы для количественной оценки СА. Наиболее часто употребляемым численным индексом СА является число Вольфа W или его откорректированный вариант SN . Число W — это комбинация числа групп пятен и количества индивидуальных пятен, с учетом поправки, связанной с приведением наблюдений различных обсерваторий к единой системе. Длина наблюдательного ряда солнечных пятен SN составляет около 400 лет, начиная с 1610 г., когда был изобретен телескоп. Однако достоверные ряды данных получены только с середины XIX в., например, [Ишков и Шибяев, 2006]. Более длинные ряды SN могут быть реконструированы с использованием косвенных данных по наблюдениям полярных сияний (порядка 2000 лет) или космогенных изотопов ^{10}Be , ^{14}C , ^{36}Al в природных архивах таких как атмосфера, океан, донные отложения в озерах (порядка десятков тысяч лет).

Одной из наиболее существенных черт СА является ее изменчивость в широком диапазоне периодов от секунд до тысячелетий. В спектре СА доминирует 11-летний цикл Солнца, так называемый цикл Швабе, который характеризуется исчезновением и повторным появлением солнечных пятен на поверхности Солнца. Цикл Швабе тесно связан с циклом Хейла, который в два раза длиннее цикла Швабе и возникает из-за изменения полярности солнечного магнитного поля. Считается, что 11-летний цикл вызван работой магнитного динамо в конвективной зоне Солнца [Karak et al., 2014; Charbonneau, 2020], однако физическая природа цикла до конца не выяснена.

Примечательно наличие вариаций СА с периодами больше, чем 11 лет, — от нескольких десятков до сотен и тысяч лет [Hathaway, 2015; Обридо и Наговицын, 2017; Biswas et al., 2023]. В этом диапазоне наиболее широко изучены периодичности, известные как вековой цикл Глейсберга и двухвековой цикл Зюсса. В разные исторические эпохи цикл Глейсберга состоит из двух или трех ветвей в диапазоне периодов от ~60 до ~140 лет [Наговицын, 2001; Ogurtsov et al., 2002; Komitov et al., 2016; Птицына и Демина, 2022]. Цикл Зюсса, обнаруженный в спектре различных космогенных изотопов, имеет простую структуру одной ветви, период которой меняется в пределах 170—250 лет [Ogurtsov et al., 2002; Komitov et al., 2016; Птицына и Демина, 2022]. Были получены также еще более длинные циклические вариации. В частности, в работе [McCracken et al., 2013] при анализе рядов ^{14}C и ^{10}Be выявлены явные спектральные пики 350 лет, 515 лет и 705 лет. В литературе также обсуждаются ~1000-летний период Эдди, ~2400-летний период Брэя и ~2300-летний период Холлстатта [Usoskin, 2017].

На временных масштабах порядка тысячелетий СА изменяется между состояниями низкой, умеренной и высокой активности, которые длятся от нескольких десятилетий до сотни лет. Такие периоды, характеризующиеся низкой/высокой активностью, известны как солнечные гранд-минимумы и гранд-максимумы [Eddy, 1976; Stuiver and Braziunas, 1993; Usoskin et al., 2007]. Например, во второй половине XVII в. Солнце прошло через гранд-минимум, известный как минимум Маундера, когда на поверхности Солнца наблюдалось очень ограниченное количество солнечных пятен (<15), а иногда их полное отсутствие [Eddy, 1976; Usoskin et al., 2007]. Были обнаружены и другие гранд-минимумы — Оорта в XI в., Вольфа в конце XII в., длительный минимум Шперера в XV—XVI вв. и Дальтона в районе 1800 г.

Исследования инструментальных рядов показали, что параметры солнечного цикла изменяются со временем. Амплитуда A изменяется от 73.3 в цикле 6 (минимум Дальтона) до 269.3 в цикле 19 (современный максимум). Длина солнечного цикла T также не остается постоянной. Длина, установленная по эпохам минимумов, изменяется от 8.2 до 15.0 лет [Richards et al., 2009]. Изменения длины цикла Швабе стали изучаться более интенсивно после того, как в работах [Friis-Christensen and Lassen, 1991] было найдено, что длина цикла может быть наиболее информативным параметром при оценке влияния солнечной радиации на климат. Вместо того, чтобы использовать число пятен как индикатор СА, в этих работах было предложено использовать длину солнечного цикла в качестве характеристики изменения климата, описываемого земной температурой.

Для последних 300 лет установлено, что в целом между амплитудой и длиной цикла существует обратная зависимость, т.е. более высокие циклы являются более короткими, а более низкие — более длинными [Solanki et al., 2002; Птицына и Демина, 2023]. Однако характер этой связи меняется с течением времени [Птицына и Демина, 2023]. В последнее время наблюдается усиленный интерес к выявлению параметров 11-летнего цикла и взаимосвязи между ними в исторические эпохи до начала инструментальных наблюдений. Это связано с тем, что современные экспериментальные достижения позволили получать значения SN , реконструированные по ежегодным (иногда двухгодичным) рядам космогенных радиоизотопов [Eastoe et al., 2019; Fogtmann-Schulz et al., 2019, 2021; Moriya et al., 2019; Brehm et al., 2021; Kudsk et al., 2022] в отличие от более ранних декадных данных. В двух недавних исследованиях [Moriya et al., 2019; Miyahara et al., 2021] установлено, что длина периода перед началом минимумов Шперера и Маундера увеличивается до 14—16 лет. В более ранних работах [Miyahara et al., 2004; Inceoglu et al., 2015] получено, что длина 11-летнего цикла увеличивается во время интервалов пониженной СА. Однако в работе [Miyahara et al., 2006] не выявлено систематического удлинения периода солнечного цикла во время минимума Шперера, вместо этого отмечено наличие циклов с периодом как больше, так и меньше, чем 11 лет. В недавней работе [Fogtmann-Schulz et al., 2021] указано, что 11-летний солнечный цикл укорачивается во время минимума Вольфа. В исследовании [Brehm et al., 2021] для интервала времени 950—1950 гг. во время гранд-минимумов получены несколько более короткие длины 11-летних циклов, возможно, из-за усиления шума в исходных данных. Авторы работы [Usoskin et al., 2021], анализируя данные [Brehm et al., 2021], выявили удлинение 11-летнего цикла

для минимумов Маундера и Дальтона, но не для остальных гранд-минимумов. В работе [Kudsk et al., 2022] проведен анализ изменчивости СА на базе составного ряда ^{14}C , который включал в себя данные со скважностью один год, полученные авторами более 20 исследований для различных интервалов времени, покрывающих последнее тысячелетие до 1900 г. Авторы этой работы оценили среднюю продолжительность солнечного цикла в 9.66 лет во время гранд минимумов и в 10.17 лет для периодов с умеренными уровнями активности. Также наблюдалось более или менее четкое удлинение периода 11-летнего цикла во время минимума Оорта, которое, однако, сменилось уменьшением периода ближе к концу этого интервала пониженной СА [Kudsk et al., 2022].

Таким образом, на базе данных о космогенных изотопах за последнее тысячелетие общая закономерность для изменений длины 11-летних циклов в зависимости от амплитуды СА не установлена. Целью нашей работы было исследовать этот вопрос, анализируя принципиально другие данные о СА. В качестве исходного ряда мы взяли ряд SN , полученный из числа полярных сияний, наблюдавшихся в 1000–1900 гг. с учетом вклада главного магнитного поля Земли [Птицына и Демина, 2020].

2. ДАННЫЕ

Для анализа СА за 1000–1700 гг. мы использовали ряд SN , реконструированный в работе [Птицына и Демина, 2020] на основе данных о полярных сияниях N и магнитном моменте Земли. Частота полярных сияний может служить мерой численных характеристик солнечной активности, так как изменение N отражает ход солнечной активности. В частности, число полярных сияний, регистрируемых на средних и низких широтах, прямо коррелирует с W [Siscoe, 1980]. В основе исходного ряда N лежал сводный каталог полярных сияний, которые наблюдались в 1000–1909 гг. в Европе, а также в Европейской и Азиатской частях России на средних и низких широтах (геомагнитная широта $\phi < 56^\circ$). Кроме СА на проникновение в магнитосферу и атмосферу Земли заряженных частиц солнечного ветра, вызывающих полярные сияния, также оказывает влияние напряженность и конфигурация главного магнитного поля Земли, в первую очередь, величина и направление магнитного момента его дипольной составляющей. Для реконструкции SN в 1000–1700 гг. в работе [Птицына и Демина, 2020] была использована зависимость числа полярных сияний N от солнечной активности W и от магнитного момента Земли в 1700–1909 гг. [Птицына и др., 2018]. В исходный ряд N были внесены поправки за счет консервативного учета

цивилизационных факторов (динамика демографических параметров, числа и плотности университетов в Европе). Отметим, что эти поправки никак не были связаны с солнечной активностью SN . Это позволило использовать нормализованные N для получения независимых оценок SN [Птицына и Демина, 2020].

Для продолжения ряда SN в современную эпоху (1700–2021 гг.) был использован ряд наблюдательных данных о числе солнечных пятен $SN_{\text{набл}}$, версия 2.0, которое основано на классическом числе Вольфа, калиброванном и исправленном за некоторые ошибки и неточности [Clette and Lefevre, 2016]. Данные взяты с сайта WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels (<http://www.sidc.be/silso/datafiles>).

Кроме того, для сравнения был взят ряд $SN_{^{14}\text{C}}$ (950–1900 гг.), реконструированный на основе годовых данных о концентрации космогенного радиоуглерода ^{14}C , полученный в работах [Brehm et al., 2021] и [Usoskin et al., 2021]. Значения SN в этих работах были определены вне гранд-минимумов СА. Этот ряд доступен на сервере VisierR (<https://www.visier.com>) (1000-year sunspot series [Usoskin et al., 2021]). Космогенные радионуклиды постоянно производятся в земной атмосфере высокоэнергичными частицами галактических космических лучей. Их атмосферная концентрация зависит от потока частиц, уровня солнечной активности и магнитного поля Земли. При реконструкции СА используется параметр солнечной модуляции Φ , который определяется солнечным магнитным полем, экранирующим галактические космические лучи. Параметр Φ извлекается из данных о глобальном производстве космогенных радионуклидов, в частности в работах [Brehm et al., 2021; Usoskin et al., 2021] из радиоуглерода ^{14}C . Глобальная продукция ^{14}C реконструируется из данных $\Delta^{14}\text{C}$ (разница между измеренным ^{14}C и ожидаемым из периода полураспада 5730 лет). Для получения ряда $SN_{^{14}\text{C}}$ в работе [Brehm et al., 2021] был использован архив годовых колец деревьев из Англии и Швейцарии за 969–1933 гг. Полученный ряд $SN_{^{14}\text{C}}$ учитывал перемешивание ^{14}C в атмосфере Земли [Brehm et al., 2021]. Кроме того, в ряд $SN_{^{14}\text{C}}$ были внесены поправки за краткосрочное повышение концентрации радиоуглерода в 994, 1052 и 1279 гг., которые могут быть связаны с вспышками близких сверхновых звезд [Usoskin et al., 2021].

3. МЕТОДЫ

Для выявления периодичностей во временных рядах SN применялись методы спектрального анализа. Получение оценок спектральной плотности мощности с использованием

преобразования Фурье является классическим методом. Преобразование Фурье в первую очередь предназначено для спектрального анализа гармонических сигналов, свойства которых не меняются со временем. Если же сигнал нестационарный, то исследуемый временной ряд разбивают на отрезки, на протяжении которых исследуемый процесс можно считать квазистационарным. Ряды индексов СА демонстрируют эволюцию со временем своих основных характеристик: среднего значения, периодов, амплитуд и фаз гармонических компонентов. Для анализа таких нестационарных временных рядов был разработан метод вейвлет-анализа [Grossman and Morlet, 1984; Daubechies, 1992; Scargle, 1997]. Вейвлет-преобразование выделяет в исследуемом ряду частотные компоненты разных масштабов и анализирует каждый компонент с разрешением, соответствующим его масштабу [Daubechies, 1992]. Частотно-временная локализация является характерной особенностью вейвлетов. Этот метод позволяет определить не только присутствие тех или иных периодичностей в сигнале, но выявить плавающие периоды и изменения амплитуд отдельных составляющих во времени.

Для анализа цикличности СА, выраженной индексом SN , мы использовали как анализ Фурье, так и вейвлет-анализ. Первоначально было вычислено дискретное преобразование Фурье, которое позволило получить средние за 700 лет оценки спектральных составляющих временного ряда SN . Далее проводился непрерывный вейвлет-анализ с базовой функцией Морле $\text{morl}(x) = \exp(-x^2/2) \cdot \cos(5x)$, представляющей собой плоскую волну, которая модулируется гауссианой [Grossman and Morlet, 1984; Daubechies, 1992; Scargle, 1997]. Для выявления состава и изменчивости спектров SN проводилась визуализация модуля вейвлет-коэффициентов в виде изолиний в плоскости масштаб–время, масштаб при этом пересчитывался в периоды. Шаг проведения изолиний и шкала раскраски выбирались так, чтобы можно было выделить локальные максимумы разного уровня и определить их координаты и значения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Анализ Фурье

Реконструированный из числа полярных сияний ряд SN показан на рис. 1а. Для получения средних за 700 лет оценок спектральных составляющих этого временного ряда было вычислено дискретное преобразование Фурье. Полученная оценка спектральной плотности мощности показана на рис. 1б.

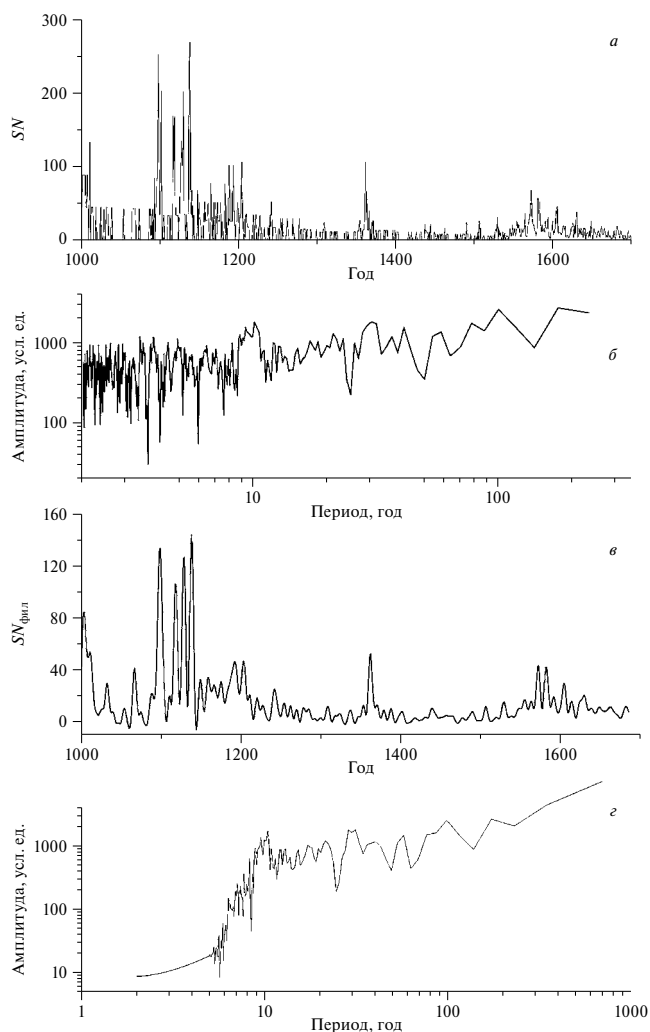


Рис. 1. Фильтрация реконструированного по полярным сияниям ряда: (а) — SN , (б) — спектр SN , (в) — $SN_{\text{фил}}$, (г) — спектр $SN_{\text{фил}}$.

Видно, что короткопериодные составляющие (< 5 лет) имеют высокую амплитуду, практически без тенденции к убыванию. Фактически, эти составляющие представляют собой высокочастотный шум, связанный с наличием пропусков (нулевых точек) в исходном ряду числа полярных сияний. Методически при построении ряда SN были использованы только реально наблюдаемые данные, обработка состояла исключительно во введении консервативных нормировочных поправок [Птицына и Демина, 2020], которые затрагивали лишь амплитуду. Однако присутствие во временном ряду скачков до нуля проявляется в спектре как высокочастотный шум. Простым скользящим осреднением проблема не решалась из-за наличия в исходном сигнале компактных групп нулевых точек, поэтому данные были обработаны с помощью высокочастотного фильтра со сглаженной границей и частотой обрезания,

соответствующей периоду 5 лет. Результат фильтрации показан на рис. 1в — ряд $SN_{\text{фил}}$. Весь дальнейший анализ проводился для ряда $SN_{\text{фил}}$. Оценка спектральной плотности мощности ряда $SN_{\text{фил}}$ показана на рис. 1г.

Можно видеть, что в спектре $SN_{\text{фил}}$ хорошо выделяются спектральные составляющие с периодом около 11 лет. Можно отметить также пик для периодов 30 лет. Для диапазона периодов >50 лет разрешение метода позволяет получить только их грубые оценки, поскольку дискретный спектр Фурье вычисляется в равноотстоящих по частоте точках, и в длинноволновой области мы фактически получаем порядка 10 точек с растущим расстоянием между ними. Однако можно отметить, что в спектре присутствуют также вариации с периодами (~ 60 –110 лет), которые составляют семейство цикла Глейсберга.

4.2. Сравнение рядов SN , полученных разными способами

На рис. 2 приведены реконструированные и наблюдательные ряды числа солнечных пятен в 1000–2020 гг. На рис. 2а серой линией с 1000 по 1700 гг. показан ряд $SN_{\text{фил}}$ и далее с 1700 г. ряд $SN_{\text{набл}}$. На рис. 2б также серой линией приведен ряд, полученный по данным о космогенных изотопах SN_{C14} [Usoskin et al., 2021]. Для каждого ряда было вычислено скользящее среднее окном 10 лет. Результат представлен на рис. 2а, 2б жирными черными линиями. Прямоугольниками выделены гранд-минимумы, о которых подробно будет сказано позднее в этом параграфе. Звездочками отмечены прямые наблюдения пятен на Солнце в Европейской части России [Святский, 2007].

Примечательно, что эти два уникальных случая наблюдения солнечных пятен в Европе зафиксированы во время экстремальных значений гранд-максимума в 1350–1380 гг.

Характерной особенностью рис. 2а является заметная разница амплитуд реконструированного $SN_{\text{фил}}$ и наблюдательного ряда $SN_{\text{набл}}$. На рис. 2а видно, что во время современного максимума в 1950–2000 гг. число пятен варьирует в диапазоне $SN_{\text{набл}} \approx 200$ –260 с максимальным $SN_{\text{набл}} = 269.3$. Во время средневекового максимума в 1100–1150 гг. максимальное значение $SN_{\text{фил}} = 179$. Однако, если обратиться к рис. 1а, то можно увидеть, что во время средневекового максимума годовые значения исходного ряда достигали значений $SN \approx 200$ –260 с максимальным $SN = 269.7$. Отсюда следует, что два наиболее значительных повышения СА за последнее тысячелетие очень хорошо совпадают по уровню. Таким образом, вполне вероятно, что малые значения SN в 1200–1700 гг. могут отражать реальное уменьшение СА в этот период.

Далее сравним полученный ряд $SN_{\text{фил}}$ (рис. 2а) с реконструированным рядом SN_{C14} (рис. 2б). Несмотря на систематическую разницу в амплитудах, кривые $SN_{\text{фил}}$ и SN_{C14} демонстрируют общие характерные черты изменения СА во времени: наличие в 1000–1700 гг. длительных отрезков (~ 50 –150 лет) с пониженным уровнем активности (рис. 2а, 2б) — гранд-минимумами, которые перемежаются отрезками повышенной активности — гранд-максимумами.

На рис. 2а во временном ряду $SN_{\text{фил}}$ хорошо видны четыре гранд-минимума. Они выделены серыми прямоугольниками. На рис. 2б в ряду SN_{C14}

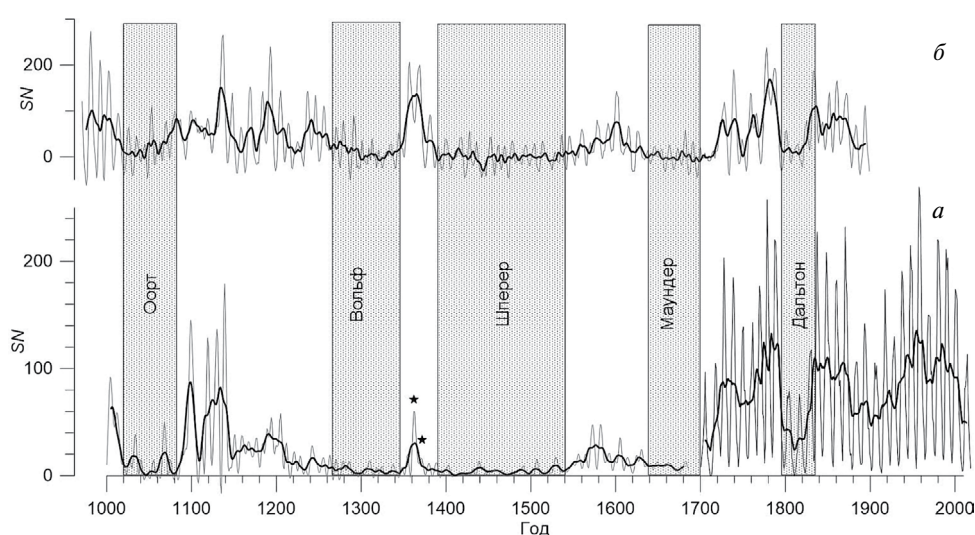


Рис. 2. Реконструкции числа солнечных пятен: (а) — серая линия $SN_{\text{фил}}$ с 1000 до 1700 г. и $SN_{\text{набл}}$ с 1700 до 2020 г.; (б) — SN_{C14} . Черная линия на обеих панелях — значения, сглаженные окном 10 лет. Прямоугольниками выделены гранд-минимумы. Звездочками отмечены прямые наблюдения солнечных пятен в Восточной Европе.

Таблица 1. Гранд-минимумы солнечной активности в 1000–1700 гг.

Авторы	Минимум Оорта	Минимум Вольфа	Минимум Шперера	Минимум Маундера
Данная работа	1020–1080	1265–1345	1390–1540	1640–1700*
Brehm et al., 2021	1021–1060	1279–1349	1388–1558	1621–1718
Usoskin et al., 2021	Не указан	1300–1330	1410–1540	1650–1710
Kudsk et al., 2022	1025–1065	1263–1351	1393–1549	1629–1723

Примечание: * – конец ряда.

наблюдаются аналогичные отрезки, несколько сдвинутые по времени. В табл. 1 приведены интервалы гранд-минимумов, найденные в данном исследовании, и аналогичные интервалы, полученные за последние три года в работах, основанных на анализе данных радиоуглерода ¹⁴C.

Из табл. 1 видно, что положения гранд-минимумов на временной шкале в целом достаточно хорошо совпадают в работах, использующих разные способы реконструкции *SN*. Наибольшая разница заметна для минимума Оорта: его конец в данной работе приходится на 1080 г., что на 20 лет позже, чем в работе [Brehm et al., 2021]. Отметим, что разница в оценке конца минимума Маундера в данной работе и в остальных, приведенных в таблице, определяется тем, что ряд *SN*_{фил} кончается в 1700 г. Однако таблица демонстрирует, что даты начала и конца периода пониженной СА в работах, где *SN* определяется одним методом, а именно по данным ¹⁴C, также могут отличаться между собой на несколько десятков лет. В частности, начало минимума Маундера в работе [Brehm et al., 2021] указано на 29 лет раньше, чем в работе [Usoskin et al., 2021]. Между тем, в этих двух работах использовался один и тот же ряд данных. Наибольшая разница в 37 лет достигается между началом минимума Вольфа, указанным в работах [Kudsk et al., 2022] и [Usoskin et al., 2021] (табл. 1). Одна из возможных причин таких расхождений может быть связана с тем, что точные даты гранд-минимумов

субъективны, они зависят от выбранного способа определения экстремумов и от заданного порога.

4.3. Вейвлет-анализ

Для ряда *SN*_{фил} было вычислено непрерывное вейвлет-преобразование в диапазоне периодов 5–40 лет с базовой функцией Морле. Модуль полученных коэффициентов представлен на рис. 3 в виде изолиний. Хорошо видно, что в вейвлет-спектре *SN* в приведенном диапазоне периодов присутствуют несколько составляющих, амплитуда и период которых непрерывно изменяются во времени.

Для анализа 11-летней составляющей были использованы максимумы, соответствующие периодам 10–15 лет. Выделение этих максимумов было затруднено в областях очень малых амплитуд, особенно для периодов минимумов Шперера и Маундера. Проведенная в параграфе 4.1 фильтрация при сохранении общей интенсивности сигнала снизила значения в пиковых точках, но повысила разрешение в вейвлет-спектре. Дополнительная трудность была связана с тем, что в некоторые временные отрезки, например в ~1200 и ~1400 гг., значительный вклад вносят составляющие с периодами 17–18 лет, которые скорее следует отнести к изменению 22-летней составляющей. По той же причине значения амплитуд в эти периоды времени могут быть несколько завышены.

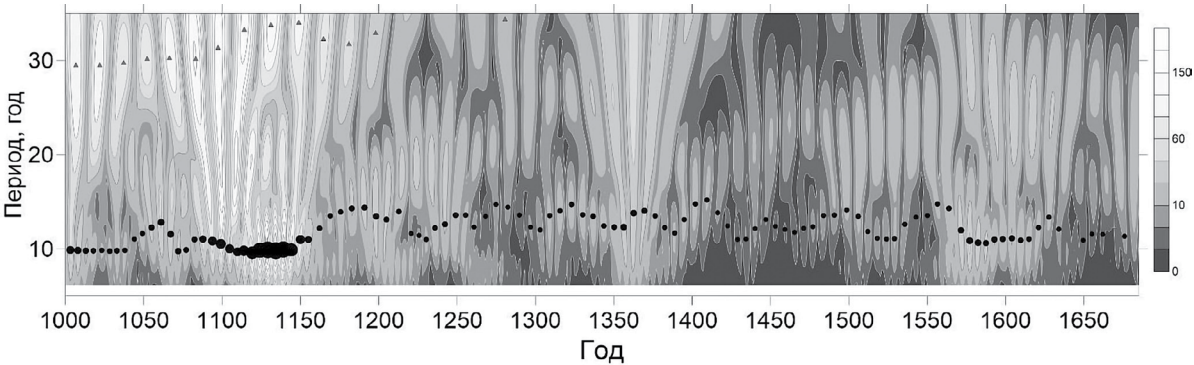


Рис. 3. Вейвлет-спектр *SN*. Черными кругами помечены максимумы, соответствующие 11-летней составляющей, серыми треугольниками — 30–40-летняя составляющая.

Определенные в результате анализа периоды 11-летней составляющей показаны на рис. 3 символом закрашенный круг, размер символа пропорционален амплитуде. Справа показана шкала раскраски. Из рис. 3 видно, что 11-летний сигнал наблюдается практически непрерывно на протяжении всего исследуемого периода времени. Наибольшей амплитуды 11-летняя составляющая достигает в 1100–1150 гг., т. е. во время средневекового максимума СА.

На рис. 3 кроме 11-летней составляющей выделяется также вариация с периодом 30–40 лет (помечена серыми треугольниками). Такая ~30-летняя составляющая была отмечена в спектре Фурье (рис. 1з) в параграфе 4.1. В вейвлет спектре можно уточнить, что эта вариация наблюдается с некоторыми перерывами в 1000–1550 гг., причем перерывы не связаны с гранд-минимумами СА. Для более подробного анализа ~30-летней составляющей потребуется изменение диапазона исследуемых периодов и решение ряда методических задач, связанных с влиянием близких по периодам составляющих.

4.4. Соотношение периода и амплитуды 11-летней составляющей

4.4.1. Изменения периода и амплитуды во времени

По представленному на рис. 3 вейвлет-спектру были определены значения периодов T и амплитуд A в максимумах. Изменение периода и амплитуды 11-летней составляющей в течение рассматриваемого промежутка времени приведено на рис. 4. В показанных на рис. 4 кривых периода и амплитуды отчетливо проявляется тот факт, что их изменения в целом происходят в противофазе. Антикорреляция период–амплитуда была установлена ранее (см., например, [Nathaway, 2015]) для современных данных. В работе [Птицына и Демина, 2023] было получено, что коэффициент этой антикорреляции меняется со временем. На рис. 4 видно, что противофаза периода и амплитуды не сохраняется неизменной также и на протяжении временного интервала 1000–1700 гг. Во-первых, изменяется сдвиг антикорреляции во времени. Кроме того, в изменении периода во времени на рис. 4 можно заметить присутствие выраженного тренда и квазипериодических составляющих. Видно, что в начале и конце исследуемого интервала времени длина 11-летнего цикла $T \sim 11$ лет и меньше, а в 1150–1565 гг. наблюдается $T > 11$ лет с максимальным $T \approx 13–15$ лет в середине этого интервала. При этом во время гранд-минимумов фиксируется удлинение периодов 11-летней составляющей — в минимуме Оорта длина $\sim 10–13$ лет, Вольфа $\sim 12–15$ лет и Шперера $\sim 11–15$ лет. Для всего интервала минимума Маундера нет достаточно данных о длине цикла, однако

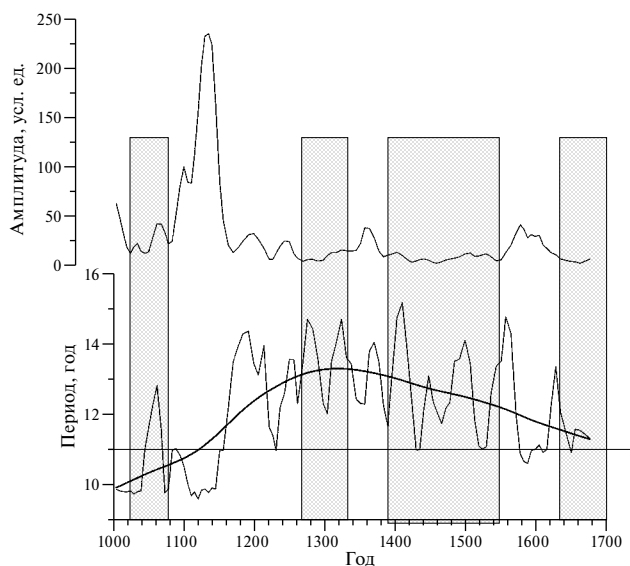


Рис. 4. Изменения периода и амплитуды 11-летней составляющей во времени (1000–1700 гг.). Прямоугольные области соответствуют гранд-минимумам. Черная жирная линия — тренд.

полученный на рис. 4 тренд позволяет предположить уменьшение длины цикла, что совпадает с результатами [Usoskin et al., 2021].

На рис. 4 в изменениях периода и амплитуды 11-летнего цикла противофаза ясно видна на длительных интервалах времени длиной более 100 лет, а именно в 1050–1180 гг., 1500–1630 гг. В остальные промежутки обратная корреляция $k < 0$ заметна на более коротких масштабах с изменяющимся во времени сдвигом по фазе кривых A и T .

4.4.2. Корреляция периода и амплитуды

Для того чтобы получить численную картину корреляционных соотношений на всем исследуемом промежутке времени, мы вычислили скользящий коэффициент корреляции между всевозможными парами отрезков изменения амплитуды и периода длиной 80 лет. Далее была получена корреляционная матрица (не приведена здесь), показавшая чередование участков, для которых $k < 0$ и $k > 0$. Эти чередования указывали на периодичности ~ 60 , ~ 100 , ~ 200 , ~ 400 лет. Однако исследование низкочастотных вариаций лежит за пределами данной работы и полный анализ корреляционной матрицы мы здесь не приводим.

Поскольку фокус статьи направлен на изучение солнечного цикла, мы выделили из корреляционной матрицы значения k для периодов равных 11-лет и периодов со сдвигом 11 лет. Для иллюстрации изменений коэффициента корреляции k между длиной и амплитудой 11-летнего цикла на рис. 5 показаны k для одного и того же 11-летнего цикла (сплошная линия) и для сдвига по времени

на 11 лет (пунктирная линия). Видно, что связь между T и A при сдвиге на один цикл (на 11 лет) больше, чем для одного и того же цикла. При этом с 1000 г. до ~1390 г. $k < 0$, а затем до конца исследуемого интервала времени $k > 0$. Экстремальных значений коэффициент корреляции достигает в 1170 г. $k = -0.65$, и в 1440 г. $k = 0.8$. Отметим, что для T и A одного и того же цикла смена знака корреляции фиксируется вблизи 1360 г.

Можно заключить, что в течение исследуемых 700 лет наблюдается разная степень связи между T и A для разных временных сдвигов между ними. Кроме того, корреляция меняет знак и величину в зависимости от времени. Смена знака корреляции для одного и того же цикла, а также при сдвиге на 1 цикл наблюдается на масштабе ~350—400 лет, а вариабельность значений k — на масштабе ~80—100 лет.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенный в работе анализ позволил уточнить временные рамки гранд-минимумов в уровне СА в 1000—1700 гг.: минимум Оорта в 1020—1080 гг., минимум Вольфа в 1265—1345 гг., минимум Шперера в 1390—1540 гг. и минимум Маундера в 1640—1700 гг. Отметим, что конец минимума Маундера ограничен концом используемого ряда. Эти найденные даты хорошо согласуются с аналогичными периодами, которые получены за последние несколько лет из ежегодных данных радиоуглерода в кольцах деревьев [Brehm et al., 2021; Usoskin et al., 2021; Kudsk et al., 2022]. Наблюдаемая разница лежит в пределах 10—20 лет. Расхождение во времени начала и конца гранд-минимумов связано, главным образом, с тем фактом, что точные даты определяются субъективным образом (разные критерии определения экстремумов, заданного порога активности).

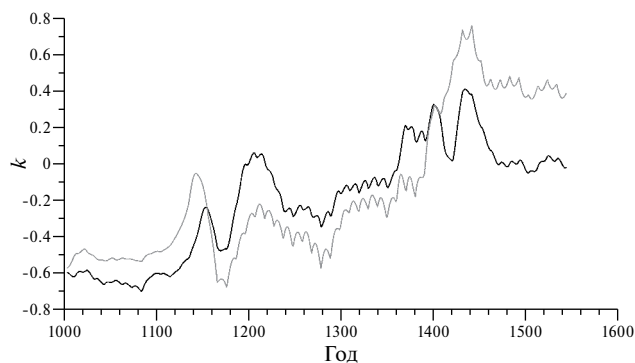


Рис. 5. Коэффициенты корреляции k между длиной и амплитудой солнечного цикла. Черная линия — для одного и того же цикла; серая линия — для сдвига между T и A на 11 лет.

Особенно показательна в этом смысле разница до ~30 лет в результатах работ [Brehm et al., 2021] и [Usoskin et al., 2021], несмотря на то, что в обоих исследованиях для анализа использован один и тот же ряд исходных данных. В отличие от результатов, полученных в данной статье, авторы работ [Popova et al., 2018; Zharkova et al., 2015], исходя из модельных соображений, утверждают, что в XIV—XV вв. не наблюдалось снижения активности Солнца, а минимум Шперера является артефактом, который обусловлен увеличенным радиационным фоном в это время из-за взрыва близкой сверхновой Vela Junior. Надо отметить, что модель и результаты, изложенные в работе [Popova et al., 2018], серьезно критиковались в статье [Usoskin, 2018], в частности, на основании того, что они базировались на экстраполяции в прошлое солнечных данных всего лишь за последние 35 лет.

Полученный результат о наличии стабильного 11-летнего цикла в 1000—1700 гг., извлеченного из информации об авроральной активности, заслуживает отдельного обсуждения. Известно, что 11-летний цикл является самой характерной чертой СА, наблюдаемой в инструментальную эпоху. Были неоднократные попытки исследовать солнечный цикл в предыдущие тысячелетия, исходя из таких косвенных данных как полярные сияния и солнечные пятна, наблюдаемые невооруженным глазом [Shove, 1955; Иванов и др., 2003; Наговицын, 2014; Обридко, Наговицын, 2017]. Часто эти работы базировались на априори сделанных предположениях о цикле Швабе. В частности, в классической работе [Shove, 1955] были определены даты индивидуальных максимумов и минимумов солнечных циклов за два тысячелетия по данным о полярных сияниях. Однако автор работы [Shove, 1955] заранее исходил из постулата, что 11-летний цикл наблюдался на протяжении тысячелетий. При этом были использованы различные предположения о параметрах цикла, в том числе о его регулярности (ровно 9 циклов за каждые 100 лет). Также проверялось существование в течение последнего тысячелетия 11-летнего цикла в СА, полученной из ежегодных (или двухгодичных) данных о космогенных изотопах, [Miyahara et al., 2004, 2006; Inceoglu et al., 2015; Eastoe et al., 2019; Fogtmann-Schulz et al., 2019, 2021; Moriya et al., 2019]. В этих работах для последнего тысячелетия был найден 11-летний цикл для отдельных периодов времени порядка сотни лет. Однако, следует отметить существенные проблемы в получении сигнала, связанного с СА, из рядов космогенных изотопов. Автор работы [Hathaway, 2015] указывает, что перераспределение радионуклидов в земных резервуарах делает прямое сравнение SN и $\Delta^{14}C$ затрудненным. Кроме того, в работах [Stuiver and Braziunas, 1993; Brehm et al., 2021] отмечено, что амплитуда 11-летнего цикла составляет в среднем ~2%, что сравнимо

с аналитической и лабораторной ошибками наиболее точных данных ^{14}C . Поэтому анализ таких короткопериодных вариаций и определение индивидуальных 11-летних циклов для рядов $SN_{14\text{C}}$ осложняется из-за проблем выделения сигнала из шума [Ganopolski and Rahmstorf, 2002]. Тем не менее, в работах [Brehm et al., 2021; Usoskin et al., 2021; Kudsk et al., 2022] найдено, что 11-летний цикл стабильно прослеживается в течение всего последнего тысячелетия, по крайней мере, вне периодов гранд-минимумов.

В данной работе мы также столкнулись с рядом трудностей при выделении 11-летнего сигнала, которые отмечены в параграфах 4.1 и 4.3. Однако, тот факт, что практически непрерывное существование 11-летнего цикла, начиная с 1000 г., получено при использовании для реконструкции SN принципиально различных исходных данных и методов, свидетельствует о том, что указанные трудности и возможные ошибки не оказали существенного влияния на результат. Поэтому можно заключить, что цикл Швабе является характерной чертой деятельности Солнца не только в современную эпоху, но и в течение всего последнего тысячелетия.

Наш анализ показал, что на всем исследуемом интервале между длиной и амплитудой 11-летнего цикла наблюдается определенная связь, меняющаяся по величине (в среднем $k \approx 0.3–0.6$) и знаку в зависимости от времени. На временном отрезке с 1000 по ~ 1360 г. $k < 0$, а в $\sim 1360–1540$ гг. $k > 0$. При сдвиге между T и A на один цикл (11 лет) k увеличивается до $|k| \approx 0.6–0.8$. Тот факт, что амплитуда солнечного цикла N коррелирует с длиной предыдущего цикла $N-1$ лучше, чем с амплитудой самого цикла N , был установлен ранее для современных инструментальных рядов $SN_{\text{набл}}$ длиной в ~ 300 лет [Hathaway et al., 2002; Ogurtsov and Jungner, 2012]. Мы показали, что эта закономерность сохраняется на значительно более длинном временном интервале, в 1000–1700 гг. Кроме того, получено, что эта закономерность не зависит от знака корреляции между T и A .

Выше отмечено, что первые 350 лет исследуемого интервала времени демонстрируют антикорреляцию между T и A . Ранее для инструментальных рядов $SN_{\text{набл}}$ длиной ~ 300 лет было эмпирически установлено, что амплитуда и период одного и того же цикла Швабе находятся преимущественно в слабой обратной зависимости [Dicke, 1978; Hoyng, 1993; Solanki et al., 2002; Птицына и Демина, 2023]. Более интенсивные циклы имеют тенденцию быть короче и наоборот. Это соотношение накладывает ограничения на модели солнечной активности, в частности, на модели динамо, ответственные за генерацию 11-летнего цикла. И действительно, такие модели как в работах [Hoyng, 1993; Dikpati and Charbonneau, 1999;

Nagovitsyn and Pevtsov, 2020] описывают подобную обратную связь для параметров 11-летнего цикла. Кроме того, было установлено, что амплитуда и длина периода солнечного цикла в $SN_{\text{набл}}$ изменяются не строго в противофазе. Наиболее сильная антикорреляция достигается при отрицательном сдвиге по времени между T и A на один цикл (см., например, [Hathaway, 2015]). В работе [Solanki, 2002] было получено усиление антикорреляции также при сдвиге на 3 цикла. Авторы работы [Птицына и Демина, 2023] нашли, что коэффициент корреляции между T и A меняется на протяжении интервала 1700–2020 гг., а также меняется лаг, при котором достигается наибольшая корреляция. Лаг между рядами, при котором достигается максимум антикорреляции, в XVIII–начале XIX века был равен одному циклу, затем — двум циклам, а начиная с 1950 г., лаг уменьшился до 2 лет [Птицына и Демина, 2023]. Можно заключить, что связь между T и A , полученная как из наблюдательных $SN_{\text{набл}}$, так и из реконструированных рядов $SN_{\text{фил}}$, характеризуется общими чертами: зависимостью величины и знака этой связи от (1) сдвига между T и A и от (2) времени. В частности, мы нашли, что ~ 350 -летний интервал (XI–XIV вв.), когда преобладала антикорреляция между T и A , сменился временным отрезком (XV–XVI вв.), в котором наблюдалась их прямая корреляция.

Остановимся на вариации с периодом $\sim 30–40$ лет, которая выделена в спектре СА в 1000–1550 гг. Такая вариация в инструментально измеренных числах солнечных пятен не наблюдается. Однако указания на 30–40-летнюю квазипериодичность недавно получены при исследовании некоторых аспектов СА. В частности, наличие подобного цикла было найдено при исследовании коротких экспериментальных рядов данных о частоте возникновения магнитных бурь [Veretenenko et al., 2020]. Анализ архива спектрогелиограмм обс. Маунт Вильсон в течение XX в. показал, что 40-летняя вариация наблюдается в солнечном вращении [Bertello et al., 2020]. Однако авторы [Bertello et al., 2020] поднимают вопрос о реальности такой квазипериодичности в связи с использованным ими методом. Представляется, что вопрос о 30–40-летней квазипериодичности в СА требует более подробного исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ данных о СА в 1000–1700 гг., полученных с использованием числа полярных сияний. Уточнены продленные (60–150 лет) гранд-минимумы пониженных уровней активности: Оорта (1020–1080 гг.), Вольфа (1265–1345 гг.), Шперера (1390–1540 гг.) и Маундера (1640–1700 гг.).

Полученные результаты демонстрируют стабильное наличие 11-летнего цикла Швабе в 1000—1700 гг. При этом длина цикла Швабе T увеличивается во время гранд-минимумов Оорта ($T = 13$ лет), Вольфа ($T = 14$ лет) и Шперера ($T = 14—15$ лет). Найдено, что в исследуемый промежуток времени наблюдается систематическое увеличение длины цикла до 1350 г., после чего прослеживается убывание. Длина ряда не позволяет оценить T во время минимума Маундера, однако полученный тренд указывает на уменьшение периода цикла в начале этого гранд-минимума.

В данной работе впервые найдены корреляционные соотношения между длиной и амплитудой солнечного цикла в XI—XVII вв. На временном отрезке в ~350 лет (XI—XIV вв.), корреляция между T и A одного и того же цикла была отрицательной, аналогично антикорреляциям, которые эмпирически установлены для современного отрезка времени ~300 лет. В дальнейшем (XV—XVII вв.) обратная связь между T и A солнечного цикла сменилась прямой корреляцией. Получено, что амплитуда солнечного цикла N коррелирует с длиной предыдущего цикла $N-1$ лучше, чем с амплитудой самого цикла N . Данный эффект был ранее установлен на основе анализа инструментальных данных за последние 300 лет. Мы показали, что эта закономерность сохраняется на значительно более длинном временном интервале, начиная с 1000 г. Кроме того найдено, что эта закономерность не зависит от знака корреляции между T и A .

Наш вывод о стабильном существовании 11-летнего цикла в 1000—1700 гг. совпадает с аналогичным результатом, полученным из принципиально других данных — из реконструкции SN по рядам радиоуглерода. Отсюда можно сделать два заключения. Во-первых, что эти реконструкции достаточно надежно описывают СА, по крайней мере, начиная с 1000 г. Во-вторых, что цикл Швабе является характерной чертой деятельности Солнца не только в современную эпоху, но и в течение всего последнего тысячелетия. Наши результаты также позволяют предположить, что не все эмпирические связи, установленные между амплитудой и длиной цикла Швабе для последних трехсот лет, в частности отрицательный знак корреляции между периодом и амплитудой цикла, будут неизменными в будущем.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимного рецензента за полезные замечания и комментарии, учет которых помог улучшить статью.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Санкт-Петербургского филиала Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук им. Н.В. Пушкова.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Иванов В.Г., Иванова К.Г., Наговицын Ю.А. Продолжительность одиннадцатилетнего цикла солнечной активности по данным исторических хроник за последние два тысячелетия // Тр. VII Пулковской межд. конф. по физике Солнца: “Климатические и экологические аспекты солнечной активности” / Ред. В.И. Макаров, Ю.А. Наговицын, В.Н. Обридко. Санкт-Петербург, Пулково, 7—11 июля 2003 г. СПб.: Изд-во ГАО РАН, 2003. С. 177—182.
- Ишков В.Н., Шibaев И.Г. Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 10. С. 1439—1442.
- Наговицын Ю.А. Солнечная активность двух последних тысячелетий: “Служба Солнца” в древнем и средневековом Китае // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41. № 5. С. 711—720.
- Наговицын Ю.А. Изменения циклических характеристик магнитной активности Солнца на длительных временных шкалах // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54. № 6. С. 723—729.
- Обридко В.Н., Наговицын Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. СПб.: ВВМ, 2017. 466 с.
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Реконструкция солнечной активности в 1000—1700 гг. по данным о полярных сияниях с учетом вклада главного магнитного поля земли // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. № 3. С. 515—527.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020030153>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Частотная модуляция как причина возникновения дополнительных ветвей векового цикла Глейсберга в солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62. № 1. С. 48—61.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022010163>
- Птицына Н.Г., Демина И.М. Влияние цикла Глейсберга на вариации периода 11-летнего цикла солнечной активности в 1700—2021 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. 2023. Т. 63. № 3. С. 284—297.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022600508>

- Птицына Н.Г., Демина И.М., Тясто М.И. Вариации авроральной активности и главного магнитного поля Земли за триста лет (1600–1909 гг.) // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 6. С. 818–827. <https://doi.org/10.1134/S0016794018060123>
- Святский Д.О. Астрономия Древней Руси. М.: Русская панорама, 2007. 664 с.
- Bertello L., Pevtsov A.A., Ulrich P.K. 70 Years of Chromospheric Solar Activity and Dynamics // *Astrophys. J.* 2020. V. 897. № 2. P. 181–195. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab9746>
- Biswas A., Karak B.B., Usoskin I., Weisshaar E. Long-Term Modulation of Solar Cycles // *Space Sci. Rev.* V. 219. Article № 19. <https://doi.org/10.1007/s11214-023-00968-w>
- Brehm N., Bayliss A., Christl M., et al. Eleven-year solar cycles over the last millennium revealed by radiocarbon in tree rings // *Nat. Geosci.* 2021. V. 14. P. 10–15. <https://doi.org/10.1038/s41561-020-00674-0>
- Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle // *Living Rev. Solar Phys.* 2020. V. 17. Article № 4. <https://doi.org/10.1007/s41116-020-00025-6>
- Daubechies I. Ten lectures on wavelets. Philadelphia. Pennsylvania. USA: Society for industrial and applied mathematics, 1992. 369 p.
- Dicke R.H. Is there a chronometer hidden deep in the Sun? // *Nature.* 1978. V. 276. № 5689. P. 676–680.
- Dikpati M., Charbonneau P.A. Babcock-Leighton Flux Transport Dynamo with Solar-like Differential Rotation // *Astrophys. J.* 1999. V. 518. № 1. P. 508–520. <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/307269>
- Ganopolski A., Rahmstorf S. Abrupt glacial climate changes due to stochastic resonance // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. 038501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.038501>
- Grossman A., Morlet J. Decomposition of Hardy functions of constant shape // *SIAM J. Math.* 1984. V. 15. № 4. P. 723–736. <https://doi.org/10.1137/0515056>
- Eastoe C., Tucek C., Touchan R. $\Delta^{14}\text{C}$ and $\Delta^{13}\text{C}$ in annual tree-ring samples from sequoia dendron giganteum, AD998e1510: solar cycles and climate // *Radiocarbon.* 2019. V. 61. № 3. P. 661–680. <https://doi.org/10.1017/RDC.2019.27>
- Eddy J.A. The maunder minimum. *Science.* 1976. V. 192. № 4245. P. 1189–1202.
- Hoyng P. Helicity fluctuations in mean field theory: an explanation for the variability of the solar cycle? // *Astron Astrophys.* 1993. V. 272. P. 321–339.
- Fogtmann-Schulz A., Kudsk S.G.K., Trant P.L.K., Baittinger C., Karoff C., Olsen J., Knudsen M.F. Variations in solar activity across the Spörer Minimum based on radiocarbon in Danish oak // *Geophys. Res. Lett.* 2019. V. 46. P. 8617–8623. <https://doi.org/10.1029/2019GL083537>
- Fogtmann-Schulz A., Baittinger C., Karoff C., Olsen J., Knudsen M. Changes in Solar activity during the Wolf minimum: new insights from a high resolution ^{14}C record based on Danish oak // *Radiocarbon.* 2021. V. 63. № 1. P. 91–104. <https://doi.org/10.1017/RDC.2020.126>
- Friis-Christensen E., Lassen K. Length of the solar cycle: An indicator of solar activity closely associated with climate // *Science.* V. 254. № 5032. P. 698–700.1991. <https://doi.org/10.1126/science.254.5032.698>
- Hathaway D.H. The Solar Cycle // *Living Rev Solar Phys.* 2015. V. 12. Article № 4. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichman E.S. Group Sunspot Numbers: Sunspot Cycle Characteristics // *Sol. Phys.* 2002. V. 211. P. 357–370. <https://doi.org/10.1023/A:1022425402664>
- Inceoglu F., Simoniello R., Knudsen M.F., Karoff C., Olsen J., Turck-Chièze S., Jacobsen B.H. Grand solar minima and maxima deduced from ^{10}Be and ^{14}C : magnetic dynamo configuration and polarity reversal // *Astron. Astrophys.* 2015. V. 577. № A20. P. 20915. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424212>
- Karak B.B., Jiang J., Miesch M.S., Charbonneau P., Choudhuri A.R. Flux Transport Dynamos: From Kinematics to Dynamics // *Space Sci. Rev.* 2014. V. 186. P. 561–602. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0099-6>
- Komitov B., Sello S., Duchlev P., Dechev M., Penev K., Koleva K. Sub- and Quasi-Centurial Cycles in Solar and Geomagnetic Activity Data Series // *Bulgar. Astron. J.* V. 25. P. 78–103. 2016.
- Kudsk S.G., M.F. Knudsen, Karoff C., Baittinger C., Misios S., Olsen J. Solar variability between 650 CE and 1900 — Novel insights from a global compilation of new and existing high-resolution ^{14}C records // *Quaternary Sci. Rev.*, 2022. V. 292. Article № 107617. <https://doi.org/10.1016/j.quascirev.2022.107617>
- McCracken K.G., Beer J., Steinhilber F., Abreu J. A phenomenological study of the cosmic ray variations over the past 9400 years, and their implications regarding solar activity and the solar dynamo // *Solar Phys.* 2013. V. 286. № 2. P. 609–627. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0265-0>
- Miyahara H., Masuda K., Muraki Y., Furuzawa H., Menjo H., Nakamura T. Cyclicity of solar activity during the Maunder Minimum deduced from radiocarbon content // *Sol. Phys.* 2004. V. 224. P. 317–322.
- Miyahara H., Masuda K., Kitagawa H., Nakamura T. Variation of solar activity during the Spörer minimum // *JGR Space Physics.* 2006. V. 111. A03103. <https://doi.org/10.1029/2005JA011016>
- Moriya T., Miyahara H., Ohyama M., Hakozaiki M., Takeyam M., Sakurai H., Tokanai F. A study of variation of the 11-yr solar cycle before the onset of the Spörer minimum based on annually measured ^{14}C

- content in tree rings // *Radiocarbon*. 2019. V. 61. № 6. P. 1749—1754.
<https://doi.org/10.1017/RDC.2019.123>
- Nagovitsyn Y.A., Pevtsov A.A. Duffing oscillator model of solar cycles // *ApJL*. 2020. V. 888. № 2. P. L26.
<https://orcid.org/0000-0003-0489-0920>
- Ogurtsov M., Jungner H. Temporal evolution of statistical features of the sunspot cycles // *Adv. Space Res.* 2012. V. 50. № 6. P. 669—675.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.03.035>
- Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H. Long-period cycles of the sun's activity recorded in direct solar data and proxies // *Solar Phys.* 2002. V. 211. P. 371—394.
<https://doi.org/10.1023/A:1022411209257>
- Popova E., Zharkova V., Shepherd S.J., Zharkov S. On a role of quadruple component of magnetic field in defining solar activity in grand cycles // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018. V. 176. P. 61—71.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.05.006>
- Richards M.T., Rogers M.L., Richards D. St.P. Long-term variability in the length of the solar cycle // *Astron. Soc. Pac. PASP*. 2009. V. 121. № 881. P. 797—809.
<https://doi.org/10.1086/604667>
- Schöve D.J. The sunspot cycle, 649-BC to AD-2000 // *J. Geophys. Res.* 1955. V. 60. P. 127—146.
- Scargle J.D. Wavelet and other multi-resolution methods for time series analysis / Statistical challenges in modern astronomy II. Ed. G.J. Babu and E.D. Feigelson. P. 333—347. N.Y., USA: Springer-Verlag, 1997.
- Siscoe G.L. Evidence in the auroral record for secular solar variability // *Rev. Geophys.* 1980. V. 1. № 8. P. 647—658.
- Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M. Search for a relationship between solar cycle amplitude and length // *Astron Astrophys.* 2002. V. 396. P. 1029—1035.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021436>
- Stuiver M., Braziunas T.F. Sun, ocean, climate and atmospheric $^{14}\text{CO}_2$: an evaluation of causal and spectral relationships // *Holocene*. 1993. V. 3. № 4. P. 289—305.
<https://doi.org/10.1177/095968369300300401>
- Usoskin I.G. A history of solar activity over millennia // *Living Rev. Sol. Phys.* 2017. V. 14. Article № 3.
<https://doi.org/10.1007/s41116-017-0006-9>
- Usoskin I.G. Comment on the paper by Popova et al. On a role of quadruple component of magnetic field in defining solar activity in grand cycles // *JASTP* 2018. V. 176. P. 69—71.
- Usoskin I.G., Solanki S.K., Krivova N., Hofer B., Kovaltsov G.A., Wacker L., Breh N., Kromer B. Solar cycle activity over the last millennium reconstructed from annual ^{14}C data // *Astron. Astrophys.* 2021. V. 664. Article № C3.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2103.15112>
- Usoskin I.G., Solanki S.K., Kovaltsov G.A. Grand minima and maxima of solar activity: new observational constraints // *Astron. Astrophys.* 2007. V. 471 P. 301—309.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.09.018>
- Veretenenko S., Ogurtsov M., Obridko V. Long-term variability in occurrence frequencies of magnetic storms with sudden and gradual commencements // *J. Atm. Sol. Ter. Phys.* 2020. V. 205. Article № 105295.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105295>
- Yau K.K.C., Stephenson F.R. A revised catalogue of Far Eastern observations of sunspots (165 BC to AD1918) // *Q. J. R. Astr. Soc.* 1988. V. 29. P. 175—197.
- Zharkova V., Shepherd S., Popova E., Zharkov S.I. Heartbeat of the Sun from Principal Component Analysis and prediction of solar activity on a millennium timescale // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. Article № 15689.
<https://www.nature.com/articles/srep15689>

Schwabe Solar Cycle in 1000–1700: Variations in the Length and Amplitude**N. G. Ptitsyna^{1, *}, I. M. Demina¹**¹ *St. Petersburg Branch, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, the Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences (SPbF IZMIRAN), St. Petersburg, Russia***e-mail: nataliaptitsyna@yahoo.com*

One of the most significant features of solar activity is its variability over a wide range of periods, with the dominance of the 11-year cycle or the Schwabe cycle. In this work, a wavelet analysis of data on solar activity in 1000–1700 was carried out, obtained using the number of auroras, taking into account the contribution of the geomagnetic field. The obtained results demonstrate the stable presence of an 11-year cycle during the entire time interval of 1000–1700 A. D. It was found that in 1000–1350 there was a systematic increase in the length of the Schwabe cycle, after which its decline was traced. At the same time, the length of the solar cycle increases during the grand minima of Oort (13 years), Wolf (14 years) and Spörer (14–15 years). It was found that the correlation between the amplitude and the length of the solar cycle was maintained throughout the entire period of time 1000–1700, but its sign changed. In addition, it was obtained that the correlation between the amplitude of the cycle and the length of the previous cycle is stronger than the correlation between the amplitude and length of the same cycle. This result is similar to that previously known for instrumental series. However, we have shown that this pattern persists over a much longer time interval, and it does not depend on the sign of the correlation. The paper also provides indications of the existence of a variation with a period of 30–40 years in solar activity in 1000–1550.

ПРОГНОЗ МОДУЛЯЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЖЕСТКОСТЬЮ 10 ГВ В 25-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2024 г. В. Г. Янке^{1, *}, А. В. Белов¹, Р. Т. Гущина¹, П. Г. Кобелев^{1, **}, Л. А. Трефилова¹

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: yanke@izmiran.ru

**e-mail: kobelev@izmiran.ru

Поступила в редакцию 11.09.2023 г.

После доработки 09.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

На основе прогноза параметров солнечной активности и разработанной нами модели модуляции галактических космических лучей выполнен прогноз вариаций космических лучей в 25-м цикле солнечной активности. В основе прогноза потока космических лучей лежит корреляционная связь с числом солнечных пятен (однопараметрическая модель) или с набором солнечных (в основном, магнитных) параметров (многопараметрическая модель). Прогноз числа солнечных пятен был взят из опубликованных данных, прогноз других солнечных параметров выполнен в работе. Показано, что вариации космических лучей за три года текущего 25-го цикла в целом не противоречат прогнозам и говорят о том, что 25-й цикл солнечной активности ожидается незначительно более активным по сравнению с 24-м циклом солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0016794024020064, EDN: DZADMD

1. ВВЕДЕНИЕ

Уже в ранний период наземных наблюдений галактических космических лучей (КЛ) стало ясно, что долгопериодные вариации интенсивности определяются солнечной активностью (СА). В эти годы были разработаны общие представления о гелиосфере и созданы основы теории модуляции галактических КЛ [Parker, 1958; 1963; 1965; Крымский, 1964]. Современному уровню понимания проблемы распространения КЛ и их модуляции в гелиосфере посвящены, например, обзоры [Martucci et al., 2018; Rankin et al., 2022 и ссылки к ним], где изложены вопросы развития основных моделей солнечной модуляции КЛ. В этих работах также рассмотрены вопросы зарядовой зависимости модуляции на основе результатов, полученных с помощью измерений на двух космических аппаратах (КА) “Вояджер”, наблюдений на PAMELA и продолжающихся высокоточных измерениях на AMS-02. Измерения на этих КА позволяют получить новые данные, которые в сочетании со сложными численными моделями продолжают приносить знания о космических лучах и об их взаимодействии с глобальной гелиосферой и внутри нее.

Интенсивность галактических КЛ у Земли, как и во всей внутренней гелиосфере, уменьшается при высокой солнечной активности и возрастает при низкой. Изменения на Солнце (прежде всего солнечных магнитных полей) определяют изменения гелиосферы, т. е. области модуляции КЛ. Одиннадцатилетний солнечный цикл проявляется в наземных наблюдениях КЛ столь же явно, как и в основных солнечных индексах, таких как число солнечных пятен, но находится с ними в антикорреляции.

В цикле солнечной активности [Nathaway et al., 2015; Petrovay, 2020] меняется напряженность солнечных и межпланетных магнитных полей и изменяется структура гелиомагнитосферы, которая упрощается в минимуме активности и усложняется в максимуме. Долгопериодные изменения структуры, в основном, связаны с формой гелиосферного токового слоя. Полярность общего магнитного поля меняется с еще большим периодом, а именно, с солнечным двадцатидвухлетним магнитным циклом. Более короткопериодными факторами, определяющими сравнительно тонкую структуру гелиосферы, являются выбросы солнечного вещества и приэкваторальные корональные дыры. Все это не может не влиять на галактические КЛ [Дорман, 1963; Крымский, 1981; 2001].

На протяжении ряда лет в ИЗМИРАН разрабатывается многопараметрическая полуэмпирическая модель долгопериодных вариаций галактических КЛ, например, [Белов и др., 2005; 2018; Гущина и др., 2013; Янке и др., 2021; 2022], объединяющая влияние всех перечисленных факторов. Показано, что циклические изменения солнечных индексов (среднее и полярное магнитное поле, наклон гелиосферного токового слоя, индекс СМЕ [Белов и Гущина, 2018] и площадь приэкваториальных корональных дыр) хорошо описывают поведение галактических КЛ в последних циклах. Кроме того эти модельные построения используются для определения остаточной модуляции КЛ [Янке и др., 2023].

Цель данной работы — прогноз вариаций ГКЛ в 25-м цикле. Наша модель дала бы достаточно надежный прогноз, если бы мы знали, как будут меняться солнечные индексы. К сожалению, долгосрочное прогнозирование солнечной активности еще недостаточно развито: почти все солнечные индексы совсем не прогнозируются, активно прогнозируется только число солнечных пятен, индекс, имеющий на сегодня самый длинный ряд наблюдений (примерно 300 лет). Перед каждым солнечным циклом появляются многие десятки разноречивых прогнозов, что само по себе говорит об отсутствии надежной общепринятой прогностической методики. Число солнечных пятен не имеет прямой физической связи с вариациями галактических КЛ и не является лучшим выбором для наших целей, но этот индекс достаточно хорош, главным образом потому, что он коррелирует с другими индексами, и на нём не случайно основаны различные стандарты для практических применений. В этой работе мы используем число солнечных пятен в одном из вариантов прогноза (однопараметрическое приближение). Для прогнозирования максимального числа солнечных пятен в цикле и его временного хода было создано много методов прогнозирования. Все методы прогноза (климатологический, современный климатологический, спектральный, метод геомагнитных предвестников, модели динамо и модели на основе нейронных сетей) кратко изложены в [Pesnell, 2012; 2018], а в работе [Pesnell, 2012] 75 прогнозов числа солнечных пятен были проанализированы по категориям для 24-го цикла.

Другой подход, напрашивающийся при отсутствии необходимых нам солнечных индексов — предположить, что Солнце в 25-м цикле будет похоже на предыдущие нечётные циклы. Однако такое предположение вряд ли будет верным. Дело в том, что на Солнце в последние два десятилетия произошли большие изменения, все солнечные магнитные поля существенно ослабли [Cliver et al., 2010; 2017]. Поэтому маловероятно, что Солнце

в текущем цикле будет вести себя аналогично нечётным циклам XX века, включая недавний 23-й цикл. В сложившейся ситуации лучше ориентироваться на данные последнего 24-го цикла, хотя он и находится на другой ветви солнечного магнитного цикла. В варианте прогноза с помощью многопараметрической модели мы опираемся на данные последних двух циклов. Другой вариант прогноза параметров солнечной активности дает математическая модель ARIMA (обсуждение модели в разделе 2), которая обладает прогностическими свойствами.

Интерес к прогнозу солнечной активности обусловлен научными задачами, поскольку понимание солнечной активности, как и в любой наблюдательной науке, проверяется точностью ее прогноза. Интерес обусловлен также практическими задачами, связанными с деятельностью человека на Земле и в космосе. Действительно, прогнозы солнечной активности, включая прогнозы максимального значения и времени солнечного максимума, могут иметь большое значение для планирования продолжительных космических миссий, также они позволяют обеспечить защиту планетарных технологий и осведомленность о космической ситуации. Например, срок службы любого проектируемого космического аппарата будет зависеть от ожидаемой величины солнечной активности, и долгосрочные надежные прогнозы солнечной активности будут важной предпосылкой для его продолжительного функционирования. Из-за влияния Солнца на космическую погоду, на окружающую среду и климат Земли, необходимо прогнозировать и знать заранее различные физические параметры, такие как экстремальные значения и продолжительность будущего солнечного цикла.

Как уже было замечено, число солнечных пятен не является универсальным показателем солнечной активности. Физически более обоснован набор таких параметров как полярное и среднее магнитное поле Солнца, угол наклона гелиосферного токового слоя, площадь приэкваториальных корональных дыр, индекс спорадического проявления СА, определяемый как взвешенное число корональных выбросов вещества (СМЕ_i-индекс). Прогноз всех этих параметров был выполнен нами в рамках настоящей работы.

Впервые прогноз долгопериодных вариаций космических лучей на основе различных индексов солнечной активности для 24-го цикла СА был выполнен в работе [Белов и др., 2005], где максимум интенсивности космических лучей прогнозировался на 2006—2007 гг. Прогноз на ~2 г. опередил фактический максимум и связан с известной сегодня аномальностью этого периода СА [Гущина и др., 2013].

Задачи работы: 1. Провести анализ опубликованных прогнозов числа солнечных пятен для 25-го цикла СА. 2. Выполнить прогноз физически обоснованного набора параметров — полярного и среднего магнитного поля Солнца, угла наклона гелиосферного токового слоя и т.д. 3. Построить многопараметрическую модель вариаций галактических КЛ для энергий 10 ГэВ. 4. Для различных сценариев выполнить прогноз интенсивности галактических космических лучей для 25-го цикла СА.

2. ПРОГНОЗ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Из-за наблюдаемого ослабления солнечной активности в течение последних двух циклов (23 и 24-го), прогнозу 25-го солнечного цикла в настоящее время уделено большое внимание. При сохранении этой тенденции 25-й цикл предположительно мог бы оказаться еще слабее. Однако есть и другой вариант. Некоторые недавние исследования показывают, что эта тенденция к ослаблению прервется, и предстоящий солнечный цикл будет сильнее, чем 24-й цикл [Sarp et al., 2018; Li et al., 2018; Ишков, 2020, 2022].

По данным архивов [Labonville et al., 2019; Miao et al., 2020; Nandy, 2021] на рис. 1 представлены прогнозируемые максимальные числа солнечных пятен для 25-го солнечного цикла. Прогнозы были выполнены с использованием различных методов и имеют большой разброс значений от 60 до 230, которые можно разделить на две группы. Из первой группы значений мы использовали результаты раннего прогноза максимального числа солнечных пятен и момента его достижения равного 115 ± 17 (2025.6 ± 0.6) из работы [NASA/NOAA, 2019], из второй — 135 ± 25 (2025.2 ± 1.5) [Pesnell et al., 2018] квадраты на рис. 1. При отборе прогнозов учитывалось, предлагается ли временная зависимость числа солнечных пятен в полном цикле, в противном случае используется колоколообразная форма прогнозируемого параметра.

Временной ход числа солнечных пятен для двух вышеупомянутых прогнозов представлен на рис. 2, на котором приводится также средний временной ход для всего наблюдательного периода. После трех лет эволюции измеренная кривая развития 25-го цикла СА на фазе роста (<https://services.swpc.noaa.gov/json>) проходит выше прогнозируемых значений, что означает возможное усиление 25-го цикла относительно 24-го солнечного цикла. Уже ясно, что 25-й цикл развивается быстрее, чем ожидалось.

Более сложной является задача прогноза других параметров солнечной активности, в первую очередь, это связано с коротким экспериментальным

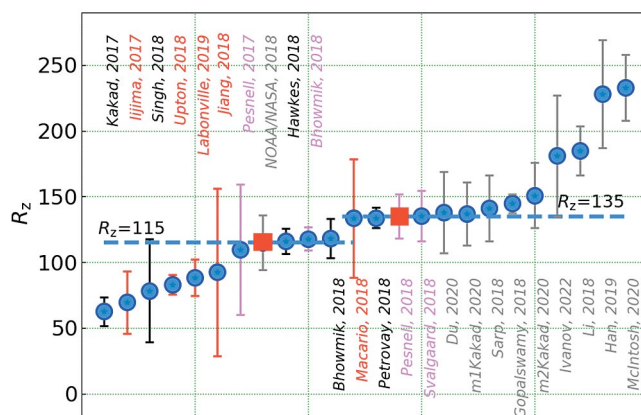


Рис. 1. Разброс прогнозируемого максимального числа солнечных пятен для 25-го солнечного цикла. Квадраты — прогнозируемые значения по данным NOAA/NASA [NASA/NOAA, 2019] и работы [Pesnell et al., 2018].

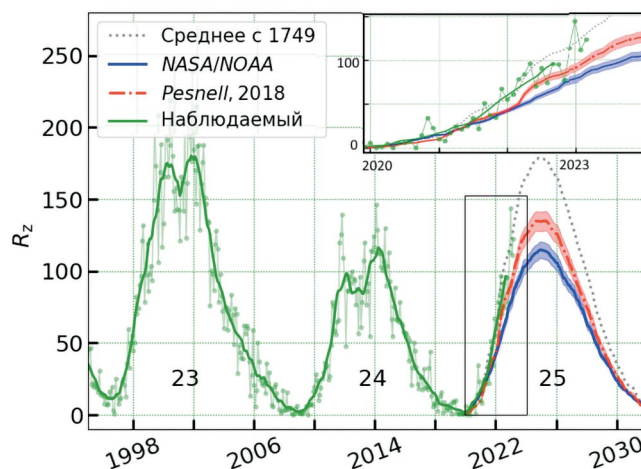


Рис. 2. Наблюдаемые (среднемесячные и 13-месячные сглаженные для 23-го и 24-го циклов) и прогнозируемые числа солнечных пятен из работ [NASA/NOAA, 2019] и [Pesnell et al., 2018]. Точки — средние значения числа солнечных пятен, полученные для всего наблюдательного периода.

периодом наблюдения этих параметров. Для построения многопараметрической модели вариаций КЛ использовался следующий набор параметров. Это полярное магнитное поле Солнца B_{pole} (<https://wso.stanford.edu/Polar.html>), среднее магнитное поле Солнца на поверхности источника ($2.5 R_{\odot}$) солнечного ветра B_{ss} (<http://wso.stanford.edu>) [Obridko et al., 1999], угол наклона гелиосферного токового слоя η_{HCS} (<http://wso.stanford.edu/Tilts.html>), CMEi индекс [Belov et al., 2018] и площадь приэкваториальных корональных дыр A_i [Гушина и др., 2016].

С низкого уровня СА, отличавшего 24-й цикл, стартовал и 25-й цикл.

Действительно:

1) полярное поле Солнца B_{pole} в 24-м цикле СА относительно двух предыдущих циклов снизилось практически вдвое; однако, как показало моделирование, вклад этого фактора в полную вариацию космических лучей для этого периода незначителен;

2) сегодня известно о значительном уменьшении коронального магнитного поля Солнца во время 24-го цикла СА [Cliver et al., 2011, 2017];

3) наклон гелиосферного токового слоя при спокойном Солнце для всех циклов СА невелик и плохо измеряется при значениях $>70^\circ$. Вариации наклона слабо меняются от цикла к циклу, но они важны при оценке общей модуляции космических лучей;

4) в работе [Shi et al., 2022] отмечено, что в 24-м цикле СА относительно 23-го вдвое снизилась скорость вспышечных корональных выбросов массы (КВМ), кроме того, уменьшилось и их количество, хотя общее число КВМ в 24-м цикле увеличилось. То есть в целом модулирующая способность КВМ в 24-м цикле СА уменьшилась, как и их вклад в полную вариацию космических лучей;

5) площадь приэкваториальных корональных дыр A_i в 24-м цикле СА относительно 23-го несколько снизилась, однако вклад этого фактора в полную вариацию космических лучей незначителен ($<1\%$).

Прогноз этих параметров на 25-й цикл был выполнен двумя методами: на основе эмпирической модели (анализируя поведения параметров в 23-м и 24-м циклах), и модели ARIMA [Bajaj, 2023; Rob et al., 2014]. ARIMA это интегрированная модель авторегрессии и скользящего среднего с использованием параметра сезонности, с помощью которой можно представить солнечный цикл как вынужденный и слабо затухающий гармонический осциллятор, на который воздействуют долгопериодные ~ 11 - или ~ 22 -летние колебания.

Результат приведен на рис. 3 для пяти экспериментально измеренных и прогнозируемых параметров. При прогнозировании из возможных вариантов прогноза отбирались минимальный и максимальный, после чего формировался доверительный интервал. Например (верхняя панель рис. 3), при прогнозировании с помощью модели ARIMA полярного поля Солнца B_{pole} был выполнен отбор решений $\text{ARIMA}(1,1,3)(1,1,0)_{22}$ и $\text{ARIMA}(1,1,3)(0,1,1)_{22}$ с минимальным порядком авторегрессионной модели, интегрирования и скользящего среднего с указанием сезонности в виде нижнего индекса [Bajaj, 2023; Rob et al., 2014]. Видно, что для параметров B_{pole} , B_{ss} , η_{HCS} и CMEi-индекса два независимых метода прогнозирования дают хорошее согласие, менее однозначны прогнозы площади приэкваториальных корональных дыр A_i .

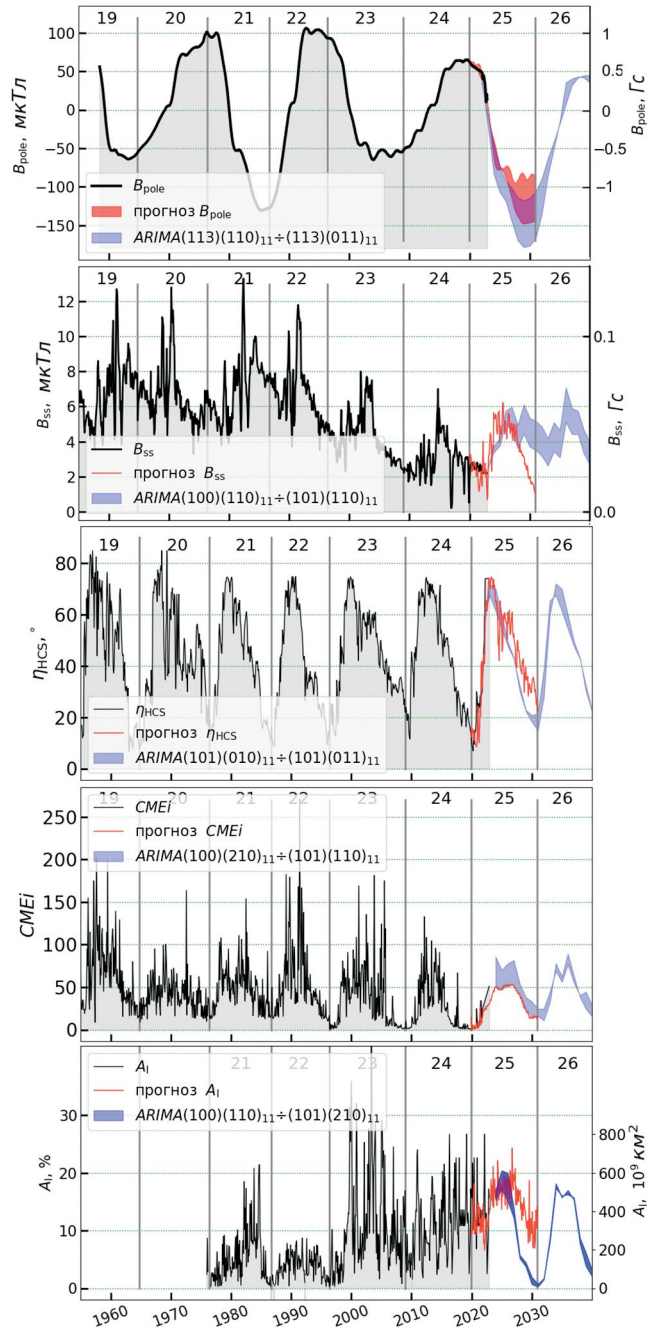


Рис. 3. Измеренные (или вычисленные) и прогнозируемые эмпирическим (25-й цикл) и ARIMA методами (25 и 26-й циклы) параметры СА.

3. МОДЕЛЬ ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Прогноз вариаций космических лучей опирается на модели вариаций космических лучей. Исходя из опыта разработок предыдущих моделей [Белов и др., 2018; Янке и др., 2022], для построения модели была определена оптимальная комбинация солнечных и гелиосферных

индексов. Это 5 индексов, которые были описаны выше: $X_k = (B_{\text{pole}}, B_{\text{ss}}, \eta_{\text{HCS}}, \text{CMEi}, A_1)$.

Модель вариаций космических лучей $v(t)$ для выбранных солнечных и гелиосферных индексов имеет вид:

$$v(t) = a_0 + \sum a_k \times X_k(t) + \sigma(t), \quad (1)$$

где a_k — определяемые коэффициенты уравнения регрессии; max — число параметров (факторов) модели; переменная $X_k^*(t) = \frac{\sum_{\tau=0}^{\tau_m} X_k(t-\tau)}{\tau_m + 1}$ — усредненное значение параметра X_k , учитывающее время запаздывания для каждого параметра относительно интенсивности космических лучей τ_m . При решении линейной системы уравнений (1) времена запаздывания для различных факторов определялись методом поиска максимального значения множественного коэффициента детерминации R^2 и минимизации среднеквадратичной ошибки σ .

В результате решения уравнения (1) определяются коэффициенты уравнения регрессии a_k и времена запаздывания $\tau_{\text{Bpole}}, \tau_{\text{Bss}}, \tau_{\eta}, \tau_{\text{CMEi}}, \tau_{\text{Al}}$. Проводится проверка адекватности и оценка точности модели путем сравнения с имеющимися экспериментальными данными. Такой подход позволяет достичь точности модели вариаций космических лучей в несколько процентов.

Другой вариант — модель одного параметра, например числа солнечных пятен R_z , $v = f(R_z)$ с учетом времени запаздывания τ_m можно записать как:

$$v(t) = a_0 + a_1 \times R_z(t) + \sigma(t), \quad (2)$$

где $R_z(t)$ (в дальнейшем верхний индекс не указывается) определяется средним значением времени задержки за предшествующие τ_m месяцев.

Эмпирические уравнения регрессии (1) и (2) определяются на основе конечного числа статистических данных, и коэффициенты уравнения регрессии являются случайными величинами [Любимцев и др., 2016; Колданов и др., 2023; Емелин, 2023]. Поэтому проведена проверка общего качества уравнения регрессии и проверка гипотез относительно коэффициентов линейного уравнения регрессии. Уравнения регрессии в целом (критерий Фишера) и коэффициенты регрессии (критерий Стьюдента) с вероятностью 99.9% статистически значимы.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для получения нескольких независимых прогнозов приведем результаты прогнозов двух моделей вариаций космических лучей.

4.1. Модель прогноза в приближении однопараметрической корреляции

При проведении регрессионного анализа установлены коэффициенты регрессии и их ошибки линейной системы уравнений (2):

$$v(t) \pm \sigma(t) [\%] = -(1.42 \pm 0.14) - (0.078 \pm 0.002) R_z(t), \quad (3)$$

Стандартная ошибка $\sigma = 3.25\%$; показатель регрессионной статистики $R^2 = 0.701$, т. е. 70% объясняется одним фактором R_z , а 30% — неучтенными факторами.

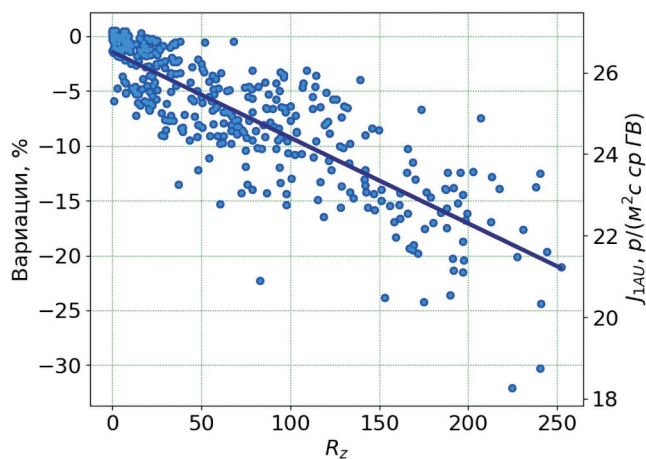


Рис. 4. Диаграмма рассеяния и линия регрессии системы линейных уравнений (2).

На рис. 4 приведена диаграмма рассеяния (левая шкала) для визуализации взаимосвязи числа солнечных пятен и вариаций космических лучей v . Вариации получены относительно базового периода 2009 года для частиц жесткостью 10 ГВ.

Для геофизических и астрофизических задач важно знать изменения интенсивности космических лучей J_{LAU} , которые связаны с вариациями космических лучей v на орбите Земли [Янке и др., 2023] как

$$J_{\text{LAU}} = J_{\text{LIS}}(1 + \Delta)(1 + v) = J_{\text{LIS}}(\Delta + 1)(1 + a_0 + a_1 \cdot R_z), \quad (4)$$

Здесь $J_{\text{LIS}} = 33.2 \text{ (м}^2 \text{ с ср ГВ)}^{-1}$ интенсивность 10 ГВ частиц на границе гелиосферы, $\Delta = -0.19$

остаточная модуляция галактических космических лучей в гелиосфере относительно базового периода, а a_k — коэффициенты регрессии. Полученная зависимость интенсивности от числа пятен R_z также приведена на рис. 4 (правая шкала).

4.2. Прогноз вариаций КЛ в приближении многофакторной модели

Приведем результаты для пятипараметрической модели, для которой при проведении регрессионного анализа установлены коэффициенты регрессии линейного уравнения (1) и их ошибки:

$$\begin{aligned} \nu(t) \pm \sigma = & (5.84 \pm 0.27) - (4.42 \pm 1.12) A_1 - \\ & - (0.053 \pm 0.003) CMEi - \\ & - (0.0044 \pm 0.0011) B_{pole} - \\ & - (0.112 \pm 0.005) \eta_{HCS} - (1.33 \pm 0.04) B_{ss}, [\%] \end{aligned}$$

(5)

Показатель регрессионной статистики $R^2 = 0.829$, т. е. только ~17% объясняется неучтенными факторами, стандартная ошибка $\sigma = 2.47\%$.

Следующий шаг — это проведение анализа корреляционной матрицы, определение набора значимых факторов (параметров) и их вклад в вариации космических лучей. Одним из ключевых допущений множественной линейной регрессии является то, что ни одна независимая переменная в модели не должна иметь сильной корреляции с другой. В нашем случае это условие в целом выполняется, но значения двух положительно коррелированных пар Γ_{CMEi} , η_{HCS} и Γ_{CMEi} , B_{ss} являются пограничными (~0.5). Анализ корреляционной матрицы (табл. 1) также показывает, что параметры A_1 и B_{pole} слабо связаны с вариациями ν , и их можно не включать в модель.

Вклад площади приэкваториальных корональных дыр A_1 в модуляцию обычно меньше вклада других параметров. Вклад полярного поля важен при сравнении циклов с разными полярностями, при прогнозировании одного цикла с одной полярностью ($A > 0$) и с ожидаемыми умеренными изменениями B_{pole} вклад этого параметра не может

быть большим. Учитывая это, параметры A_1 и B_{pole} можно не включать в модель. Это означает, что можно ограничиться трехпараметрической моделью; оценка показала, что максимальная ошибка при этом не превышает несколько процентов.

В соответствии с результатами проведенного корреляционного анализа уравнение регрессии для трехпараметрической модели запишется как

$$\begin{aligned} \nu(t) \pm \sigma = & (5.28 \pm 0.24) - \\ & - (0.054 \pm 0.003) CMEi - (0.114 \pm 0.005) \eta_{HCS} - \\ & - (1.26 \pm 0.04) B_{ss}, [\%]. \end{aligned}$$

(6)

Показатель регрессионной статистики $R^2 = 0.774$, т. е. только 23% объясняется неучтенными факторами, стандартная ошибка $\sigma = 2.91\%$.

Вклад каждого параметра в полную вариацию показан на рис. 5 (верхняя панель). Хорошо видны особенности вклада различных факторов в разных циклах при формировании вариаций космических лучей. В первую очередь это относится к среднему магнитному полю Солнца B_{ss} , и главная интрига заключается в дальнейшем поведении магнитного поля Солнца B_{ss} .

На рис. 5 (нижняя панель) проводится сравнение наблюдаемых и модельных значений вариаций для космических лучей с жесткостью 10 ГВ и их невязка. Вариации вычислены относительно базового периода 2009, который также указан на рисунке.

После 42 месяцев с начала 25-го цикла СА уже видно (см. рис. 2), что, по крайней мере, на фазе роста до середины 2023 г. число наблюдаемых чисел солнечных пятен выше прогнозируемых в работах [NASA/NOAA, 2019] и [Pesnell et al., 2018]. Возможно, это связано с простой, колоколообразной формой временной зависимости прогнозируемых параметров. Очевидно, что прогноз [Pesnell et al., 2018] в начале цикла более реалистичен, и 25-й цикл СА, видимо, будет активнее 24-го цикла. Насколько на данном этапе подтверждается прогноз 25-го солнечного цикла для таких параметров как $CMEi$, η_{HCS} , B_{ss} сказать нельзя из-за их поздней публикации в базах данных.

На рис. 6 показаны наблюдаемые вариации космических лучей вблизи орбиты Земли (серая заливка) и три варианта их прогноза. Первый прогноз на основе прогноза числа солнечных пятен из работы [NASA/NOAA, 2019] и однопараметрической модели, второй — на основе прогноза числа солнечных пятен из работы [Pesnell, 2018] и однопараметрической модели, третий — на основе прогноза многопараметрической модели вариаций. Хорошо между собой согласуются независимый первый и третий прогноз вариаций космических лучей.

Таблица 1. Корреляционная матрица многопараметрической модели

Фактор	A_1	$CMEi$	B_{pole}	η_{HCS}	B_{ss}	ν
A_1	1	-0.013	-0.025	0.193	-0.207	-0.009
$CMEi$		1	-0.088	0.559	0.436	-0.730
B_{pole}			1	-0.084	-0.273	+0.147
η_{HCS}				1	0.145	-0.609
B_{ss}					1	-0.670
ν						1

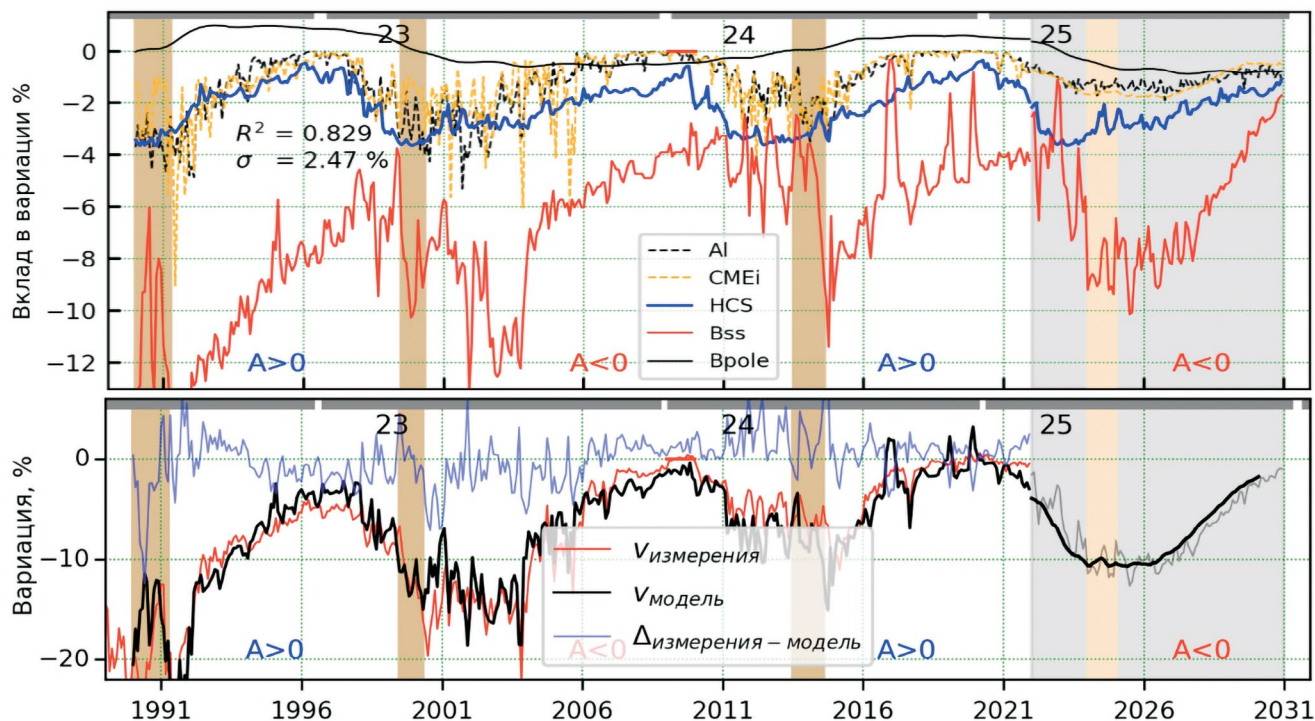


Рис. 5. Вклад в вариацию космических лучей различных параметров солнечной активности многопараметрической модели вариаций (верхняя панель) и долговременной ход наблюдаемой и моделируемой вариации и их невязка (нижняя панель). В левой части каждой панели показаны вычисленные величины, в правой части — прогнозируемые величины вклада различных факторов для 25-го цикла СА (серая заливка).

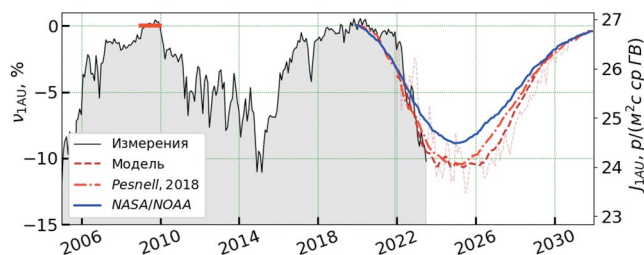


Рис. 6. Сравнение наблюдаемых до июля 2023 г. вариаций галактических космических лучей и прогнозируемых разными моделями вариаций для 25-го цикла СА. На правой шкале даны интенсивности галактических КЛ для различных фаз СА.

Для всех прогнозов наблюдаются некоторые расхождения с измеренными вариациями для 2021—2022 гг. В этот период наблюдается плоский ход вариаций космических лучей, затем — резкий спад. Расхождения, в первую очередь, связаны с неожиданно быстрым развитием СА в начале цикла и с особенностями вариаций КЛ в четных и нечетных циклах (с плоским и острым максимумами плотности КЛ).

5. ДОСТУПНОСТЬ ДАННЫХ АНАЛИЗА

Для 25-го цикла СА результаты в виде цифровых и графических данных прогноза гелиосферных

параметров B_{pole} , B_{ss} , η_{HCS} , $CMEi$, A_1 , ожидаемых вариаций и потока космических лучей для всех рассматриваемых моделей можно найти на ресурсе Google Disk (<https://drive.google.com/drive/folders/1aWwreGwacDIp345WIpGPZUSLyOVqFCT?usp=sharing>), папка “Forecast_25SA”.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Минимум 23/24 циклов СА был уникальным. В этот период наблюдалась минимальная величина магнитного поля на Солнце и в солнечном ветре [Cliver et al., 2011; 2017]. Необычность ситуации в текущем минимуме 24/25 (2019) заключается в том, что в то время как на низких и высоких энергиях по данным сети нейтронных мониторов уровень предыдущего минимума 23/24 (2009 г.) уже превышен, на промежуточных энергиях интенсивность пока несколько ниже этого уровня. Такая же картина наблюдается по данным КА и стратосферного зондирования в Мурманске, Москве, Антарктиде [Kravinev et al., 2021].

Мы выполнили прогноз вариаций космических лучей на 25-й цикл солнечной активности двумя независимыми методами. Первый базировался на прогнозе числа солнечных пятен и однопараметрической модели модуляции космических лучей,

Таблица 2. Наблюдаемые и прогнозируемые вариации и интенсивности галактических космических лучей в экстремальных точках 24-го и 25-го циклах СА

Экстремальные точки	max 23	min CA 23/24	max 24	min CA 24/25	max 25	min CA 25/26
Период, год.месяц	2001.12	2009.01	2014.05	2019.12	2025.04 ± 1.0	2031 ± 3.0
Вариация, %	–19.5	0	–11.2	0 ± 0.15	–10	~0
J_{LAW} ($m^2 c sr GB$) ^{–1}	21.6	26.8 ± 1.0	23.98	26.8 ± 1.3	24.2 ± 2.0	~26.8

второй — на прогнозе ряда параметров (среднее магнитное поле Солнца, наклон токового слоя, СМЕ-индекс) многопараметрической модели вариаций космических лучей. По данным о вариациях получен прогноз вариаций и потока космических лучей жесткостью 10 ГВ на орбите Земли.

После более чем 3 лет с начала 25-го цикла СА уже видно (рис. 2), что, по крайней мере, на фазе роста число наблюдаемых чисел солнечных пятен выше прогнозируемых в работах [NASA/NOAA, 2019] и [Pesnell et al., 2018].

Вероятно, что прогноз [Pesnell et al., 2018] более реалистичен, и 25-й цикл СА будет незначительно активнее 24-го цикла.

Два независимых результата прогнозов параметров, полученные на основе эмпирической и ARIMA моделей, хорошо согласуются, что подтверждает рис. 3.

Пока еще (после только 3 лет с начала цикла) рано судить, насколько подтверждается сделанный нами прогноз на 25-й цикл параметров A_p , $CMEi$, B_{pole} , η_{HCS} , B_{ss} .

Поскольку точность модели вариаций космических лучей достаточно высокая, то точность прогноза вариаций космических лучей в основном определяется точностью прогноза параметров солнечной активности.

Для ретро и прогнозируемого периода определены вариации галактических КЛ на 1 АУ за пределами магнитосферы в экстремальных точках 24 и 25-го циклов СА. Вычисления интенсивностей выполнены на основе выражения (4) и сведены в табл. 2. Этот результат отражен на рис. 6 (правая шкала).

Флюенсы частиц жесткостей >10 ГВ для среднегодовых интервалов для минимума и максимума СА равны $5 \cdot 10^6$ и $4.6 \cdot 10^6$ ($cm^2/год$)^{–1} соответственно.

С точки зрения космической погоды наиболее важным результатом является то, что установленные эмпирические соотношения обеспечивают возможность прогнозирования потока космических лучей на орбите Земли на период 25-го цикла солнечной активности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективам Мировой сети станций космических лучей (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf) и NMDB-проекта (www.nmdb.eu). Работа проводится в рамках УНУ “Российская национальная наземная сеть станций космических лучей (Сеть СКЛ)” (<https://ckp-rf.ru/catalog/usu/433536>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН.

ORCID iDs

Янке В. Г. (<https://orcid.org/0000-0001-7098-9094>)
Белов А. В. (<https://orcid.org/0000-0002-1834-3285>)
Гущина Р. Т. (<https://orcid.org/0000-0002-5247-7404>)
Кобелев П. Г. (<https://orcid.org/0000-0002-9727-4395>)
Трефилова Л. А. (<https://orcid.org/0000-0002-2563-5550>)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А. В., Гущина Р. Т., Обридко В. Н., Шельтинг Б. Д., Янке В. Г. Прогноз и эпигноз долгопериодных вариаций космических лучей на основе различных индексов солнечной активности // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 6. С. 890—892.
- Белов А. В., Гущина Р. Т. Индекс долговременного влияния спорадической солнечной активности на модуляцию космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 1. С. 3—10. <https://doi.org/10.7868/S0016794018010030>
- Белов А. В., Гущина Р. Т., Янке В. Г. Вариации космических лучей в 23—24 циклах солнечной активности по данным мировой сети станций космических лучей // Тр. конф. “Астрономия-2018”. ГАИШ МГУ. 22—26 октября 2018. 2018. Т. 2. С. 27—30. <https://doi.org/10.31361/eaas.2018-2.006>
- Гущина Р. Т., Белов А. В., Янке В. Г. Спектр долгопериодных вариаций в минимуме солнечной

- активности 2009 // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 577—580.
<https://doi.org/10.7868/S0367676513050244>
- Гущина Р.Т., Белов А.В., Тлатов А.Г., Янке В.Г.* Корональные дыры в долговременной модуляции космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 3 С. 275—282.
<https://doi.org/10.7868/S0016794016030068>
- Дорман Л.И.* Вариации космических лучей и исследование космоса М.: Изд-во РАН СССР, 1963. 1027 с.
- Емелин А.* Справочник. 2023.
<http://mathprofi.net>
- Ишков В.И.* Текущий 25 цикл солнечной активности: начальный этап // Физика плазмы в солнечной системе. 2022.
- Ишков В.Н.* Итоги и уроки 24 цикла — первого цикла второй эпохи пониженной солнечной активности // Астрон. журн. 2022. Т. 99. № 1. С. 54—69.
<https://doi.org/10.31857/S0004629922020050>
- Колданов А.П., Колданов П.А.* Теория вероятностей и математическая статистика. Изд. дом ВШЭ, 2023. 248 с.
<https://doi.org/10.17323/978-5-7598-2544-9>
- Крымский Г.Ф.* Дифференциальный механизм суточной вариации космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 1964. Т. 4. № 6. С. 977—986.
- Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А.* Космические лучи и солнечный ветер. Новосибирск: Наука, 1981. 224 с.
- Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Герасимова С.К., Григорьев В.Г., Мамрукова В.П.* Модуляция космических лучей гелиосферным нейтральным слоем // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41. № 4. С. 444—449.
- Любимцев О.В., Любимцева О.Л.* Линейные регрессионные модели в эконометрике. 2016.
https://bibl.nngasu.ru/electronicresources/uch-metod/economic_statistics/859984.pdf
- Янке В.Г., Белов А.В., Гущина Р.Т.* О долговременной модуляции космических лучей в 23—24 циклах солнечной активности // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 9. С. 1354—1357.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521090350>
- Янке В.Г., Белов А.В., Гущина Р.Т.* Вариации космических лучей разной энергии в минимумах циклов солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62. № 4. С. 426—435.
<https://doi.org/10.31857/s0016794022040174>
- Янке В.Г., Белов А.В., Гущина Р.Т., Кобелев П.Г., Трефилова Л.А.* Об остаточной модуляции галактических космических лучей в гелиосфере // Космич. исслед. 2023. Т. 61. № 1. С. 43—51.
<https://doi.org/10.31857/S0023420622060115>
- Bajaj A.* Time Series Prediction: How is it different from other machine learning?
<https://neptune.ai/blog/time-series-prediction-vs-machine-learning>. 2023.
- Cliver E.W., Ling A.G.* The Floor in the Solar Wind Magnetic Field Revisited // Sol. Phys. 2011. V. 274. P. 285—301.
<https://doi.org/10.1007/s11207-010-9657-6>
- Cliver E.W., von Steiger R.* Minimal Magnetic States of the Sun and the Solar Wind: Implications for the Origin of the Slow Solar Wind // Space Sci. Rev. 2017. V. 210. P. 227—247.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0224-1>
- Hathaway D.H.* The Solar Cycle // Living Rev. Sol. Phys. 2015. V. 12. Article number 4.
<https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Krainev M.B., Gvozdevsky B.B., Kalinin M.S., Aslam O.P.M., Ngoben M.D., Potgieter M.S.* On the solar poloidal magnetic field as one of the main factors for maximum GCR intensity for the last five sunspot minima // Proc. 37th ICRC. Berlin, Germany, July 12—23, 2021. PoS(ICRC2021)1322. 2021.
- Labonville F., Charbonneau P., Lemerle A.* A dynamo-based forecast of solar cycle 25. // Sol. Phys. 2019. V. 294. Article № 82.
<https://doi.org/10.1007/s11207-019-1480-0>
- Li F., Kong D., Xie J., Xiang N., Xu J.* Solar cycle characteristics and their application in the prediction of cycle 25 // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 181 P. 110—115.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.10.014>
- Martucci M., Munini R., Boezio M., et al.* Proton Fluxes Measured by the PAMELA Experiment from the Minimum to the Maximum Solar Activity for Solar Cycle 24 // The Astrophysical Journal Letters. 2018. V. 854. L2. № 1.
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaa9b2>
- Miao J., Wang X., Ren T., Li Z.* Prediction verification of solar cycles 18—24 and a preliminary prediction of the maximum amplitude of solar cycle 25 based on the Precursor Method // RAA, 2020. V. 20. № 1. Article № 004.
<https://doi.org/10.1088/1674-4527/20/1/4>
- Nandy D.* Progress in solar cycle predictions: Sunspot cycles 24—25 in perspective // Sol. Phys. 2021. V. 296. Article ID 54.
<https://doi.org/10.1007/s11207-021-01797-2>
- NASA/NOAA Predicted-sunspot-number-and-radio-flux* // Space weather prediction center. 2019.
<https://www.spaceweatherlive.com/ru/solnechnaya-aktivnost/solnechnyy-cikl.html>
<https://www.swpc.noaa.gov/products>
- Obridko V.N., Shelting B.D.* Structure of the heliospheric current sheet as considered over a long time interval (1915—1996) // Solar Phys. 1999. V. 184. № 1. P. 187—200.
<https://doi.org/10.1023/A:1005041329043>
- Parker E.N.* Cosmic ray modulation by solar wind // Physical Reviews. 1958. V. 110. P. 1445.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.1445>
- Parker E.N.* Interplanetary dynamical processes. New York: Interscience Publishers, 1963. 272 p.

- Parker E.N.* The passage of energetic charged particles through interplanetary space // *Planetary and Space Sciences*. 1965. V. 13. P. 9—49.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5)
- Pesnell W.D.* Solar Cycle Predictions (Invited Review) // *Solar Phys.* 2012. V. 281. P. 507—532.
<https://doi.org/10.1007/s11207-012-9997-5>
- Pesnell W.D., Schatten K.H.* An Early Prediction of the Amplitude of Solar Cycle 25 // *Sol. Phys.* 2018. V. 293. Article № 112.
<https://doi.org/10.1007/s11207-018-1330-5>
- Petrovay K.* Solar cycle prediction // *Living Rev. Sol. Phys.* 2020. V.17. Article № 2.
<https://doi.org/10.1007/s41116-020-0022-z>
- Rankin J.S., Bindi V., Bykov A.M., Cummings A.C., Torre S.D., Florinski V., Heber B., Potgieter M.S., Stone E.C., Zhang M.* Galactic Cosmic Rays Throughout the Heliosphere and in the Very Local Interstellar Medium // *Space Science Reviews*. 2022. V. 218. Article № 42.
<https://doi.org/10.1007/s11214-022-00912-4>
- Rob J.H., Athanasopoulos G.* Forecasting: principles and practice. Australia: Monash University, 2014.
<https://otexts.com/fpp2>
- Sarp V., Kilcik A., Yurchyshyn V., Rozelot J., Ozguc A.* Prediction of Solar Cycle 25: a non-linear approach // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 481. № 3. P. 2981—2985.
<https://doi.org/10.1093/mnras/sty2470>
- Shi X., Fu H., Zhenghua Huang Z., et al.* The Solar Cycle Dependence of In Situ Properties of Two Types of Interplanetary CMEs during 1999—2020 // *The Astrophysical Journal*. 2022. V. 940. Article № 103.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac9b20>

Forecast of Modulation of Cosmic Rays with Rigidity of 10 GV in the 25th Solar Activity Cycle

V. G. Yanke^{1, *}, A. V. Belov¹, R. T. Gushchina¹, P. G. Kobelev^{1, **}, L. A. Trefilova¹

¹ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: yanke@izmiran.ru

**e-mail: kobelev@izmiran.ru

Based on a forecast of solar activity parameters and the model developed by the authors for modulation of Galactic cosmic rays, we forecasted cosmic ray variations in the 25th solar activity cycle. The cosmic ray flux forecast is based on correlation with the number of sunspots (single-parameter model) or with a set of solar (mainly magnetic) parameters (multiparameter model). The forecast for the number of sunspots was taken from published data; the forecast for other solar parameters was done in the study. It is shown that variations in cosmic rays over three years of the current 25th cycle, in general, do not contradict the forecasts and indicate that the 25th solar activity cycle is expected to be slightly more active compared to the 24th.

УДК 523.9, 524.1-352

АНОМАЛЬНЫЕ КВАЗИРЕКУРРЕНТНЫЕ ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СЕНТЯБРЕ 2014 – ФЕВРАЛЕ 2015 Г.

© 2024 г. Н. С. Шлык¹*, А. В. Белов¹, В. Н. Обридко¹, М. А. Абунина¹, А. А. Абунин¹

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: nshlyk@izmiran.ru

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.

После доработки 07.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Исследована аномалия поведения галактических космических лучей в сентябре 2014 г. — феврале 2015 г., проявившаяся в значительной модуляции их потока с периодом, близким к периоду вращения Солнца. Проанализировано состояние солнечного магнитного поля, изменение параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля в указанный период. Обсуждаются причины возникновения долготной асимметрии в распределении галактических космических лучей во внутренней гелиосфере. Установлено, что исследуемый период делится на две части с различными физическими условиями на Солнце. Получены выводы об определяющем совместном влиянии спорадических и рекуррентных событий: многократно возобновляемых “магнитных ловушек”, созданных последовательными корональными выбросами масс из одной долготной зоны, и аномально расширившимися полярными корональными дырами с усиленным магнитным полем.

DOI: 10.31857/S0016794024020073, EDN: DYVLAX

1. ВВЕДЕНИЕ

Во время начала фазы спада 24-го цикла солнечной активности интенсивность потока галактических космических лучей (ГКЛ), измеренная нейтронными мониторами (НМ) различной жесткости, показала очень сильную изменчивость, согласующуюся с периодом вращения Солнца. На рис. 1 приведены вариации

плотности ГКЛ (для частиц с жесткостью 10 ГВ), полученные методом глобальной съемки [Белов и др., 2018] для мировой сети станций НМ. Описываемая квазидвадцатисемидневная периодичность необычно высокой амплитуды (до 11%) начала проявляться на границе августа и сентября 2014 г. и продолжалась до начала марта 2015 г. Впервые на это обращается внимание в работе Gil and Mursula [2015].



Рис. 1. Вариации ГКЛ (жесткостью 10 ГВ) за 2012—2017 гг. по данным сети нейтронных мониторов со скользящим 27-дневным усреднением. Исследуемый период выделен прямоугольником.

27-дневная вариация космических лучей (КЛ) обнаружена уже много десятилетий назад, еще в 30—40-е гг. XX века. Первые работы относятся к изучению данных ионизационных камер [Monk and Compton, 1939; Vallarta and Godart, 1939; Broxon, 1941], авторы не только указали на существование тенденции к 27-дневной повторяемости интенсивности космического излучения, но и оценили амплитуду вариации в 0.2—0.4%. Позднее в работах [Дорман и Фейнберг, 1956; Алания и Шаташвили, 1974; Базилевская и др., 1976; Altukhov et al., 1977 и др.] были высказаны предположения о возможной связи наблюдаемой 27-дневной вариации интенсивности КЛ с асимметричным распределением активных областей (АО) на Солнце и/или воздействием рекуррентных потоков из корональных дыр (КД). Modzelewska and Alania [2013] и Gil and Alania [2016] позднее предположили, что особенности амплитуды 27-дневных вариаций и их зависимость от глобального магнитного поля Солнца могут быть обусловлены крупномасштабными структурами скорости солнечного ветра (СВ) и межпланетного магнитного поля (ММП) с их устойчивыми продольными асимметриями.

В конце 2014 г. обсуждаемая квазидвадцатисемидневная вариация стала необычно большой. Аномальный период охватил приблизительно 6 кэррингтоновских оборотов (2154—2160), и в каждом из них изменения плотности КЛ с жесткостью 10 ГВ составляли 6—11% и демонстрировали регулярный почти рекуррентный характер (см. рис. 1). Такую большую квазидвадцатисемидневную вариацию ранее не регистрировали. Gil and Mursula [2015] связали наблюдаемый эффект с быстрым ростом полярной КД в Южном полушарии, что привело к очень асимметричной магнитной конфигурации в средних и высоких гелиосферных широтах. Позднее другая группа авторов [Сдобнов

и др., 2019] (для более короткого периода, ноябрь—декабрь 2014 г.) высказала похожее предположение, что из-за воздействия южной КД в межпланетном пространстве образовалась долгоживущая коротирующая ловушка такой конфигурации, при которой для КЛ с энергией $\sim 3\text{--}20$ ГэВ наиболее эффективно происходила потеря энергии, за счет чего в наземных измерениях интенсивности КЛ наблюдалась аномально большая амплитуда 27-дневной вариации. Несмотря на существование нескольких вышеупомянутых публикаций нам представляется, что полного понимания причин обсуждаемой аномалии все еще нет.

На рис. 2 приведены вариации поглощенной дозы от ГКЛ по данным *Radiation Assessment Detector* (RAD) на борту ровера *Curiosity* на Марсе [Hassler et al., 2014] и вариации КЛ по данным сети наземных станций НМ (часовые значения, полученные методом глобальной съемки для частиц жесткостью 10 ГВ) за период с марта 2014 г. по июль 2015 г. Хорошо видно, что 27-дневная повторяемость выражена в данных обоих детекторов, несмотря на значительно отличающиеся эффективные жесткости и местоположение, что также свидетельствует о связи с измененными характеристиками всей внутренней гелиосферы, а не только околоземных условий. Стоит отметить, что в исследуемый период Марс находился на значительном удалении к востоку от Земли, однако он тоже попал под влияние описываемых ниже факторов, хоть и в меньшей степени (учитывая, что RAD измеряет потоки частиц значительно меньших энергий, $E < 150$ МэВ/нуклон).

Целью данной работы является анализ имеющихся данных и поиск возможных причин возникновения необычно больших амплитуд квазидвадцатисемидневной вариации потока ГКЛ в 2014—2015 гг. с использованием сведений о солнечных

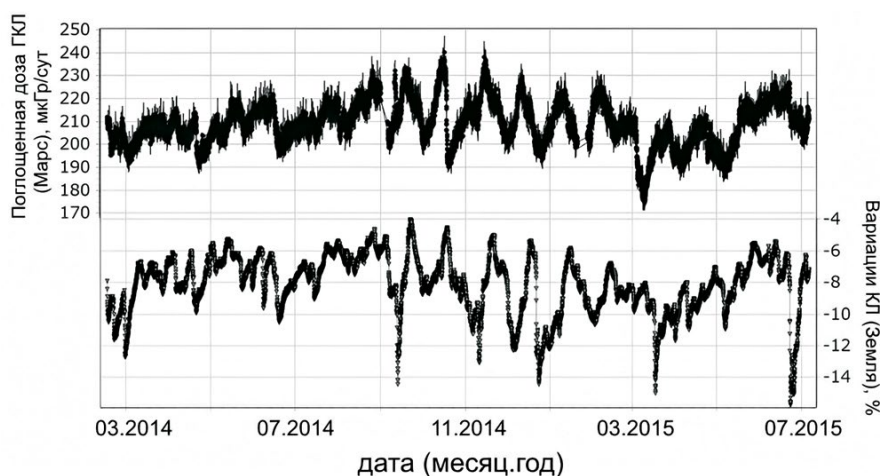


Рис. 2. Вариации поглощенной дозы ГКЛ по данным детектора RAD на Марсе и вариации КЛ по данным сети наземных станций НМ за период март 2014 г. — июль 2015 г.

магнитных полях, состоянии солнечного ветра, межпланетного магнитного поля.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе используются данные мировой сети НМ (NMDB, <http://www01.nmdb.eu/>), обработанные методом глобальной съемки [Белов и др., 2018] для частиц с жесткостью 10 ГВ. Параметры СВ и ММП взяты из базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>), характеристики полярного и коронального поля Солнца — по наблюдениям обсерватории WSO (<http://wso.stanford.edu/>). Характеристики корональных дыр — с сайтов (https://solen.info/solar/coronal_holes.html) и (<https://www.solarmonitor.org/>). Данные по межпланетным возмущениям и сопутствующим Форбуш-эффектам (ФЭ) собраны в базе данных FEID (<http://tools.izmiran.ru/feid>).

3. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА

Что же происходило на Солнце во время обычных вариаций КЛ в 2014—2015 гг.? Прежде всего, напомним, что именно 2014 г. является годом максимума солнечной активности 24-го цикла, который (по сглаженным числам пятен) пришелся на апрель этого года (<https://www.sidc.be/SILSO/datafiles>). Стоит отметить, что солнечный цикл, в котором находится обсуждаемый период, начался после затяжного глубокого минимума

активности, и напряженность солнечных магнитных полей была в два раза ниже, чем в предыдущих трех циклах [Безродных и др., 2019; Ишков, 2022] и ссылки в них. Исследуемый период приходится на начало фазы спада 24-го цикла.

На данный момент уже опубликовано несколько работ по исследованию процесса переполюсовки полярного магнитного поля в 24-м солнечном цикле [Mordvinov and Yazev, 2014; Karna et al., 2014; Petrie et al., 2014; Пишкало и Лейко, 2016 и др.]. В частности, в работе Svalgaard and Kamide [2013] авторы указывают на то, что первой переполюсовка, как и ожидалось, произошла в Северном полушарии. Sun et al. [2015] получили, что среднее магнитное поле на широтах $> 60^\circ$ изменило свою полярность в Северном и Южном полушариях соответственно в ноябре 2012 и в марте 2014 г. В работе Karna et al. [2014] получено, что процесс переполюсовки в Северном полушарии закончился еще раньше, к середине 2012 г. На рис. 3 приведены данные обс. WSO (<http://wso.stanford.edu/Polar.html>), также подтверждающие окончание процесса переполюсовки до начала исследуемого периода, выделенного затемненной областью. Однако детальный анализ данных по солнечному магнитному полю в этот период свидетельствует о более сложной ситуации. Хорошо заметно, что скорости роста величины магнитного поля в Северном и Южном полушариях различаются, и модуль южного полярного поля значительно превышает величины, регистрируемые на севере.

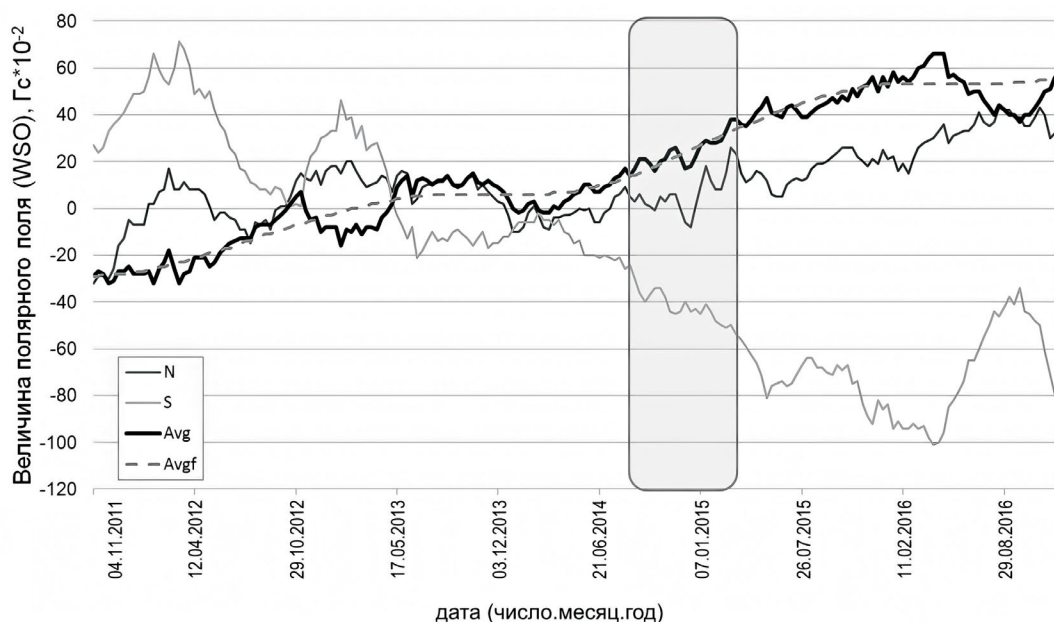


Рис. 3. Величина полярного поля за период с 14 ноября 2011 г. по 7 декабря 2016 года по данным обсерватории WSO. N — магнитное поле в Северном полушарии, S — в Южном, Avg — среднее значение (по модулю), Avgf — среднее значение с применением фильтра низких частот (<http://wso.stanford.edu/Polar.html>).

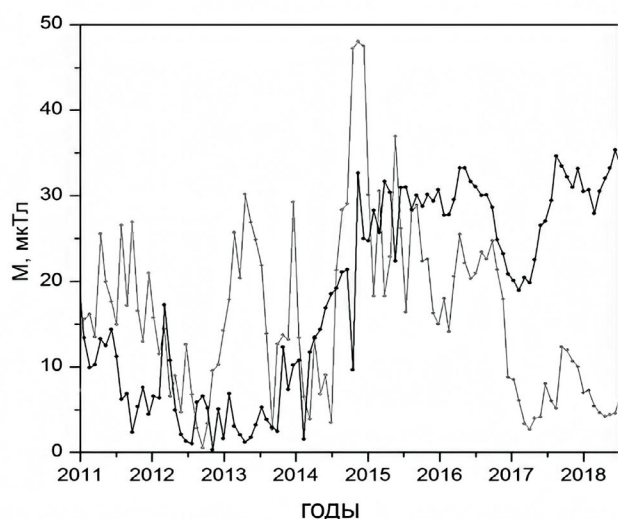


Рис. 4. Величина магнитного диполя на Солнце в 2011—2018 гг. Серая кривая — экваториальный диполь, черная — осевой диполь.

Если обратиться к данным по величинам магнитных диполей на Солнце (см. рис. 4), то период конца 2014 — начала 2015 г. очень сильно выделяется, поскольку величина экваториального диполя имеет аномально высокие значения.

В начале исследуемого периода он резко растет, достигая пика в конце 2014 г., затем снижается, но все равно остается существенно повышенным. Такие значения могут быть проявлением и причиной

большой долготной асимметрии. Здесь и далее расчеты магнитных полей опираются на методику экстраполяции поля в потенциальном приближении на основе данных наблюдений продольного магнитного поля на уровне фотосферы. Эти данные получены в obs. WSO (<http://wso.stanford.edu/forms/prsyn.html>). В расчетах предполагается выполнение потенциального приближения от уровня фотосферы до поверхности источника (2.5 радиуса Солнца от центра), на которой потенциал считается равным нулю и все силовые линии радиальны. Методика позволяет вычислять структуру магнитного поля и вклад его отдельных составляющих (диполя, квадруполя и т.д.). Более подробное описание можно найти в работах [Обридко и др., 2006; Obridko et al., 2021] и ссылках в них.

Долготную асимметрию, в частности, можно видеть в изменениях в магнитном поле на поверхности источника, в этот период наблюдается хорошо выраженная двухсекторная структура с аномально сильным полем в обоих секторах (см. рис. 5, нижняя панель).

Подобное поведение величин солнечных крупномасштабных магнитных полей в конце 2014 г. также описывается в работе Sheeley and Wang [2015]. Авторы называют это явление “омоложением” магнитного поля Солнца и приходят к выводу, что оно наблюдалось и в предыдущих трех солнечных циклах, также в начале фазы спада.

В период с августа по декабрь 2014 г. общим свойством является аномально высокая амплитуда

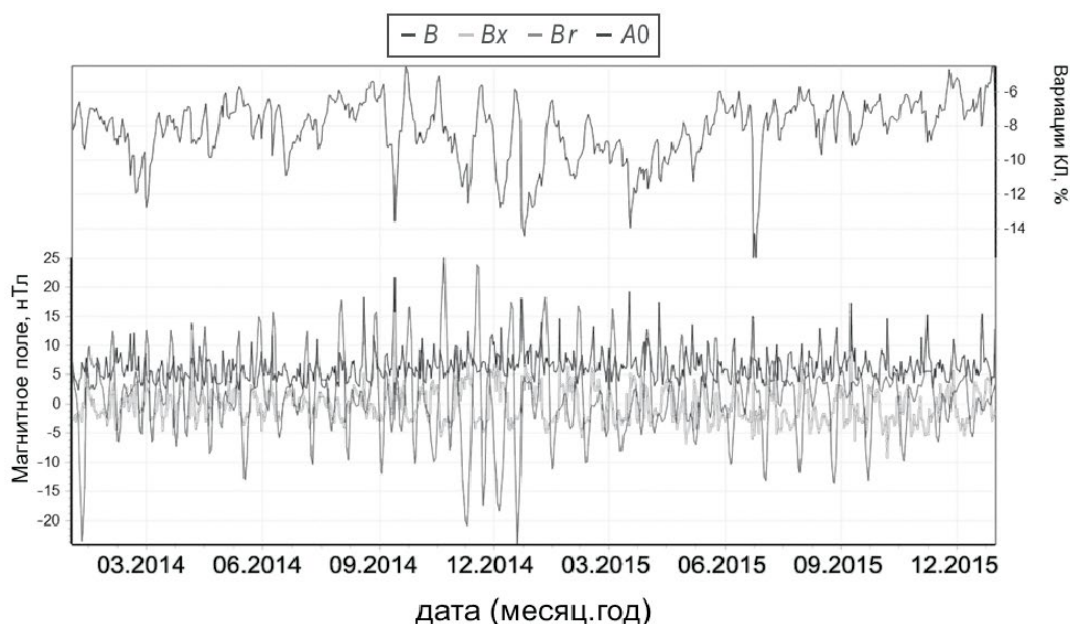


Рис. 5. Вариации плотности КЛ с жесткостью 10 ГВ (верхняя панель, правая шкала, среднесуточные значения) и величины магнитного поля (нижняя панель, левая шкала): темно-серая кривая — поле на поверхности источника (Br) в той точке, в которой солнечный ветер направлен к Земле, светло-серая — радиальная компонента ММП (Bx), черная — модуль ММП (B).

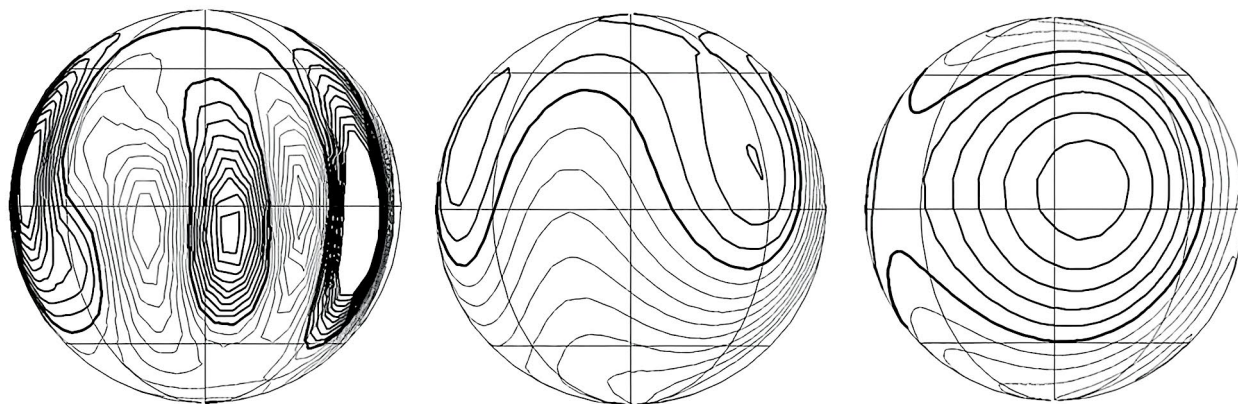


Рис. 6. Слева направо: магнитное поле на уровне фотосферы, поле на поверхности источника, поле квадрупольа на фотосфере. Здесь и далее на рисунках темно-серые изолинии — направление магнитных линий от Солнца, светло-серые — к Солнцу, черной кривой обозначена нейтральная линия.

колебаний, но говорить о единой 27-дневной повторяемости не стоит. Скорее всего, есть период с конца августа до середины октября, затем некоторый фазовый сбой и следующий период с конца октября 2014 г. до февраля 2015 г.

Похоже, что первый и второй периоды связаны с разными КД. Причем в первом периоде проявляется воздействие северной КД, с той особенностью, что ее основу составляет вовсе не диполь, а более высокие гармоники, начиная с квадрупольа. На рис. 6 приведены карты магнитного поля Солнца

для начала аномального периода, а именно 9 сентября 2014 г.

Сильная вариация (см. рис. 4—5) наблюдается тогда, когда полюс дипольа или квадрупольа лежит в плоскости экватора. Когда вся эта структура еще была за восточным лимбом и в последующие дни, в ней были зарегистрированы очень энергичные выбросы (подробнее о них в разделе 5).

На рис. 7 (слева) показан интегральный снимок Солнца, показывающий структуру активности на Солнце в ту же дату, 9 сентября 2014 г. (<https://www.solen.info>

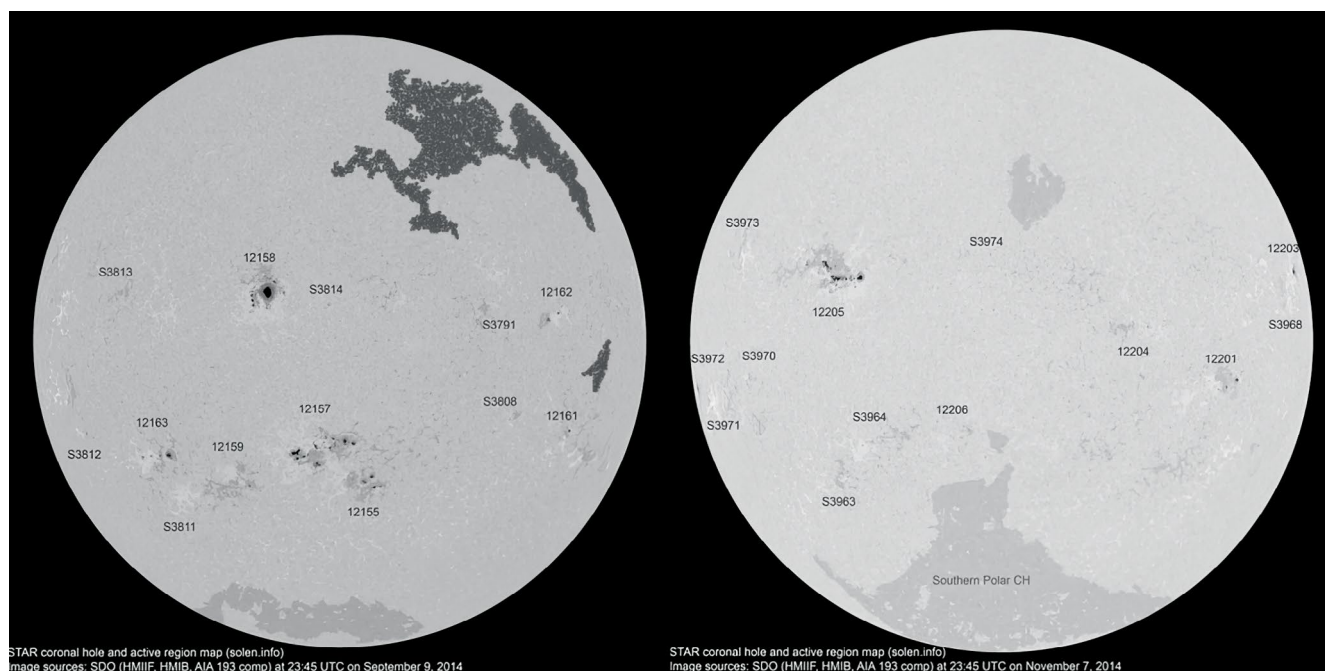


Рис. 7. Интегральные снимки Солнца от 9 сентября 2014 г. (слева) и 7 ноября 2014 г. (справа), адаптировано по данным сайта: <https://www.solen.info/solar/>

solen.info/solar/). По существу, КД в центре диска почти не видна, но зато элементы активности (нумерованные активные области) образуют мощный квадруполь (см. рис. 6), который в совокупности с относительно слабой КД приводит к возникновению устойчивой рекуррентности.

В работе Sheeley and Wang [2015] также было высказано предположение о том, что упорядоченные особым образом активные области в исследуемый период как раз и привели к зарегистрированному обс. WSO увеличению открытого магнитного потока на Солнце.

Второй период (ноябрь 2014 г. — февраль 2015 г.) связан с КД, которая имеет другой знак и связана

с Южным полюсом. В ней дипольная составляющая более важна, чем более высокие гармоники, соответственно у этих двух дыр разная физика и разные условия выхода вещества в гелиосферу. На рис. 7 (справа) показан интегральный снимок Солнца от 7 ноября 2014 г. Хорошо видна южная полярная КД значительной площади, а также низкоширотная КД той же полярности.

На рис. 8 показана синоптическая карта магнитного поля на поверхности фотосферы (сверху) и на поверхности источника (снизу), центрированная на 9 ноября 2014 г. (этому дню присваивается значение 180° гелиографической долготы). Кружками на нижней панели показаны основания открытых силовых линий, которые и обрисовывают видимую на правой панели рис. 7 южную полярную КД.

На рис. 9 показано магнитное поле на сфере на поверхности источника (слева) и поле диполя (справа, гармоника с $L = 1$). Видно, что именно экваториальный диполь привел к образованию мощной корональной дыры, и это проявилось во всплеске его интенсивности (см. рис. 4) в ноябре — декабре 2014 г.

4. ПОВЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Описанные выше изменения магнитного поля Солнца, безусловно, отразились на состоянии межпланетного магнитного поля и солнечного ветра, регистрируемого у орбиты Земли. Вышеупомянутая двухсекторная структура хорошо видна на картах полярности межпланетного магнитного поля (рис. 10, по данным <https://www.izmiran.ru/magnetism/polar/SSIMF/?#2014>).

Видно, что в начале исследуемого периода (в июле, августе, сентябре) 27-дневная повторяемость в СВ

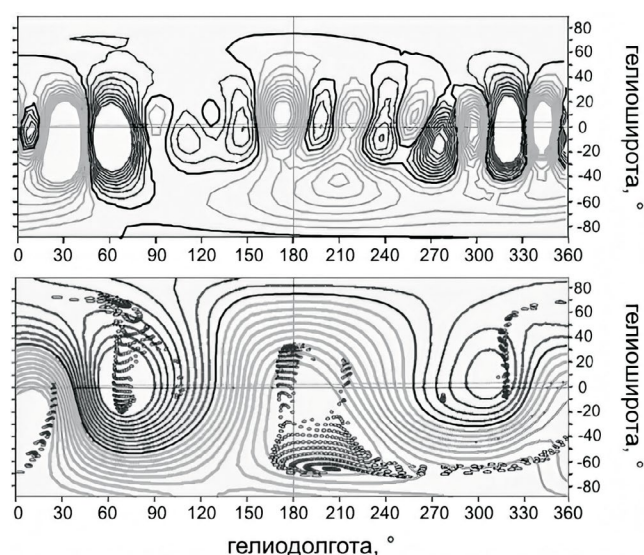


Рис. 8. Синоптические карты магнитного поля на поверхности фотосферы (вверху) и на поверхности источника (внизу), центрированные на 9 ноября 2014 г. По горизонтальной оси отложены гелиографические долготы, по вертикальной — широты (в градусах). Кружками показаны основания открытых силовых линий.

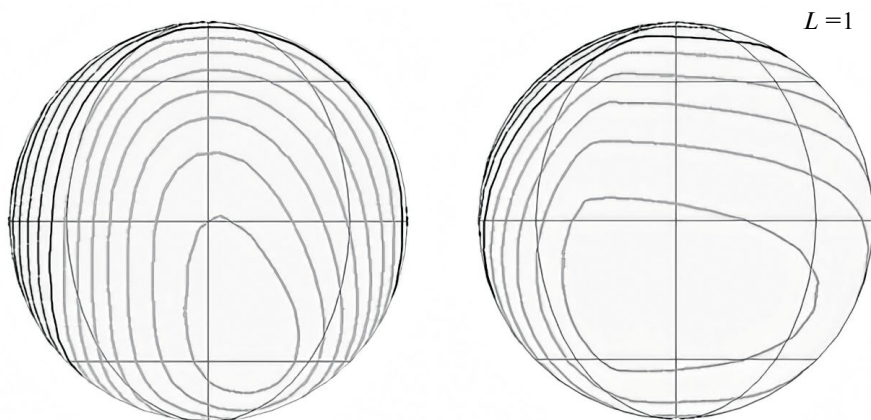


Рис. 9. Магнитное поле на сфере на поверхности источника (слева) и поле диполя (справа, гармоника с $L = 1$).

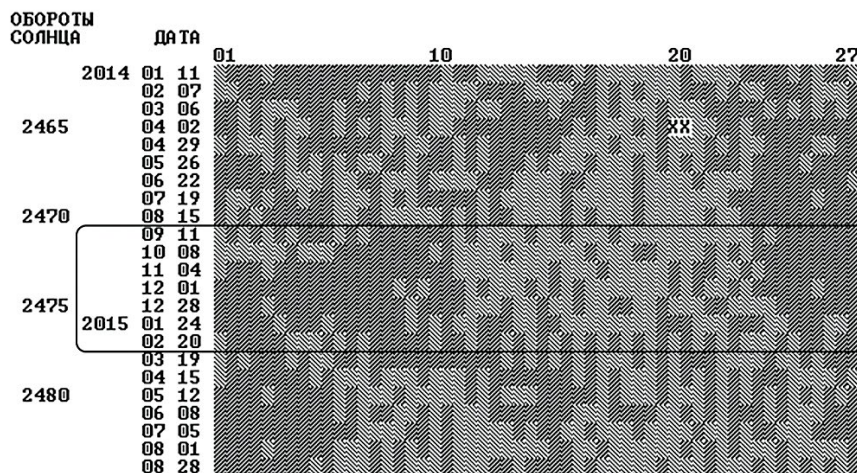


Рис. 10. Распределение полярности ММП по 27-дневным периодам (по Бартельсу) за 2014—2015 гг. На верхней шкале — дни оборота Бартельса. Прямоугольником выделен обсуждаемый период.

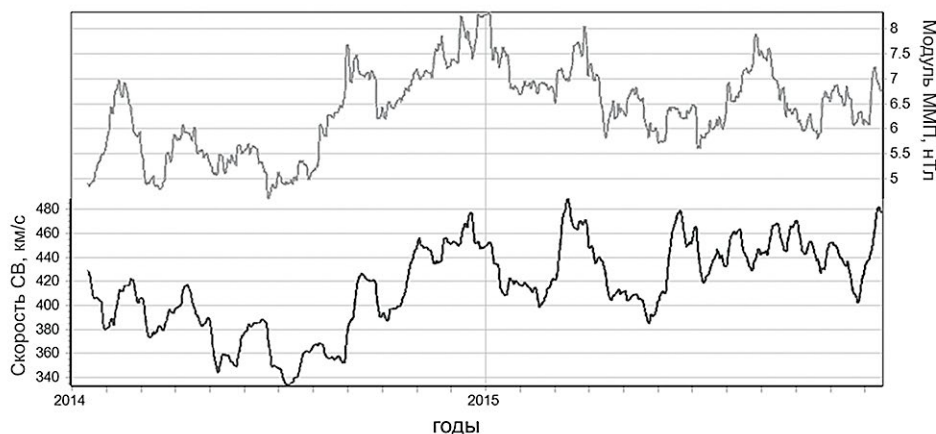


Рис. 11. Вариации скорости СВ и индукции ММП у Земли (скользящее 27-дневное усреднение) в 2014—2015 гг.

опиралась на более четко выраженный сектор с полем, направленным от Солнца (на рисунке показан светло-серым цветом). Затем после перерыва в один оборот, начиная с ноября 2014 г., сформировался более четкий сектор с полем, направленным к Солнцу (показан темно-серым цветом). Эта новая ситуация устойчиво просуществовала до конца января 2015 г., после чего постепенно исчезла.

На рис. 11 приведены данные по величинам ММП (верхняя кривая, правая ось) и скорости СВ у Земли (нижняя кривая, левая ось) со скользящим 27-дневным усреднением за 2014—2015 гг. Хорошо видно, что в конце августа — начале сентября 2014 г. ситуация в солнечном ветре у Земли резко меняется.

Во-первых, почти одновременно увеличиваются и скорость СВ, и величина модуля индукции

ММП, и этот рост значителен: среднесуточное значение B в исследуемый полугодовой период увеличивается в 1.33 раза, а скорость V возрастает на 57 ± 2 км/с.

В табл. 1 приведены среднесуточные значения величин скорости СВ (V , км/с) и модуля ММП (B , нТл) в интересующий нас период, а также в предыдущие полгода.

Отметим, что Sheeley and Wang [2015] также описывают, что во второй половине 2014 г. величина радиальной компоненты ММП увеличилась в 2 раза из-за роста открытого магнитного потока на поверхности Солнца.

Во-вторых, изменения в магнитном поле и скорости СВ явно коррелированы. Из этого может следовать, что и те, и другие изменения имеют общий солнечный источник. В следующие полгода

Таблица 1. Среднесуточные значения скорости СВ (V , км/с), модуля ММП (B , нТл) и величины модуляции КЛ жесткостью 10 ГВ ($A0$) в рассматриваемые периоды

Параметр	Максимальное значение	Минимальное значение	Среднее значение
01.03.2014—31.08.2014			
B , нТл	26	1.1	5.4 ± 0.04
V , км/с	678	253	369 ± 0.9
$A0$, %	−4.7	−12.4	-7.3 ± 0.03
01.09.2014—28.02.2015			
B , нТл	31.7	0.9	7.2 ± 0.05
V , км/с	766	281	426 ± 1.2
$A0$, %	−4.0	−14.5	-8.5 ± 0.03

после аномального периода значения также остаются несколько повышенными.

5. ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИЙ КЛ И МЕЖПЛАНЕТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Очевидно, что описанное выше изменение параметров СВ и ММП должно было отразиться на модуляции потоков КЛ. Ведь в той части межпланетных возмущений, которая возникает при взаимодействии разноскоростных потоков СВ (*Corotating interaction region* — CIR), величина турбулентного магнитного поля определяется именно разностью величин скоростей и полей в сравнении с фоновыми значениями. Поскольку и то, и другое возросло в изучаемый период, следует ожидать возросшую эффективность межпланетных возмущений в отношении модуляции КЛ. В первую очередь это скажется на усилении магнитных барьеров в CIR, которые препятствуют входу КЛ во внутреннюю часть гелиосферы. Однако и ФЭ,

обусловленные корональными выбросами масс (КВМ), могут стать глубже по этой же причине, ведь КВМ по мере распространения аналогичным образом создают перед собой область сжатия (*Sheath*). Отметим, что под ФЭ мы понимаем изменение плотности и анизотропии потока КЛ под воздействием различных крупномасштабных возмущений солнечного ветра [Belov, 2008].

Рассмотрим величины общей модуляции потока КЛ (частиц с жесткостью 10 ГВ), данные по которым получены по мировой сети НМ (NMDB, <http://www01.nmdb.eu/>) и обработаны с использованием метода глобальной съемки [Белов и др., 2018] в исследуемый период и предыдущие полгода (см. табл. 1, $A0$). Можно видеть, что средняя величина модуляции потока КЛ увеличилась на $1.2 \pm 0.03\%$. Кроме того, если обратиться к сглаженным с 27-дневным усреднением данным по вариациям КЛ за период с 2012 по 2017 гг. (см. рис. 1), хорошо видно, что сентябре 2014 г. — феврале 2015 г. вариации имеют квазирекуррентный характер и значительную амплитуду, являются наибольшими на всем приведенном временном отрезке и, вообще говоря, представляют собой период максимальной модуляции КЛ во всем 24-м цикле солнечной активности. Обычно амплитуда 27-дневной вариации нейтронной компоненты КЛ (по данным НМ на уровне моря) не превышает ~ 0.7 — 1.0% от спокойного уровня [Дорман, 1963 и последующие исследования], а в этом случае амплитуды достигают нескольких процентов.

На основе суточных данных по вариациям КЛ (см. рис. 5, верхняя панель) нами были определены дни регистрации максимума и минимума плотности КЛ (дата $A0_{\max}$ и дата $A0_{\min}$), соответствующие величины вариаций в эти дни ($A0_{\max}$ и $A0_{\min}$ в %), разница между максимальной и минимальной вариацией ($dA0$, %), а также длительности периодов между ними и средние значения. Для удобства вся информация сведена в табл. 2.

Таблица 2. Характеристики вариаций КЛ (для частиц с жесткостью 10 ГВ) в исследуемый период

Дата $A0_{\min}$	$A0_{\min}$, %	Дата $A0_{\max}$	$A0_{\max}$, %	$dA0$, %	dt min, дни	dt max, дни
13.08.2014	−7.3	26.08.2014	−5.1	2.2		
14.09.2014	−12.9	22.09.2014	−4.3	8.6	32	27
05.10.2014	−8.6	18.10.2014	−4.8	3.8	21	26
10.11.2014	−11.8	21.11.2014	−5.3	6.5	36	34
05.12.2014	−12	17.12.2014	−5.6	6.4	25	26
24.12.2014	−13.7	15.01.2015	−6.1	7.6	19	29
02.02.2015	−10.5	13.02.2015	−7	3.5	40	29
02.03.2015	−9.6	10.03.2015	−8.3	1.3	28	25
Среднее значение					28.71	28.0

Усредненные значения длительности периодов между соседними максимумами $dt_{\max}$ (и минимумами $dt_{\min}$) плотности КЛ очень близки к 27 дням и составили 28.71 и 28 сут соответственно. Однако более детальный анализ показывает, что существует период, значительно отличающийся от квазидвадцатисемидневной повторяемости: в октябре–ноябре период между максимумами плотности КЛ оказался длиннее почти на неделю и составил 34 сут. По-видимому, так проявился тот самый фазовый сбой (перестройка магнитного поля на Солнце, которая описана выше). Также стоит отметить, что длительность периодов между минимумами в большей степени изменчивы, чем периоды между максимумами. Вероятно, это связано с дополнительным воздействием спорадических событий. Действительно, самые глубокие понижения плотности КЛ ($< -10\%$) связаны с регистрацией у Земли (в ближайшие 2–3 дня от указанной в таблице даты минимума) значительных ФЭ величиной $> 2\%$, вызванных преимущественно воздействием КВМ или пары КВМ и высокоскоростного потока (ВСП) из КД [Шлык и др., 2021; Shlyk et al., 2022]. Более подробно о них будет сказано ниже.

Кроме того, проведенный анализ данных за 2014–2015 гг. показал, что при положительных значениях экваториальной составляющей ММП (B_x) (отрицательная полярность) модуляция КЛ больше. А самые высокие потоки КЛ наблюдаются, наоборот, при отрицательных значениях B_x (положительная полярность). Это правило “работает” во все рассмотренные периоды: все минимумы плотности КЛ, приведенные в табл. 2, попадают на отрицательный сектор ММП, а максимумы — на положительный, но различие усиливается в исследуемый нами особый период.

На рис. 12 показана зависимость величины модуляции потока КЛ ($A_0, \%$) от знака экваториальной

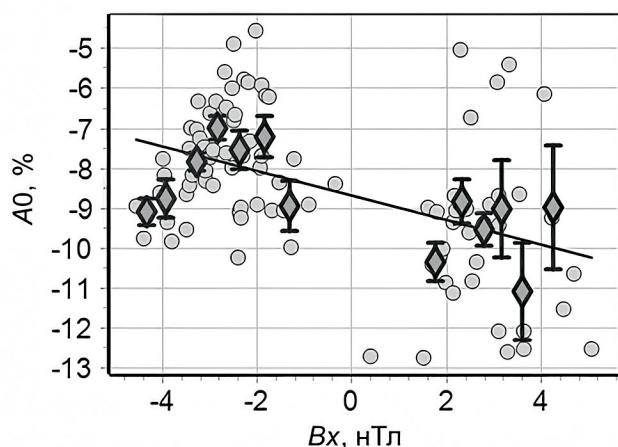


Рис. 12. Связь величины модуляции потока КЛ ($A_0, \%$) от знака экваториальной составляющей ММП (B_x , нТл) для периода сентябрь 2014 г. — февраль 2015 г.

составляющей ММП (B_x) для сентября 2014 г. — февраля 2015 г. для спокойного СВ (скорость < 800 км/с и модуль ММП < 7 нТл). Наглядно видно разделение на два облака точек, при этом такая явно выраженная связь отсутствовала до сентября 2014 г.

Выявленная связь модуляции с полярностью существует в спокойном СВ, она создает рекуррентность поведения КЛ в спокойные периоды, что хорошо видно в дни, близкие к максимальным значениям плотности КЛ в каждом обороте изучаемого периода. Вместе с тем, вблизи минимумов очевидно воздействие на КЛ выбросов солнечного вещества, создающих значительные Форбуш-эффекты.

На 2014 г. пришелся формальный максимум активности 24-го солнечного цикла, и хотя активность Солнца вблизи этого максимума была ниже обычной для подобных периодов [Безродных и др., 2019; Белов и др., 2023], но все же была заметной и существенной. В частности, в 2014 г. было много широких и быстрых КВМ, в том числе в рассматриваемом отрезке времени.

КВМ типа гало, зарегистрированные 1 сентября 2014 г. в 11:12 и 22:24 UT, выделяются даже среди других мощных КВМ, их начальные скорости составили 1901 и 1404 км/с соответственно (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Эти КВМ, предположительно, были выброшены из зоны активных областей, которые в это время находилась в $\approx 20\text{--}30^\circ$ за восточным лимбом (рис. 13),

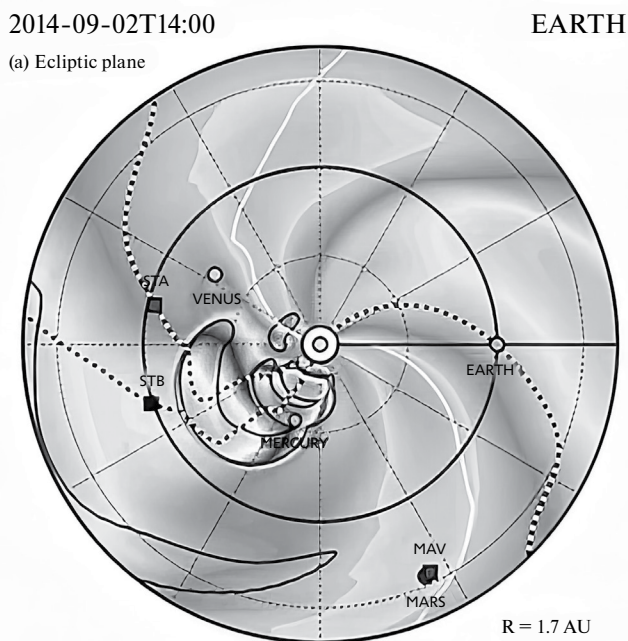


Рис. 13. Скриншот модели распространения нескольких КВМ (по данным <http://helioweather.net>) в начале сентября 2014 г. Белой линией показано положение гелиосферного токового слоя, черными линиями — границы КВМ.

а позднее получили номера 12157 и 12158 (на близких долготах наблюдались две АО в Северном и Южном полушариях одновременно).

На рис. 13 эти два выброса уже слились в одно межпланетное возмущение, приближающееся к орбите Земли.

Ускорительные и модуляционные способности выбросов тесно связаны [Belov et al., 2022]. По-видимому, с выбросами 1 сентября было связано значительное протонное возрастание, зарегистрированное спустя несколько часов на спутниках GOES, и продолжавшееся необычно долго. Поток протонов с энергией >10 МэВ достиг максимума (≈ 8 частиц $\text{ср}^{-1} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) только через ≈ 140 ч. Даже поток протонов >100 МэВ возрастал до максимума (≈ 0.6 частиц $\text{ср}^{-1} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) больше суток. Стоит отметить, что протонные возрастания от источников с такими гелиодолготами (E120) обычно вообще не регистрируются у Земли [Белов, 2017]. К сожалению, в зоне максимальной благоприятности не было измерений, но согласно модели (рис. 12) выброс должен был быть зарегистрирован на космических аппаратах STEREO. И действительно, в середине суток 1 сентября 2014 г. во всех энергетических каналах STEREO A и B (включая самые высокоэнергичные — 30—100 МэВ) наблюдались возрастания потоков протонов > 20 частиц $\text{ср}^{-1} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

В последующие дни сентября вышеупомянутые АО произвели еще несколько мощных вспышек и быстрых КВМ, часть из которых видна на рис. 12. Более поздние КВМ вызвали значительные ФЭ у Земли. Так, согласно базе данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID, <https://tools.izmiran.ru/feid>), созданной и поддерживаемой в ИЗМИРАН, 11 и 12 сентября 2014 г. были зарегистрированы ФЭ величиной 2.1 и 5.9% соответственно, вызванные КВМ, ассоциированными со вспышками в АО 12158. Даты этих ФЭ хорошо совпадают с первым минимумом, указанным в табл. 2.

В следующем обороте значительной дополнительной модуляции КЛ не наблюдалось. Хотя следует отметить, что именно в этот период на солнечном диске существовала АО необычайно большой площади (АО 12192, ~ 4300 миллионных долей солнечного полушария), производившая серии замкнутых (неэруптивных) вспышек M- и X-классов, описанию которых посвящено немало работ (например, [Thalmann et al., 2015; Chen et al., 2015; Korsos et al., 2018] и др.). Казалось бы, такая АО могла внести существенный вклад в рекуррентность, однако, все эти вспышки не привели к выбросам корональной массы (возможно, из-за слишком сильных магнитных полей), поэтому дополнительных понижений потока КЛ в последствии воздействия КВМ не было зарегистрировано.

Далее, 10 и 11 ноября 2014 г. зарегистрированы ФЭ с величинами 3.6 и 2.2%. Первый из них связан с воздействием ассоциированного со вспышкой КВМ из АО 12205 (которая судя по местоположению с учетом двух солнечных оборотов может быть бывшей АО 12158), а второй — с ВСП из южной корональной дыры, которая оказалась более геоэффективной благодаря наличию перед ней КВМ [Шлык и др., 2021; Shlyk et al., 2022]. Эти даты удовлетворяют положению ноябрьского минимума квазидвадцатисемидневной вариации (см. табл. 2).

На декабрь 2014 г. попадает два больших понижения в изотропной части вариаций КЛ в первой и третьей декаде месяца (см. рис. 5 и табл. 2). Отметим, что 1 и 3 декабря были зарегистрированы ФЭ величиной 3.4 и 2.1%, а в период 21—23 декабря — три ФЭ подряд с величинами 6, 2 и 2.7% соответственно. Первые два из упомянутых ФЭ, по-видимому, обусловлены совместным влиянием ВСП из южной полярной КД и КВМ от 28—29 ноября на юго-востоке в АО 12222 (которая по расположению на солнечном диске вполне может являться рекуррентной для вышеупомянутой АО 12157). ФЭ 21—23 декабря связаны также с воздействием КВМ (от 17 и 18 декабря в АО 12241 и 20 декабря в АО 12242, соответственно) при наличии дополнительного влияния ВСП из КД с отрицательной полярностью, которая также проходила центральный меридиан в указанные даты.

В рассматриваемый период на Солнце существовали несколько трансэкваториальных КД, а также полярные КД значительной площади (о которых уже упоминалось выше). По ссылке (http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2023/CH_and_HSS_2014_15.pdf) приведены сведения о различных характеристиках КД и соответствующих ВСП в период с августа 2014 г. по февраль 2015 г. (информация взята с сайтов https://solen.info/solar/coronal_holes.html и <https://www.solarmonitor.org/>, а также из базы данных FEID <https://tools.izmiran.ru/feid>).

Проведенный анализ показывает, что весь рассматриваемый период можно условно разделить на две части: 1-й период — с августа по октябрь 2014 г.; 2-й период — с ноября 2014 г. по февраль 2015 г. В первом периоде преобладало воздействие КД Северного полушария (с положительной полярностью), а во втором периоде ситуация стала обратной, и более геоэффективными оказались ВСП из КД Южного полушария (с отрицательной полярностью). При этом в периоде 1 наблюдаемые КД отрицательной полярности имели значительно меньшие площади и, соответственно, более короткие интервалы воздействия на околоземное пространство, чем преобладающие КД положительной полярности. В начале периода 2 (ноябрь—декабрь 2014 г.) площади КД разных полярностей

сравнимы, а к концу периода на первый план выступают КД отрицательной полярности.

Ранее уже упоминалось, что самые глубокие понижения плотности КЛ в ноябре–декабре 2014 г. совпали со значительными ФЭ, вызванными совместным влиянием КВМ и ВСП из южной полярной КД. Однако южная полярная КД имела значительную площадь и поле и в более позднее время (январь — февраль 2015 г., см. http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2023/CH_and_HSS_2014_15.pdf). При этом быстрых КВМ, направленных в сторону Земли, в этот период не случалось, поэтому такой же значительной модуляции потока галактических КЛ не наблюдалось. В работе Altukhov et al. [1977] указывается, что воздействие ВСП из КД в отсутствие ударных волн (которые чаще создаются КВМ) отражается скорее не на провалах, а на пиках 27-дневной зависимости в модуляции КЛ. Авторы объясняют это тем фактом, что внутри ВСП существует гомогенная среда, способствующая более легкому распространению частиц КЛ вдоль силовых линий.

Следует заключить, что особенности модуляции КЛ в конце 2014 и начале 2015 гг. обусловлены объединением рекуррентных и спорадических явлений. Рекуррентность, в первую очередь, была связана с большими корональными дырами, особенно с южной полярной КД. Однако сами по себе КД не могли создать обсуждаемые вариации КЛ, ведь даже самые большие и самые высокоскоростные КД не создают больших Форбуш-эффектов. Достаточно вспомнить огромные долгоживущие трансэкваториальные КД 2003 г., максимальный ФЭ от которых не превысил 1.4% (согласно базе данных FEID). ФЭ от КД создается в области ее взаимодействия (CIR), а в самом ВСП обычно наблюдается восстановление интенсивности КЛ.

Но также сложно объяснить дополнительную модуляцию КЛ только лишь одной магнитной ловушкой, возникающей при распространении КВМ в межпланетном пространстве. Трудности в обеспечении долгого существования такой ловушки даже не самое главное. Основная проблема в том, что стабильные ловушки практически не влияют на высокоэнергичные КЛ. Для их эффективной модуляции нужны расширяющиеся ловушки ([Laster et al., 1962; Munakata et al., 2006; Dumbović et al., 2018] и ссылки в них), а поскольку при расширении эффективность ловушки уменьшается, нужны многочисленные возобновляемые ловушки. Именно такую ситуацию мы получили в конце 2014 г., когда по широкому ВСП распространялась серия выбросов солнечного вещества. Они затрудняли продольное распространение КЛ, а поскольку поперечное распространение в регулярных полях ВСП всегда затруднено, за выбросами создавались расширяющиеся квазиловушки, в которых КЛ замедлялись и уменьшали свою плотность. Это

привело и к общей дополнительной модуляции КЛ, и к ее неравномерному распределению по долготе.

6. ВЫВОДЫ

В сентябре 2014 г. — феврале 2015 г. вариации КЛ у Земли внутри солнечных оборотов резко возросли, что свидетельствует об усилении гелиодолготной асимметрии в распределении КЛ во внутренней гелиосфере, которая выражалась в дополнительной модуляции КЛ в секторах ММП с отрицательной полярностью ($B_x > 0$). Средняя плотность КЛ заметно снизилась и была самой низкой в 24-м цикле солнечной активности, что может быть объяснено изменением параметров СВ во внутренней части гелиомагнитосферы. Солнечный ветер у Земли в это время характеризовался существенно повышенной средней скоростью и усиленной напряженностью ММП.

Особый период в поведении КЛ наблюдался после переполюсовки и совпал со временем максимального усиления экваториального диполя солнечного магнитного поля. А в магнитном поле на поверхности солнечного источника наблюдалась хорошо выраженная двухсекторная структура с аномально сильным полем в обоих секторах.

Внутри особого периода следует выделить два временных интервала, имеющих различные характеристики. В первом из них (сентябрь — октябрь 2014 г.) выражен эффект более высоких гармоник солнечного магнитного поля (начиная с квадруполь), связанный с существованием на протяжении нескольких оборотов комплекса активности на определенной гелиодолготе, на фоне воздействия северной полярной корональной дыры (положительной полярности). Начало этого периода совпало с очень быстрыми и мощными КВМ из области за восточным солнечным лимбом, произошедшими 1 сентября 2014 г. Эти КВМ стали первыми из серии выбросов из этой долготной зоны, которые и внесли вклад в дополнительную модуляцию КЛ в отрицательном секторе ММП.

Второй интервал (ноябрь–декабрь 2014 г.) связан также не только с воздействием КВМ, но и очень значительным вкладом южной полярной корональной дыры (отрицательной полярности), который обеспечивался мощным экваториальным диполем, существовавшим на Солнце в это время. Январь и февраль 2015 г. соответствуют периоду постепенного разрушения создавшейся долготной асимметрии: величина экваториального диполя (и, соответственно, эффективность воздействия потока из южной КД) падает, и вместе с тем, разрушается комплекс активности, существовавший в предыдущих оборотах.

Таким образом, можно утверждать, что наряду с усилением постоянно существующих рекуррентных вариаций КЛ из-за воздействия аномально

возросшего экваториального диполя и больших КД, причиной увеличения амплитуд квазидвадцатисемидневной вариации в сентябре 2014 — феврале 2015 г. стало наложение ряда спорадических явлений, вызванных образованием области “активных долгот” на Солнце, продуцировавших значительные вспышки и быстрые выбросы на протяжении нескольких солнечных оборотов. Такие следующие друг за другом примерно в одном направлении выбросы корональной массы привели к образованию в межпланетном пространстве возобновляемых расширяющихся магнитных ловушек, повлиявших на усиление модуляции КЛ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Эта статья является продолжением работы Ерошенко Евгении Александровны и посвящается ее светлой памяти.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алания М.В., Шаташвили Л.Х. Квазипериодические вариации космических лучей. Тбилиси: Мецниереба, 1974. 136 с.
- Базилевская Г.А., Охлопков В.П., Чарахчян Т.Н. Исследования 27-дневных вариаций космических лучей и их связи с неравномерным распределением активных областей на Солнце // Труды ФИАН. 1976. Т. 88. С. 94—113.
- Безродных И.П., Морозова Е.И., Петрукович А.А., Кожухов М.А. Динамика солнечной и геомагнитной активности. III. Солнечная и геомагнитная активность в 24 цикле. Реконструкция динамики солнечной и геомагнитной активности // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. 2019. Т. 172. № 5. С. 10—24.
- Белов А.В. Вспышки, выбросы, протонные события // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. № 6. С. 783—793.
<https://doi.org/10.7868/S0016794017060025>
- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г., Оленева В.А., Абунина М.А., Абуни А.А. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 3. С. 374—389.
<https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Белов А.В., Белова Е.А., Шлык Н.С., Абунина М.А., Абуни А.А. Геоэффективность спорадических явлений в 24 солнечном цикле // Геомагнетизм и аэрономия. 2023. Т. 63. № 4. С. 534—544.
<https://doi.org/10.31857/S0016794023600291>
- Дорман Л.И. Вариации космических лучей и исследование космоса. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 1028 с.
- Дорман Л.И., Фейнберг Е.Л. Вариации космических лучей // Успехи физических наук. 1956. Т. 59. № 2. С. 189—228.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0059.195606a.0189>
- Ишков В.Н. Итоги и уроки 24 цикла — первого цикла второй эпохи пониженной солнечной активности // Астрон. журн. 2022. Т. 99. № 1. С. 54—69.
<https://doi.org/10.31857/S0004629922020050>
- Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д., Харшиладзе А.Ф. Расчеты межпланетного магнитного поля по данным о его величине в фотосфере солнца // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46. № 3. С. 310—319.
- Пишкало Н.И., Лейко У.М. Динамика околополярного магнитного поля Солнца в максимуме 24-го цикла // Кинематика и физика небесных тел. 2016. Т. 32. № 2. С. 37—47.
- Сдобнов В.Е., Кравцова М.В., Олемской С.В. Модуляционное влияние коротящей магнитной ловушки на 27-дневные вариации космических лучей в ноябре — декабре 2014 г. // Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5. № 1. С. 13—16.
<https://doi.org/10.12737/szf-51201902>
- Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Ерошенко Е.А., Абуни А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Влияние взаимодействующих возмущений солнечного ветра на вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 6. С. 694—703.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021060134>
- Altukhov A.M., Okhlopov V.P., Charakhchyan T.N., Bazilevskaya G.A. The relationship between high speed solar wind streams and 27-day cosmic ray variation / Proc. 15th ICRC. Plovdiv, Bulgaria, August 13—26, 1977. V. 3. P. 247—251.
- Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena // Universal Heliophysical Processes: proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium. 2008. V. 4. Symp. S257. P. 439—450.
<https://doi.org/10.1017/S1743921309029676>
- Belov A.V., Shlyk N.S., Abunina M.A., Belova E.A., Abunin A.A., Papaioannou A. Solar energetic particle events and Forbush decreases driven by the same solar sources // Universe. 2022. V. 8. № 8. ID403.
<https://doi.org/10.3390/universe8080403>
- Broxon J.W. Recurrence phenomena in cosmic-ray intensity // Phys. Rev. 1941. V. 59. № 10. P. 773—776.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.59.773>
- Chen H., Zhang J., Ma S., Yang S., Li L., Huang X., Xiao J. Confined flares in solar active region 12192 from 2014 October 18 to 29 // Astrophys. J. Lett. 2015. V. 808. № 1. ID L24.
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/808/1/L24>
- Gil A., Mursula K. Exceptionally strong variation of galactic cosmic ray intensity at solar rotation period after the maximum of solar cycle 24 // Proc. 34th ICRC, Hague, Netherlands, July 30 — August 6, 2015. V. 236. ID149.
<https://doi.org/10.22323/1.236.0149>
- Gil A., Alania M.V. Energy spectrum of the recurrent variation of galactic cosmic rays during the solar minimum of cycles 23/24 // Solar Phys. 2016. V. 291. № 6. P. 1877—1886.
<https://doi.org/10.1007/s11207-016-0924-z>

- Dumbović M., Heber B., Vršnak B., Temmer M., Kirin A. An analytical diffusion–expansion model for Forbush decreases caused by flux ropes // *Astrophys. J.* V. 860. № 1. ID71. 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac2de>
- Hassler D.M., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber R.F., et al. Mars' surface radiation environment measured with the Mars Science Laboratory's Curiosity rover // *Science*. V. 343. № 6169. ID1244797. 2014. <https://doi.org/10.1126/science.1244797>
- Karna N., Hess Webber S.A., Pesnell W.D. Using polar coronal hole area measurements to determine the solar polar magnetic field reversal in solar cycle 24 // *Solar Phys.* V. 289. № 9. P. 3381–3390. 2014. <https://doi.org/10.1007/s11207-014-0541-7>
- Korsos M.B., Ruderman M.S., Erdelyi R. An application of the weighted horizontal magnetic gradient to solar compact and eruptive events // *Adv. Space Res.* V. 61. № 2. P. 595–602. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.05.023>
- Laster H., Lenchek A.M., Singer S.F. Forbush decreases produced by diffusive deceleration mechanism in interplanetary space // *J. Geophys. Res.* V. 67. № 7. P. 2639–2643. 1962. <https://doi.org/10.1029/JZ067i007p02639>
- Munakata K., Yasue S., Kato C., Kota J., Tokumaru M., Kojima M., Darwish A.A., Kuwabara T., Bieber J.W. On the cross-field diffusion of galactic cosmic rays into an ICME // *Advances in Geosciences*. V. 2. Solar Terrestrial. Ed. Marc Duldig. Singapore: World Scientific Publishing Co, 2006. P. 115–124. https://doi.org/10.1142/9789812707185_0009
- Modzelewska R., Alania M.V. The 27-day cosmic ray intensity variations during solar minimum 23/24 // *Solar Phys.* V. 286. № 2. P. 593–607. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0261-4>
- Monk A.T., Compton A.H. Recurrence phenomena in cosmic-ray intensity // *Rev. Mod. Phys.* V. 11. № 3–4. P. 173–179. 1939. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.11.173>
- Mordvinov A.V., Yazev S.A. Reversals of the Sun's polar magnetic fields in relation to activity complexes and coronal holes // *Solar Phys.* V. 289. № 6. P. 1971–1981. 2014. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0456-8>
- Obridko V.N., Pipin V.V., Sokoloff D., Shibalo A.S. Solar large-scale magnetic field and cycle patterns in solar dynamo // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* V. 504. № 4. P. 4990–5000. 2021. <https://doi.org/10.1093/mnras/stab1062>
- Petrie G.J.D., Petrovay K., Schatten K. Solar polar fields and the 22-year activity cycle: observations and models // *Space Sci. Rev.* V. 186. № 1–4. P. 325–357. 2014. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0064-4>
- Thalmann J.K., Su Y., Temmer M., Veronig A.M. The confined X-class flares of solar active region 2192 // *Astrophys. J. Lett.* V. 801. № 2. ID L23. 2015. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/801/2/L23>
- Sheeley Jr. N.R., Wang Y.-M. The recent rejuvenation of the Sun's large-scale magnetic field: a clue for understanding past and future sunspot cycles // *Astrophys. J.* V. 809. № 2. ID113. 2015. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/2/113>
- Shlyk N.S., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Ole-neva V.A., Yanke V.G. Forbush decreases caused by paired interacting solar wind disturbances // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* V. 511. № 4. P. 5897–5908. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac478>
- Sun X., Hoeksema J.T., Liu Ya., Zhao Ju. On polar magnetic field reversal and surface flux transport during solar cycle 24 // *Astrophys. J.* V. 798. № 2. ID114. 2015. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/114>
- Svalgaard L., Kamide Y. Asymmetric solar polar field reversals // *Astrophys. J.* V. 763. № 1. ID23. 2013. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/763/1/23>
- Vallarta M.S., Godart O. A theory of world-wide periodic variations of the intensity of cosmic radiation // *Rev. Mod. Phys.* V. 11. № 3–4. P. 180–189. 1939. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.11.180>

Anomalous Quasi-Recurrent Variations of Cosmic Rays in September 2014 – February 2015

N. S. Shlyk¹, *, A. V. Belov¹, V. N. Obridko¹, M. A. Abunina¹, A. A. Abunin¹

¹ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: nshlyk@izmiran.ru

An abnormal behavior of galactic cosmic rays in September 2014 – February 2015, manifested in a significant modulation of its flux with a period close to solar rotation, is studied. The state of the solar magnetic field, changes in the parameters of the solar wind and interplanetary magnetic field during the specified period are analyzed. The reasons for the occurrence of longitudinal asymmetry in the distribution of galactic cosmic rays in the inner heliosphere are discussed. It has been established that the period under study is divided into two parts with different physical conditions on the Sun. Conclusions have been drawn about the decisive joint influence of sporadic and recurrent events: repeatedly renewable “magnetic traps” created by successive coronal mass ejections from the same longitudinal zone and anomalously expanded polar coronal holes with an enhanced magnetic field.

УДК 550.388.2

ЗАВИСИМОСТЬ $foF2$ ОТ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ИОНОСФЕРНЫХ СТАНЦИЙ СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЙ

© 2024 г. А. Д. Данилов¹*, Н. А. Бербенева²

¹ Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета (ИПГ Росгидромета), Москва, Россия

² Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ), Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 16.10. 2023 г.

После доработки 31.10.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Продолжен анализ зависимости критической частоты слоя $F2$ от различных индексов солнечной активности, начатый ранее на основании данных станции Juliusruh. В данной статье анализируются данные шести станций в Северном и пяти станций в Южном полушариях. За меру качества описания зависимости $foF2$ от солнечной активности принимается коэффициент определенности R^2 для указанной зависимости в каждой конкретной ситуации (станция, месяц, местное время). Подтвержден вывод о том, что для четырех индексов солнечной активности в зимние месяцы наблюдается хорошо выраженный суточный ход величины R^2 : в дневные часы эта величина максимальна и меняется слабо, существенно уменьшаясь к ночным часам. Получено, что наилучшим индексом солнечной активности для описания поведения $foF2$ в солнечном цикле является индекс $F30$, тогда как число солнечных пятен R_z является наихудшим. На основании сравнения изменения R^2 с LT в одни и те же месяцы на станциях Северного и Южного полушарий показано, что указанный хорошо выраженный суточный ход R^2 наблюдается только зимой и отсутствует летом.

DOI: 10.31857/S0016794024020083, EDN: DYQQRG

1. ВВЕДЕНИЕ

Критическая частота ионосферного слоя $F2$, $foF2$, является очень важным параметром, знание которого необходимо для решения многих проблем ионосферного распространения радиоволн. Очевидно, что очень важно знать зависимость $foF2$ от различных внешних параметров. В первую очередь это относится к зависимости от солнечной активности (СА), поскольку избавление от эффектов СА является первым шагом при анализе зависимости критической частоты от сезона и метеорологической обстановки (так называемое “coupling from below”), а также при поиске долговременных изменений (трендов) $foF2$.

В последнее десятилетие изучению трендов параметров термосферы и ионосферы уделяется большое внимание. Чтобы не перегружать статью обсуждением этой проблемы и подробной библиографией, мы отсылаем читателей к недавней статье Данилова и Бербенева [2023], где приводится

краткий обзор проблемы и аргументы в пользу необходимости анализа зависимости $foF2$ от СА с использованием различных индексов СА.

В указанной работе приведены результаты детального анализа зависимости $foF2$ от СА для периода 1957–1980 гг., когда предполагается, что не было трендов критической частоты антропогенного происхождения, с использованием пяти наиболее известных индексов СА ($Ly-\alpha$, $MgII$, R_z , $F30$ и $F10.7mon$). В указанном анализе использовались результаты наблюдений только на ст. Juliusruh.

Для лучшего понимания результатов данной работы сформулируем краткие результаты предыдущей статьи. Использовались месячные медианы $foF2$ за указанный период, и строилась зависимость $foF2$ от каждого из указанных пяти индексов СА. Подробно анализировались два зимних месяца (январь и февраль) и сравнивались с результатами для двух равноденственных месяцев (март и октябрь) и типичного летнего месяца (июнь). В качестве

критерия качества описания зависимости f_oF2 от СА каждым из индексов использовалась величина коэффициента определенности R^2 для каждой из указанных зависимостей.

Была получено, что при использовании всех пяти индексов СА в зимние месяцы наблюдается четко выраженный суточный ход R^2 — в дневной период величины максимальны, а ночью — минимальны. Кривые для индексов $Ly-\alpha$, $MgII$ и $F30$ как правило близки между собой, но все же наблюдается некоторое систематическое различие, которое позволило нам сделать вывод о том, что наилучшим для описания зависимости f_oF2 от СА является индекс $F30$, за которым следуют $MgII$ и затем $Ly-\alpha$.

Было обнаружено, что в случае использования числа солнечных пятен R_z в ряде случаев величина R^2 существенно уменьшается по сравнению с “нормальным” суточным ходом для четырех других индексов, сильно искажая свой суточный ход. Это позволило нам сделать вывод, что индекс R_z является худшим для анализа зависимости критической частоты от солнечной активности.

Для равноденственных месяцев также получено, что четыре индекса $Ly-\alpha$, $MgII$, $F30$ и $F10.7$ дают в среднем близкие результаты, хотя сохраняется некоторое превосходство индекса $F30$. Для индекса R_z также получен тот же результат, что и для зимних месяцев — величины R^2 при использовании этого индекса значительно меньше, чем при использовании других индексов, и резко нарушается “нормальный” суточный ход R^2 .

Обнаружено, что в июне суточный ход величины R^2 вообще отсутствует — наблюдаются нерегулярные скачки этой величины от часа к часу для всех индексов.

Мы еще вернемся ниже к некоторым результатам предыдущей работы при сравнении с ними результатов данного исследования. Целью этого исследования является проверка выводов, полученных Даниловым и Бербеновой [2023] путем анализа данных ст. Juliusruh, на основании данных других ионосферных станций в разных долготных и широтных зонах.

Мы провели анализ, аналогичный анализу в предыдущей работе, для одиннадцати станций. Четыре из них (Slough (0° E), Moscow (37° E), Alma-Ata (77° E) и Akita (140° E) находятся в Евразии, две (Hobart (147° E) и Townsville (147° E)) в Австралии, одна (Johannesburg) в Африке и четыре (Boulder (255° E), Ottawa (284° E), Port Stanley (302° E) и Concepcion (287° E)) в Западном полушарии. Вместе со ст. Juliusruh семь станций представляют Северное полушарие и пять — Южное. Анализируется тот же интервал 1957—1980 гг.

В данной работе, анализируя станции Евразийского региона, мы ограничились детальным

анализом только двух зимних месяцев, подробно рассмотренных в предыдущей работе. Одной из причин этого является то, что поиски лучшего индекса для описания зависимости f_oF2 от СА важны в первую очередь для проблемы поиска долговременных трендов критической частоты, а эти тренды максимальны именно зимой [Данилов и Константинова, 2020]. Вторая причина состоит в том, что, согласно предыдущей работе [Данилов и Бербенова, 2023], эффекты, позволяющие определить лучший из индексов СА, лучше всего видны именно в зимние месяцы. Эти эффекты прослеживаются также и в равноденственные месяцы, а летом суточный ход R^2 носит беспорядочный характер.

Поскольку метод анализа полностью идентичен методу, использованному в предыдущей статье, где он подробно описан, мы отметим лишь основные моменты.

Для каждого из анализируемых месяцев (январь, февраль) мы строили для каждого часа местного времени зависимость f_oF2 от выбранного индекса СА. Эта зависимость аппроксимировалась полиномом третьей степени. Как меру качества описания экспериментальных величин f_oF2 указанной аппроксимацией мы рассматривали коэффициент определенности R^2 согласно F-тесту Фишера. Этот параметр легко определяется при построении соответствующего графика и является достаточно наглядным. Он прямо связан со среднеквадратической ошибкой σ описания поведения f_oF2 данным индексом СА в заданной ситуации (станция, месяц, момент LT).

Приведем конкретные примеры. Для ст. Juliusruh в 17:00 LT в феврале величина $R^2 = 0.99$ при использовании индекса $F30$, и соответствующая величина $\sigma = 0.30$ МГц. В той же ситуации, но для индекса R_z $R^2 = 0.92$ и $\sigma = 0.69$ МГц. Для ситуации Boulder, февраль, 24:00 LT соответствующие величины равны 0.97 и 0.15 МГц для $F30$ и 0.79 и 0.38 МГц для R_z . Для ситуации Slough, февраль, 17:00 LT соответствующие величины равны 0.96 и 0.49 МГц для $F30$ и 0.87 и 0.90 МГц для R_z . Очевидно, что при уменьшении R^2 значительно увеличивается ошибка σ .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ

2.1. Станции Евразийского региона

Мы рассмотрели четыре станции Евразийского региона (Slough, Moscow, Alma-Ata и Akita), которые перекрывают широкий диапазон долгот. Для этих станций получились результаты, аналогичные результатам для ст. Juliusruh, описанным Даниловым и Бербеновой [2023]. Для четырех индексов СА (кроме R_z) для обоих зимних месяцев получился хорошо выраженный суточный ход — высокие величины R^2 в дневное время и уменьшение этих величин к ночным часам.

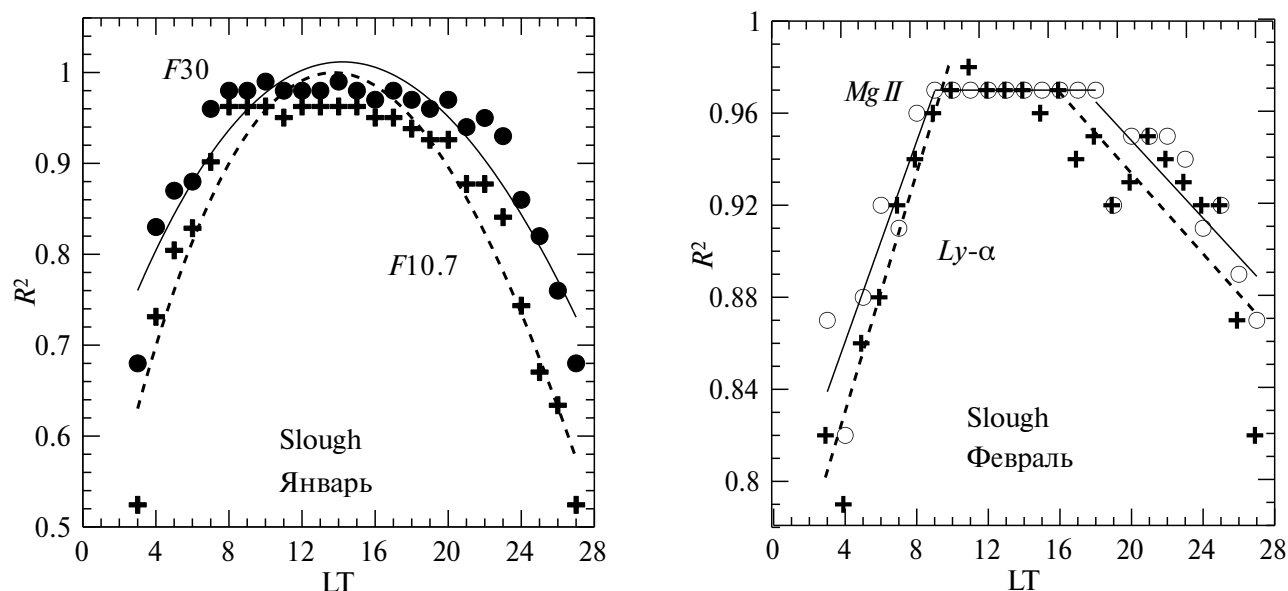


Рис. 1. Примеры суточных вариаций величины R^2 для ст. Slough.

Как и в предыдущей работе, в целях наглядности мы аппроксимировали суточное изменение R^2 полиномом третьей степени. Если дневное “плато” величин R^2 было достаточно длинным по времени, мы аппроксимировали его прямой линией и также прямыми линиями аппроксимировали ветви падения и спада R^2 . Подчеркнем, что все аппроксимации на рисунках в данной статье не несут смысловой нагрузки и направлены лишь на увеличение наглядности. Чтобы суточный ход был

виден яснее, так же, как и в предыдущей работе, мы перенесли точки 01:00 LT и 02:00 LT на 25:00 LT и 26:00 LT и сдублировали точку 03:00 LT на 27:00 LT.

Типичные примеры суточных вариаций величины R^2 в январе и феврале по данным ст. Slough при использовании индексов $MgII$, $Ly-a$, $F30$ и $F10.7$ приведены на рис. 1.

Близкие результаты получены и для ст. Moscow и ст. Alma-Ata. Примеры приведены на рис. 2 и 3.

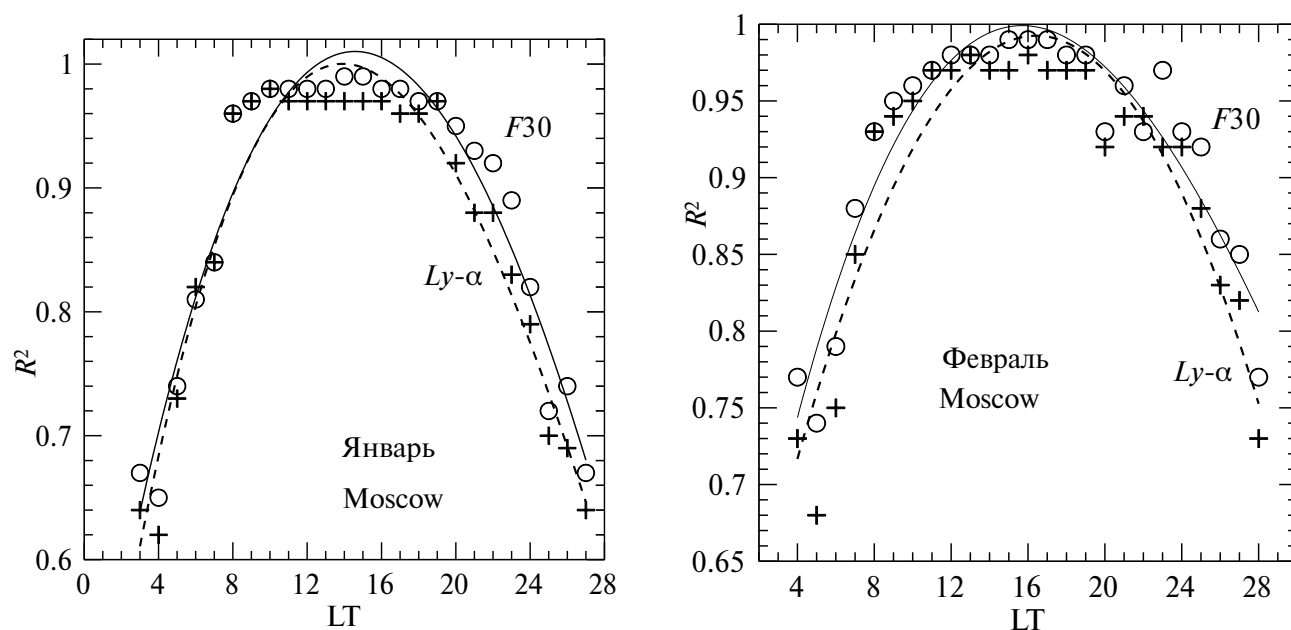


Рис. 2. Примеры суточных вариаций величины R^2 для ст. Moscow.

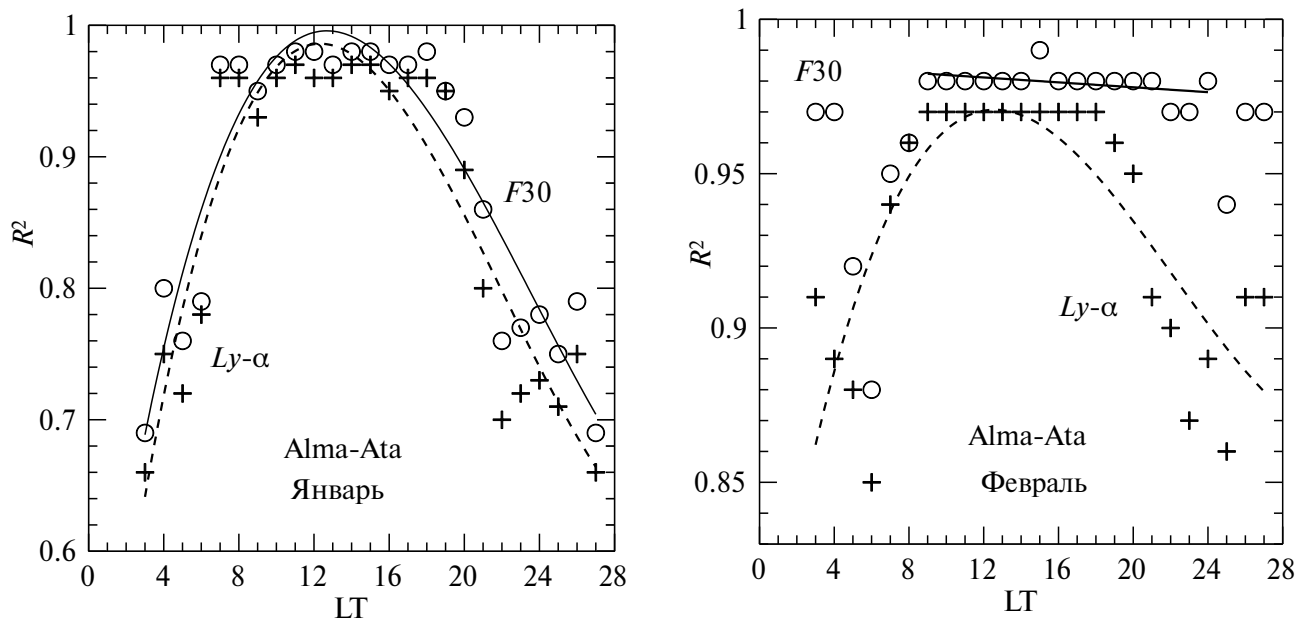


Рис. 3. Примеры суточных вариаций величины R^2 для ст. Alma-Ata.

Как видно из этих рисунков, для указанных двух станций также наблюдается выраженный суточный ход R^2 с достаточно высокими (0.97–0.98) величинами в дневное время. Некоторое исключение представляет собой ситуация для $F30$ в феврале на ст. Alma-Ata — дневное плато там является особенно длинным, а падение к утренним, вечерним и ночным часам выражено хуже, чем для приведенных на том же рисунке данных по $Ly-\alpha$.

Результаты, аналогичные результатам для трех указанных Евразийских станций, получены и для ст. Akita (суточный ход R^2 для этой станции см. ниже).

Основные выводы анализа данных четырех Евроазиатских станций состоят в следующем. Подтверждается наличие суточного хода величины R^2 с более высокими значениями в течение дневного периода и падением к ночи. Как правило, в дневные часы наблюдается своего рода “плато” — в течение 10–12 часов величина R^2 не меняется совсем, или меняется очень слабо (не более чем на 0.01). Суточный ход R^2 для всех четырех индексов ($F30$, $MgII$, $Ly-\alpha$ и $F10.7$) примерно одинаков, однако сами величины R^2 систематически больше для индекса $F30$, чем для трех других индексов. Это подтверждает вывод, сделанный в предыдущей работе на основании данных ст. Juliusruh, о том, что индекс $F30$ является наилучшим для описания зависимости $foF2$ от CA .

Иная картина наблюдается для индекса Rz . Величины R^2 для Rz систематически ниже, чем для других индексов CA (чтобы не перегружать рисунки, мы будем далее всюду сравнивать величины R^2 для индекса Rz с соответствующими величинами для индекса $F30$). При этом суточный ход R^2 сильно

искажается. Примеры суточного хода для двух указанных индексов приведены на рис. 4 и 5. Хорошо видно, что индекс Rz демонстрирует отличающийся от $F30$ суточный ход с гораздо более низкими величинами R^2 , особенно во второй половине дня и ночью.

Поскольку невозможно показать все рисунки для разных станций, мы выполнили следующий анализ. Для каждой станции и каждого месяца мы вычислили среднее за сутки значение разности между величиной R^2 для $F30$ и Rz и обозначили его как $\Delta(F30-Rz)_c$. Это значение характеризует среднесуточный эффект превышения величин R^2 для $F30$ над соответствующими величинами для Rz в каждой ситуации (станция, месяц). Поскольку наиболее сильное различие этих величин наблюдается в вечерне-ночной период, мы рассчитали ту же разность для этого периода и обозначили ее как $\Delta(F30-Rz)_n$. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Величины $\Delta(F30-Rz)_c$ и $\Delta(F30-Rz)_n$ для разных ситуаций

Станция	$\Delta(F30-Rz)_c$	$\Delta(F30-Rz)_c$	$\Delta(F30-Rz)_n$	$\Delta(F30-Rz)_n$
	Январь	Февраль	Январь	Февраль
Juliusruh	0.017	0.033	0.036	0.056
Slough	0.059	0.064	0.087	0.081
Moscow	0.053	0.047	0.074	0.074
Alma-Ata	0.029	0.108	0.044	0.153
Akita	0.018	0.132	0.020	0.181

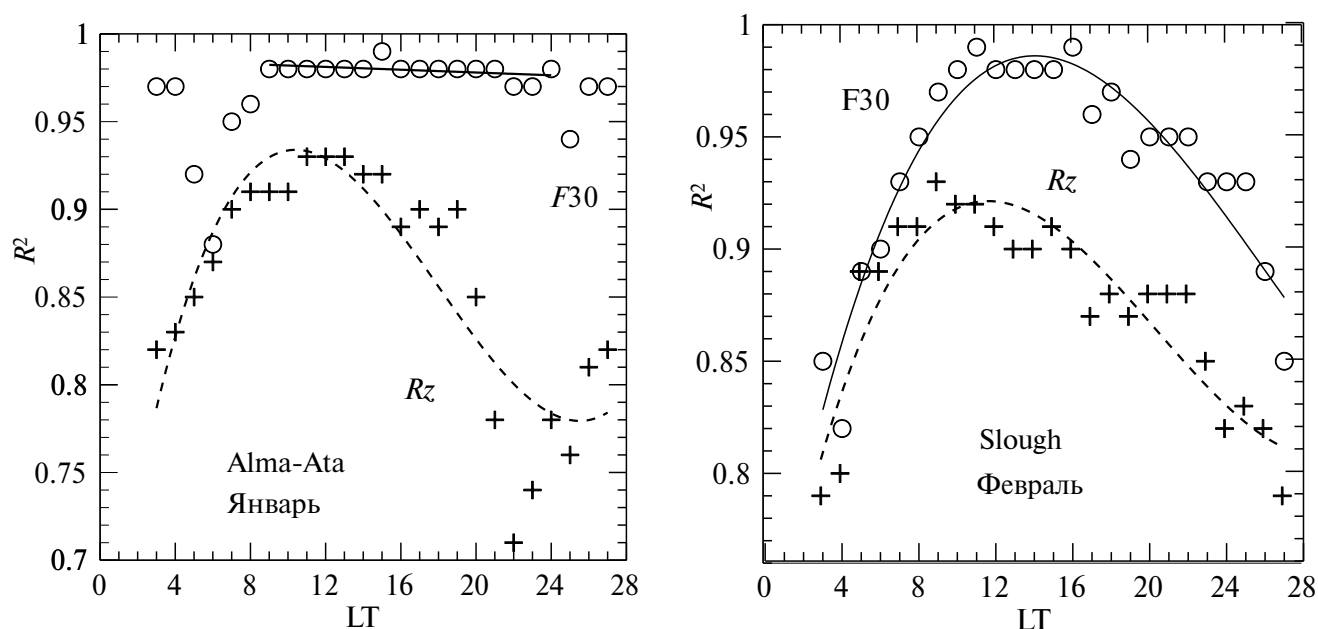


Рис. 4. Примеры суточного хода R^2 для индексов R_z и F_{30} (ст. Slough и Alma-Ata).

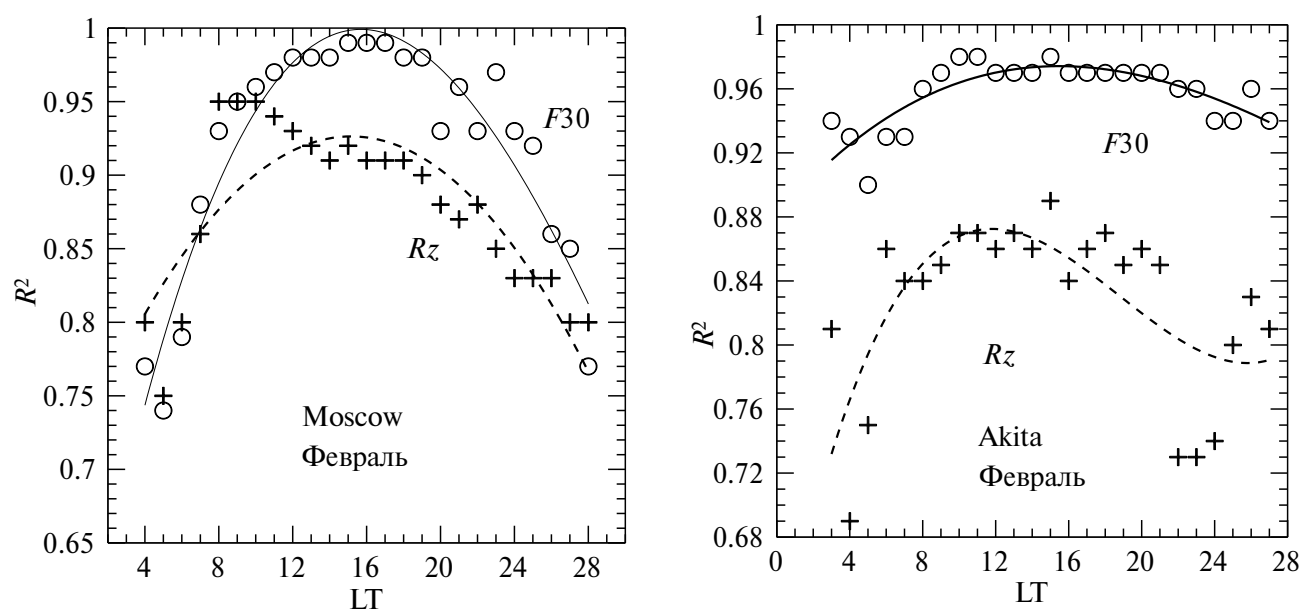


Рис. 5. Примеры суточного хода R^2 для индексов R_z и F_{30} (ст. Moscow и Akita).

Как видно из этой таблицы, среднесуточное превышение величины R^2 для индекса F_{30} над величиной для индекса R_z наблюдается для всех ситуаций. Особенно сильно этот эффект проявляется в феврале для ст. Alma-Ata и Akita. Величина $\Delta(F_{30}-R_z)$ заметно возрастает, если рассматривается только вечерне-ночной период.

2.2. Станции Североамериканского региона

В Североамериканском регионе мы проанализировали две станции. Результаты анализа для ст. Boulder приведены на рис. 6.

Как видно из рис. 6, для этой станции характерна та же картина суточного изменения R^2 , что и для станций Евразийского региона. Днем наблюдается “плато” с почти неизменными величинами R^2 в течение 12—14 часов, и происходит падение этих величин к ночи.

Так же, как и для Евразийских станций, для ст. Boulder наблюдается превышение величин R^2 для F_{30} над соответствующими величинами для R_z , причем это превышение лучше выражено для февраля, чем для января.

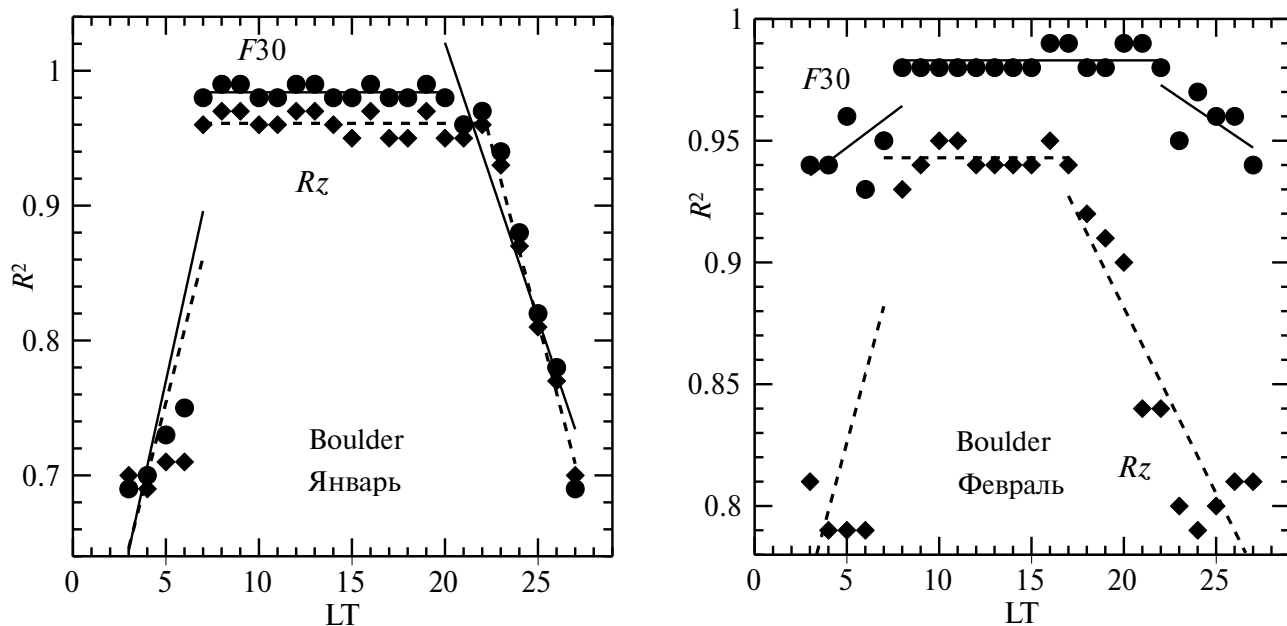


Рис. 6. Изменения величины R^2 с LT в январе и феврале на ст. Boulder.

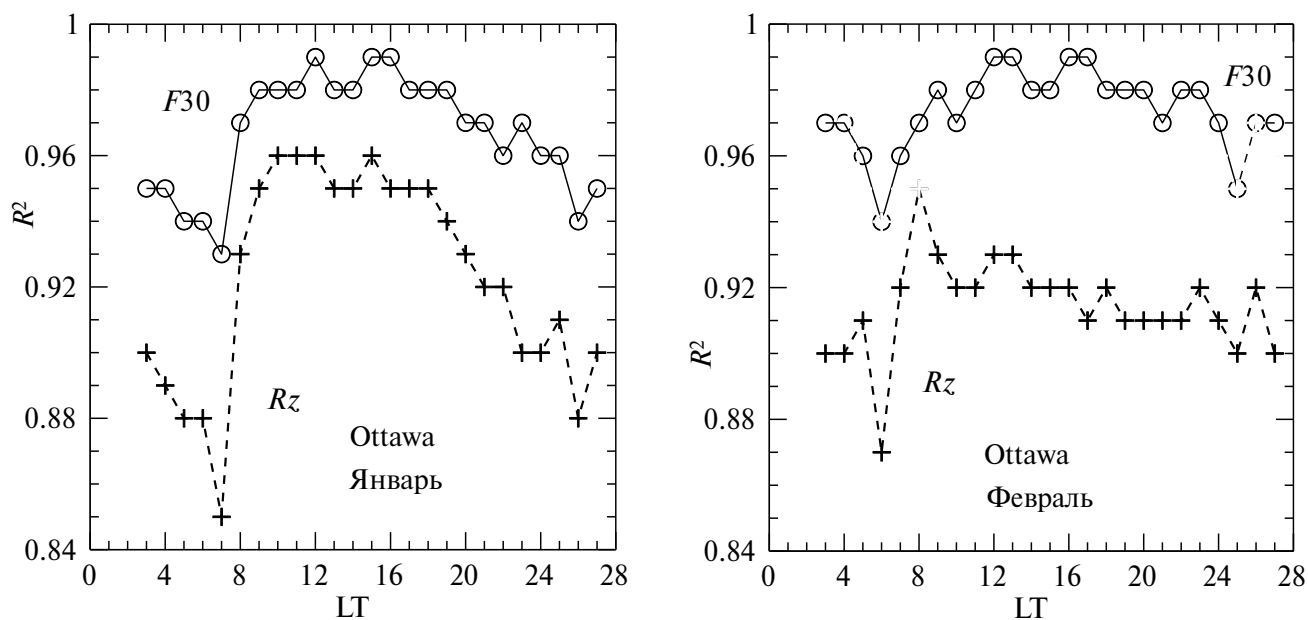


Рис. 7. Изменения величины R^2 с LT в январе и феврале на ст. Ottawa.

Соответствующая картина для ст. Ottawa (рис. 7) показывает, что суточный ход R^2 для этой станции также наблюдается.

Он лучше выражен в январе. В феврале амплитуда суточного хода R^2 мала, но тем не менее соответствующие величины в околополуденные часы выше, чем утром и ночью. В некоторые моменты LT днем величины R^2 достигают максимально возможной величины 0.99.

Обращает на себя внимание тот факт, что превышение величин R^2 для F30 над соответствующими величинами для Rz в случае ст. Ottawa хорошо выражено как в феврале, так и в январе.

Таблица 2 аналогична табл. 1 и показывает среднее превышение величин R^2 при использовании индекса F30 над соответствующими величинами при использовании индекса Rz. Видно, что для обеих Североамериканских станций подтверждаются

выводы, полученные выше для Евразийских станций. Указанное превышение наблюдается и существенно растет при переходе от среднесуточного значения к значению для ночного периода.

Таблица 2. Величины $\Delta(F30-R_z)_c$ и $\Delta(F30-R_z)_n$ для разных ситуаций

Станция	$\Delta(F30-R_z)_c$	$\Delta(F30-R_z)_c$	$\Delta(F30-R_z)_n$	$\Delta(F30-R_z)_n$
	Январь	Февраль	Январь	Февраль
Boulder	0.018	0.057	0.018	0.133
Ottawa	0.044	0.059	0.057	0.064

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ

Одним из важных результатов предыдущей работы был вывод о том, что в летние месяцы (в качестве такового рассматривался июнь) отсутствует выраженный суточный ход величины R^2 — эта величина меняется с LT-скачками без регулярного изменения.

Чтобы проверить вывод об отсутствии суточного хода R^2 летом, мы применили необычный подход. Вместо того, чтобы анализировать те же станции Северного полушария в июне (как это было сделано в отношении данных ст. Juliusruh в предыдущей работе), мы анализировали станции Южного полушария в те же месяцы (январь и февраль), что и станции Северного полушария.

Но для этих станций это типично зимние месяцы. Преимущество такого подхода в том, что теперь при анализе станций Южного полушария мы используем абсолютно те же величины индексов СА, что и при анализе станций Северного, а, следовательно, все отличия могут быть связаны только с разной зависимостью $foF2$ от СА.

Мы проанализировали в Южном полушарии пять станций, покрывающие широкий диапазон долгот. В южноамериканском регионе это ст. Port Stanley и Concepcion, в Австралии — Hobart и Townsville и в Африке — Johannesburg.

Суточные вариации величины R^2 для ст. Port Stanley и Concepcion приведены на рис. 8 и 9 соответственно.

Видно, что такой хорошо выраженный суточный ход с большими величинами R^2 днем и значительным их уменьшением ночью, как наблюдается для станций Северного (зимнего) полушария, отсутствует. Наблюдаются периоды LT с малыми изменениями R^2 и “провалы” этой величины с минимумами в разные моменты LT для разных ситуаций. При этом после “провалов” наблюдается рост величин R^2 в те периоды (20:00—24:00 LT), когда зимой в эти месяцы происходит падение R^2 от высоких дневных к низким ночным значениям.

То же отсутствие выраженного суточного хода R^2 наблюдается и для австралийских станций. Мы приводим на рис. 10 соответствующие примеры.

Чтобы “перекрыть” весь интервал долгот станций, рассмотренных в Северном полушарии, мы рассмотрели еще одну станцию в Южном

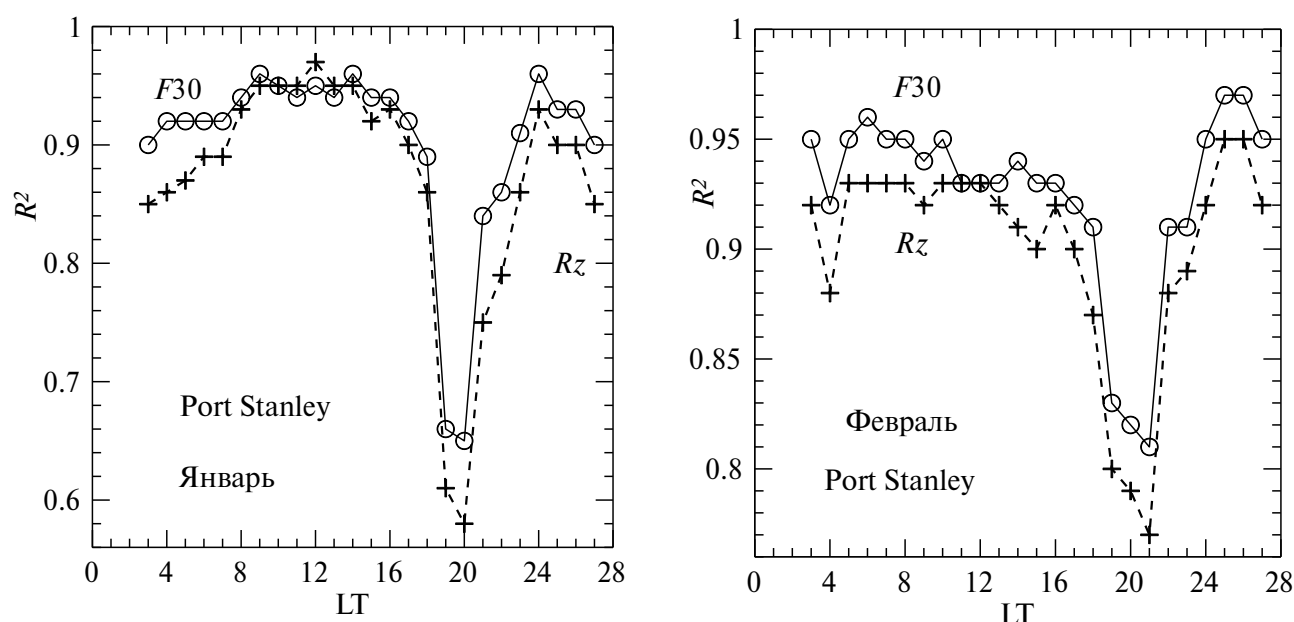


Рис. 8. Изменение величины R^2 с LT в январе и феврале для ст. Port Stanley.

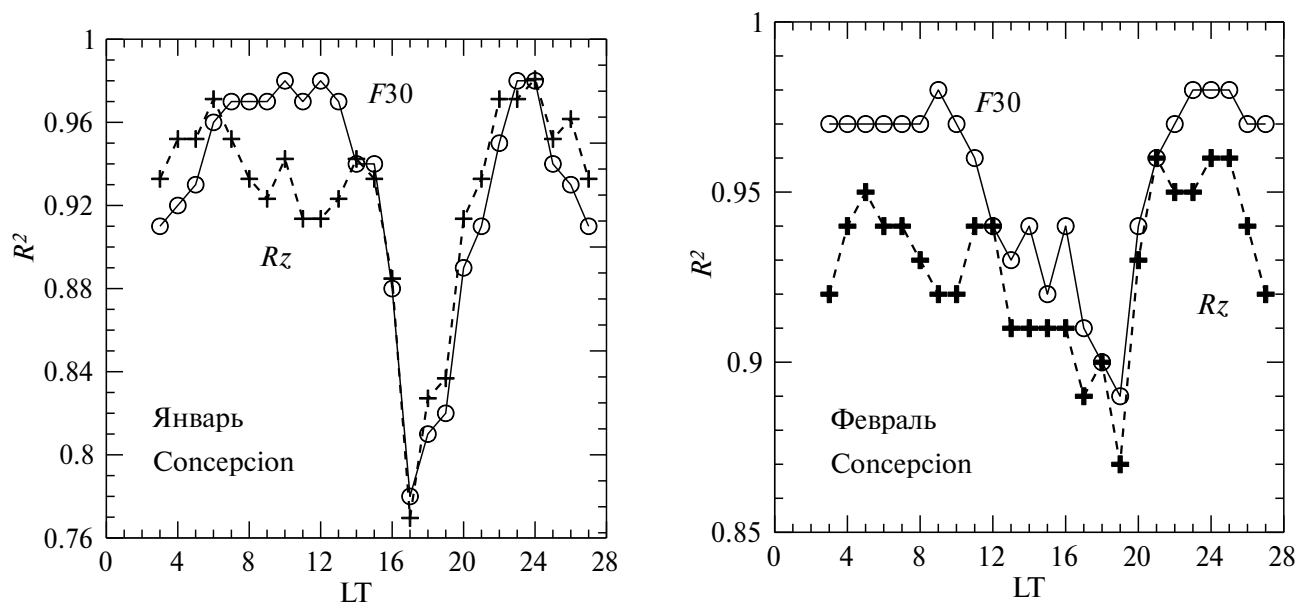


Рис. 9. Изменение величины R^2 с LT в январе и феврале для ст. Consercion.

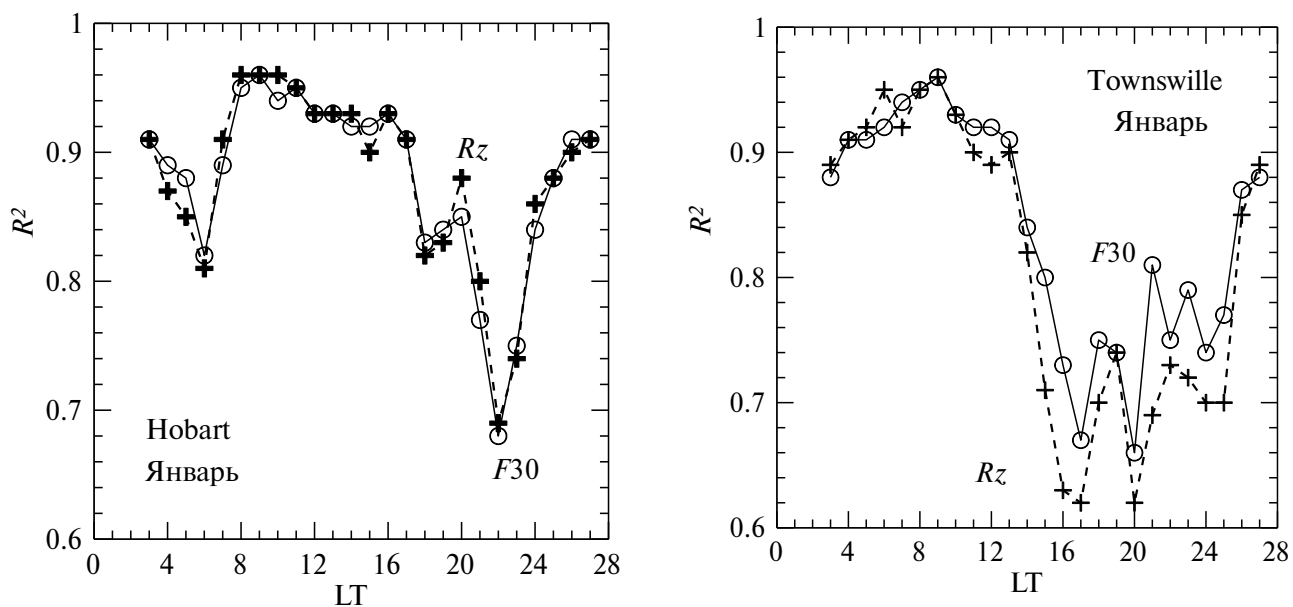


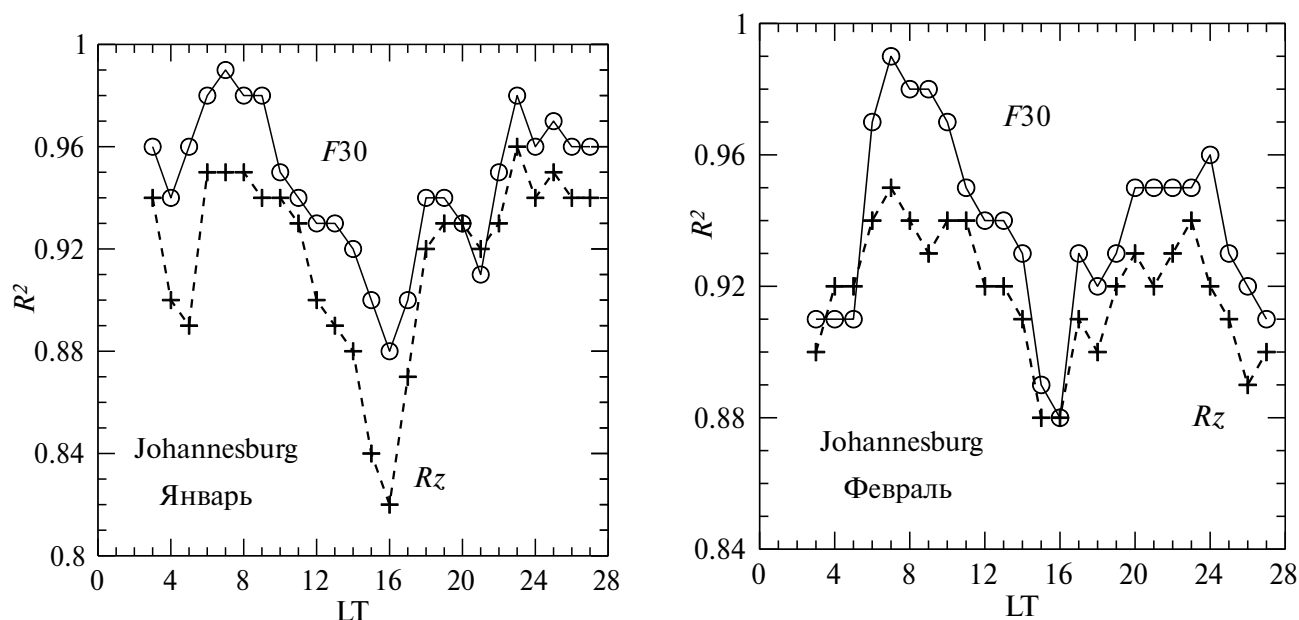
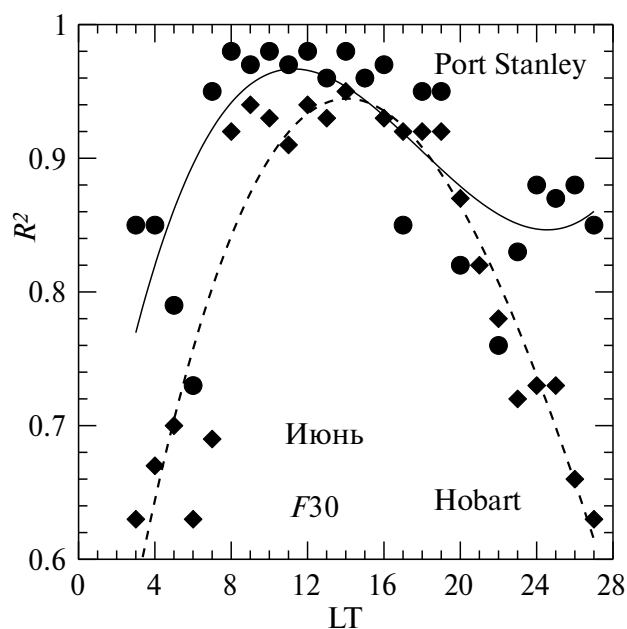
Рис. 10. Изменение величины R^2 с LT для австралийских станций.

полушарии — Johannesburg, расположенный в той же долготной зоне, что и ст. Slough и Moscow. Результаты приведены на рис. 11.

Как видно из этого рисунка, для ст. Johannesburg в летний месяц характерно то же отсутствие выраженного суточного хода величины R^2 , что и для четырех других Южноамериканских станций. Контраст с зимней ситуацией на этом рисунке виден особенно ярко — в полдень (когда в зимние месяцы величина R^2 максимальна) эта величина меньше, чем в ранние утренние и ночные часы.

Хотя зимняя ситуация подробно рассмотрена в параграфе 2, мы для контроля рассмотрели зависимость R^2 от LT на двух станциях Южного полушария в зимний месяц июнь. Результаты приведены на рис. 12.

Как видно из этого рисунка, в зимнем месяце июне для обеих станций наблюдается суточный ход R^2 подобный тому, что был получен в параграфе 2 для станций Северного полушария в январе и феврале. В данных для обеих станций хорошо видно дневное “плато” с высокими и мало меняющимися

Рис. 11. Изменение величины R^2 с LT для ст. Johannesburg.Рис. 12. Изменение величины R^2 с LT для ст. Port Stanley и Hobart в июне.

величинами R^2 и падение этих величин к ночным часам.

Таким образом, анализируя данные станций Южного полушария для тех же месяцев, что и Северного, мы подтвердили наличие выраженной сезонной разницы суточных вариаций величины R^2 : зимой видны хорошо выраженные суточные вариации R^2 с высокими величинами в дневное время и падение этих величин к ночи, тогда как летом такие вариации

отсутствуют и ход R^2 с LT хаотичен. Иначе говоря, в летние месяцы трудно сказать, в какое время суток зависимость $foF2$ от СА лучше выражена.

Что касается описания поведения $foF2$ разными индексами, то для всех рассмотренных ситуаций в обоих полушариях и в оба сезона суточный ход R^2 для F30, $Ly-\alpha$, $MgII$, и F10.7 примерно одинаков, но величины R^2 для F30 систематически выше, чем для других индексов, что позволяет нам подтвердить наши предыдущие выводы о том, что индекс F30 является наилучшим для описания зависимости $foF2$ от СА. А вот число солнечных пятен явно плохо описывает поведение R^2 . Суточный ход R^2 для Rz заметно нарушается, а сама величина в подавляющем большинстве случаев заметно меньше, чем для четырех других индексов. Соответствующая статистика приведена в таблицах 1—3. Они показывают, что эта разница особенно заметна в ночные часы.

Таблица 3. Величины $\Delta(F30-Rz)_c$ и $\Delta(F30-Rz)_n$ для разных ситуаций

Станция	$\Delta(F30-Rz)_c$	$\Delta(F30-Rz)_c$	$\Delta(F30-Rz)_n$	$\Delta(F30-Rz)_n$
	Январь	Февраль	Январь	Февраль
Port St	0.030	0.023	0.050	0.029
Concepcion	0.007	0.025	—	0.033
Hobart	0	0.006	0	—
Townsville	0.030	0.020	0.054	0.028
Johannesburg	0.028	0.020	0.030	0.025

4. ОБСУЖДЕНИЕ

При поисках трендов $foF2$ проблеме правильно-го учета солнечной активности уделяется особенно большое внимание.

Lean et al. [2011] рекомендовали использовать $MgII$ вместо $F10.7$ для анализа ТЕС в период глубокого минимума СА 2008—2009 гг., а Perna and Pezzopane [2016] рекомендовали использовать $MgII$, а не $F10.7$, при поиске трендов $foF2$ по данным ст. Rome. Gulyaeva et al. [2018] рекомендовали $MgII$ как наилучший индекс для построения эмпирических ионосферных моделей.

Отметим еще работы аргентинской группы [de Haro Barbás and Elias, 2020; de Haro Barbás et al., 2020; 2021; Zossi et al., 2023]. de Haro Barbás et al. [2023] пришли к выводу, что для описания поведения $foF2$ с помощью модели IRI наилучшим индексом является $MgII$.

В серии публикаций [Laštovička, 2021a, b; 2022; 2023; Laštovička and Buresova, 2023; Sivakandan et al., 2022] подробно обсуждается вопрос о том, какие индексы СА дают наилучшие результаты при поиске трендов $foF2$ и foE . Наиболее часто лучшими признаются индексы $MgII$ и $F30$. В недавней работе Laštovička [2023] получено, что наиболее значимые отрицательные тренды $foF2$ выделяются при использовании для удаления эффектов СА именно индекс $F30$.

Все сказанное выше призвано показать, что вопрос о зависимости $foF2$ от СА очень важен для злободневной проблемы долговременных трендов критической частоты слоя $F2$, и его изучение на основании сегодняшних данных об основных индексах СА представляется актуальным. В частности, важно понять, как качество описания вариаций $foF2$ с уровнем солнечной активности зависит от выбора конкретного индекса СА и изменяется со временем суток и сезоном.

В предыдущей работе авторов [Данилов и Бербенева, 2023] вопрос о лучшем индексе для описания зависимости $foF2$ от СА был рассмотрен на основании анализа данных ст. Juliusruh. В данной работе мы поставили целью подробно проанализировать качество описания изменения $foF2$ со временем теми же пятью индексами СА ($Ly-\alpha$, $MgII$, Rz , $F30$ и $F10.7mon$), анализируя данные станций, расположенных в различных регионах.

Основными результатами этого анализа являются следующие. Для станций Северного полушария в зимние месяцы январь и февраль для четырех индексов СА получается хорошо выраженный суточный ход величины R^2 , которая рассматривается как мера качества описания зависимости $foF2$ от СА для данного индекса. Для станций Южного полушария в те же месяцы получается картина, характерная для лета — выраженный суточный

ход отсутствует и зависимость R^2 от LT носит хаотичный характер.

Подтвержден вывод предыдущей работы о том, что индекс $F30$ является лучшим для описания зависимости $foF2$ от СА, а индекс Rz — худшим.

Ряд полученных новых результатов вызывают интерес и требуют специального анализа с точки зрения физики ионосферных процессов. Почему зимой описание зависимости $foF2$ от СА для всех индексов лучше днем, чем ночью? Наиболее простое объяснение состоит в том, что малые значения $foF2$ ночью просто менее надежно измеряются ионозондом, что и приводит к более сильному разбросу точек. Однако не исключено, что причина сложнее. Возможно, в ночных условиях ослабляется зависимость $foF2$ от солнечного ультрафиолета (который и описывается индексами СА) за счет того, что на равновесную концентрацию электронов начинают действовать другие процессы, например потоки энергичных корпускул, или потоки плазмы из плазмосферы. Именно на слабую зависимость $foF2$ от СА ночью из-за доминирующей роли этих потоков указывается в монографии Кринберга и Тащилина [1984].

Совершенно неясно, почему в летние месяцы отсутствует суточный ход R^2 , хорошо выраженный в зимние месяцы. Почеркнем, что в данной работе этот вывод получен с использованием двух подходов — одни и те же станции, но разные месяцы, и одни и те же месяцы (январь и февраль), но станции в разных полушариях.

Данная статья направлена на выявление указанных особенностей, их детальное объяснение в рамках физики ионосферы выходит за рамки этой статьи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель данной работы — проанализировать качество описания поведения критической частоты слоя $F2$, $foF2$, различными индексами СА, чтобы подтвердить выводы предыдущей работы авторов, основанные на анализе только данных ст. Juliusruh. В данной работе анализировались измерения $foF2$ на шести станциях Северного полушария и пяти станциях Южного.

Все три основных вывода Данилова и Бербеновой [2023] получили хорошо обоснованное подтверждение. В зимние месяцы зависимость $foF2$ от СА гораздо лучше описывается в дневной период, чем в ночной. Индекс $F30$ является наилучшим из четырех индексов СА, в целом хорошо описывающих эту зависимость. Индекс Rz описывает эту зависимость много хуже как в летние, так и в зимние месяцы. Хорошо выраженная зависимость $R2$ от местного времени наблюдается для четырех

основных индексов в зимние месяцы, но отсутствует в летние.

Отмечен еще ряд особенностей поведения R^2 в течение суток и года, которые могут представлять интерес для анализа в рамках физики ионосферных процессов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Величины солнечных индексов взяты с сайта LI-SIRD (<https://lasp.colorado.edu>). Медианы $foF2$ взяты из банка Дамбольдта на сайте (<https://downloads.sws.bom.gov.au/wdc/iondata/medians/>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д., Бербенева Н.А. Статистический анализ зависимости критической частоты $foF2$ от различных индексов солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2023. Т. 63. № 5. С. 610—629. <https://doi.org/10.31857/S0016794023600588>
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. № 4. С. 411—435. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040045>
- Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 1984.
- de Haro Barbás B.F., Elias A.G. Effect of the inclusion of solar cycle 24 in the calculation of $foF2$ long-term trend for two Japanese ionospheric stations // Pure Appl. Geophys. 2020. V. 177. P. 1071—1078.
- de Haro Barbás D.F., Elias A.G., Fagre M., Zossi B.F. Incidence of solar cycle 24 in nighttime $foF2$ long-term trends for two Japanese ionospheric stations // Stud. Geophys. Geod. 2020. V. 64. P. 407—418. <https://doi.org/10.1007/s11200-021-05489>
- de Haro Barbás D.F., Elias A.G., Venchiarutti J.V., Fagre M.M., Zossi B.S., Jun G.T., Medina F.D. MgII as a solar proxy to filter F2-region ionospheric parameters // Pure Appl. Geophys. 2021. V. 178. P. 4605—4618.
- de Haro Barbás B.F., Zossi B.S., Jun G.T., et al. Performance of the IRI-2016 and IRI-Plas 2020 considering MgII as EUV solar proxy // Adv. Space Res. 2023. V. 72. № 6. P. 2406—2417. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.06.007>
- Gulyaeva T.L., Arikani F., Sezen U., Poustovalova L.V. Eight proxy indices of solar activity for the International Reference Ionosphere and Plasmasphere model // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2018. V. 172. P. 122—128. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.03.025>
- Laštovička J. What is the optimum solar proxy for long-term ionospheric investigations? // Adv. Space Res. V. 67. № 1. P. 2—8. 2021a. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.07.025>
- Laštovička J. The best solar activity proxy for long-term ionospheric investigations // Adv. Space Res. V. 68. P. 2354—2360. 2021b. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.06.032>
- Laštovička J. Long-term changes in ionospheric climate in terms of $foF2$ // Atmosphere. 2022. V. 13. № 1. P. 110. <https://doi.org/10.3390/atmos13010110>
- Laštovička J. Dependence of long-term trends in $foF2$ at middle latitudes on different solar activity proxies // Adv. Space Res. 2023. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.09.047>
- Laštovička J., Burešová D. Relationships between $foF2$ and various solar activity proxies // Space Weather. 2023. V. 21. e2022SW003359. <https://doi.org/10.1029/2022SW003359>
- Lean J., Emmert J.T., Picone J.M., Meier P.R. Global and regional trends in ionospheric electron content // J. Geophys. Res. Space, 2011. V. 116. A00H04. <https://doi.org/10.1029/2010JA016378>
- Perna L., Pezzopane M. $foF2$ vs solar indices for the Rome station: looking for the best general relation which is able to describe the anomalous minimum between cycles 23 and 24 // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2016. V. 148. P. 13—21. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.08.003>
- Sivakandan M., Mielich J., Renkowitz T., Chau J.L., Jaen J., Laštovička J. Long-term variations and trends in the E, F and sporadic E (Es) layer over Juliusruh, Europe // J. Geophys. Res.—Space. 2022. V. 128. e2022JA031097. <https://doi.org/10.1029/2022JA031097>
- Zossi B.S., Medina F.D., Jun G.T., et al. Extending the analysis on the best solar activity proxy for long-term ionospheric investigations // Proc. Royal Society A. 2023. V. 479. № 2276. <https://doi.org/10.1098/rspa.2023.0225>

Dependence of $foF2$ on Solar Activity Indices Based on the Data of Ionospheric Stations of the Northern and Southern Hemispheres

A. D. Danilov^{1, *}, N. A. Berbeneva²

¹ *Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia*

² *Physical Faculty of the Moscow State University, Moscow, Russia*

**e-mail: adanilov99@mail.ru*

An analysis of the dependence of the $F2$ -layer critical frequency on solar activity indices that has been started earlier based on the Juliusruh station data is continued. The data of six stations in the Northern Hemisphere and five stations in the Southern Hemisphere are analyzed in this paper. The determination coefficient R^2 for the $foF2$ dependence on solar activity in each particular situation (station, month, local time) is taken as a measure of the quality of that dependence. The conclusion that a well-pronounced diurnal variation in R^2 is observed in the winter months is confirmed for four solar activity proxies: this value is maximum and changes weakly in the daytime but decreases substantially to the nighttime hours. It is found that the $F30$ proxy is the best solar proxy to describe the $foF2$ behavior in the solar cycle, whereas the sunspot number R_z is the worst. Based on a comparison of the changes in R^2 with LT in the same months at stations of the Northern and Southern hemispheres, it is shown that the aforementioned well-pronounced diurnal behavior in R^2 is observed only in winter and is absent in summer.

УДК 550.338.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДИНАМИКЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ U-ОБРАЗНЫХ ТРЕКОВ НА ИОНОГРАММАХ

© 2024 г. О. А. Ларюнин¹ *, В. И. Куркин¹ **, А. А. Рыбкина¹ ***, А. В. Подлесный¹ ****

¹ Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ РАН), Иркутск, Россия

*e-mail: laroleg@iszf.irk.ru

**e-mail: kurkin@iszf.irk.ru

***e-mail: rybkina@iszf.irk.ru

****e-mail: pav@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.

После доработки 31.10.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Одним из подходов к решению обратной задачи определения параметров ионосферных возмущений служит многократное решение двухточечной задачи с последующим сопоставлением результатов моделирования с экспериментальными данными (ионограммами). Однако с таким подходом обычно связаны значительные временные затраты при расчетах, что не позволяет обрабатывать большие массивы данных зондирования. Описанная в данной работе методика позволяет оперативно определять скорость горизонтального движения ионосферного возмущения по темпам перемещения дополнительной U-образной структуры в область меньших действующих высот на ионограммах вертикального зондирования: для расчета скорости предложено пользоваться готовыми результатами траекторного синтеза, полученными для эталонных фоновых профилей с наложенными на них возмущениями.

DOI: 10.31857/S0016794024020091, EDN: DYLGUT

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде предшествующих работ было показано, что дополнительная U-образная структура (серп) на ионограммах вертикального и слабонаклонного зондирования [Cervera and Harris, 2014; Vybornov et al., 2022] может возникать за счет боковых отражений от горизонтальных градиентов электронной концентрации, связанных с ионосферным возмущением [Munro and Heisler, 1956; Cooper and Cumack, 1986; Lobb and Titheridge, 1977; Lou et al., 2020]. Далее представлены экспериментальные ионограммы с U-образной структурой. Очевидно, что сползание серпа на ионограмме (т. е. его перемещение в область меньших действующих высот и меньших частот) определяется движением перемещающегося ионосферного возмущения (ПИВ) [Вертоградов и др., 2018], и чем быстрее движется возмущение, тем быстрее спадает серп. Один из возможных методов определения горизонтальной скорости перемещения возмущений по экспериментальным ионограммам описан в работе [Laryunin, 2021]. Он основан на траекторном синтезе ионограмм в условиях горизонтально-неоднородной

среды и предполагает многократное численное решение задачи пристрелки лучевых траекторий, в данном случае на нулевую дальность. При этом подразумеваются большие временные затраты при расчетах, что не позволяет обрабатывать большие массивы данных зондирования.

В данной работе предложен иной метод оперативного определения скорости перемещения возмущения. Траекторный синтез здесь изначально выполняется для набора эталонных фоновых высотных профилей с наложенными на них возмущениями, тогда как в дальнейшем, при рассмотрении отдельно взятых экспериментальных событий, достаточно воспользоваться уже готовыми результатами моделирования. В рамках предложенного подхода было рассмотрено несколько сотен событий (обработано несколько тысяч ионограмм), относящихся к январю 2013 г., январю 2016 г. и январю 2022 г. Были использованы данные ЛЧМ-ионозонда ИСЗФ СО РАН, установленного в п. Торы (52°53' N, 103°16' E).

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассмотрим для примера типичный зимний дневной высотный профиль (рис. 1, сплошная линия).

Для дальнейшего моделирования заменим данный профиль параболическим (кривая 1); далее будет показана допустимость такого рода замены в случае прикритических рабочих частот. Зададим вершину параболы в точке максимума слоя (257 км, 9.97 МГц). Потребуем, чтобы парабола проходила через точку перегиба исходного профиля в слое F2, где вторая производная плазменной частоты по координате равна нулю. Это — точка A с координатами (204 км, 6.75 МГц).

Можно видеть, что совпадение профилей в слое F2 ниже максимума достаточно хорошее. При этом расхождение при меньших высотах (при плазменных частотах менее 5 МГц) практически не вносит погрешности при расчете траекторных характеристик на прикритических частотах ($f_{кр} = 10$ МГц). Убедимся в этом с помощью траекторного синтеза: наложим возмущение на исходный высотный профиль и на “эффективный” параболический (кривая 1 на рис. 1), и сравним соответствующие траекторные характеристики.

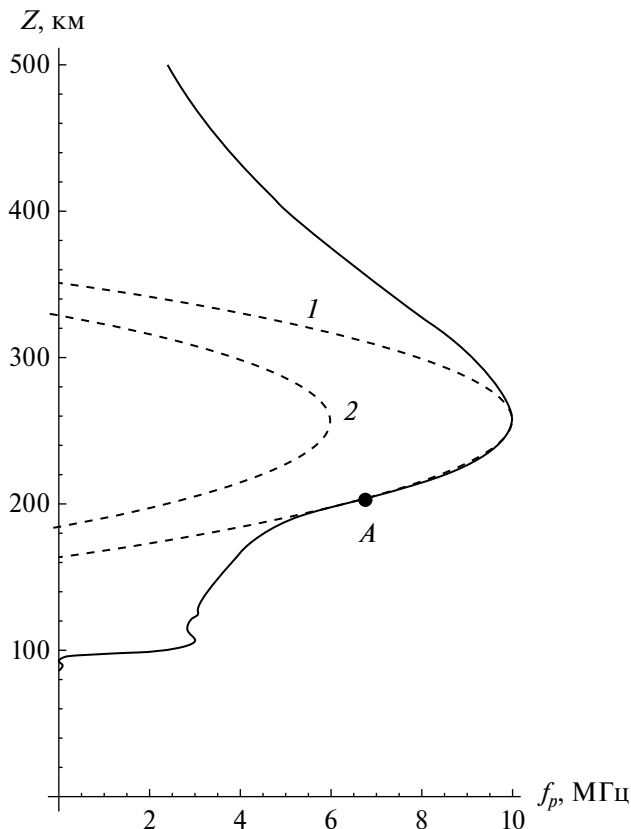


Рис. 1. Высотные зависимости плазменной частоты.

Наложим на параболический фоновый профиль возмущение, которое приводит к появлению типичного дополнительного U-образного трека на ионограмме:

$$\begin{cases} f_p(x, z) = f_{po}(z) \left(1 + \delta \exp \left(-\frac{(x - x_0)^4}{b^4} \right) \right), & x \leq x_0 \\ f_p(z) = f_{po}(z)(1 + \delta), & x > x_0 \end{cases} \quad (1)$$

Зададим характерные параметры возмущения: амплитуда $\delta = 0.64$, пространственный масштаб $b = 70$ км. Центр возмущения соответствует горизонтальной координате $x_0 = 150$ км (рис. 2).

Для рабочей частоты 10.3 МГц вертикальная траектория проходит ионосферу без отражения (критическая частота составляет 10.0 МГц), а боковое отражение отвечает траектории, показанной на рис. 2, левая панель.

В данном случае в результате решения двухточечной задачи (пристрелки) имеем: угол излучения — 14.71° с вертикалью, групповой путь — 889.7 км. При подмене фонового профиля параболическим (рис. 2, правая панель) угол излучения составляет 14.67° с вертикалью (погрешность приближения — 0.3%), групповой путь 888.8 км (погрешность — 0.1%).

Таким образом, для поиска дальнейших закономерностей представляется обоснованным проводить моделирование с параболическими фоновыми профилями.

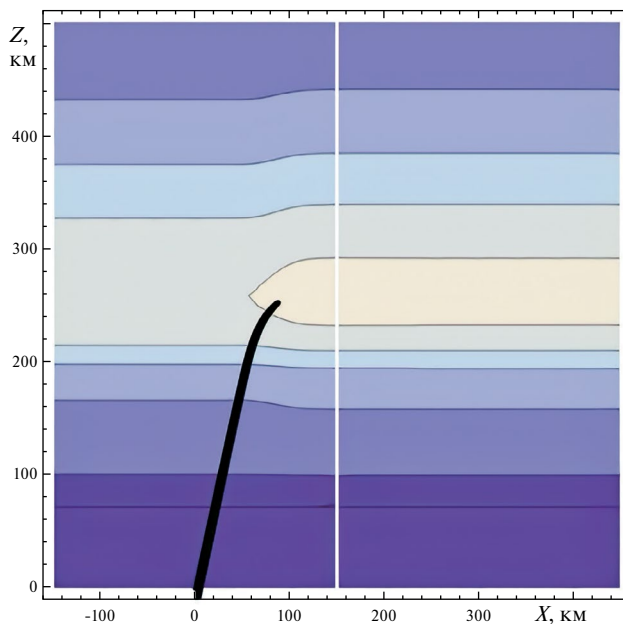


Рис. 2. Лучевые траектории, соответствующие боковому отражению.

Заметим, что на экспериментальных ионограммах сползание серпа вниз со временем в диапазоне, где он уже хорошо визуализируется, но еще не сливается с основным треком, носит обычно квазилинейный характер [Laryunin, 2021], т. е. действующая высота, соответствующая точке минимума серпа, зависит от времени практически по линейному закону. Так, на рис. 3 показана динамика характерной U-образной структуры. Серп опускается практически равномерно, теряя каждую минуту в среднем 16.2 км по действующей высоте.

С другой стороны, квазилинейное сползание имеет место также и для синтезированных ионограмм в предположении постоянной горизонтальной скорости движения возмущения. Так, на рис. 4 показаны результаты моделирования для параболического фонового профиля, приведенного на рис. 1 (кривая 1), на который наложено возмущение вида (1).

Горизонтальная координата центра возмущения x_0 здесь изменяется от 150 до 130 км с шагом 5 км — возмущение приближается к точке зондирования.

При уменьшении x_0 на 5 км серп становится ниже в среднем на 15.5 км по действующей высоте. Сопоставляя темпы сползания на эксперименте (рис. 3) и при моделировании (рис. 4), нетрудно сделать оценку: для данного события смещение возмущения на 5 км по горизонтали происходит примерно за 1 мин, следовательно, $V_{\text{гор}} = 5 \text{ км/мин} = 83 \text{ м/с}$.

Однако, как показывает моделирование, при различных фоновых профилях темпы сползания серпа различаются, и может потребоваться корректировка полученного оценочного значения скорости возмущения. Выясним, как меняется темп сползания серпа при изменении параметров фонового профиля.

На рис. 1 штриховой линией (кривая 2) показан профиль, полученный из исходного (кривая 1) путем уменьшения критической частоты на 4 МГц при неизменной форме параболы. Для этого профиля и для возмущения вида (1) получаем следующий набор синтезированных ионограмм,

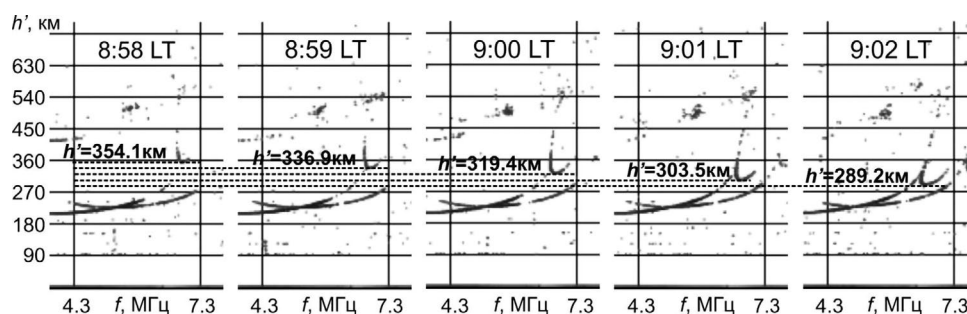


Рис. 3. Фрагменты экспериментальных ионограмм от 04.11.2012. На нижней панели пунктирными линиями показаны уровни минимумов серпа.

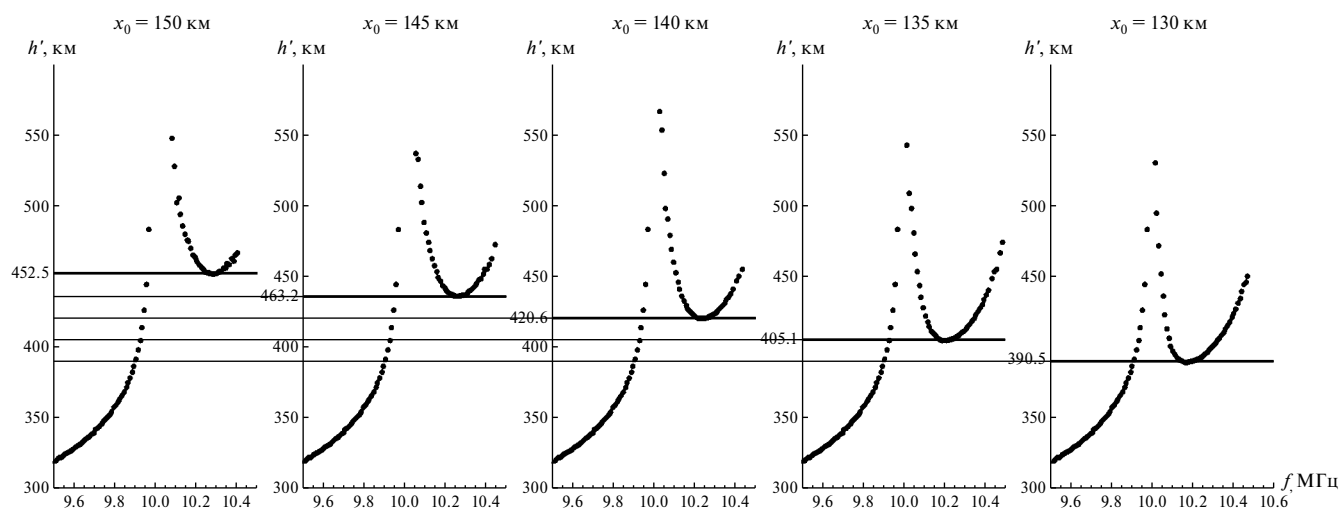


Рис. 4. Сползание синтезированных серпов по квазилинейному закону.

соответствующий положениям возмущения $x_0 = 135, 130, 125, 120$ и 115 км (рис. 5).

Следует отметить, что значения x_0 , при которых серп имеет U-образную структуру, здесь меньше, чем на рис. 4. Однако средний темп сползания серпа здесь составляет 15.1 км на каждые 5 км смещения возмущения по горизонтали, а это практически совпадает с темпами сползания на рис. 4, полученными для исходного профиля (рис. 1, кривая 1). Совпадение объясняется тем, что несмотря на существенную разницу критических частот профилей, отражения для частот, отвечающих серпам, происходят примерно на тех же высотах, и относительные изменения группового пути при движении возмущения идентичны. Более того, моделирование показывает, что при уширении или сужении параболы (но при неизменной высоте максимума) темпы сползания также меняются слабо. Иная ситуация имеет место, когда меняется высота максимума слоя, — высоты отражений теперь меняются значительно, что приводит к существенным изменениям темпов сползания. Таким образом, дальнейшая задача сводится к получению зависимости темпов сползания серпа от высоты максимума слоя.

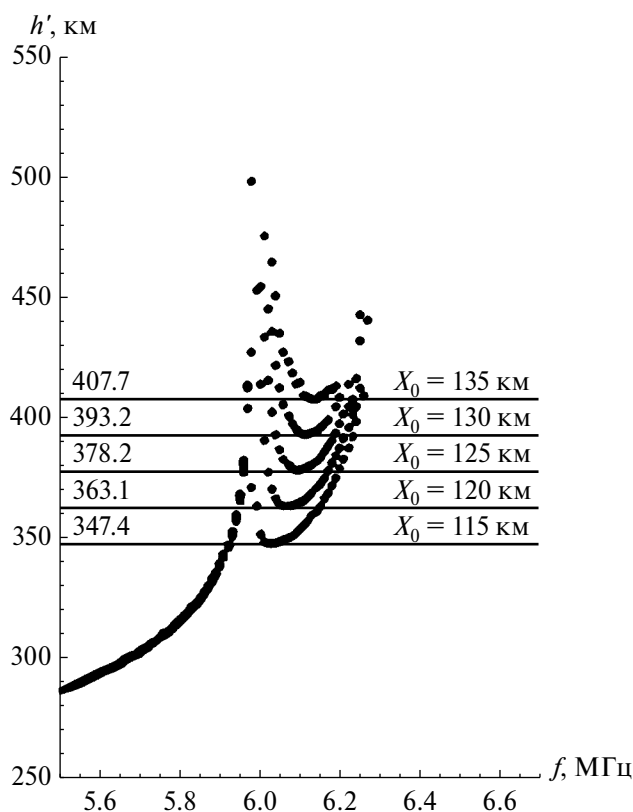


Рис. 5. Последовательность синтезированных серпов, полученных для фонового профиля, показанного на рис. 1 (кривая 2).

Уменьшим высоту максимума слоя на 30 км (до 227 км), не меняя при этом форму профиля. Выполняя моделирование по аналогии с представленным на рисунках 4 и 5, получим, что точка минимума серпа теперь опускается в среднем на 17.3 км по действующей высоте в расчете на каждые 5 км смещения возмущения. Если фоновый слой опустить еще на 30 км до значения $Z_{\max} = 197$ км (рис. 6, кривая *a*), то темп сползания серпа составит 18.3 км на каждые 5 км.

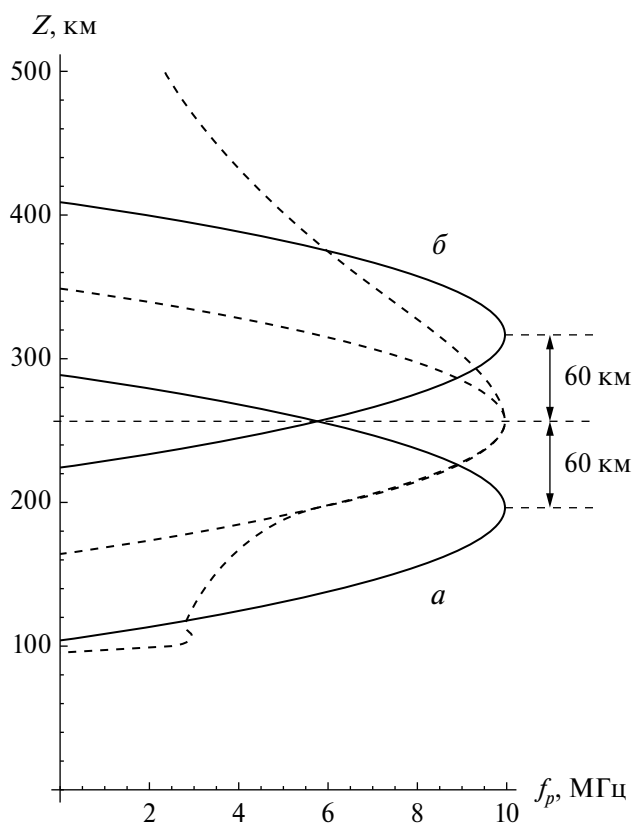


Рис. 6. Изменение высоты максимума высотного профиля.

При увеличении высоты максимума слоя, напротив, наблюдается замедление сползания серпа. Так, для $Z_{\max} = 287$ км имеем 14.3 км на каждые 5 км, при $Z_{\max} = 317$ км (рис. 6, кривая *б*) — 13 км на 5 км.

На рис. 7 показаны соответствующие результаты моделирования. Более быстрый спад серпа отвечает фоновому профилю (*a*): смещение возмущения на 15 км по горизонтали (от $X_0 = 135$ км до $X_0 = 120$ км) влечет за собой сползание серпа на 54.6 км, тогда как для профиля (*б*) то же смещение возмущения на 15 км уже приводит к спаду серпа на 39.9 км.

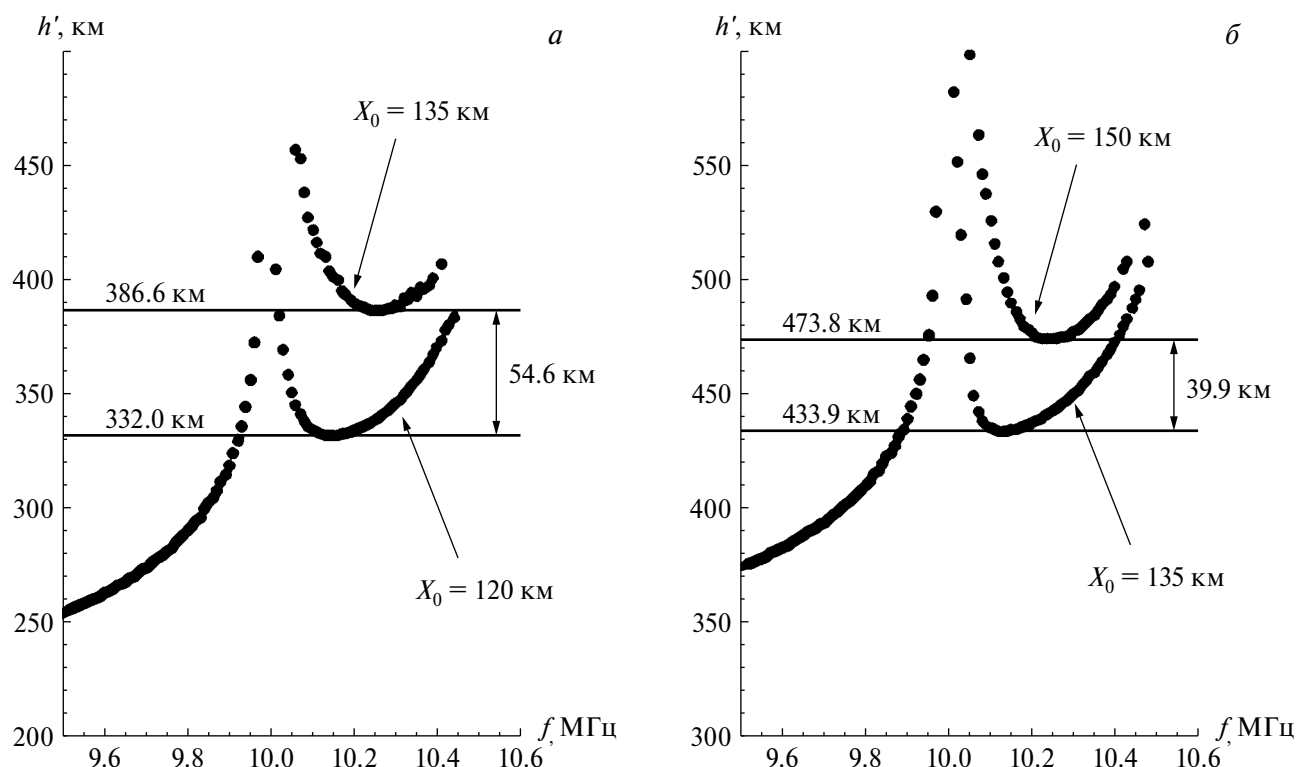


Рис. 7. Быстрый и медленный спад серпа для двух разных фоновых профилей (а) и (б) (рис. 6) при одном и том же сдвиге возмущения на 15 км.

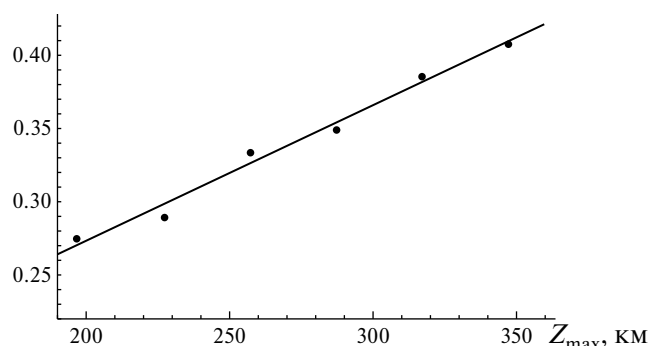


Рис. 8. Коэффициент пересчета из скорости сползания серпа в скорость горизонтального движения возмущения как функция высоты максимума фонового слоя.

Так, например, для профиля с высотой максимума 317 км коэффициент пересчета β из скорости сползания серпа в горизонтальную скорость возмущения равен $\frac{5}{13} \approx 0.38$ (т. е. на каждые 5 км смещения возмущения по горизонтали приходится

13 км сползания соответствующего серпа по ионограмме вниз). Данная точка наряду с другими показана на рис. 8. В результате имеем квазилинейную зависимость коэффициента пересчета от высоты максимума слоя.

Используя линейную регрессию, получим зависимость коэффициента пересчета от высоты максимума слоя в табличном виде (табл. 1).

Таким образом, скорость движения возмущения определяется по темпам спада экспериментального серпа: в нулевом приближении можно использовать эффективный коэффициент пересчета, полученный, например, для $Z_{\max} = 257$ км — он равен 0.33 (табл. 1). Так например, для события, приведенного на рис. 3, нижняя панель, имеем: за четыре минуты серп опустился с 354.1 км до 289.2 км,

и темп спада $v_{\text{серпа}} = \frac{\Delta h'}{\Delta t}$ при этом составил $270.4 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Используя эффективный коэффициент пересчета 0.33, получим скорость горизонтального движения возмущения: $v_{\text{нуб}} = 89.2 \frac{\text{м}}{\text{с}}$.

Таблица 1. Коэффициент пересчета β

$Z_{\max}$	200	210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350
β	0.273	0.282	0.291	0.301	0.310	0.319	0.328	0.338	0.347	0.356	0.366	0.375	0.384	0.393	0.403	0.412

Однако представляется более корректным рассматривать первое приближение, где учитывается зависимость темпов спада от высоты максимума фонового слоя, согласно табл. 1. Отметим, что высота максимума слоя может быть приближенно найдена по ионограмме: восстановление высотного профиля для этого не требуется. Действительно, в параболическом приближении высота максимума равна действующей высоте, соответствующей частоте зондирования $f = 0.834 f_{кр}$ [Дэвис, 1973] (см. рис. 3, верхняя панель: $0.834 \times 7.0 \text{ МГц} = 5.8 \text{ МГц}$). В ходе дальнейшего статистического анализа высоты максимума восстанавливались по “последней спокойной ионограмме” перед событием (т. е. перед появлением серпа). В случаях, когда основной трек недостаточно визуализировался, использовались другие, близкие по времени ионограммы (в пределах нескольких минут).

3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

На рис. 9 представлены гистограммы для января 2013 г. (61 событие), января 2016 г. (179 событий) и января 2022 г. (133 события): по вертикали отложено число событий N , соответствующее данному интервалу скоростей. Например, в январе 2013 г. было зафиксировано семь событий, для которых

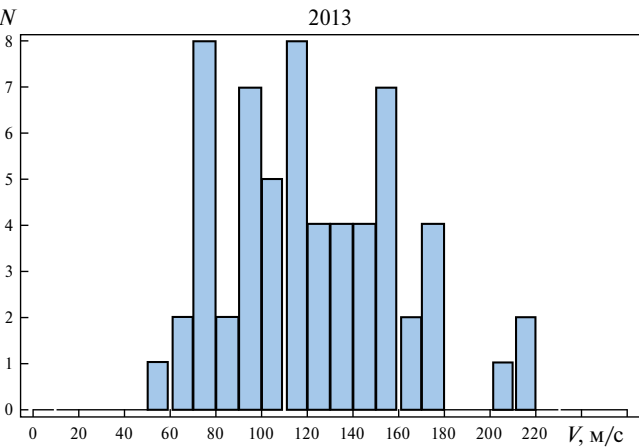


Рис. 9. Гистограмма распределения скорости горизонтального движения ионосферных возмущений.

скорость горизонтального движения возмущения лежит в интервале от 90 до 100 м/с. Расчет скоростей горизонтального движения ПИВ проводился по описанной выше методике. Можно видеть, что средние и медианные значения составляют ~110 м/с, при этом распределение довольно широкое — среднеквадратичное отклонение приблизительно равно 40 м/с (табл. 2).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная методика оперативного определения скорости горизонтального движения ионосферного возмущения была опробована на большом статистическом материале. Сравнение результатов, полученных для трех периодов времени, не позволяет говорить об особенностях, характерных для отдельно взятого периода. Среднее значение скорости возмущений составило 110—120 м/с. При этом имеет место довольно широкое распределение по скоростям: среднеквадратичное отклонение составляет ~40 м/с.

БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ангара” (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

—Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. Моделирование распространения дециметровых радиоволн в условиях волновых возмущений концентрации электронов // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 6. С. 462—473.
—Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 503 с.

Таблица 2. Средние и медианные значения, среднеквадратичное отклонение скорости горизонтального движения возмущений

Время наблюдений	Среднее значение, м/с	Медианное значение, м/с	Среднеквадратичное отклонение, м/с
Январь 2013 г.	121	116	38
Январь 2016 г.	111	107	44
Январь 2022 г.	108	104	41

- Cervera M.A., Harris T.J. Modeling ionospheric disturbance features in quasi-vertically incident ionograms using 3-D magnetoionic ray tracing and atmospheric gravity waves // J. Geophys. Res.—Space. 2014. V. 119. № 1. P. 431—440.
- Cooper J., Cummock C.H. The analysis of travelling ionospheric disturbance with nonlinear ionospheric response // J. Atmos. Solar Terr. Phys. 1986. V. 48. № 1. P. 61—64.
- Laryunin O. Studying characteristics of traveling ionospheric disturbances using U-shaped traces on vertical incidence ionograms // Adv. Space Res. 2021. V. 67. № 3. P. 1085—1089.
- Lobb R.J., Titheridge J.E. The effects of travelling ionospheric disturbances on ionograms // J. Atmos. Terr. Phys. 1977. V. 39. № 2. P. 129—134.
- Lou P., Wei N., Guo L., Feng J., Li X., Yang L. Numerical study of traveling ionosphere disturbances with vertical incidence data // Adv. Space Res. 2020. V. 65. № 4. P. 1306—1320.
- Munro G.H., Heisler L.H. Cusp type anomalies in variable frequency ionospheric records // Aust. J. Phys. 1956. V. 9. P. 343—357.
- Vybornov F., Sheiner O., Kolchev A., Zykov E., Chernov A., Shumaev V., Pershin A. On the results of the special experiment on the registration of traveling ionospheric disturbances by a system of synchronously operating chirp ionosondes // Atmosphere. 2022. V. 13. № 84.

Determination of the Velocity of Ionospheric Disturbances from the Dynamics of Additional U-Shaped Traces on Ionograms

O. A. Laryunin^{1, *}, V. I. Kurkin^{1, **}, A. A. Rybkina^{1, ***}, A. V. Podlesnyi^{1, ****}

¹ Institute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia

*e-mail: laroleg@iszf.irk.ru

**e-mail: kurkin@iszf.irk.ru

***e-mail: rybkina@iszf.irk.ru

****e-mail: pav@iszf.irk.ru

One of the approaches to solving the inverse problem of determining the parameters of ionospheric disturbances is the multiple solution of the “homing-in” problem with the subsequent comparison of the simulation results with the observed data (ionograms). However, this approach is usually associated with significant calculation time costs, which makes it impossible to process large arrays of sounding data. The method described in this paper makes it possible to quickly determine the horizontal velocity of the ionospheric disturbance by descent rate of an additional U-shaped trace moving to lower virtual heights on the vertical ionograms: in order to calculate the velocity, it is proposed to use the results of the ray tracing obtained for the reference background profiles with the disturbances superimposed on them.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ В УСЛОВИЯХ ПОРОГОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

© 2024 г. В. А. Еременко¹, Н. И. Манаенкова^{1, *}

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн

им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: nat_man@mail.ru

Поступила в редакцию 25.02.2023 г.

После доработки 21.10.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Известная задача нелинейного взаимодействия “волна — ионосфера” рассмотрена в условиях пороговой нелинейности. Считается, что нелинейные эффекты возникают только для излучения большой мощности, когда амплитуда волны превысит некоторое пороговое значение. Показана возможность существования сосредоточенных волновых полей в этих условиях. Выявлено, что определенное соотношение параметров нелинейности приводит к увеличению интенсивности радиоизлучения, так как взаимодействие отдельных солитонов может приводить к их слиянию в уединенную волну большей мощности. Наличие пороговой нелинейности может приводить к образованию упорядоченной структуры уединенных волн.

DOI: 10.31857/S0016794024020104, EDN: DYKOYE

1. ВВЕДЕНИЕ

После открытия ионосферного плазменного слоя эта среда стала предметом пристального внимания научного сообщества. Потребности радиосвязи и ее бурное развитие стали мощным стимулом интенсификации исследований процессов распространения радиоволн в ионосферной плазме. Со временем мощность радиоизлучения становилась все больше, и это имело свои положительные моменты: расширение диапазона наблюдаемых величин, совершенствование средств диагностики. Однако увеличение мощности радиоизлучения с неизбежностью приводит к возникновению нелинейных эффектов. Как известно, ионосферная плазма является достаточно разреженной средой, в которой сравнительно велика длина свободного пробега электронов. Таким образом, электрон успевает получить значительную энергию за время одного пробега в электромагнитном поле. Как следствие этого процесса, появление зависимости диэлектрической проницаемости окружающей среды от интенсивности волнового поля. Подобные нелинейные возмущения ионосферной плазмы приводят к эффектам самофокусировки волнового поля.

Теоретические исследования влияния мощного радиоизлучения на эффекты разогрева ионосферной плазмы начались достаточно давно [Гинзбург и Гуревич, 1960]. Дополнительный импульс

исследований в этом направлении дало экспериментальное подтверждение взаимодействия мощного радиоизлучения с ионосферной плазмой при наклонном зондировании ионосферы [Бочкарев и др., 1980; Bochkaev et al., 1982].

Для описания нелинейных волн широкое использование получила так называемая керровская модель нелинейности, в которой принята пропорциональная зависимость нелинейного возмущения диэлектрической проницаемости от квадрата модуля амплитуды волны. В рамках этой модели давно показано существование сосредоточенных волновых полей — солитонов, которые являются очень удобным инструментом зондирования окружающей среды.

Достаточно очевидны и ограничения этой простой модели, поскольку в реальности нелинейные эффекты не могут возникнуть при малой мощности излучения. Так называемый “пробой” среды происходит только тогда, когда амплитуда волны превысит некоторое пороговое значение, и тогда возникает зависимость величины диэлектрической проницаемости от амплитуды волнового поля. Включение пороговой нелинейности в модель распространения радиоизлучения в ионосферной плазме, безусловно, повышает сложность исследований, но зато дает возможность обнаружить новые явления, совсем не характерные для стандартной керровской модели.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается типичная задача распространения радиоволн в ближайшем околоземном пространстве. Учитывая, что в области фокусировки лучей интенсивность сигнала заметно увеличивается, это может привести к возникновению нелинейного взаимодействия радиоволны с ионосферой [Бочкарев и др., 1980].

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

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

где k — волновое число; u — волновое поле; ε — диэлектрическая проницаемость.

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

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

Если волновое поле u представить в виде комплексной функции:

$$u = v \exp(ik\psi),$$

где v и ψ — действительные функции, то уравнение Гельмгольца распадется на два уравнения для действительных величин:

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

Учитывая, что производные функции v вдоль траектории существенно меньше, чем в перпендикулярном направлении, после соответствующих выкладок [Еременко и Манаенкова, 2017] в главном приближении можно получить выражения:

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

Поскольку электрическое поле разогревает среду и создает дополнительное возмущение диэлектрической проницаемости, следовательно, можно считать, что выражение для ε состоит из двух частей: $\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_n$, ε_r — регулярная часть, независимая от волнового поля, и ε_n — возмущение, обусловленное электрическим полем. Мы можем

предположить, что в малой окрестности ε_r — почти константа. Без ограничения общности можно считать, что $\varepsilon = 1 + \varepsilon_n(v^2)$. Перейдя к безразмерным переменным $\xi = kx$, $\eta = ky$, получим в главном приближении типичную задачу нелинейного распространения радиоволн:

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

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

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

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

При $E = 0$ уравнение (2) предполагает существование сосредоточенных волн, при условии, что уравнение $F(t) - \lambda^2 t = 0$ имеет два простых корня: $t = 0$ и $t = t_0 > 0$. Действительно,

$$\eta = \pm \int \frac{dt}{\sqrt{\lambda^2 t^2 - F(t^2)}} + \text{const}.$$

При $t = 0$ $\lambda \eta \rightarrow \pm \ln v$, т.е. $v \approx \exp(-\lambda |\eta|)$, соответственно $v = 0$ на бесконечности. Также без ограничения общности можно выбрать $\eta = 0$ при $t = t_0$. Тогда функция $v(\eta)$ четная, амплитуда максимума волнового пучка есть $v_0 = \sqrt{t_0}$ (центр пучка при $\eta = 0$). Формальное решение будет иметь вид:

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

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

$$v = v_0 / \operatorname{ch}(\lambda \eta), \quad (3)$$

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

3. ПОРОГОВАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ

Далее рассмотрим модель распространения радиоволн в условиях пороговой нелинейности. Будем считать, что нелинейные эффекты возникают только для волн, интенсивность которых превышает некоторое пороговое значение [Ньюэлл, 1989]. Тогда нелинейное возмущение диэлектрической проницаемости может быть представлено формулой

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

где A — пороговое значение, $\theta(v)$ — функция Хэвисайда.

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

Функция $F(v^2)$ в этих условиях имеет вид

$$F(v^2) = \int_0^{v^2} \varepsilon_n(t) dt = \frac{\alpha}{2} (v^4 - A^4) \theta(v^2 - A^2).$$

Нетрудно видеть, что и в этом случае уравнение $F(v) - \lambda^2 t = 0$ имеет два простых корня: $t = \lambda^2 / \alpha + \sqrt{(\lambda^2 / \alpha)^2 + A^4} > 0$ и $t = 0$ и также возможно существование сосредоточенного решения — солитона. В этом случае решение ищется численно посредством интегрирования в области $\eta \geq 0$ уравнения $\frac{dv}{d\eta} = -\sqrt{\lambda^2 v^2 - F(v^2)}$, $v(0) = v_0$. В область $\eta < 0$ решение продолжается четным образом. Локализованные волновые поля в среде с пороговой нелинейностью очень похожи на обычные керровские солитоны, но пучок — более узкий в центре и имеет “длинные хвосты” [Еременко и Манаенкова, 2017]. Но есть одна принципиальная особенность — зависимость эффективной ширины волнового пучка от его амплитуды. Эффективной шириной солитона будем считать окрестность его максимальной амплитуды, в которой сосредоточена половина энергии пучка. Для керровского солитона (3) эта окрестность представляет собой величину $\sqrt{2/\alpha} \ln(3)/v_0$. То есть, эффективная ширина “стандартного” солитона обратно пропорциональна его амплитуде. Для “порогового” солитона (сосредоточенного волнового пучка в условиях пороговой нелинейности) ситуация принципиально другая. В этом случае для определения эффективной ширины сосредоточенного решения вначале посредством численного интегрирования вычисляется полная энергия волнового пучка $E = 2 \int_0^\infty v^2(\eta) d\eta$.

Пределы интегрирования берутся конечные, так как на границе $v(\eta)$ становится исчезающее малой. Затем определяется полуширина пучка σ таким образом, чтобы выполнялось соотношение: $2 \int_0^\sigma v^2(\eta) d\eta = E/2$. Зависимость эффективной ширины пучка от отношения его амплитуды к величине порога нелинейности v_0/A приведена на рис. 1. Видно, что при превышении величины v_0/A некоторого критического значения характер зависимости заметно меняется.

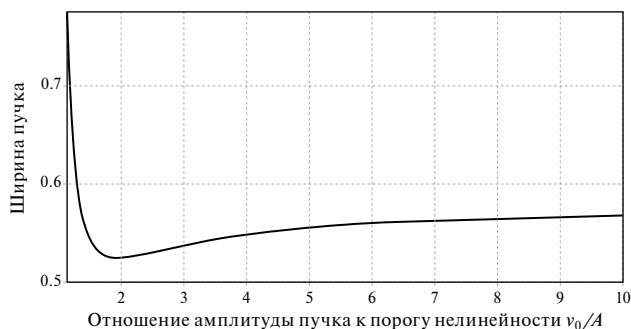


Рис. 1. Зависимость ширины пучка от отношения его амплитуды к величине порога нелинейности.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОРОГОВЫХ СОЛИТОНОВ

Для описания взаимодействия сосредоточенных волновых пучков, сходящихся под малым углом, воспользуемся параболическим уравнением теории дифракции [Фок, 1970]. В безразмерных координатах это уравнение для амплитуды волнового поля u имеет вид

$$2i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + (\varepsilon - 1)u = 0. \quad (4)$$

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

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

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

где $v(\eta)$ есть результат интегрирования уравнения (3); η_0 — координата центра пучка; ϕ — угол выхода пучка. Решая численно задачу (4), находим волновое поле $u(\xi, \eta)$ на каждом сечении $\xi = \text{const}$.

Взаимодействие волновых пучков в средах с пороговой нелинейностью может значительно отличаться от взаимодействия стандартных солитонов в среде с керровской нелинейностью. Если “стандартные” солитоны расходятся после взаимодействия без изменения амплитуды [Ньюэлл, 1989], то “пороговые” солитоны ведут себя значительно сложнее. При относительно небольшом превышении порога A (менее 1.5) солитоны вообще рассыпаются. То есть, в какой-то момент из-за взаимных биений амплитуда сигнала падает ниже порога, вследствие чего задача становится линейной, и волновое поле медленно рассеивается. Но замечательный факт состоит в том, что при увеличении амплитуды взаимодействующих пучков они сначала соединяются в единый конгломерат повышенной интенсивности с высвечиванием некоторой доли энергии [Еременко и Манаенкова, 2019]. И только

при значительном превышении порога нелинейности волновые пучки взаимодействуют аналогично керровским солитонам, проходя сквозь друг друга, также с частичной потерей энергии.

График зависимости максимума нормированной функции u/v_0 от отношения начальной амплитуды пучка к величине порога нелинейности v_0/A приведен на рис. 2.

Для получения этого графика на сечении $\xi = \text{const}$ вычисляется максимум функции $u(\xi, \eta)$, при большом значении ξ , т. е. на достаточно большом расстоянии после взаимодействия пучков. Видно, что при $v_0/A < 1.5$ волновое поле диссипирует, при $1.5 < v_0/A < 2.5$ пучки “слипаются”, и только при $v_0/A > 2.5$ пучки расходятся после взаимодействия. Далее, чем выше превышение амплитуды исходного пучка над значением порога нелинейности, тем ближе картина взаимодействия пороговых солитонов к взаимодействию керровских солитонов, u/v_0 стремится к единице, пучки восстанавливаются.

Следует заметить, что амплитуда пучка, образовавшегося при соединении двух солитонов в единый конгломерат, устанавливается достаточно долго в колебательном режиме.

На рис. 3 приведена зависимость максимума амплитуды волнового поля от расстояния ξ . Такая зависимость наблюдается в диапазоне $1.5 < v_0/A < 2.5$.



Рис. 2. Зависимость максимума волнового поля от отношения начальной амплитуды к величине порога нелинейности.

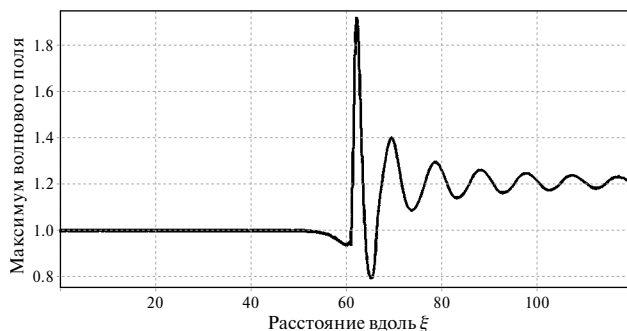


Рис. 3. Амплитуда объединенного волнового пучка в зависимости от расстояния.

В этом диапазоне при $\xi \rightarrow \infty$ волновое поле сосредоточено в окрестности $\eta = 0$. Заметим, что для керровских солитонов в этой области $\eta = 0$, $\xi \rightarrow \infty$ амплитуда поля равна нулю, так как пучки расходятся из области взаимодействия. На этом рисунке можно наблюдать, как колеблется объединенный пучок, тем не менее, амплитуда устанавливается на уровне, примерно на 20% выше исходного пучка.

При многократном взаимодействии большого числа пучков амплитуда будет и далее возрастать, но не более чем в 2.5 раза, по сравнению с пороговым значением, поскольку в дальнейшем пучки перестают слипаться. Очевидно, что при значительном превышении порога нелинейности пороговые солитоны почти восстанавливают свою структуру после взаимодействия, амплитуда пучка приближается к исходной при стремлении v_0/A к бесконечности. Таким образом, мы приходим к некоторому процессу самоорганизации — если облучать плазму достаточно мощным излучением в условиях пороговой нелинейности, получим упорядоченную структуру “пороговых” солитонов вполне определенной амплитуды.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве косвенного подтверждения рассматриваемых явлений обратимся к экспериментам по разогреву ионосферы мощной радиоволной при наклонном распространении. При этом существовали две постановки такого рода экспериментов. В первой серии экспериментов использовался пробный сигнал с траекторией распространения, очень близкой к траектории мощного (греющего) радиоизлучения [Бочкарев и др., 1980; Bochkarev et al., 1982]. Второй подход базировался на использовании диагностического ионозонда, расположенного в средней точке трассы [Sales et al., 1986]. Результаты этих экспериментов были довольно скромными ввиду недостаточной мощности греющего излучения, хотя первый подход позволил обнаружить сам факт взаимодействия волна — ионосфера при наклонном распространении. Позднее была проведена серия экспериментов, объединяющих эти два подхода [Sales et al., 1991; Бочкарев и др., 1992]. В конце концов, тщательное планирование экспериментов с увеличением мощности радиоизлучения и одновременным теоретическим моделированием лучевой структуры волнового поля в плавно-неоднородной среде позволило определить локализацию области возмущения и характер изменения электронной плотности в этой области [Bochkarev et al., 1997]. Эти исследования подтвердили факт порогового взаимодействия волна — ионосфера с образованием области возмущения с пониженной электронной плотностью в окрестности каустического острия в слое $F2$ ионосферы.

6. ВЫВОДЫ

Теория нелинейных волновых процессов получила значительный импульс к развитию после открытия солитонов — сосредоточенных решений уравнения Кортевега—де Фриза. Причем особенно замечательный факт состоит в том, что в условиях нелинейности, солитоны после столкновения выходят из области взаимодействия без изменения формы с сохранением направления движения. Удивительно, что взаимодействие сосредоточенных решений нелинейного уравнения Гельмгольца (керровских солитонов) аналогично взаимодействию гидродинамических солитонов, хотя тип нелинейности совершенно разный. Казалось бы это общая черта уединенных нелинейных волн. Однако, для случая пороговой нелинейности также существуют уединенные волны, — сосредоточенные решения соответствующих волновых уравнений. Эти волны подобны керровским солитонам, но их взаимодействие, при определенном соотношении параметров, может принципиально отличаться от стандартного взаимодействия солитонов. При достаточно мощном излучении можно получить упорядоченную структуру уединенных волн с амплитудой, определяемой уровнем порога нелинейности. Заметим, что в данной ситуации выполнены все три условия для возникновения самоорганизации, сформулированные лауреатом Нобелевской премии И.Р. Пригожиным: наличие порога нелинейности, мощное воздействие, присутствие диссипации в системе [Пригожин и Стенгерс, 1986].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бочкарев Г.С., Еременко В.А., Лобачевский Л.А., Ляной Б.Е., Мигулин В.В., Черкашин Ю.Н. Моделирование воздействия мощной волны на ионосферу при наклонном падении // Геомагнетизм и аэронавигация. 1980. Т. 20. № 5. С. 848—853.
- Бочкарев Г.С., Жильцов А.У., Иванов В.П., Карвецкий В.Л., Черкашин Ю.Н., Чернов Ю.А. Эффект

наклонного радио нагрева по данным вертикального зондирования ионосферы // Геомагнетизм и аэронавигация. 1992. Т. 32. № 1. С. 171—172.

- Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. Нелинейные явления в плазме, происходящие в переменном электромагнитном поле // Успехи физических наук. 1960. Т. 70. № 2. С. 201—246.
- Еременко В.А., Манаенкова Н.И. Влияние типа нелинейности на существование сосредоточенных волн // Успехи современной радиоэлектроники. 2017. Т. 71. № 6. С. 49—54.
- Еременко В.А., Манаенкова Н.И. О взаимодействии солитонов в средах с насыщающейся и пороговой нелинейностью // Тр. XXVI Всероссийской откр. науч. конф. “Распространение радиоволн”. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2019. С. 505—508. С. 505—508.
- Ньюэлл А. Солитоны в математике и физике. М.: Мир, 1989. 325 с.
- Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса. Новый диалог человека с природой. М.: Прогресс, 1986. 432 с.
- Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. Радио, 1970. 476 с.
- Bochkarev G.S., Eremenko V.A., Lobachevsky L.A., Ljanoy B.E., Migulin V.V., Cherkashin Yu.N. Non-linear interaction of decimeter radio waves at close frequencies on oblique propagation // J. Atmos. Terr. Phys. 1982. V. 44. № 12. P. 1137—1141.
- Bochkarev G.S., Krashenninnikov I.V., Sales G.S. The effects of powerful oblique radio transmission on the ionosphere on vertical sounding data // J. Atmos. Terr. Phys. 1997. V. 59. № 18. P. 2305—2311.
- Sales G.S., Reinisch B.W., Dorois C.G., Field E.C., Warber C.R. Ionospheric modification with oblique incident radio waves // Тр. II-го Суздальского симпозиума, ИЗМИРАН. М.: АН СССР, 1986. С. 79.
- Sales G.S., Platt I.G., Hainis D.M., Hang Y., Hecksher J. Recent measurement of oblique HF ionospheric modification // Тр. III-го Суздальского симпозиума, ИЗМИРАН. М.: АН СССР, 1991. С. 221.

Features of Radio Emission Propagation in the Ionosphere under Conditions of Threshold Nonlinearity

V. A. Eremenko¹, N. I. Manaenkova¹, *

¹Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: nat_man@mail.ru

The well-known problem of nonlinear “wave — ionosphere” interaction under conditions of threshold nonlinearity is considered. It is believed that nonlinear effects arise only for high-power radiation, when the wave amplitude exceeds a certain threshold value. The possibility of the existence of concentrated wave fields under these conditions is shown. It is revealed that a certain ratio of nonlinearity parameters leads to an increase in the radio emission intensity, since the interaction of individual solitons can lead to their merging into a higher-power solitary wave. The presence of threshold nonlinearity can lead to the formation of an ordered structure of solitary waves.

УДК 621.371.3:621.396.96

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ СВОЙСТВ ИОНОСФЕРЫ НА ПОЛОСУ ПРОПУСКАНИЯ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО КАНАЛА

© 2024 г. В. П. Пашинцев^{1, *}, М. В. Песков^{1, **}, Д. А. Михайлов^{1, ***}, Н. В. Киселев^{1, ****}¹ Северо-Кавказский федеральный университет (СКФУ), Ставрополь, Россия

*e-mail: pashintsevp@mail.ru

**e-mail: mvpeskov@hotmail.com

***e-mail: mixayloff.dimaaylov@mail.ru

****e-mail: vkicelev@rambler.ru

Поступила в редакцию 12.07.2023 г.

После доработки 23.09.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Проведено теоретическое обоснование и разработка аппаратно-программного комплекса оценки полосы дисперсионных искажений и полосы когерентности замираний в спутниковом (трансионосферном) радиоканале на основе результатов GPS-мониторинга ионосферы. Основу решения этой задачи составляет разработка структурно-физической модели радиоканала, позволяющей одновременно учесть фазовую дисперсию волны и дифракцию на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы. Получены аналитические зависимости полосы дисперсионных искажений и когерентности частотно-селективных замираний от среднего значения и мелкомасштабных флуктуаций полного электронного содержания ионосферы. Показано, что в условиях возмущений ионосферы полоса когерентности замираний может быть намного меньше полосы дисперсионности. В соответствии с полученными зависимостями разработана структура построения аппаратно-программного комплекса оценки полосы дисперсионности и когерентности спутникового радиоканала на основе усовершенствования метода GPS-мониторинга полного электронного содержания ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями.

DOI: 10.31857/S0016794024020114, EDN: DYGTPK

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [Колосов и др., 1969; Черенкова и Чернышов, 1984; Калинин и Черенкова, 1971; Тепляков, 1984; Маслов и Пашинцев, 2006], что при использовании в системах спутниковой связи (ССС) несущих частот в диапазоне $f_0 = 1\text{--}10$ ГГц ширина спектра передаваемых сигналов (F_0) ограничена полосой дисперсионных искажений ($F_0 \leq F_d$) трансионосферного радиоканала. Ее величина определяется функциональной зависимостью $F_d = \psi(f_0, \bar{N}(z_m))$ от несущей частоты f_0 волны (сигнала) и среднего значения электронной концентрации ($\bar{N}$) на высоте максимума ионизации (z_m) ионосферы $\bar{N}(z_m)$. На трассе распространения радиоволны (РРВ) с несущей частотой $f_0 = 1$ ГГц через нормальную (невозмущенную) среднеширотную ионосферу с наибольшим значением $\bar{N}(z_m) \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}$ (днем зимой) полоса дисперсионных искажений составляет $F_d = 40\text{--}100$ МГц [Колосов и др., 1969].

Наличие мелкомасштабных неоднородностей (флуктуаций) электронной концентрации (ЭК) на высоте (z_m) слоя F нормальной ионосферы, величина которых обычно составляет $\Delta N(z_m) \approx (10^{-3} - 10^{-2})\bar{N}(z_m)$, обуславливает возможность появления замираний (мерцаний, сцинтилляций) сигнала на входе приемника ССС только на частотах $f_0 < 0.1\text{--}0.5$ ГГц [Альперт, 1972; Колосов и др., 1969; Davies, 1990]. В этих условиях полоса когерентности замираний в трансионосферном радиоканале определяется функциональной зависимостью $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N}(z_m))$ от несущей частоты f_0 волны и среднеквадратического отклонения (СКО) мелкомасштабных флуктуаций ЭК на высоте максимума ионизации слоя F ионосферы $\sigma_{\Delta N}(z_m) = \left(\overline{\Delta N^2(z_m)}\right)^{0.5}$. Ее ширина составляет $F_k > 100$ МГц на частоте $f_0 \approx 0.3$ ГГц и $F_k > 1$ ГГц на частоте $f_0 \approx 1$ ГГц [Гудмен и Ааронс, 1990; Кравцов и др., 1983; Спилкер, 1979].

В условиях естественных возмущений ионосферы в области арктических и экваториальных широт величина $\sigma_{\Delta N}(z_m)$ может возрасти на 1–2 порядка по сравнению с невозмущенным состоянием. В этих условиях замирания сигналов в ССС наблюдаются вплоть до частот $f_0 = 6–7$ ГГц, а на несущей частоте $f_0 \approx 1$ ГГц полоса когерентности замираний $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N}(z_m))$ в трансionoсферном радиоканале может сужаться до значений $F_k < 1$ МГц [Спилкер, 1979; Колосов и др., 1969; Yeh and Liu, 1982; Тепляков, 1984; Маслов и Пашинцев, 2006; Рыжкина и Федорова, 2001; Aarons, 1982]. В условиях искусственных возмущений ионосферы в результате инжекции легкоионизирующихся веществ (бария) полоса когерентности замираний в трансionoсферном радиоканале сужается до значений $F_k \approx 0.25$ МГц [Bogusch et al., 1983]. Поэтому последняя может оказаться значительно меньше (на 1–2 порядка) полосы дисперсионных искажений ($F_k \ll F_d$). Если указанные полосы становятся меньше ширины спектра передаваемых в спутниковых радиосистемах сигналов ($F_0 > F_d$ и/или $F_0 > F_k$), их прием сопровождается возникновением дисперсионных искажений и частотно-селективных замираний (ЧСЗ), которые обуславливают значительное снижение показателей качества функционирования спутниковых радиосистем [Bogusch et al., 1983; Маслов и Пашинцев, 2006].

Для выполнения условий устранения дисперсионных искажений ($F_0 < F_d$) и ЧСЗ ($F_0 < F_k$) принимаемых сигналов выбор ширины их спектра F_0 должен осуществляться на основе данных о текущих значениях ширины полосы дисперсионности $F_d = \psi(f_0, \bar{N}(z_m))$ и когерентности $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N}(z_m))$ трансionoсферного радиоканала по результатам мониторинга среднего значения $\bar{N}(h_m)$ и СКО флуктуаций ЭК $\sigma_{\Delta N}(z_m) = \left(\Delta N^2(z_m) \right)^{0.5}$ на высоте максимума ионизации слоя F ионосферы $z_m = 300–400$ км.

Сложность практического решения задачи измерений статистических характеристик неоднородной ионосферы ($\bar{N}(z_m)$, $\sigma_{\Delta N}(z_m)$) на высотах $z_m = 300–400$ км обуславливает необходимость поиска альтернативных путей определения полосы дисперсионности $F_d = \psi(f_0, \bar{N}(z_m))$ и когерентности $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N}(z_m))$ трансionoсферного радиоканала. Наиболее перспективными представляются методы GPS-мониторинга ионосферы с помощью двухчастотных приемников глобальной навигационной системы (ГНСС) типа GPStation-6 [Shanmugam et al., 2012; GPStation-6, 2012; OEM6, 2014]. Последние позволяют измерить полное электронное содержание (ПЭС) ионосферы N_T на трассе РРВ в ГНСС. Это позволяет определить среднее значение полного электронного ПЭС $\bar{N}_T \sim \bar{N}(z_m)$,

которое прямо пропорционально зависит от среднего значения ЭК на высоте максимума ионизации слоя F ионосферы $\bar{N}(z_m)$, а также СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС $\sigma_{\Delta N_T} \sim \sigma_{\Delta N}(z_m)$ на трассе РРВ, которое прямо пропорционально зависит от СКО ЭК на высоте максимума ионизации слоя F ионосферы $\sigma_{\Delta N}(z_m)$ [Pashintsev et al., 2017].

Однако возможности встроенного программного обеспечения аппаратно-программного комплекса приемника GPStation-6 ограничены измерением ПЭС ионосферы (N_T) на трассе РРВ и не позволяют в автоматическом режиме оценивать статистические характеристики мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы ($\bar{N}_T$, $\sigma_{\Delta N_T}$) и зависящие от них полосы когерентности ($F_k = \psi(\sigma_{\Delta N_T}, f_0)$) и дисперсионности ($F_d = \psi(\bar{N}_T, f_0)$) спутникового радиоканала.

Целью статьи является обоснование и разработка аппаратно-программного комплекса оценки полосы дисперсионных искажений и полосы когерентности замираний в спутниковом (трансionoсферном) радиоканале на основе результатов GPS-мониторинга ионосферы.

Для достижения поставленной цели необходимо последовательно решить следующие задачи:

1. Разработки комплексной модели изменения ПЭС в ионосфере с мелкомасштабными неоднородностями. Целевой функцией ее решения являются аналитические зависимости $\bar{N}_T = \psi(\bar{N}(z_m))$ и $\sigma_{\Delta N_T} = \psi(\sigma_{\Delta N}(z_m))$ среднего значения и СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы от среднего значения и СКО мелкомасштабных флуктуаций ЭК ионосферы ЭК на высоте максимума (z_m) ионизации слоя F ионосферы.

2. Разработки структурно-физической модели трансionoсферного радиоканала с дисперсионными искажениями и частотно-селективными замираниями. Целевой функцией ее решения являются аналитические зависимости $F_k = \psi(\sigma_{\Delta N_T}, f_0)$ и $F_d = \psi(\bar{N}_T, f_0)$ полосы когерентности и дисперсионности радиоканала от статистических характеристик ПЭС ионосферы ($\bar{N}_T$, $\sigma_{\Delta N_T}$) и выбора несущей частоты.

3. Сравнительной оценка полос дисперсионных искажений и когерентности замираний в трансionoсферном радиоканале при различных состояниях ионосферы. Целевой функцией ее решения является сравнение частотных зависимостей $F_d = \psi(f_0)$ и $F_k = \psi(f_0)$ при различных значениях $\bar{N}_T$ и $\sigma_{\Delta N_T}$ в условиях нормальной ионосферы и ее возмущений.

4. Разработка структуры построения аппаратно-программного комплекса оценки полосы когерентности $F_k = \psi(\sigma_{\Delta N_T}, f_0)$ и дисперсионности $F_d = \psi(\bar{N}_T, f_0)$ спутникового радиоканала на основе усовершенствования метода GPS-мониторинга ПЭС (N_T) ионосферы.

2. РАЗРАБОТКА КОМПЛЕКСНОЙ МОДЕЛИ ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ С МЕЛКОМАСШТАБНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Известно [Yeh and Liu, 1982; Bogusch et al., 1983; Пашинцев и др., 1999; Блаунштейн и др. 2013; Безлер, 2019; Маслов и Пашинцев, 2006], что воздействие на ионосферу возмущающих факторов естественного происхождения (солнечная активность, землетрясения, извержения вулканов и другие стихийные бедствия) или искусственного (радионагрев, инжекция легкоионизирующихся веществ и т.п.) обуславливает изменение ее электронной концентрации (ЭК) $N(z, \rho)$ не только по высоте (z), но и по горизонтальным координатам ($\rho = x, y$). В этих условиях ЭК описывается совокупностью изменения по высоте z ее среднего значения $\bar{N}(z)$ и пространственных (z, ρ) флуктуаций в неоднородностях ионосферы $\Delta N(\rho, z)$ [Долуханов, 1971]:

$$N(\rho, z) = \bar{N}(z) + \Delta N(\rho, z). \quad (1)$$

Усреднение в (1) идет по горизонтальным координатам ($\rho = x, y$). Поэтому согласно [Долуханов, 1971] и рис. 1а изменение по пространственным координатам (z, ρ) электронной концентрации в ионосфере с мелкомасштабными неоднородностями $N(\rho, z)$ можно представить в традиционном виде плавной кривой без учета неоднородностей в слоях D , E и F ионосферы (когда $\Delta N(\rho, z) = 0$ и $N(\rho, z) = \bar{N}(z)$) с наложенными на нее мелкими “зубчиками”, отражающими флуктуации ЭК

в неоднородностях ионосферы $\Delta N(\rho, z)$, среднее значение которых равно нулю $\overline{\Delta N(\rho, z)} = 0$.

Пространственные неоднородности (флуктуации) ЭК ионосферы $\Delta N(\rho, z)$ достигают наибольшей величины (рис. 1а) на высотах максимально ионизированного слоя F ($z_m \approx 250\text{—}350$ км), где $\Delta N(\rho, z_m) > \Delta N(\rho, z)$. Они могут иметь размеры от единиц метров до сотен километров [Афраймович и Перевалова, 2006; Романова и др., 2022]. Однако в дальнейшем будут рассматриваться только мелкомасштабные флуктуации ЭК $\Delta N(\rho, z) \equiv \Delta N(l)$ с характерным (средним) размером $l_s \approx 10^2 \dots 10^3$ м [Афраймович и Перевалова, 2006; Черенкова и Чернышов, 1984; Калинин и Черенкова, 1971; Колосов и др., 1969] относительно их среднего (фонового) значения $\bar{N}(z)$.

Данные параметры ЭК ионосферы (1) определяют ПЭС ионосферы (или интегральное значение ЭК) на трассе от космического аппарата (КА) ССС до приемника:

$$N_T(\rho) = \int_0^{z_u} N(\rho, z) dz = \quad (2)$$

$$= \int_0^{z_u} (\bar{N}(z) + \Delta N(\rho, z)) dz = \bar{N}_T + \Delta N_T(\rho).$$

Здесь среднее значение ПЭС ($\bar{N}_T$) ионосферы с толщиной z_u можно записать в виде [Тепляков, 1984; Пашинцев и др., 1999]

$$\bar{N}_T = \int_0^{z_u} \bar{N}(z) dz = z_3 \bar{N}(z_m) = z_3 \bar{N}_m; \quad (3)$$

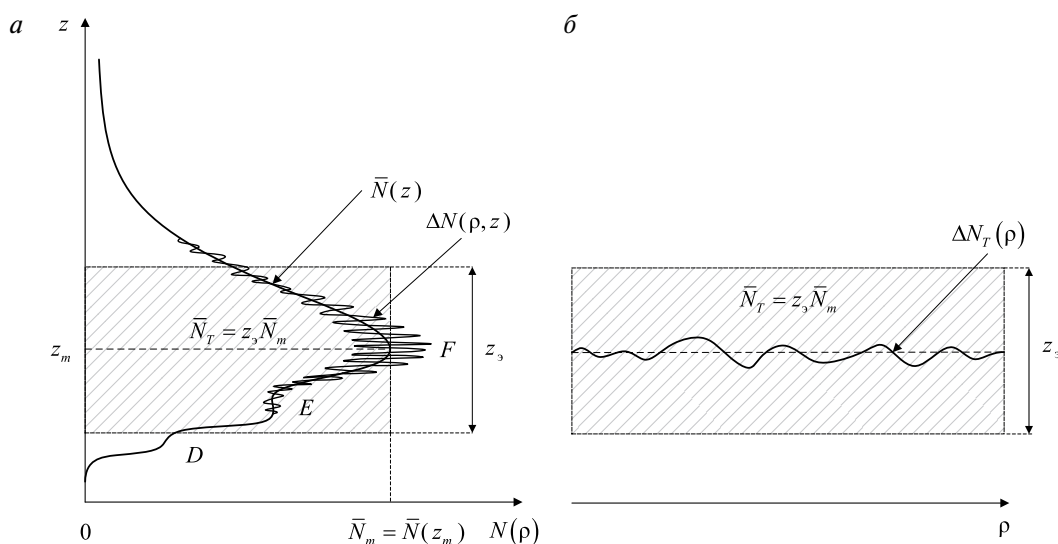


Рис. 1. Распределение по высоте электронной концентрации ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями (а) и комплексная модель изменения ПЭС ионосферы в виде совокупности толстого однородного слоя и тонкого слоя неоднородностей (б).

где $z_3 < z_m$ — эквивалентная толщина ионосферы на высоте $z = z_m$, где ЭК в слое F достигает максимального значения $\bar{N}(z_m) \equiv \bar{N}_m > \bar{N}(z)$. Обычно считают, что ионосфера занимает область от 50—60 км до 1000—1500 км [Гершман и др., 1984; Колосов и др., 1969; Кравцов и др., 1983; Долуханов, 1971]. Поэтому можно считать, что реальная толщина ионосферы составляет $z_m \approx 1000$ км, тогда как эквивалентная толщина ионосферы составляет $z_3 = 100—200$ км [Рыжжина и Федорова, 2001].

Мелкомасштабные флуктуации ПЭС ионосферы на трассе от КА ССС до приемника определяются флуктуациями ЭК в неоднородностях на высоте максимума ионизации $\Delta N(\rho, z_m)$ ионосферы [Пашинцев и др., 1999]

$$\Delta N_T(\rho) = \int_0^{z_m} \Delta N(\rho, z) dz \sim z_3 \Delta N(\rho, z_m). \quad (4)$$

В соответствии с выражением (1) на рис. 1а представлено распределение по высоте ЭК ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями в виде совокупности изменения по высоте z ее среднего значения $\bar{N}(z)$ и пространственных флуктуаций $\Delta N(\rho, z)$ относительно $\bar{N}(z)$. Здесь же показана заштрихованная область, соответствующая выражению (3) для среднего значения ПЭС ионосферы в виде площади прямоугольника $\bar{N}_T = \bar{N}(z_m) z_3 = \bar{N}_m z_3$, у которого одна сторона равна максимальному значению ЭК на высоте z_m максимума ионизации в слое F ионосферы $\bar{N}(z_m) = \bar{N}_m$. Другая сторона прямоугольника соответствует эквивалентной толщине ионосферы z_3 , при которой площадь прямоугольника $\bar{N}_T = \bar{N}_m z_3$ эквивалентна площади под кривой $\bar{N}(z)$, т. е. $\bar{N}_T = \int_0^{z_m} \bar{N}(z) dz$.

Пространственные флуктуации ЭК ионосферы $\Delta N(\rho, z)$ характеризуются нулевым математическим ожиданием $\overline{\Delta N(\rho, z)} = 0$ и СКО $\sigma_{\Delta N}(z) = \left(\overline{\Delta N^2(\rho, z)} \right)^{0.5}$, зависящим от высоты z ионосферы. Отношение СКО мелкомасштабных флуктуаций ЭК ионосферы $\sigma_{\Delta N}(z) = \left(\overline{\Delta N^2(\rho, z)} \right)^{0.5}$ к среднему значению $\bar{N}(z)$ характеризует интенсивность мелкомасштабных неоднородностей [Калинин и Черенкова, 1971; Гершман и др., 1984; Yeh and Liu, 1982]

$$\beta_{\Delta N} = \left(\overline{\Delta N^2(\rho, z)} \right)^{0.5} / \bar{N}(z) = \sigma_{\Delta N}(z) / \bar{N}(z) = \sigma_{\Delta N}(z_m) / \bar{N}(z_m) \approx \text{const}, \quad (5)$$

которая практически одинакова на любой высоте z (включая высоту максимума ионизации z_m).

В соответствии с (5) СКО флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы $\Delta N(\rho, z)$ возрастает с высотой z , достигая максимального значения $\sigma_{\Delta N}$ на высоте максимума ионизации $z = z_m$:

$$\sigma_{\Delta N} = \sigma_{\Delta N}(z_m) = \beta \bar{N}(z_m) > \sigma_{\Delta N}(z) = \beta \bar{N}(z). \quad (6)$$

Пространственные флуктуации ПЭС $\Delta N_T(\rho)$ характеризуются нулевым математическим ожиданием $\overline{\Delta N_T(\rho)} = 0$ и СКО $\sigma_{\Delta N_T} = \left(\overline{\Delta N_T^2(\rho)} \right)^{0.5}$, которое определяется СКО флуктуаций ЭК в неоднородностях на высоте максимума ионизации $\sigma_{\Delta N}(z_m) = \left(\overline{\Delta N^2(\rho, z_m)} \right)^{0.5}$.

При гауссовской корреляционной функции флуктуаций ЭК в ионосфере с характерным (средним) масштабом неоднородностей l_s [Liu et al., 1974] СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС описывается выражением вида [Маслов и Пашинцев, 2006]

$$\sigma_{\Delta N_T} = \left(\overline{\Delta N_T^2(\rho)} \right)^{0.5} = \left(\sqrt{\pi} l_s z_3 \right)^{0.5} \times \times \sigma_{\Delta N}(z_m) = \left(\sqrt{\pi} l_s z_3 \right)^{0.5} \beta_{\Delta N} \bar{N}(z_m), \quad (7)$$

где $\sigma_{\Delta N}(z_m)$ — СКО мелкомасштабных флуктуаций ЭК в неоднородностях ионосферы на высоте максимума ионизации определяется согласно (6).

В соответствии с (3) и (7) комплексную модель изменения ПЭС в ионосфере можно представить в виде совокупности толстого однородного слоя и тонкого слоя неоднородностей, как показано на рис. 1б.

Однородный слой характеризуется эквивалентной толщиной z_3 и средней ЭК $\bar{N}(z_m) = \bar{N}_m$ и описывает среднее значение ПЭС ионосферы (3) $\bar{N}_T = \bar{N}(z_m) z_3 = \bar{N}_m z_3$.

Тонкий слой неоднородностей расположен на высоте максимума ионизации $z = z_m$ и характеризуется нулевым математическим ожиданием $\overline{\Delta N_T(\rho)} = 0$ и СКО (7) $\sigma_{\Delta N_T} = \left(\sqrt{\pi} l_s z_3 \right)^{0.5} \sigma_{\Delta N}(z_m)$.

3. РАЗРАБОТКА СТРУКТУРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО РАДИОКАНАЛА С ДИСПЕРСИОННЫМИ ИСКАЖЕНИЯМИ И ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНЫМИ ЗАМИРАНИЯМИ

Известен [Маслов и Пашинцев, 2006; Пашинцев и др., 2018] подход к построению структурно-физической модели трансионосферного канала связи (КС). Он базируется на комплексном применении методов, разработанных в статистической теории связи (построения многолучевых моделей

КС с замираниями) и статистической радиофизике (методы фазового экрана, параболического уравнения и т.д.) для описания одного и того же процесса распространения радиоволн (РРВ) через неоднородную ионосферу в радиолинии “КА СССР — Земля”. Отождествление полученных данными методами результатов позволило найти зависимости статистических характеристик передаточных функций трансионосферного КС с замираниями от статистических характеристик флуктуаций ЭК (ΔN) в мелкомасштабных неоднородностях ионосферы и несущей частоты (f_0) передаваемого сигнала. В частности, установлена зависимость $F_K = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N}(z_m))$ полосы когерентности замираний в трансионосферном КС от несущей частоты и СКО мелкомасштабных флуктуаций ЭК на высоте максимума ионизации $\sigma_{\Delta N}(z_m)$.

Ранее установлена взаимосвязь $\sigma_{\Delta N}(z_m)$ с СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы (7) $\sigma_{\Delta N_T} = (\sqrt{\pi} l_s z_3)^{0.5} \sigma_{\Delta N}(z_m)$. В этой связи есть основания предполагать, что на основе комплексной модели ионосферы (рис. 1б) и структурно-физического подхода можно получить искомую аналитическую зависимость $F_K = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T})$ полосы когерентности замираний в трансионосферном КС от несущей частоты и СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы $\sigma_{\Delta N_T} = (\Delta N_T^2(\rho))^{0.5}$

на трассе РРВ. Кроме того, учет в комплексной модели ионосферы (рис. 1б) среднего значения ПЭС ионосферы (3) $\bar{N}_T = z_3 \bar{N}(z_m)$ позволит оценить его влияние на полосу дисперсионности ($F_d = \psi(\bar{N}_T, f_0)$) трансионосферного радиоканала.

В рамках структурно-физического подхода и на основе модели ионосферы (рис. 1б) разработаны 2 модели трансионосферного КС (рис. 2) с одновременным учетом ЧСЗ и дисперсионных искажений [Bogusch et al., 1983; Пашинцев и др., 2018; 1999].

Первая модель (рис. 2, левая панель) основана на представлении о множестве лучей, образуемых на поверхности тонкого слоя неоднородностей ПЭС (фазовом экране) $\Delta N_T(\rho) \equiv \Delta N_T(\rho_i)$ и проходящих в точку приема с относительными фазовыми сдвигами $\Delta\phi_i \sim \Delta N_T(\rho_i)/f_0$. Передаваемый с КА СССР комплексный сигнал $\dot{s}_t(t)$ запишем через его комплексную огибающую как [Пашинцев и др., 1999]

$$\begin{aligned} \dot{S}_t(t) &= \sqrt{P_t(t)} \exp[j\Phi_t(t)] = \\ &= \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \exp(j\Omega t) \frac{d\Omega}{2\pi}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $S(t) = \sqrt{P_t(t)}$, $\Phi_t(t)$, $P_t(t)$ и $E_t = \int_{-\infty}^{\infty} P_t(t) dt$ — амплитуда, фаза, мощность и энергия

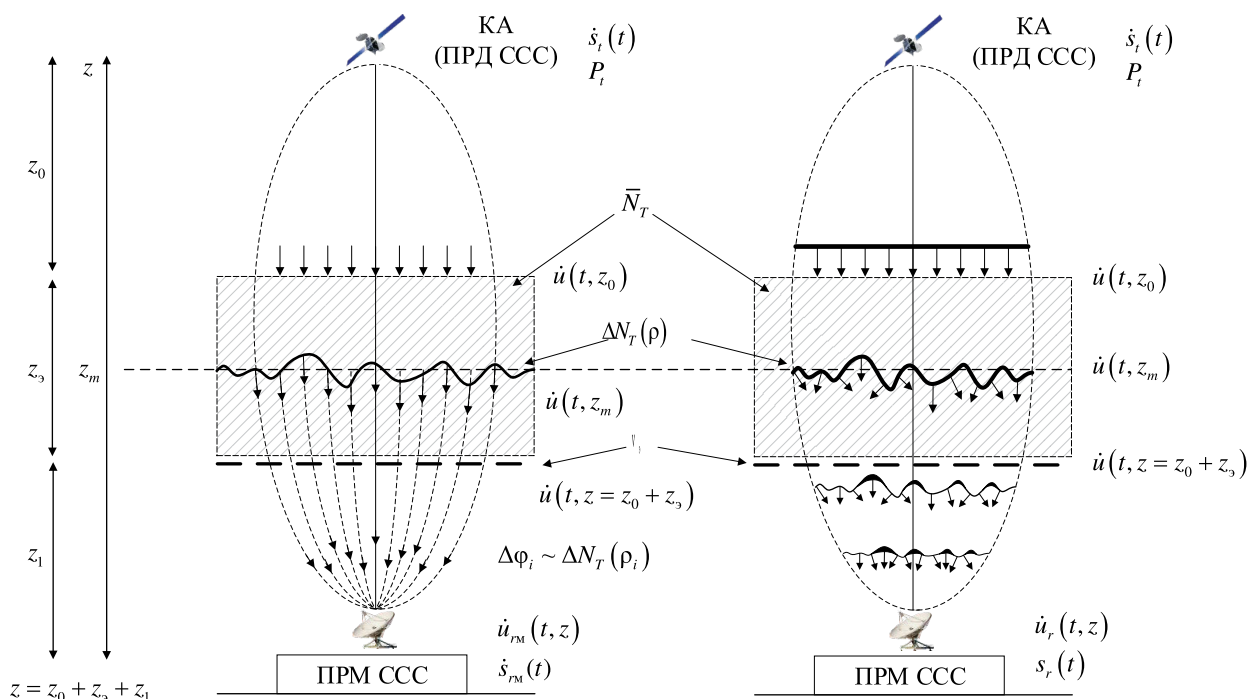


Рис. 2. Модели трансионосферного канала связи на основе представлений многолучевости (левая панель) и дифракции (правая панель) волны на неоднородностях ионосферы.

передаваемого сигнала; $\dot{S}(\Omega)$ — спектр нормированной ($\kappa \sqrt{E_t}$) комплексной огибающей передаваемого сигнала; $\Omega = \omega - \omega_0$ — отклонение частоты спектральных составляющих сигнала относительно несущей $\omega_0 = 2\pi f_0$ в пределах полосы спектра $\Omega_0 = 2\pi F_0 \ll \omega_0 = 2\pi f_0$.

Методика определения принимаемого комплексного сигнала $\dot{s}_r(t)$ включает этапы последовательного расчета комплексного поля волны:

1) на расстоянии z_0 от передатчика (ПРД) КА ССС, т. е. на входе ионосферы $u(t, z_0)$;

2) на высоте z_m максимальной ионизации $\dot{u}(t, z_m)$ с учетом тонкого слоя неоднородностей, характеризуемого пространственными флуктуациями ПЭС ионосферы $\Delta N_T(\rho)$;

3) на расстоянии $z = z_0 + z_3$ от передатчика (ПРД) КА ССС, т. е. на выходе ионосферы $\dot{u}(t, z = z_0 + z_3)$ с учетом эффективной частоты соударений электронов ν_3 для оценки поглощения в ионосфере $W_{\Pi}^2 = \psi(\nu_3 \bar{N}_T)$;

4) в точке приема $\dot{u}_{\text{рм}}(t, z = z_0 + z_3 + z_1)$ множества лучей с относительными фазовыми сдвигами $\Delta\varphi(\rho_i) \equiv \Delta\varphi_i \sim \Delta N_T(\rho_i)$.

Центральными этапами методики определения принимаемого комплексного сигнала $\dot{s}_r(t)$ являются этапы определения комплексного поля волны $\dot{u}(t, z_m)$ на высоте z_m максимальной ионизации с учетом тонкого слоя неоднородностей с пространственными флуктуациями ПЭС ионосферы $\Delta N_T(\rho)$ и комплексного поля волны на выходе ионосферы $\dot{u}(t, z = z_0 + z_3)$.

Поскольку расстояние от КА ССС до верхней границы ионосферы $z_0 > 10^3$ км, то фронт падающие на нее волны будет плоским. На выходе ионосферы с пространственными флуктуациями ПЭС ионосферы $\Delta N_T(\rho)$ фазовый фронт волны на произвольной спектральной составляющей $\omega = \omega_0 + \Omega = 2\pi(f_0 + F)$ будет искаженным и описывается выражением общего вида [Yeh and Liu, 1982; Пашинцев и др., 1999; Маслов и Пашинцев 2006]:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_{03}, \omega) &= \varphi(\rho, z_{03}, \omega_0) + \varphi'(\rho, z_{03}, \omega_0) \times \\ &\times (\omega - \omega_0) + 0.5\varphi''(\rho, z_{03}, \omega_0)(\omega - \omega_0)^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь первое слагаемое характеризует фазовый фронт волны на несущей частоте $\omega_0 = 2\pi f_0$ на выходе ионосферы:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_{03}, \omega_0) &= k_0 z_{03} + \bar{\varphi}(\omega_0) + \Delta\varphi(\rho, \omega_0) = \\ &= \omega_0 [z_{03} / c + \bar{\tau}_\Phi + \Delta\tau_\Phi(\rho)]. \end{aligned} \quad (10)$$

В (10) первое слагаемое $k_0 z_{03} = \omega_0 z_{03} / c$ характеризует набег фазы в свободном пространстве на расстоянии $z_{03} = z_0 + z_3$ от КА ССС до

ионосферы (z_0) и внутри ионосферы с эквивалентной толщиной z_3 ; $k_0 = 2\pi / \lambda_0 = 2\pi f_0 / c = \omega_0 / c$ — волновое число; c — скорость света в вакууме.

Второе слагаемое в (10) характеризует поправку на среднее значение фазового запаздывания волны, обусловленное средним значением ПЭС ионосферы (3) $\bar{N}_T$:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}(\omega_0) &= -\frac{2\pi^2 g}{c \omega_0} \int_0^{z_{\text{и}}} \bar{N}(z) dz = \\ &= -\frac{g\pi}{c f_0} \bar{N}_T = -\frac{80.8\pi}{c f_0} \bar{N}_T = \omega_0 \bar{\tau}_\Phi, \end{aligned} \quad (11)$$

где g — размерный коэффициент, зависящий от заряда (e) и массы (m_e) электрона, диэлектрической проницаемости вакуума (ϵ_0). Обычно [Черенкова и Чернышов, 1984; Маслов и Пашинцев, 2006] принимают, что в системе СИ он имеет значение $g = e^2 / 4\pi^2 m_e \epsilon_0 = 80.8 \text{ [м}^3/\text{с}^2]$;

$$\bar{\tau}_\Phi = -\frac{g}{2c f_0^2} \int_0^{z_{\text{и}}} \bar{N}(z) dz = -\frac{40.4}{c f_0^2} \bar{N}_T = -\bar{\tau}_T, \quad (12)$$

— поправка на среднее значение фазового времени запаздывания волны в ионосфере, равная по величине и противоположна по знаку поправке на среднее значение группового времени запаздывания волны в ионосфере $\bar{\tau}_T = -\bar{\tau}_\Phi$.

Третье слагаемое в (10) характеризует флуктуации (искажения) фазового запаздывания во фронте выходной волны относительно $\varphi(\omega_0)$, обусловленные мелкомасштабными неоднородностями ПЭС $\Delta N_T(\rho)$ ионосферы:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\rho, \omega_0) &= -\frac{2\pi^2 g}{c \omega_0} \int_0^{z_{\text{и}}} \Delta N((\rho, z)) dz = \\ &= -\frac{g\pi}{c f_0} \Delta N_T(\rho) = -\frac{80.8\pi}{c f_0} \Delta N_T(\rho) = \omega_0 \Delta\tau_\Phi(\rho), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta\tau_\Phi(\rho) &= -\frac{g}{2c f_0^2} \int_0^{z_{\text{и}}} \Delta N((\rho, z)) dz = \\ &= -\frac{40.4}{c f_0^2} \Delta N_T(\rho) = -\Delta\tau_T(\rho), \end{aligned} \quad (14)$$

— флуктуации фазового запаздывания волны на выходе неоднородного ионосферного слоя относительно среднего значения (12) $\bar{\tau}_\Phi$, которые равны по величине и противоположны по знаку флуктуациям группового времени запаздывания волны $\Delta\tau_\Phi(\rho) = -\Delta\tau_T(\rho)$.

В соответствии с (10—14) выражение (9) для фазового фронта волны на выходе ионосферы

преобразуется к виду [Маслов и Пашинцев, 2006; Пашинцев и др., 1999]

$$\varphi(\rho, z_{03}, \omega) = \omega_0 [z_{03} / c + \bar{\tau}_\Phi + \Delta\tau_\Phi(\rho)] + \Omega [z_{03} / c + \bar{\tau}_\Gamma + \Delta\tau_\Gamma(\rho)] + \Delta\Phi_d(\Omega), \quad (15)$$

где $\Omega = 2\pi F = 2\pi(f - f_0)$, а поправки на среднее значение и флуктуации группового времени запаздывания волны в ионосфере определяются согласно выражениям (12) $\bar{\tau}_\Gamma = -\bar{\tau}_\Phi$ и (14) $\Delta\tau_\Gamma(\rho) = -\Delta\tau_\Phi(\rho)$.

Последнее слагаемое в (9) и (15) определяется как

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_d(\Omega) &= 0.5\varphi''(\rho, z_{03}, \omega_0)\Omega^2 = \\ &= -0.5g(2\pi\Omega)^2 N_T(\rho) / c\omega_0^3 = \\ &= -\pi g N_T(\rho)(f - f_0)^2 / cf_0^3 \end{aligned} \quad (16)$$

и характеризует нелинейный (по частоте) фазовый сдвиг выходной волны по частоте $\omega = \omega_0 + \Omega$ по сравнению с ω_0 вследствие дисперсионных свойств ионосферы.

В качестве полосы дисперсионных искажений F_d целесообразно [Bedrosian, 1970] выбрать значение $|f - f_0| = F$, при котором

$$|\Delta\Phi_d(\Omega)| = \pi g N_T(\rho)(f - f_0)^2 / cf_0^3 = 1 \text{ рад.} \quad (17)$$

При использовании критерия (17) полоса дисперсионных искажений ионосферы определяется как

$$F_d = (cf_0^3 / g\pi N_T(\rho))^{0.5} = (cf_0^3 / 80.8\pi N_T(\rho))^{0.5}. \quad (18)$$

Это выражение соответствует по виду известным [Иванов и др., 2015] в частном случае отсутствия флуктуаций ПЭС $\Delta N_T(\rho) = 0$ (когда $N_T(\rho) = N_T$).

Следует учесть [Альперт, 1972; Колосов и др., 1969], что в нормальной ионосфере пространственные флуктуации ЭК в мелкомасштабных неоднородностях ионосферы намного меньше ее среднего значения ($\Delta N(\rho, z) / \bar{N}(z) = 10^{-3} - 10^{-2}$). В силу прямо пропорциональной зависимости $\bar{N}_T \approx \bar{N}(z)$ и $\Delta N_T(\rho) \sim \Delta N(\rho, z)$ можно считать, что $\Delta N_T(\rho) / N_T = 10^{-3} - 10^{-2}$ и поскольку $\bar{N}_T \gg \Delta N_T(\rho)$ выражение (18) с учетом (3) сводится к виду

$$\begin{aligned} F_d &= (cf_0^3 / 80.8\pi(\bar{N}_T + \Delta N_T(\rho)))^{0.5} \approx \\ &\approx (cf_0^3 / 80.8\pi\bar{N}_T)^{0.5} = \\ &= f_0^{1.5} (c / 80.8\pi)^{0.5} / (\bar{N}_T)^{0.5} = \\ &= f_0^{1.5} (c / 80.8\pi)^{0.5} / (\bar{N}_m z_3)^{0.5}. \end{aligned} \quad (19)$$

Анализ выражения (19) показывает, что полоса дисперсионных искажений F_d в трансionoсферном радиоканале связана прямо пропорциональной зависимостью с несущей частотой волны $f_0^{1.5}$ и обратно пропорциональной — со средним значением ПЭС ионосферы (3) $N_T^{0.5} = (z_3 \bar{N}_m)^{0.5}$.

Полосу когерентности замираний F_k в трансionoсферном канале связи можно определить на качественном уровне, если проанализировать второе слагаемое в выражении (15) для фазового фронта модулированной волны на выходе ионосферы с мелкомасштабными неоднородностями и записать его в виде детерминированной и случайной составляющих:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z_{03}, \Omega) &= \Omega [z_{03} / c + \bar{\tau}_\Gamma + \Delta\tau_\Gamma(\rho)] = \\ &= \Omega (z_{03} / c + \bar{\tau}_\Gamma) + \Omega \Delta\tau_\Gamma(\rho). \end{aligned}$$

Случайную составляющую с учетом (14) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Omega \Delta\tau_\Gamma(\rho) &= (\omega - \omega_0) \Delta\tau_\Gamma(\rho) = \\ &= 2\pi(f - f_0) 40.4 \Delta N_T(\rho) / cf_0^2 = \\ &= 80.8\pi(f - f_0) \Delta N_T(\rho) / cf_0^2. \end{aligned} \quad (20)$$

Анализ (20) показывает, что флуктуации фазы во фронте выходной волны на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega = 2\pi(f_0 + F)$ будут отличаться от флуктуаций фазового фронта на несущей частоте ω_0 :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\rho, \omega_0) &= \omega_0 \Delta\tau_\Gamma(\rho) = -\omega_0 \Delta\tau_\Phi(\rho) = \\ &= 80.8\pi \Delta N_T(\rho) / cf_0 \sim 80.8\pi z_3 \Delta N(\rho, z_m) / cf_0. \end{aligned} \quad (21)$$

Если в качестве полосы когерентности по аналогии с (17) выбрать значение $|f - f_0| = F_k$, при котором

$$\begin{aligned} 80.8\pi(f - f_0) \Delta N_T(\rho) / cf_0^2 &= \\ &= 80.8\pi F_k \Delta N_T(\rho) / cf_0^2 = 1 \text{ рад,} \end{aligned} \quad (22)$$

то получим

$$\begin{aligned} F_k &= cf_0^2 / 80.8\pi \Delta N_T(\rho) = \\ &= f_0 / \Delta\varphi(\rho, \omega_0) \sim cf_0^2 / 80.8\pi z_3 \Delta N(\rho, z_m). \end{aligned} \quad (23)$$

Анализ полученного качественного выражения (23) показывает, что полоса когерентности замираний F_k в трансionoсферном радиоканале связана обратно пропорциональной зависимостью с флуктуациями фазового фронта выходной волны на несущей частоте (21) $\Delta\varphi(\rho, \omega_0) \sim \Delta N_T(\rho) / cf_0$, которые определяются мелкомасштабными флуктуациями ПЭС ионосферы на трассе от КА ССС до приемника (4) $\Delta N_T(\rho) \sim z_3 \Delta N(\rho, z_m)$.

Амплитудный фронт модулированной волны на выходе ионосферы ($z_{03} = z_0 + z_3$) можно считать неискаженным по сравнению с падающим [Yeh and Liu, 1982; Маслов и Пашинцев, 2006]:

$$A(\rho, z_{03}, \omega) \approx A_0(z_{03}) = \sqrt{P_t(t) K_{oc}(z_{03})}. \quad (24)$$

Это обусловлено тем, что коэффициент ослабления $K_{oc}(z_{03}) \sim W_{03}^2 W_{\pi}^2$ мощности излучаемой волны в свободном пространстве $W_0^2 = (\lambda_0 / 4\pi z_{03})^2 = (c / 4\pi(z_0 + z_3)f_0)^2$ и вследствие поглощения в ионосфере $W_{\pi}^2 = \psi(v_3 \bar{N}_T / f_0^2)$ мало изменяется на различных частотах $\omega = \omega_0 + \Omega = 2\pi f = 2\pi(f_0 + F)$ при использовании узкополосных в радиотехническом смысле сигналов (у которых $f_0 \gg F = F_0$).

В соответствии с выражениями (24) и (15) для амплитудного и фазового фронта волны на выходе ионосферы комплексное поле волны на выходе ионосферы описывается выражением

$$\begin{aligned} \dot{u}(\rho, z_{03}, \omega) &= A_0(z_{03}) \exp(-j\varphi(\rho, z_{03}, \omega = \omega_0 + \Omega)) = \\ &= \sqrt{P_t(t) K_{oc}(z_{03})} \times \\ &\times \exp \left\{ -j \left[\omega_0(z_{03} / c + \bar{\tau}_\Phi + \Delta\tau_\Phi(\rho)) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \Omega(z_{03} / c + \bar{\tau}_T + \Delta\tau_T(\rho)) + \Delta\Phi_D \right] \right\}, \quad (25) \end{aligned}$$

где поправки на флуктуации фазового и группового времени запаздывания волны в неоднородной ионосфере определяются согласно (14) $\Delta\tau_T(\rho) = -\Delta\tau_\Phi(\rho) \sim \Delta N_T(\rho) / f_0^2$.

Процесс дальнейшего распространения волны (25) за ионосферным слоем в свободном пространстве на расстояние z_1 до точки приема (см. рис. 2, левая панель) можно представить как результат суммирования множества лучей $i = 1 \div M$ (где i — целое число от 1 до M), образуемых элементарными участками (ρ_i) на поверхности амплитудно-фазового фронта выходной волны $\dot{u}(\rho_i, z_{03}, \omega = \omega_0 + \Omega)$ с одинаковыми амплитудами $A_0(z_{03})$ и различными начальными фазами $\varphi(\rho_i, z_{03}, \omega = \omega_0 + \Omega)$ и фазовыми сдвигами (21) $\Delta\varphi(\rho_i, \omega_0) = \omega_0 \Delta\tau_T(\rho_i) \sim \Delta N_T(\rho_i) / f_0$. Это позволяет определить комплексное поле волны при многолучевом распространении на входе приемной антенны $\dot{u}_{rm}(t, z)$, комплексный сигнал на входе приемника (ПРМ) ССС (т. е. выходе приемной антенны) $\dot{s}_r(t) \sim \dot{u}_{rm}(t, z)$ и его среднюю мощность $\bar{P}_r(t)$. Комплексная огибающая принимаемого сигнала $\dot{s}_r(t)$ получена в виде [Маслов и Пашинцев, 2006; Пашинцев и др., 1999]

$$\begin{aligned} \dot{s}_r(t) &= \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\Omega) \dot{K}_d(\Omega) \dot{K}(\omega) \times \\ &\times \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi} = \sqrt{E_t} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega) \dot{K}(\omega) \times \\ &\times \exp(j\Omega t') \frac{d\Omega}{2\pi}. \quad (26) \end{aligned}$$

Здесь $\dot{K}_d(\Omega)$ — комплексная передаточная функция трансionoсферного КС, обусловленная нелинейными фазовыми сдвигами спектральных составляющих волны $\Omega = \omega - \omega_0 = 2\pi(f - f_0) = 2\pi F$ из-за дисперсионности ионосферы. Она определяется в соответствии с выражениями (16–19) как

$$\begin{aligned} \dot{K}_d(\Omega) &= \exp[-j\Delta\Phi_d(\Omega)] = \\ &= \exp \left[j \left(\Omega / \Omega_d \right)^2 \right] = \exp \left[j \left(F / F_d \right)^2 \right], \quad (27) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_d &= 2\pi F_d = \left(\frac{c\omega_0^3}{2 \cdot 80.8 \pi^2 \bar{N}_T} \right)^{0.5} = \\ &= 2\pi \left(\frac{c f_0^3}{80.8 \pi \bar{N}_T} \right)^{0.5}. \end{aligned}$$

— полоса когерентности трансionoсферного КС, обусловленная дисперсионными свойствами ионосферы ($\Omega_d = 2\pi F_d$); $\dot{S}_d(\Omega) = \dot{S}(\Omega) \dot{K}_d(\Omega)$ — спектр нормированной комплексной огибающей передаваемого сигнала с учетом его дисперсионных искажений в ионосфере. С учетом взаимосвязи $\Omega_d = 2\pi F_d$ выражение для оценки полосы дисперсионных искажений трансionoсферного КС, выраженной в [Гц], можно записать в виде

$$\begin{aligned} F_d &= \left(c f_0^3 / 80.8 \pi \bar{N}_T \right)^{0.5} = \\ &= f_0^{1.5} (c / 80.8 \pi)^{0.5} / \bar{N}_T^{0.5}, \quad (28) \end{aligned}$$

где f_0 выражена в [Гц], c — [м/с], 80.8 — [м³/с²], $\bar{N}_T$ — [м⁻²].

Отметим, что (28) соответствует полученному ранее качественному выражению (19).

Входящая в (26) комплексная передаточная функция трансionoсферного КС на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega = 2\pi(f_0 + F)$, обусловленная флуктуациями группового времени запаздывания различных участков фронта выходной волны $\Delta\tau_T(\rho_i)$ относительно их среднего значения $\tau_{cp} = z / c + \bar{\tau}_T$, описывается выражением

$$\begin{aligned}\dot{K}(\omega) &= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j(\omega_0 + \Omega)\Delta\tau_T(\rho_i)] = \\ &= \sqrt{K_{oc}} \dot{K}_H(\omega) = \\ &= \sqrt{K_{oc}} \sum_{i=1}^M \exp[-j80.8\pi(f_0 + F)\Delta N_T(\rho_i) / cf_0^2],\end{aligned}\quad (29)$$

где $K_{oc} = K_{oc}(z)G_r$ — коэффициент ослабления мощности волны на входе приемника с учетом ее ослабления $K_{oc}(z) \sim W_0^2 W_{\Pi}^2$ в свободном пространстве $W_0^2 = (c / 4\pi z f_0)^2$ на расстоянии $z = z_0 + z_3 + z_1$ и поглощения в ионосфере $W_{\Pi}^2 \sim N_T v_3 / f_0^2$ и коэффициента усиления приемной антенны G_r ; $\Delta\tau_T(\rho_i)$ — относительные флуктуации группового времени запаздывания различных участков (ρ_i) фронта волны на выходе неоднородной ионосферы, определяемые согласно (14) $\Delta\tau_T(\rho_i) = -\Delta\tau_{\Phi}(\rho_i) \sim \Delta N_T(\rho_i) / f_0^2$;

$$\begin{aligned}\dot{K}_H(\omega) &= \dot{K}(\omega) / \sqrt{K_{oc}} = \\ &= \sum_{i=1}^M \exp[-j80.8\pi(f_0 + F)\Delta N_T(\rho_i) / cf_0^2]\end{aligned}\quad (30)$$

— нормированная комплексная передаточная функция трансionoсферного КС.

Из (26) следует выражение для средней мощности принимаемого сигнала с ЧСЗ и дисперсионными искажениями в момент времени t :

$$\begin{aligned}\bar{P}_r(t) &= \dot{S}_r(t) \dot{S}_r^*(t) = \\ &= E_t K_{oc} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) K_H(\Omega) \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi},\end{aligned}\quad (31)$$

где

$$K_H(\Delta\Omega) = \overline{\dot{K}_H(\omega_1) \dot{K}_H(\omega_2)} \quad (32)$$

— нормированная двухчастотная корреляционная функция КС; $\dot{K}(\omega_i)$ определяется согласно (29); $\Delta\Omega = \omega_1 - \omega_2 = \Omega_1 - \Omega_2$; $t' = t - z / c - \bar{\tau}_T = t - \tau_{cp}$.

Анализ (30—32) показывает, что нормированная двухчастотная корреляционная функция трансionoсферного КС $K_H(\Delta\Omega) = \overline{\dot{K}_H(\omega_1) \dot{K}_H(\omega_2)}$ зависит от несущей частоты f_0 и мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы $\Delta N_T(\rho_i)$, которые определяют флуктуации фазового фронта выходной волны на несущей частоте (21) $\Delta\phi(\rho, \omega_0) \sim \Delta N_T(\rho) / cf_0$ и полосы когерентности замираний в трансionoсферном радиоканале (23) $F_k = f_0 / \Delta\phi(\rho, \omega_0) = cf_0^2 / 80.8\pi \Delta N_T(\rho)$. Однако в рамках многолучевых моделей трансionoсферного КС получить из выражений (30—32) искомую

аналитическую зависимость $F_k = \Psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T})$ невозможно.

Для решения этой задачи необходимо использовать методы статистической радиофизики, описывающие явление дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы в приложении к трансionoсферному РРВ (рис. 2, правая панель).

Наиболее простым из них является метод фазового экрана, позволяющий определить комплексное поле волны на выходе тонкого слоя неоднородностей (фазового экрана) $\dot{u}(t, z_m)$ ионосферы и на входе приемной антенны $\dot{u}_r(t, z)$. Это позволяет получить выражение для средней интенсивности ($\bar{I}_r$) поля принимаемой волны в следующем виде [Yeh and Liu, 1982; Liu et al., 1974]:

$$\begin{aligned}\bar{I}_r(t) &= \overline{\dot{u}_r(t) \dot{u}_r^*(t)} = E_t K_{oc}(z) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_d(\Omega_1) \dot{S}_d^*(\Omega_2) \times \\ &\times \exp(-\Delta\Omega^2 \sigma_{\Phi}^2 (2 + d_1^2) / 4\omega_0^2) \exp(j\Delta\Omega t') \frac{d\Omega_1}{2\pi} \frac{d\Omega_2}{2\pi},\end{aligned}\quad (33)$$

где $K_{oc}(z) \sim W_0^2 W_{\Pi}^2$ — коэффициент ослабления поля волны на входе приемной антенны $\dot{u}_r(t, z)$; σ_{Φ} — СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы (фазового экрана); $d_1^2 \geq 1$ — параметр, характеризующий нарастание дифракционных эффектов за фазовым экраном.

Сравнительный анализ выражения (33) для средней интенсивности поля принимаемой волны $\bar{I}_r(t)$ при ее трансionoсферном распространении, полученного радиофизическим методом фазового экрана, и выражения (31) для средней мощности принимаемого сигнала $\bar{P}_r(t)$, полученного методами построения многолучевых моделей трансionoсферных КС, указывает на их тождественность. Это позволяет установить следующие взаимосвязи:

$$\begin{aligned}K_H(\Delta\Omega) &= \exp\left[-\left(\frac{\Omega \sigma_{\Phi} (2 + d_1^2)^{0.5}}{4\omega_0}\right)^2\right] = \\ &= \exp\left[-\left(\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_k}\right)^2\right],\end{aligned}\quad (34)$$

где $\Delta\Omega_k = 2\Omega_k$ — полное (удвоенное) значение полосы когерентности $\Omega_k = 2\pi F_k$ трансionoсферного КС, обусловленное проявлением дифракционных свойств неоднородной ионосферы [Liu et al., 1974]:

$$\Delta\Omega_k = 2\Omega_k = 2\omega_0 / \sigma_{\Phi} (2 + d_1^2)^{0.5}. \quad (35)$$

В соответствии выражением (7) при гауссовской корреляционной функции флуктуаций ЭК

в ионосфере СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы (фазового экрана) можно описать выражением [Маслов и Пашинцев, 2006; Пашинцев и др., 2018; Pashintsev et al., 2018; Yeh and Liu, 1982]

$$\sigma_\varphi = \left(\Delta\varphi^2(\rho, \omega_0) \right)^{0.5} = 80.8\pi\sigma_{\Delta N_T}/cf_0, \text{ рад}, \quad (36)$$

а параметр, характеризующий нарастание дифракционных эффектов за фазовым экраном (размещенном на высоте z_m), можно записать в виде [Коваль и др., 2022]

$$d_1^2 = 4(z_m)^2 c^2 / \pi^2 f_0^2 l_s^4, \quad (37)$$

где l_s — характерный (средний) размер мелкомасштабных неоднородностей (100—1000 м).

Заметим, что выражение (36) соответствует выражению для флуктуаций фазового фронта волны (21) $\Delta\varphi(\rho, \omega_0) = 80.8\pi \Delta N_T(\rho) / cf_0$ на несущей частоте $\omega_0 = 2\pi f_0$ на выходе ионосферы, которое на качественном уровне описывает полосу когерентности замираний в трансionoносферном КС (23) $F_k = f_0/\Delta\varphi(\rho, \omega_0) = cf_0^2 / 80.8\pi \Delta N_T(\rho)$.

С учетом (35—37) и взаимосвязи $\Omega_k = 2\pi F_k$ выражение для оценки полосы когерентности трансionoносферного КС, выраженной в Гц, можно записать в виде, аналогичном (23):

$$F_k = f_0/\sigma_\varphi \sqrt{2 + d_1^2} = cf_0^2 / 80.8\pi\sigma_{\Delta N_T} \sqrt{2 + d_1^2}, \text{ Гц}, \quad (38)$$

где f_0 выражена в [Гц], $\sigma_{\Delta N_T}$ — [м⁻²], 80.8 — [м³/с²].

Согласно (36) и (38) уменьшение несущей частоты f_0 и увеличение СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС в ионосфере ($\sigma_{\Delta N_T}$) приводит к увеличению СКО флуктуаций фазы во фронте волны на выходе фазового экрана $\sigma_\varphi \sim \sigma_{\Delta N_T}/f_0$ и уменьшению полосы когерентности $F_k \sim f_0/\sigma_\varphi \sim f_0^2/\sigma_{\Delta N_T}$ замираний в трансionoносферном канале связи.

Таким образом, на основе структурно-физического подхода (комплексного применения методов построения многолучевых КС и радиофизического метода фазового экрана) получено искомое выражение (38) для оценки зависимости $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T})$ невозможно.

Заметим, что аналитические выражения (28) и (38) для оценки зависимостей $F_d = \psi(f_0, \bar{N}_T)$ и $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T})$ получены для случая вертикального ($\alpha = 90^\circ$) трансionoносферного РРВ (рис. 2). При наклонном РРВ через ионосферу под углом $\alpha < 90^\circ$ эквивалентная толщина ионосферы z_3 и расстояние до ФЭ (z_m) возрастают до значений $z_3(\alpha) = z_3 \text{ cosec } \alpha$ и $z_m(\alpha) = z_m \text{ cosec } \alpha$. Поэтому при $\alpha < 90^\circ$ выражение (28) для полосы дисперсионных искажений остается справедливым при замене $\bar{N}_T = \bar{N}_m z_3$ на $\bar{N}_T(\alpha) = \bar{N}_T \text{ cosec } \alpha$:

$$F_d(\alpha) = \left(cf_0^3 / 80.8\pi \bar{N}_T \text{ cosec } \alpha \right)^{0.5} = f_0^{1.5} (c/80.8\pi)^{0.5} / \bar{N}_T(\alpha)^{0.5}. \quad (39)$$

Полоса когерентности замираний в трансionoносферном канале связи при $\alpha < 90^\circ$ описывается выражением общего вида, аналогичного (38):

$$F_k(\alpha) = f_0/\sigma_\varphi(\alpha) \sqrt{2 + d_1^2(\alpha)}, \quad (40)$$

где

$$\sigma_\varphi(\alpha) = 80.8\pi\sigma_{\Delta N_T}(\alpha)/cf_0 = 80.8\pi\sigma_{\Delta N_T} \sqrt{\text{cosec } \alpha} / cf_0 = \sigma_\varphi \sqrt{\text{cosec } \alpha}; \quad (41)$$

$$d_1^2(\alpha) = 4(z_m(\alpha))^2 c^2 / \pi^2 f_0^2 l_s^4 = 4(z_m \text{ cosec } \alpha)^2 c^2 / \pi^2 f_0^2 l_s^4. \quad (42)$$

В частном случае вертикального трансionoносферного РРВ через ионосферу мелкомасштабными неоднородностями выражения (39) и (40—42) сводятся к найденным аналитическим зависимостям (28) и (38) оценки полосы дисперсионных искажений $F_d = \psi(f_0, \bar{N}_T)$ и полоса когерентности замираний $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T})$ в трансionoносферном канале связи.

4. СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПОЛОСЫ ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ И КОГЕРЕНТНОСТИ ЗАМИРАНИЙ В ТРАНСИОНОСФЕРНОМ РАДИОКАНАЛЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЯХ ИОНОСФЕРЫ

Установленные аналитические зависимости (38, 40—42) $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T})$ и (28, 39) $F_d = \psi(f_0, \bar{N}_T)$ позволяют произвести сравнительную оценку зависимости полос когерентности замираний и дисперсионных искажений трансionoносферного радиоканала от выбора несущей частоты (f_0) при различных состояниях ионосферы, характеризующихся средним значением $\bar{N}_T$ и СКО мелкомасштабных флуктуаций $\sigma_{\Delta N_T}$ ПЭС ионосферы на трассе РРВ в СССР.

Поскольку обычно проводится долговременный мониторинг ПЭС ионосферы, то его результаты фактически отражают среднее значение: $\bar{N}_T = \bar{N}_T$. Известно [Recommendation ITU-R P. 531—11, 2012; Рыжкина и Федорова, 2001], что в среднеширотной ионосфере суточные и сезонные вариации ПЭС могут достигать 1—2 порядка. Существенное влияние на изменение ПЭС оказывают естественные возмущения ионосферы (ВИ), к числу которых относятся солнечная и геомагнитная активность,

особенно с области экваториальных и приполярных широт [Спилкер, 1979; Гудмен и Ааронс, 1990; Афраймович и Перевалова, 2006; Перевалова, 2011; Афраймович и др., 2008; Блаунштейн и др., 2013; Пулинец и др., 2023], солнечный терминатор [Афраймович и др., 2010; Сомсиков, 2011], землетрясения [Ясюкевич и др., 2015; Титова и др., 2022], падение метеоритов [Воейков и др., 2016] и т.д. Существенное влияние на изменение ПЭС оказывают искусственные ВИ [Филипп и др., 1986; Bogusch et al., 1983; Кнепп, 1983; Маслов и Пашинцев, 2006], создаваемые в результате инъекции легкоионизирующих веществ (например, бария).

Однако статистических данных по этим исследованиям накоплено мало. Наибольшее число сведений о статистических характеристиках ПЭС в нормальной и возмущенной ионосфере приведено в [Блаунштейн и др., 2013] и [Рыжкина и Федорова, 2001]. Они относятся к среднему значению ПЭС ионосферы ($\bar{N}_T$) и интенсивности неоднородностей (5) $\beta_{\Delta N} = \sigma_{\Delta N}(z_m)/\bar{N}(z_m)$.

Согласно [Гудмен и Ааронс, 1990; Колосов и др., 1969] суточные и сезонные изменения среднего значения ПЭС ионосферы в средних широтах находятся в диапазоне $\bar{N}_T \approx 4 \cdot 10^{16} - 4 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$ (или 4–40 TECU). Согласно [Ionospheric propagation data, 2012; Рыжкина и Федорова, 2001] при изменении геофизических условий ПЭС среднеширотной ионосферы (при вертикальном РРВ) может колебаться в диапазоне $\bar{N}_T \approx 10^{16} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$ (или 1–100 TECU), т. е. на 2 порядка. Согласно [Рыжкина и Федорова, 2001] усредненные по всем сезонам значения ПЭС для дня и ночи при максимуме и минимуме солнечной активности показывают, что при ночью при минимальной солнечной активности величина $\bar{N}_T \approx 1.2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$ (т. е. 12 TECU), а днем при максимальной солнечной активности она достигает $\bar{N}_T \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$ (т. е. 70 TECU). Отсюда следует, что в условиях нормальной ионосферы (НИ) среднее значение ПЭС ионосферы при вертикальном РРВ может достигать величины $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$ (т. е. 10–100 TECU).

В условиях естественных возмущений ионосферы (ВИ) в области экваториальных и приполярных широт величина ПЭС считается такой же, как и в дневной среднеширотной ионосфере [Рыжкина и Федорова, 2001], т. е. $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$.

Известно [Колосов и др., 1969; Черенкова и Чернышов, 1971; Калинин и Черенкова, 1971; Альперт, 1972; Рыжкина и Федорова, 2001; Блаунштейн и др., 2013] что интенсивность неоднородностей при нормальной (невозмущенной) ионосфере в средних широтах обычно составляет $\beta_{\Delta N} = 0.003$ ночью и $\beta_{\Delta N} = 0.01$ днем. В условиях естественных возмущений интенсивность неоднородностей может возрастать до $\beta_{\Delta N} = 0.1$ в приполярных широтах

до $\beta_{\Delta N} = 0.2$ — в экваториальных [Рыжкина и Федорова, 2001; Блаунштейн и др., 2013].

Экспериментальные данные по измерению СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы $\sigma_{\Delta N_T}$ отсутствуют. Однако на основе результатов измерений среднего значения ПЭС ионосферы $\bar{N}_T$ и интенсивности неоднородностей (5) $\beta_{\Delta N} = \sigma_{\Delta N}(z_m)/\bar{N}(z_m)$ можно получить ориентировочные значения $\sigma_{\Delta N_T}$ с использованием выражений (7) и (3) по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta N_T} &= (\sqrt{\pi} l_s z_3)^{0.5} \beta_{\Delta N} \bar{N}_m = \\ &= (\sqrt{\pi} l_s)^{0.5} \beta_{\Delta N} \bar{N}_T / z_3^{0.5}. \end{aligned} \quad (43)$$

Характерный размер мелкомасштабных неоднородностей в слое F ионосферы составляет $l_s = 200 - 400 \text{ м}$, а эквивалентная толщина ионосферы $z_3 = 100 - 200 \text{ км}$ [Колосов и др., 1969; Черенкова и Чернышов, 1971; Калинин и Черенкова, 1971; Альперт, 1972; Рыжкина и Федорова, 2001; Блаунштейн и др., 2013].

В условиях среднеширотной нормальной ионосферы (НИ), характеризующейся средним значением ПЭС $\bar{N}_T \approx 10^{17} \text{ м}^{-2}$ и интенсивностью неоднородностей $\beta_{\Delta N} = 0.01$, при типовых ее параметрах $l_s = 400 \text{ м}$ и $z_3 = 100 \text{ км} = 10^5 \text{ м}$, величина СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы в соответствии с выражением (43) составляет $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{14} \text{ м}^{-2}$, а при $\bar{N}_T \approx 10^{18} \text{ м}^{-2}$ она возрастает до $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{15} \text{ м}^{-2}$.

В условиях естественных ВИ, характеризующихся средним значением ПЭС $\bar{N}_T \approx 10^{18} \text{ м}^{-2}$ и интенсивностью неоднородностей $\beta_{\Delta N} = 0.1$, величина СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы возрастет до $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{16} \text{ м}^{-2}$.

Следует отметить, что, согласно [Рыжкина и Федорова, 2001], вариации $\beta_{\Delta N}$ и $\bar{N}_T$ в зависимости от геофизических условий находятся как бы в противофазе. Это должно приводить к некоторому сглаживанию суточных вариаций фазовых флуктуаций. Последнее подтверждается тем, что согласно выражениям (36) и (43) СКО флуктуаций фазового фронта волны на выходе ионосферы можно записать в виде

$$\sigma_\phi = 80.8\pi (\sqrt{\pi} l_s)^{0.5} \beta_{\Delta N} \bar{N}_T / c f_0 z_3^{0.5} \quad (44)$$

прямо пропорциональной зависимости $\sigma_\phi \sim \beta_{\Delta N} \bar{N}_T / f_0$. Поэтому в дальнейшем будем считать, что наибольшее среднее значение ПЭС при ВИ в результате инъекции бария составляет $\bar{N}_T \approx 10^{18} \text{ м}^{-2}$.

В условиях искусственных ВИ в результате инъекции бария величина СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы может достигать

величины $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{17} \text{ м}^{-2}$. Этот вывод основан на следующих соображениях. Согласно экспериментальным данным [Кперр, 1983] при ВИ путем инъекции бария и транзионосферном РРВ с несущей частотой $f_0 = 1.38 \text{ ГГц}$ наблюдались сильные флуктуации фазового фронта волны $\Delta\varphi(\rho, \omega_0)$, характеризующиеся СКО $\sigma_\varphi = \left(\overline{\Delta\varphi^2(\rho, \omega_0)}\right)^{0.5} = 100 \text{ рад}$. Поскольку σ_φ связано с $\sigma_{\Delta N_T}$ зависимостью вида (36) $\sigma_\varphi = 80.8\pi\sigma_{\Delta N_T}/cf_0$, то величина СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ионосферы составляет $\sigma_{\Delta N_T} \approx 1.7 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$.

Таким образом, среднее значение и СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС в нормальной среднеширотной ионосфере находятся в диапазоне значений $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$ и $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а в условиях естественных и искусственных возмущений ионосферы наибольшее среднее значение ПЭС не изменяется: $\bar{N}_T \approx 10^{18} \text{ м}^{-2}$, а диапазон СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС может расширяться до значений $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ м}^{-2}$.

На рис. 3 приведены графики зависимости полосы когерентности замираний (F_K) и дисперсионных искажений (F_D) транзионосферного КС от выбора несущей частоты ($f_0 = 0.1 - 10 \text{ ГГц}$), рассчитанные при вертикальном РРВ ($\alpha = 90^\circ$) в соответствии с выражениями (36—38) и (28) при типовых значениях эквивалентной толщины ионосферы $z_s = 100 \text{ км}$, характерного размера мелкомасштабных неоднородностей $l_s = 400 \text{ м}$ и высоты

максимума ионизации $z_m = 300 \text{ км}$ и различных состояниях ионосферы ($\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$, $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{14} - 10^{17} \text{ м}^{-2}$).

Анализ рис. 3 показывает, что на несущей частоте ССС $f_0 = 1 \text{ ГГц}$ в условиях среднеширотной нормальной ионосферы (НИ), характеризующейся значениями $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$ и $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ м}^{-2}$ (на рис. 3 обведены верхним овалом), полоса дисперсионных искажений транзионосферного канала составляет $F_D = 3 \cdot 10^7 - 10^8 \text{ Гц}$, что примерно на порядок меньше полосы его когерентности $F_K = 2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9 \text{ Гц}$. Заметим, что при наклонном РРВ под углом $\alpha = 5^\circ - 7^\circ$ эти значения уменьшаются примерно в 3 раза. Поэтому при нормальном состоянии ионосферы выбор ширины спектра сигналов в ССС ограничивается учетом только ее дисперсионных свойств [Черенкова и Чернышов, 1984].

На той же несущей частоте $f_0 = 1 \text{ ГГц}$ в условиях естественных и искусственных возмущений ионосферы (ВИ), которые согласно [Маслов и Пашинцев, 2006; Рыжкина и Федорова, 2001] сопровождаются увеличением СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС до $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ м}^{-2}$ (на рис. 3 обведены нижним овалом), при неизменном среднем значении $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$ полоса когерентности замираний транзионосферного канала сужается до $F_K = 2 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7 \text{ Гц} = 2 - 20 \text{ МГц}$ (т. е. становится меньше полосы дисперсионности $F_D = 3 \cdot 10^7 - 10^8 \text{ Гц}$ в 1.5—50 раз). Следует заметить, что, согласно экспериментальным данным

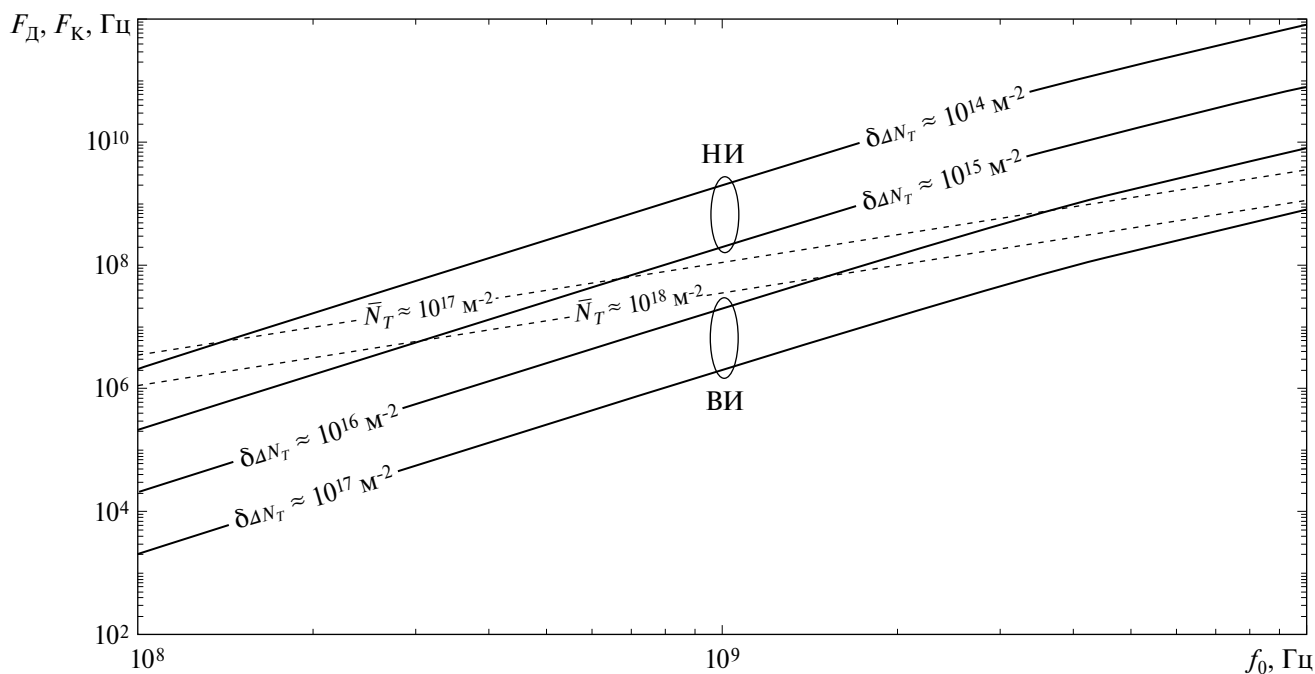


Рис. 3. Зависимости полосы когерентности (F_K) и дисперсионности (F_D) транзионосферного канала связи от несущей частоты (f_0) и состояния ионосферы ($N_T, \sigma_{\Delta N_T}$).

[Bogusch et al., 1983], при возмущении ионосферы путем инъекции бария полоса когерентности спутникового радиоканала может сужаться до $F_k = 0.25$ МГц. Поэтому в условиях естественных и искусственных возмущений ионосферы выбор ширины спектра сигналов с несущей частотой $f_0 \approx 1$ ГГц в ССС будет ограничиваться проявлением ее дифракционных (рассеивающих) свойств.

На несущей частоте $f_0 = 10$ ГГц при $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$ полоса дисперсионности трансionoсферного канала составляет $F_d = 1-3$ ГГц, а в условиях ВИ, при которых достигаются значения $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ м}^{-2}$, полоса когерентности составляет $F_k = 8 \cdot 10^8 - 8 \cdot 10^9 \text{ Гц} = 0.8-8$ ГГц. Поэтому в условиях ВИ выбор ширины спектра сигналов с несущей частотой $f_0 \approx 10$ ГГц в ССС будет ограничиваться одновременным проявлением ее дисперсионных и дифракционных свойств.

При использовании в ССС пониженной несущей частоты $f_0 \approx 300$ МГц в условиях ВИ, при которых достигаются значения $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ м}^{-2}$, полоса когерентности трансionoсферного канала сужается до $F_k = 5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^5 \text{ Гц} = 50-500$ кГц и становится существенно меньше полосы дисперсионности $F_d = 6-20$ МГц при обычных значениях $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$. Поэтому в условиях возмущений ионосферы выбор ширины спектра сигналов с несущей частотой $f_0 \approx 300$ МГц в ССС будет ограничиваться проявлением ее дифракционных свойств.

5. СТРУКТУРА ПОСТРОЕНИЯ АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ОЦЕНКИ ПОЛОСЫ КОГЕРЕНТНОСТИ И ДИСПЕРСИОННОСТИ СПУТНИКОВОГО РАДИОКАНАЛА НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ GPS-МОНИТОРИНГА ИОНОСФЕРЫ

В настоящее время для оценки ПЭС ионосферы (N_T) широко применяются специализированные приемники глобальной навигационной спутниковой системы (ГНСС) GPS класса GISTM (GNSS Ionospheric and TEC Monitor) [Shanmugam et al., 2012]. До недавнего времени возможности приемников класса GISTM были ограничены измерением (оценкой) только среднего значения ПЭС ($\bar{N}_T$). Однако в [Pashintsev et al., 2020] предложен способ модификации GISTM-приемника GPStation-6, позволяющий дополнительно оценивать СКО ($\sigma_{\Delta N_T} = \sqrt{\langle \Delta N_T^2 \rangle}$) мелкомасштабных флуктуаций ПЭС, связанных с образованием в ионосфере неоднородностей ЭК с размерами $l_s \approx 10 - 10^3 \text{ м}$.

В составе обычного приемника GPStation-6 можно условно выделить две части [Pashintsev et al., 2023]:

1) аппаратная часть включает блок приема сигналов, осуществляющий аналого-цифровое преобразование, декодирование сигналов ГНСС и измерение их основных параметров: псевдодальностей (R'_1, R'_2) до КА ГНСС и псевдофаз (ϕ'_1, ϕ'_2) на двух несущих частотах (f_1, f_2);

2) программное обеспечение (ПО), реализующее обработку принятых навигационных сообщений ГНСС, вычисление радионавигационных параметров, координат приемника, ПЭС ионосферы и др., а также формирование сообщений, содержащих результаты измерений.

Поскольку внесение изменений во встроенное ПО приемника невозможно, предложенная в [Pashintsev et al., 2020; 2023] его модификация состоит в разработке дополнительного ПО (программных блоков), которое на основе двухчастотных ($f_1 \approx 1.6$ ГГц, $f_2 \approx 1.2$ ГГц) результатов измерения основных радионавигационных параметров ($R'_1, R'_2, \phi'_1, \phi'_2$) последовательно реализует расчет ПЭС ионосферы (N_T), его цифровую фильтрацию для выделения среднего значения ПЭС ($\bar{N}_T$) и его мелкомасштабных флуктуаций (ΔN_T) и расчет СКО ($\sigma_{\Delta N_T}$) последних. Описанный подход позволяет:

1) задействовать расширенные возможности приемника GPStation-6, позволяющие получить исходные результаты кодовых (R'_1, R'_2) и фазовых (ϕ'_1, ϕ'_2) измерений и на основе их комбинации самостоятельно вычислять ПЭС ионосферы (N_T) с увеличенной частотой дискретизации ($f_d = 50$ Гц) и уменьшенной инструментальной шумовой погрешностью;

2) неограниченно расширять функциональность приемника путем разработки дополнительных программных модулей, функционирующих на отдельных вычислительных мощностях и потому не оказывающих влияния на работу его встроенного ПО, непосредственная модификация которого недоступна.

С учетом известного [Pashintsev et al., 2020] способа модификации GISTM-приемника GPStation-6 осуществить с его помощью оценку полосы пропускания трансionoсферного канала связи при мелкомасштабных возмущениях ионосферы возможно путем разработки дополнительных блоков (программных модулей), позволяющих рассчитывать полосы дисперсионных искажений и когерентности замираний трансionoсферного радиоканала в соответствии с установленными аналитическими зависимостями (39) — $F_d = \psi(f_0, \bar{N}_T(\alpha))$ и (40–42) — $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T}(\alpha))$.

С учетом выражений (39) и (40–42) состав исходных данных ($f_1, f_2, R'_1, R'_2, \phi'_1, \phi'_2$), получаемых из приемника GPStation-6, следует расширить результатами расчета его встроенным ПО угла места

КА ГНСС относительно горизонтали, который соответствует углу α .

Структурная схема комплекса оценки полосы пропускания трансionoсферного радиоканала ГНСС на основе результатов GPS-мониторинга ионосферы приведена на рис. 4.

Для модификации GISTM-приемника GPStation-6 в состав его ПО введены (рис. 4) следующие дополнительные блоки (программные модули) [Pashintsev et al., 2020]:

1) расчета ПЭС ионосферы ($N_T(\alpha)$) с уменьшенной шумовой погрешностью за счет комбинации кодовых (R'_1, R'_2) и фазовых (ϕ'_1, ϕ'_2) измерений;

2) цифровой фильтрации с частотой дискретизации 50 Гц для выделения мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ($\Delta N_T(\alpha)$) и его среднего значения ($\bar{N}_T(\alpha)$);

3) расчета СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ($\sigma_{\Delta N_T}(\alpha)$) ионосферы;

4) расчета полосы дисперсионных искажений трансionoсферного радиоканала ($F_d = \psi(f_0, \bar{N}_T(\alpha))$) в соответствии с выражением (39) на несущей частоте $f_0 = f_1 \approx 1.6$ ГГц;

5) расчета полосы когерентности замираний трансionoсферного радиоканала ($F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T}(\alpha))$) в соответствии с выражениями (40–42) на несущей частоте $f_0 = f_1 \approx 1.6$ ГГц.

Следует отметить, что по результатам определения среднего значения $\bar{N}_T(\alpha)$ и СКО мелкомасштабных флуктуаций ПЭС ($\sigma_{\Delta N_T}(\alpha)$) ионосферы при наклонном (α) РРВ в радиолинии ГНСС с несущей частотой $f_0 = f_1 \approx 1.6$ ГГц (рис. 4) согласно [Пашинцев и Ахмадеев, 2015] можно осуществить перерасчет для радиолинии ССС с произвольным углом (α_c) РРВ и несущей частотой ($f_0 = 1–10$ ГГц) указанных статистических параметров ПЭС ионосферы ($\bar{N}_T(\alpha_c)$ и $\sigma_{\Delta N_T}(\alpha_c)$) и определить полосу дисперсионных искажений $F_d = \psi(f_0, \bar{N}_T(\alpha_c))$ и когерентности замираний ($F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T}(\alpha_c))$) трансionoсферного канала связи в соответствии с выражениями (39) и (40–42).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана комплексная модель изменения полного электронного содержания в ионосфере с мелкомасштабными неоднородностями в виде

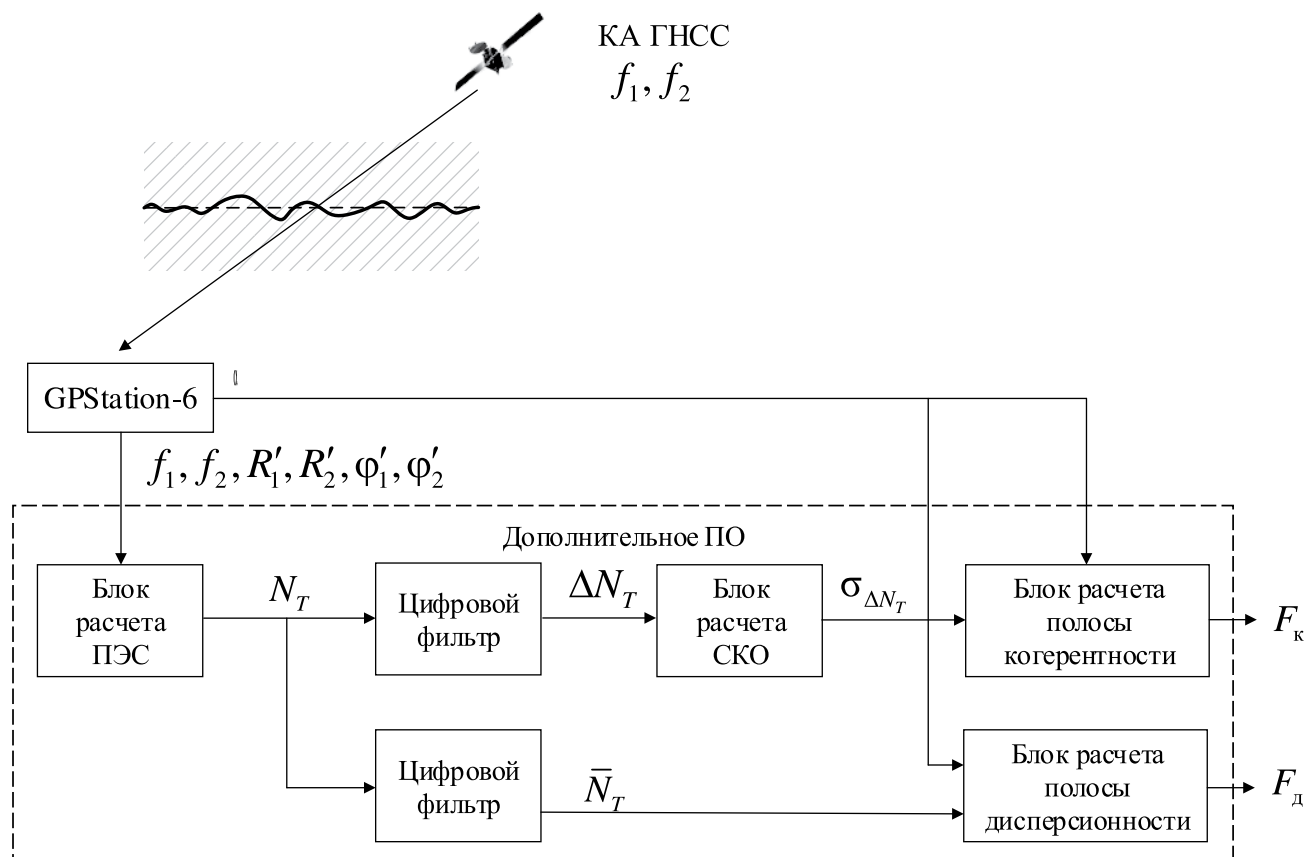


Рис. 4. Структурная схема аппаратно-программного комплекса оценки полосы пропускания трансionoсферного канала на основе GPS-мониторинга ионосферы.

(рис. 1б) совокупности толстого однородного слоя, характеризуемого средним значением полного электронного содержания (3) $\bar{N}_T = z_0 \bar{N}(z_m)$, и тонкого слоя неоднородностей, характеризующихся СКО мелкомасштабных флуктуаций полного электронного содержания (7) $\sigma_{\Delta N_T} = \psi(z_0, \sigma_{\Delta N}(z_m))$.

2. Разработана структурно-физическая модель трансionoсферного канала связи с дисперсионными искажениями и частотно-селективными замираниями на основе методов описания многолучевости и дифракции волны на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы (рис. 2). Она позволяет получить искомые зависимости полосы дисперсионных искажений от среднего значения полного электронного содержания в виде выражения (28) $F_d = \psi(f_0, \bar{N}_T)$ и полосы когерентности замираний от СКО мелкомасштабных флуктуаций полного электронного содержания в виде выражения (38) $F_k = \psi(f_0, \sigma_{\Delta N_T})$.

3. Произведена сравнительная оценка полосы дисперсионности и когерентности трансionoсферного радиоканала (рис. 3) в диапазоне возможных изменений среднего значения полного электронного содержания $\bar{N}_T \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ м}^{-2}$ и СКО его мелкомасштабных флуктуаций $\sigma_{\Delta N_T} \approx 10^{14} - 10^{17} \text{ м}^{-2}$. Обосновано, что в традиционном диапазоне частот ССС $f_0 = 1 - 10 \text{ ГГц}$ в условиях нормальной среднеширотной ионосферы полоса дисперсионных искажений трансionoсферного радиоканала на порядок меньше полосы когерентности замираний. В условиях естественных и искусственных возмущений ионосферы на несущей частоте $f_0 = 1 \text{ ГГц}$ полоса когерентности трансionoсферного канала становится меньше полосы дисперсионных искажений в 1.5—50 раз.

4. Разработана структура построения аппаратно-программного комплекса оценки полосы когерентности замираний и дисперсионных искажений трансionoсферного радиоканала (рис. 4) на основе результатов GPS-мониторинга ионосферы с помощью двухчастотного приемника GPStation-6 и модификации его программного обеспечения в направлении применения кодово-фазовых измерений и цифровой фильтрации результатов измерений с частотой дискретизации 50 Гц для выделения среднего значения ($\bar{N}_T$) и СКО мелкомасштабных флуктуаций ($\sigma_{\Delta N_T}$) полного электронного содержания ионосферы.

5. Полученные результаты GPS-мониторинга ионосферы при ее мелкомасштабных возмущениях являются основой для оценки полос когерентности замираний (F_k) и дисперсионных искажений (F_d) трансionoсферного радиоканала в интересах выбора ширины спектра передаваемых сигналов (F_0) в современных и перспективных системах спутниковой связи и навигации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 22-21-00768 (<https://rscf.ru/project/22-21-00768>) “Методология построения структурно-физических моделей трансionoсферных радиоканалов и их применения к анализу спутниковых радиосистем при ионосферных сцинтилляциях”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 1972. 563 с.
- Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
- Афраймович Э.Л., Астафьева Э.И., Живетьев И.В., Ойнац А.В., Ясюкевич Ю.В. Отклик глобального и регионального электронного содержания на изменения солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 2. С. 195—208.
- Афраймович Э.Л., Едемский И.К., Воейков С.В., Ясюкевич Ю.В., Живетьев И.В. МГД природа ионосферных волновых пакетов, генерируемых солнечным терминатором // Геомагнетизм и аэрономия. 2010. Т. 50. № 1. С. 82—99.
- Безлер И.В., Ишин А.Б., Конечкая Е.В., Тинин М.В. Эффект анизотропии ионосферных неоднородностей при регистрации сбоя фазовых измерений ГНСС // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 3. С. 364—373.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019030040>
- Блаунштейн Н., Пулинец С.А., Коэн Я. Расчет основных параметров радиосигналов в канале спутник — Земля при распространении через возмущенную ионосферу // Геомагнетизм и аэрономия. 2013. Т. 53. № 2. С. 215—227.
<https://doi.org/10.7868/S0016794013020041>
- Воейков С.В., Бернгардт О.И., Шестаков Н.В. Использование индекса возмущенности вертикальных вариаций ПЭС при исследовании ионосферных эффектов Челябинского метеорита // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 2. С. 234—243.
<https://doi.org/10.7868/S0016794016020127>
- Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984. 392 с.
- Гудмен Дж.М., Ааронс Ж. Влияние ионосферных эффектов на современные электронные системы // ТИ-ИЭР. 1990. Т. 78. № 3. С. 59—76.
- Долуханов М.П. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн. М.: Связь, 1971. 183 с.
- Иванов В.А., Иванов Д.В., Михеева Н.Н., Рябова М.И. Дисперсионные искажения системных характеристик широкополосных ионосферных радиоканалов.

- Йошкар-Ола: Поволжский государственный технологический университет, 2015. 156 с.
- *Калинин А.И., Черенкова Л.Е.* Распространение радиоволн и работа радиолоний. М.: Связь, 1971. 439 с.
- *Коваль С.А., Пашинцев В.П., Копытов В.В., Манаенко С.С., Белоконь Д.А.* Метод определения интервала частотной корреляции замираний в однолучевой дециметровый радиолоний // Системы управления, связи и безопасности. 2022. № 1. С. 67—103. <https://doi.org/10.24412/2410-9916-2022-1-67-103>
- *Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И.* Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 1969. 155 с.
- *Кравцов Ю.А., Фейзуллин З.И., Виноградов А.Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 224 с.
- *Маслов О.Н., Пашинцев В.П.* Модели трансионосферных радиоканалов и помехоустойчивость систем космической связи // Приложение к журналу “Инфокоммуникационные технологии”. Вып. 4. Самара: ПГАТИ, 2006. 357 с.
- *Пашинцев В.П., Колосов Л.В., Тишкин С.А., Смирнов А.А.* Влияние ионосферы на обнаружение сигналов в системах космической связи // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 2. С. 143—150.
- *Пашинцев В.П., Ахмадеев Р.Р.* Прогнозирование помехоустойчивости систем спутниковой связи и навигации по данным GPS-мониторинга ионосферы // Электросвязь. 2015. № 11. С. 58—65.
- *Пашинцев В.П., Песков М.В., Шевченко В.А., Полежаев А.В.* Структурно-физическая модель спутникового радиоканала с учетом поглощения и сцинтилляций волны в ионосфере // Инфокоммуникационные технологии. 2018. Т. 16. № 4. С. 366—379. <https://doi.org/10.18469/ikt.2018.16.4.02>
- *Перевалова Н.П.* Оценка характеристик наземной сети приемников GPS/ГЛОНАСС, предназначенной для мониторинга ионосферных возмущений естественного и техногенного происхождения // Солнечно-земная физика. Вып. 19. 2011. С. 124—133.
- *Пулинец М.С., Будников П.А., Пулинец С.А.* Глобальный отклик ионосферы на интенсивные вариации солнечной и геомагнитной активности по данным глобальной сети навигационных приемников GNSS // Геомагнетизм и аэрномия. 2023. Т. 63. № 2. С. 202—215. <https://doi.org/10.31857/S0016794022600703>
- *Романова Н.Ю., Телегин В.А., Панченко В.А., Жбанков Г.А.* Взаимосвязь дрейфа среднemasштабных неоднородностей и ориентации поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в F-области среднеширотной ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. 2022. Т. 62. № 2. С. 211—226. <https://doi.org/10.31857/S0016794022020134>
- *Рыжжина Т.Е., Федорова Л.В.* Исследование статических и спектральных трансатмосферных радиосигналов УКВ-СВЧ диапазона // Журнал радиоэлектроники. 2001. № 2. <http://jre.cplire.ru/win/feb01/3/text.html>
- *Сомсиков В.М.* Солнечный терминатор и динамические явления в атмосфере (обзор) // Геомагнетизм и аэрномия. 2011. Т. 51. № 6. С. 723—735.
- *Спилкер Дж.* Цифровая спутниковая связь. М.: Связь, 1979. 592 с.
- *Тепляков И.М.* Ионосферные искажения цифровых сигналов с широкополосной модуляцией // Радиотехника. 1984. № 4. С. 8—13.
- *Титова М.А., Захаров В.И., Пулинец С.А.* Интерпретация ионосферных возмущений в период крупнейшего землетрясения при дифференцированном использовании специальных методов обработки спутниковых радиосигналов // Геомагнетизм и аэрномия. 2022. Т. 62. № 6. С. 797—816. <https://doi.org/10.31857/S0016794022060153>
- *Филипп Н.Д., Ораевский В.Н., Блаунштейн Н.Ш., Ружин Ю.Я.* Эволюция искусственных плазменных неоднородностей в ионосфере. Кишинев: Штиинца, 1986. 246 с.
- *Черенкова Л.Е., Чернышов О.В.* Распространение радиоволн. М.: Радио и связь, 1984. 272 с.
- *Ясюкевич Ю.В., Захаров В.И., Куницын В.Е., Воейков С.В.* Отклик ионосферы на землетрясение в Японии 11 марта 2011 г. по данным различных GPS-методик // Геомагнетизм и аэрномия. 2015. Т. 55. № 1. С. 113—122. <https://doi.org/10.7868/S0016794014060212>
- *Aarons J.* Global morphology of ionospheric scintillations // Proc. IEEE. 1982. V. 70. № 4. P. 360—378. <https://doi.org/10.1109/PROC.1982.12314>
- *Bedrosian E.* Transionospheric propagation of FM signals // IEEE T. Commun. Techn. 1970. V. 18. № 2. P. 102—109. <https://doi.org/10.1109/TCOM.1970.1090338>
- *Bogusch R.L., Gulgliano F.W., Knepp D.L.* Frequency-selective scintillation effects end decision feedback equalization in high data-rate satellite links // P. IEEE. 1983. V. 71. № 6. P. 754—767. <https://doi.org/10.1109/PROC.1983.12662>
- *Davies K.* Ionospheric Radio / IEEE Electromagnetic Waves Series. V. 31. London: Peter Peregrinus Ltd., 1990. 580 p.
- *GPStation-6. GNSS Ionospheric Scintillation and TEC Monitor (GISTM) Receiver User Manual.* <https://hexagondownloads.blob.core.windows.net/public/Novatel/assets/Documents/Manuals/om-20000132/om-20000132.pdf>. 2012.
- *Ionospheric propagation data and prediction methods required for the design of satellite services and systems. Recommendation ITU-R P. 531-11.* Geneva: Electronic Publication, 2012. 24 p.

- Knepp D.L. Multiple phase — screen calculation of the temporal behavior of stochastic waves // P. IEEE. 1983. V. 71. № 6. P. 722—737.
<https://doi.org/10.1109/PROC.1983.12660>
- Liu C.H., Wernik A.W., Yeh K.C. Propagation of pulse trains through a random medium // IEEE T. Antenn. Propag. 1974. V. 22. № 4. P. 624—627.
<https://doi.org/10.1109/TAP.1974.1140830>
- OEM6. Firmware Reference Guide. 2014.
<https://hexagondownloads.blob.core.windows.net/public/Novatel/assets/Documents/Manuals/om-20000129/om-20000129.pdf>
- Pashintsev V., Peskov M., Smirnov V., Smirnova E., Tynyankin S. Procedure for extraction of small-scale variations in the total electron content of the ionosphere with the use of transionospheric sounding data // J. Commun. Technol. El. 2017. V. 62. № 12. P. 1336—1342.
<https://doi.org/10.1134/S1064226917110158>
- Pashintsev V., Peskov M., Kalmykov I., Zhuk A., Toiskin V. Method for forecasting of interference immunity of low frequency satellite communication systems // AD ALTA — Journal of Interdisciplinary Research. 2020. V. 10. № 1. P. 367—375.
- Pashintsev V., Peskov M., Mikhailov D., Senokosov M., Solomonov D. Method for GPS-monitoring of small-scale fluctuations of the total electron content of the ionosphere for predicting the noise immunity of satellite communications // Ionosphere — New Perspectives. Ed. Y.-H. Chemin. London: IntechOpen, 2023. P. 13—33.
<https://doi.org/10.5772/intechopen.1001096>
- Pashintsev V.P., Peskov M.V., Kalmykov I.A., Zhuk A.P., Senokosov M.A. Method for the evaluation of ionospheric diffractive and dispersive properties impact on the interference immunity of satellite communication systems // International Journal of Civil Engineering and Technology. 2018. V. 9. № 13. P. 44—61.
- Shanmugam S., Jones J., MacAulay A., Van Dierendonck A.J. Evolution to modernized GNSS ionospheric scintillation and TEC monitoring // Proc. 2012 IEEE Symp. Position Location and Navigation (PLANS). USA, Myrtle Beach, SC. April 23—26, 2012. P. 265—273.
<https://doi.org/10.1109/PLANS.2012.6236891>
- Yeh K.C., Liu C.H. Radio wave scintillations in the ionosphere // P. IEEE. 1982. V. 70. № 4. P. 324—360.
<https://doi.org/10.1109/PROC.1982.12313>

Evaluation of the Influence of the Dispersion and Diffraction Properties of the Ionosphere on the Bandwidth of the Trans-Ionospheric Channel

V. P. Pashintsev^{1, *}, M. V. Peskov^{1, **}, D. A. Mikhailov^{1, ***}, N. V. Kiselyov^{1, ****}

¹ North Caucasus Federal University (NCFU), Stavropol, Russia

*e-mail: pashintsevp@mail.ru

**e-mail: mvpeskov@hotmail.com

***e-mail: mixayloff.dimaaylov@mail.ru

****e-mail: vkicelev@rambler.ru

Theoretical substantiation and development of a hardware and software complex for estimating the band of dispersion distortion and the coherence band of fading in a satellite (trans-ionospheric) radio channel based on the results of GPS monitoring of the ionosphere. The basis for solving this problem is the development of a structural-physical model of the radio channel, which allows simultaneously taking into account the phase dispersion and its diffraction in small-scale inhomogeneities of the ionosphere. Analytical dependences of the band of dispersion distortions and coherence of frequency-selective fading on the average value and small-scale fluctuations of the total electron content of the ionosphere are obtained. It is shown that under conditions of ionospheric disturbances, the coherence band of fading can be much smaller than the dispersion band. In accordance with the obtained dependencies, a structure for constructing a hardware and software complex for estimating the dispersion and coherence bands of a satellite radio channel based on the improvement of the GPS-monitoring method of the total electronic content of the ionosphere with small-scale inhomogeneities has been developed

УДК 550.385.37+551.510.537

ПИТЧ-УГЛОВАЯ ДИФФУЗИЯ ЭЛЕКТРОНОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ И ПОТОКИ ВЫСЫПАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ: ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПАРАМЕТРОВ ОНЧ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

© 2024 г. А. Г. Демехов*

Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

**e-mail: andrei@ipfran.ru*

Поступила в редакцию 12.10.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Количественно исследована зависимость эффективности питч-угловой диффузии энергичных электронов в магнитосфере Земли от распределения волнового поля свистовых волн вдоль геомагнитной силовой трубки для параметров, отвечающих местоположению КВ нагревных стенов “Сура” и НААРР. Продемонстрировано расширение энергетического диапазона высыпаний с увеличением области геомагнитных широт, занятых волнами. По вычисленному коэффициенту питч-угловой диффузии для заданного спектра волн и их распределения вдоль силовой трубки определено отношение потоков высыпающихся и захваченных частиц на малой высоте. Показано, что при типичной интенсивности волн, соответствующей хоровым ОНЧ-излучениям и плазмосферным шипениям, потоки высыпающихся и захваченных электронов могут быть сопоставимы друг с другом. Вместе с тем, для амплитуды волн, наблюдавшихся как результат действия нагревных стенов, поток высыпающихся электронов пренебрежимо мал.

DOI: 10.31857/S0016794024020126, EDN: DYGMLF

1. ВВЕДЕНИЕ

Высыпания энергичных электронов под действием сигналов мощных ОНЧ-передатчиков — хорошо известный факт [Ковражкин и др., 1983; Abel and Thorne, 1998a; Inan et al., 2003]. Согласно Abel and Thorne [1998a], такие высыпания могут играть заметную роль в общем балансе частиц в радиационных поясах. Более дискуссионным является вопрос о высыпаниях энергичных электронов под действием КВ-стенов для нагрева ионосферы. Такие высыпания обсуждаются в ряде работ, посвященных экспериментам на стенде “Сура” [Фролов и др., 2016]. Наиболее вероятным механизмом высыпаний считается питч-угловая диффузия электронов при их циклотронном взаимодействии с ОНЧ-волнами, порождаемыми в области нагрева и затем достигающими экваториальной области. В качестве основного механизма генерации таких волн рассматривается трансформация нижнегибридной (НГ) турбулентности, возбуждаемой в области нагрева в F -области, в электромагнитные свистовые волны [Vas'kov et al., 1998]. Наблюдения спутника DEMETER над областью нагрева (на высоте около 700 км) подтверждают возможность такой трансформации [Rapport et

al., 2010; Титова и др., 2015], но подобные наблюдения в магнитосфере автору неизвестны.

Несмотря на наличие сведений о регистрации высыпаний в области нагрева и даже в более широкой области [Фролов и др., 2016], что можно было бы связать с распространением ОНЧ-волн в направлении, перпендикулярном геомагнитному полю [Pasmanik and Demekhov, 2017], вопрос о закономерностях и параметрах искусственных высыпаний энергичных электронов под действием излучения КВ нагревного стенов нельзя считать решенным. В частности, для выяснения этого вопроса требуются наблюдения соответствующей волновой активности в магнитосфере и сопоставление этих данных с измеряемыми потоками высыпающихся и захваченных частиц. Такое сопоставление, в свою очередь, требует расчета эффективности взаимодействия частиц и волн.

Известно, что на эффективность резонансного взаимодействия сильно влияет распределение интенсивности волн вдоль геомагнитной силовой трубки. От этого распределения, в частности, зависит диапазон энергий заряженных частиц, находящихся в резонансе с волнами [Miyoshi et al., 2020; Artemyev et al., 2021]. Другой важный

фактор, который может изменить эффективность взаимодействия — когерентный характер электромагнитных сигналов [Trakhtengerts et al., 2003; Демехов и др., 2006]. Применительно к свистовым волнам, порождаемым в области ВЧ-нагрева путем трансформации из НГ-турбулентности, более важным, скорее всего, является первый фактор. В работах Abel and Thorne [1998a, 1998b] количественно анализировались зависимости коэффициентов питч-угловой диффузии электронов при их взаимодействии со свистовыми волнами различной природы: сигналами ОНЧ-передатчиков, плазмосферными шипениями, свистящими атмосфериками от молниевых разрядов. При этом распределение параметров волн в геомагнитной силовой трубке задавалось однородным.

В данной работе представлены результаты расчетов коэффициентов питч-угловой диффузии энергичных электронов при взаимодействии со свистовыми волнами для условий, соответствующих геомагнитным силовым трубкам станций “Сура” и HAARP. С использованием известных формул для коэффициентов питч-угловой диффузии исследуется зависимость эффективности взаимодействия от распределения волновой энергии вдоль геомагнитной силовой трубки и от частоты волн и концентрации плазмы. На этой основе оцениваются возможные потоки энергичных электронов в конус потерь.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

2.1. Кинетическое уравнение и коэффициент питч-угловой диффузии

Кинетическое уравнение квазилинейной теории с учетом только питч-угловой диффузии имеет вид (Lyons, 1974; Steinacker and Miller, 1992; Беспалов и Трахтенгерц, 1986; Трахтенгерц и Райкрофт, 2011):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial s} = \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \sin \alpha D_{\alpha\alpha} \frac{\partial F}{\partial \alpha}. \quad (1)$$

Здесь $f = f(t, \alpha, p)$ — функция распределения частиц; t — время, s — координата вдоль силовой трубки; v — скорость частицы, индекс $\parallel$ обозначает продольную компоненту вдоль геомагнитного поля; α — питч-угол; p — импульс; $D_{\alpha\alpha}$ — коэффициент квазилинейной диффузии.

Усреднение этого уравнения по осцилляциям заряженных частиц и волновых пакетов вдоль геомагнитной силовой трубки приводит к уравнению

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{1}{T_b} \frac{\partial}{\partial \mu} \mu \bar{D}_{\mu\mu} \frac{\partial F}{\partial \mu} - \delta F, \quad (2)$$

где $F = F(t, \mu, p) = T_b^{-1} \oint (f / v_{\parallel}) ds$ — усредненная функция распределения частиц ($T_b = \oint v_{\parallel}^{-1} ds$ — пе-

риод баунс-осцилляций частиц в силовой трубке, интеграл берется по траектории баунс-осцилляции частицы); $\mu = \sin^2 \alpha_L = b^{-1}(s) \sin^2 \alpha$ — первый адиабатический инвариант (индекс “ L ” обозначает величины в экваториальной плоскости, т.е. в области минимума геомагнитного поля; $b(s) = B(s) / B_L$ — нормированное значение геомагнитного поля B), $\delta = 2 / T_b$ при $\mu < \mu_c$, $\delta = 0$ при $\mu > \mu_c$ (μ_c — координата конуса потерь); $\bar{D}_{\mu\mu}$ — усредненный коэффициент питч-угловой диффузии, связанный с локальным коэффициентом $D_{\alpha\alpha}$ соотношением

$$D_{\mu\mu} = \frac{4}{v} \cdot D_{\alpha\alpha} b^{-1}(s) \cos \alpha ds. \quad (3)$$

Анализ свойств коэффициента питч-угловой диффузии при заданных частотном спектре волн и их распределении вдоль силовой трубки является одной из задач данной работы.

Исходные выражения для коэффициента питч-угловой диффузии в разных формах приведены как в оригинальных работах [Андронов и Трахтенгерц, 1964; Kennel and Engelmann, 1966; Lyons, 1974; Steinacker and Miller, 1992], так и в книгах [Беспалов и Трахтенгерц, 1986; Трахтенгерц и Райкрофт, 2011]. Далее рассматриваем взаимодействие электронов со свистовыми волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля. Согласно статистике по данным спутника Cluster [Santolik et al., 2014], такие волны естественной природы преобладают на геомагнитных широтах (расстояниях от геомагнитного экватора) до примерно 35—40 градусов. В этом случае локальный коэффициент питч-угловой диффузии можно записать в виде

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{\pi q^2}{m^2 c^2 \gamma^2} \frac{\omega^2}{k^2 v^2 \cos^2 \alpha} \left(\frac{\omega_B}{\gamma \omega} - \sin^2 \alpha \right)^2 \frac{|B_k^2|}{|v_g - v_{\parallel}|} \Big|_{\Delta=0}, \quad (4)$$

где $\Delta = \omega - \omega_B / \gamma - k_{\parallel} v_{\parallel}$ — расстройка относительно циклотронного резонанса; $\omega_B = |q| B / (mc)$ — нерелятивистская гирочастота; $\gamma = [1 + p^2 / (mc)^2]^{1/2}$ — релятивистский фактор; q и m — заряд и масса частицы соответственно; k и v_g — волновое число и групповая скорость волн соответственно; $|B_k^2|$ — спектральная плотность энергии колебаний магнитного поля (на единичный интервал волновых чисел).

2.2. Поток высыпавшихся и захваченных частиц

Напомним важные особенности стационарного или квазистационарного состояния в магнитосферном циклотроном мазере [Беспалов и Трахтенгерц, 1986]. Когда левую часть (2) можно приравнять к нулю, поток частиц в конус потерь

уравновешивается высыпаниями в ионосферу. Уравнение (2) адекватно описывает процессы внутри конуса потерь, поскольку здесь не следует ждать поступления частиц в силовую трубку за счет дрейфа или радиальной диффузии. С учетом также того факта, что в этой области коэффициент питч-угловой диффузии $D_{\mu\mu}$ можно считать не зависящим от μ : $D_{\mu\mu}(\mu < \mu_c) \approx D$, функция распределения в конусе потерь описывается универсальным законом:

$$F(\mu < \mu_c) = CI_0(2\sqrt{2\mu/D}), \quad (5)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Степень заполненности конуса потерь характеризуется параметром

$$Z = \sqrt{D/(8\mu_c)}. \quad (6)$$

При $Z \ll 1$ реализуется режим слабой диффузии с практически пустым конусом потерь, а при $Z \gtrsim 1$ конус потерь почти заполнен.

Функция распределения вне конуса потерь зависит от вида источника заряженных частиц. Если пренебречь источником частиц и в относительно небольшой области вне локального конуса потерь, то решение (5) можно распространить и на эту область. Нас интересуют питч-углы, соответствующие развороту заряженных частиц на высотах низкоорбитальных спутников, измеряющих эти частицы (NOAA/POES, MetOp, Метеор): $h \approx 800$ км. Используя формулы для дипольного магнитного поля, нетрудно убедиться, что экваториальный питч-угол таких частиц отличается от границы конуса потерь примерно на 20% для L от 2.5 до 6.

Воспользуемся решением (5) для оценки потоков частиц в горизонтальном и вертикальном детекторах низкоорбитального спутника. Угловую полуширину конуса приема обоих детекторов зададим величиной $\alpha_0 = 15^\circ$, соответствующей прибору МЕРЕД на спутниках NOAA/POES. Считая, что вертикальный детектор направлен вдоль магнитного поля и измеряет поток $S_{\parallel}$, а горизонтальный — перпендикулярно ему и измеряет поток $S_{\perp}$, дифференциальные (по скоростям) потоки частиц через апертуру детектора нетрудно вычислить по формулам

$$\begin{aligned} S_{\parallel} &= \pi v b_h \int_0^{\mu_0} F(\mu) \cos^{-1} \alpha d\mu, \\ S_{\perp} &= v \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_0} F(\mu) \sin \alpha_x d\alpha_x d\phi_x, \end{aligned} \quad (7)$$

где b_h — нормированное магнитное поле (пробочное отношение геомагнитной ловушки) на

высоте h , $\mu_0 = b_h^{-1} \sin^2 \alpha_0$, $\cos \alpha = (1 - \mu b_h)^{1/2}$; α_x и ϕ_x — полярный и азимутальный углы в системе координат горизонтального детектора. Нормировка величин $S_{\parallel}$ и $S_{\perp}$ не играет роли для дальнейшего изложения, поскольку будем интересоваться лишь их отношением.

3. ПАРАМЕТРЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Параметры спектра волн

Для выбора базовых параметров будем ориентироваться на местоположения нагревных стендов “Сура” и HAARP: $L = 2.6$ и $L = 5$ соответственно. Для концентрации холодной плазмы N_{cL} в экваториальной плоскости в силовой трубке стенда “Сура” выберем “плазмосферное” значение согласно эмпирической модели Sheeley et al. [2001]: $N_{cL} = 2774 \text{ см}^{-3}$. Для силовой трубки стенда HAARP “плазмосферная” величина равна $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$, что может реализоваться при низкой магнитной активности. В случае $Kp > 1$ эмпирическое положение плазмопаузы оказывается ближе к Земле [Moldwin et al., 2002], и тогда для $L = 5$ нужно брать меньшую плотность. Распределение концентрации плазмы вдоль магнитного поля будем считать гиротропным: $N_c \propto B$.

Спектральную плотность энергии магнитного поля свистовых волн зададим гауссовой функцией с центром на частоте f_0 и относительной шириной $\Delta f / f_0 = 0.1$. Для центральной частоты в расчетах для стенда “Сура” выберем несколько характерных значений: $f_0 = 18$ кГц, что является характерным значением для частот мощных ОНЧ-передатчиков и соответствует, в частности, наблюдениям волн над стендом “Сура” [Rapoport et al., 2010]; $f_0 = 8$ кГц, что отвечает частоте нижнегибридного резонанса в ионосфере и возбуждению волн в области нагрева с последующей трансформацией в электромагнитные; $f_0 = 1.8$ кГц, что близко к частоте первого поперечного резонанса волновода “Земля — ионосфера” и нередко используется в экспериментах по модулированному ВЧ-нагреву для возбуждения ОНЧ-колебаний за счет эффекта Гетманцева. Для корректного вычисления параметров свистовых волн область частот ограничим снизу величиной нижнегибридной частоты на экваторе.

Для расчетов применительно к L -оболочке стенда HAARP частоты 8 и 18 кГц выбирать нецелесообразно, поскольку они находятся выше экваториальной гирочастоты электронов. Поэтому выберем частоту $f_0 = 1$ кГц, характерную для хоровых и шумовых ОНЧ-излучений на этой L , и частоту $f_0 = 3$ кГц, примерно отвечающую 0.4 от экваториальной гирочастоты электронов.

Для величины спектральной плотности энергии выберем фиксированную и достаточно большую

величину $W_0 = 10^{-4}$ нТл²/Гц, соответствующую типичной плотности энергии хоровых излучений во время геомагнитных возмущений (см., например, доступные данные прибора EMFISIS спутников Van Allen Probes (<https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>)). Коэффициент питч-угловой диффузии прямо пропорционален этому параметру, поэтому количественные результаты легко масштабируются для любых нужных значений.

3.2. Коэффициент и параметр питч-угловой диффузии, потоки высыпавшихся частиц

На рис. 1а, 1б, 1в показаны результаты расчетов коэффициента питч-угловой диффузии D_{pitch} , параметра питч-угловой диффузии Z и отношения потоков в вертикальном и горизонтальном детекторах $S_{\parallel} / S_{\perp}$ согласно формулам (3), (6) и (7) соответственно для геомагнитной трубки $L = 2.6$, соответствующей стенду “Сура”, при концентрации плазмы в экваториальной плоскости $N_{\text{CL}} = 2774$ см⁻³. Сплошными линиями показаны графики для постоянной спектральной плотности энергии волн в силовой трубке, штриховыми — для гауссова распределения с центром на экваторе и полушириной 20°.

Обращает на себя внимание, что при выбранной плотности плазмы энергетический диапазон резонансного взаимодействия ограничен сверху энергией 300 кэВ. Можно также отметить, что при повышении частоты от 1.8 кГц до 8 кГц верхняя граница этого диапазона несколько повышается; это невозможно было бы объяснить при локальном взаимодействии в экваториальной плоскости, поскольку резонансная энергия в заданной точке понижается с ростом частоты. Но для частоты 1.8 кГц области на малых высотах не вносят вклада во взаимодействие в рассматриваемом приближении, поскольку здесь эта частота ниже нижнегибридной частоты. Для частоты 8 кГц приближение чисто электронной дисперсии свистовых волн сохраняется до самых малых высот, которые и определяют наличие слабого, но конечного взаимодействия для частиц на верхней границе диапазона энергий.

Со сказанным выше согласуется и тот факт, что для самой низкой из выбранных частот (1.8 кГц) сужение области взаимодействия по широте за счет конечной широтной области существования волн оказывает относительно небольшое влияние как на величину потока частиц в конусе потерь, так и на максимальную энергию взаимодействия. Действительно, область малых высот в любом случае исключена из взаимодействия для такой низкой частоты. Вклад области малых высот увеличивается с ростом частоты и соответственно растет разница между результатами расчета для равномерного заполнения геомагнитной трубки свистовыми волнами и для распределения энергии волн,

прижатого к экватору. Для частоты $f_0 = 18$ кГц максимальная энергия частиц, при которой отношение $S_{\parallel} / S_{\perp} > 10^{-4}$, составляет ~ 150 и 35 кэВ для указанных выше случаев.

Оценивая эффективность взаимодействия для высыпания энергичных электронов, надо вспомнить, что заданная для расчетов интенсивность волн соответствует достаточно (хотя и не экстремально) сильным хоровым излучениям. При ширине полосы в 1 кГц она отвечает амплитуде волны около 0.3 нТл. Характерные значения амплитуды ОНЧ-сигнала, регистрируемые на Земле при модулированном КВ-нагреве, составляют до 1 пТл [Stubbe, 1996]. Наблюдения на спутнике DEMETER над стендом “Сура” во время сеансов нагрева показали наличие как электрической, так и магнитной компонент возмущения в уширенном сигнале ОНЧ-передатчика, причем интенсивность магнитной компоненты достигала 10^{-7} нТл²/Гц в полосе 100—200 Гц [Rapoport et al., 2010]. Это соответствует амплитудам ~ 2—4 пТл. В квазилинейном режиме эффективный параметр диффузии Z пропорционален амплитуде волны, т. е. он будет на 2 порядка меньше по сравнению с результатами приведенных здесь расчетов. Для оценки отношения потоков частиц в трубке стенда “Сура” по результатам, приведенным на рис. 1, учтем, что максимальное значение Z для частоты 18 кГц составило от ~ 2 до 0.5 для энергий от ~ 1.5 кэВ до ~ 10 кэВ. Аналогичные величины Z получаются и при концентрации электронов $N_{\text{CL}} = 1000$ см⁻³ (результаты расчетов не показаны для краткости), но диапазон энергий сдвигается вверх, до ~ 5—50 кэВ. Соответственно для амплитуд магнитного поля, соответствующих наблюдениям DEMETER, $Z \sim 10^{-2}$.

Для оценки отношения потоков частиц в горизонтальном и вертикальном детекторах построим зависимость отношения $S_{\parallel} / S_{\perp}$ от параметра Z , которая, как ясно из формул (5)—(7), имеет универсальный характер, определяемый видом решения (5), и может зависеть только от углового размера поля детектора. Эта зависимость показана на рис. 2. Из нее следует, что отношение $S_{\parallel} / S_{\perp}$ опускается ниже 10^{-6} , если параметр $Z < 0.065$.

В случае стенда “Сура” получаем, что наблюдение “искусственных” высыпаний в вертикальном детекторе частиц на низкоорбитальном спутнике крайне затруднительно, поскольку при тех амплитудах волн, которые известны из наблюдений на малых высотах, следует практически нулевое отношение $S_{\parallel} / S_{\perp}$. Разумеется, этот вывод не учитывает возможного усиления волн при их распространении в экваториальной области. Такое усиление вполне реально в области генерации естественных ОНЧ-сигналов, которая в принципе

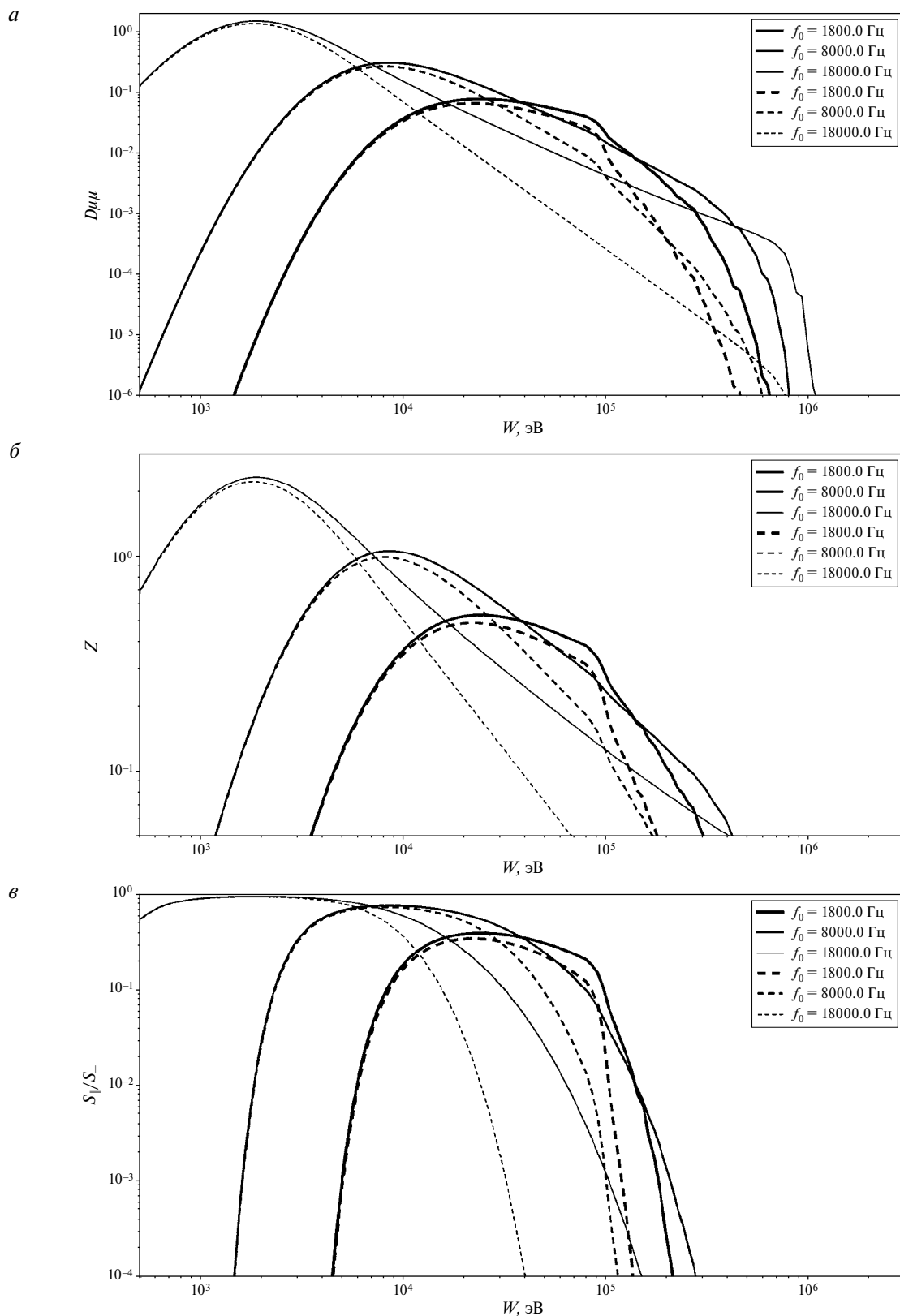


Рис. 1. Результаты расчетов коэффициента питч-угловой диффузии: (а) — усредненный коэффициент; (б) — параметр сильной диффузии; (в) — отношение потоков в горизонтальном и вертикальном детекторах для $L = 2.6$ и $N_{cL} = 2774 \text{ см}^{-3}$. Значения центральной частоты спектра волн указаны в надписи на графиках. Сплошные линии показывают результаты для однородного распределения плотности энергии волн в геомагнитной силовой трубке, пунктирные — для гауссова распределения с полушириной 20° .

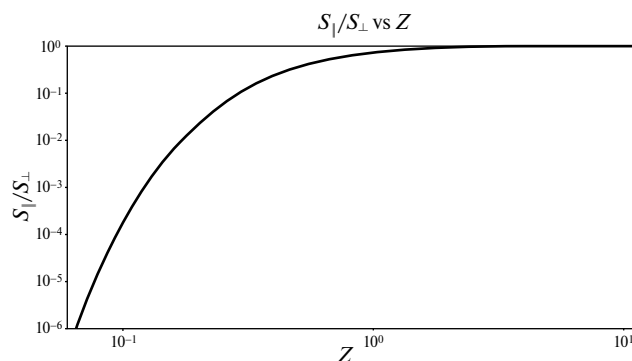


Рис. 2. Зависимость отношения потоков частиц в горизонтальном и вертикальном детекторах частиц от параметра диффузии Z согласно решению (5) при угловой полуширине конуса приема $\alpha_0 = 15^\circ$, соответствующей прибору MERED на спутниках NOAA/POES.

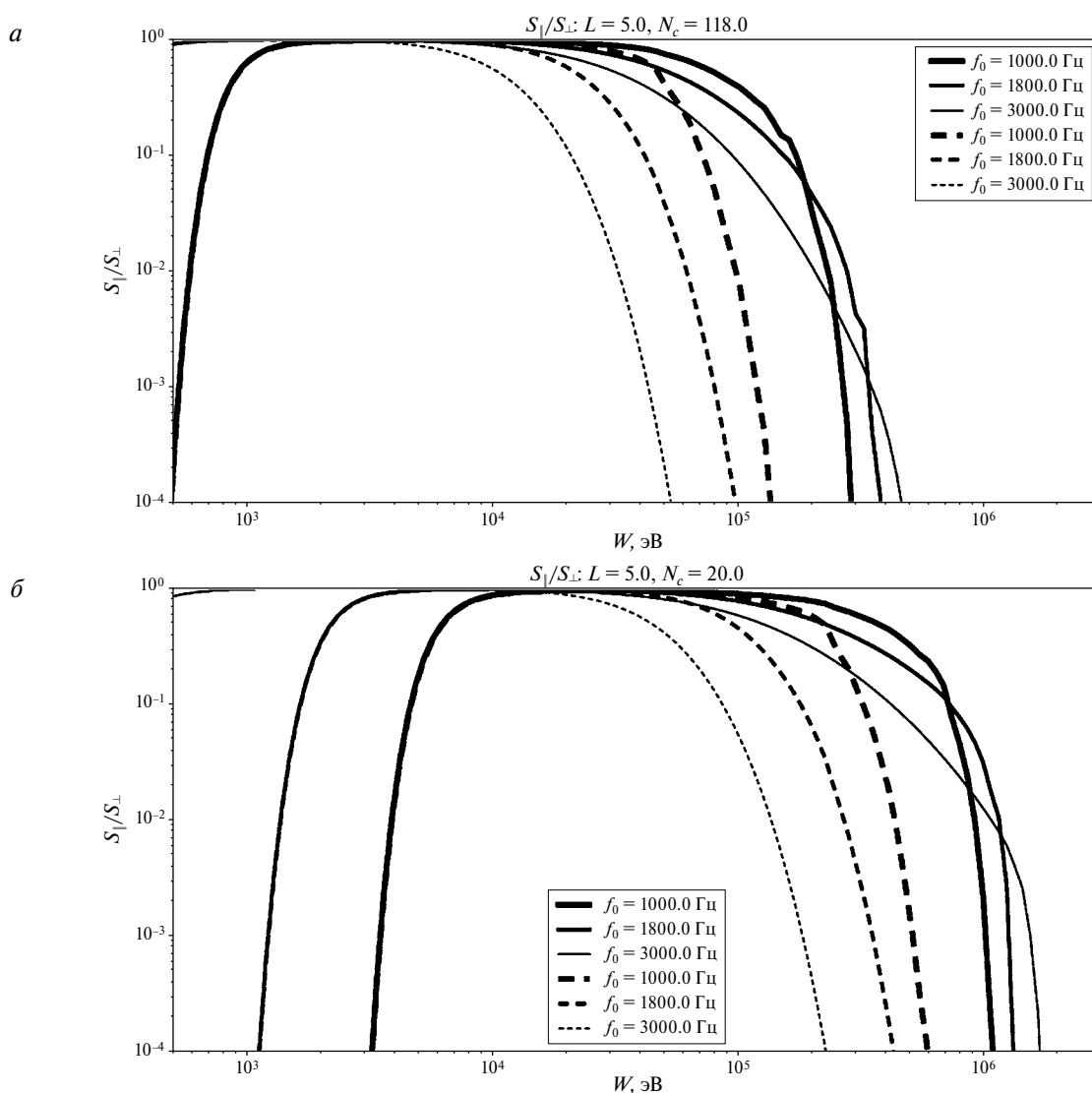


Рис. 3. Отношение потоков в горизонтальном и вертикальном детекторах для $L = 5$: (а) — $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$; (б) — $N_{cL} = 20 \text{ см}^{-3}$. Значения центральной частоты спектра волн указаны в надписи на графиках. Сплошные линии показывают результаты для однородного распределения плотности энергии волн в геомагнитной силовой трубке, пунктирные — для гауссова распределения с полушириной 20° .

может достигать L -оболочки стенда “Сура” при очень высокой геомагнитной активности.

Результаты расчетов для стенда HAARP показаны на рис. 3.

Здесь приведены только графики отношения $S_{\parallel} / S_{\perp}$ для двух значений концентрации плазмы N_{cL} — “плазмосферной” величины $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$ и более низкой концентрации $N_{cL} = 20 \text{ см}^{-3}$, соответствующей умеренной и сильной магнитной активности. Результаты отличаются в основном диапазоном энергий, соответствующих эффективному резонансному взаимодействию в этих двух случаях: при $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$ верхняя граница диапазона находится на 300—500 кэВ, а при $N_{cL} = 20 \text{ см}^{-3}$ — 1—2 МэВ. Можно отметить, что для $L = 5$ разница между равномерным и прижатым к экватору распределением интенсивности ОНЧ-волн вдоль геомагнитной силовой трубки более заметна, чем для $L = 2.6$: для частоты $f_0 = 3 \text{ кГц}$ максимальная энергия, соответствующая $S_{\parallel} / S_{\perp} > 10^{-4}$, уменьшается почти на порядок (от $\sim 1.8 \text{ МэВ}$ до $\sim 200 \text{ кэВ}$). Это объясняется большей величиной перепада магнитного поля от экватора до подножия силовой трубки и соответственно большей разницей резонансных энергий между этими точками.

Сравнивая результаты для $L = 2.6$ и $L = 5$, можно также заметить, что во втором случае заметно шире диапазон энергий, в котором при заданной интенсивности волн потоки высыпавшихся частиц близки к потокам захваченных. Очевидно, это объясняется меньшим размером конуса потерь.

Что касается интенсивности ОНЧ-волн на $L = 5$, то, как сказано выше, выбранная спектральная плотность энергии отвечает типичным волнам естественной природы для этих широт. Говоря о возможности искусственного стимулирования высыпаний с помощью КВ нагревного стенда, можно обратиться к результатам наблюдений на спутнике DEMETER во время пролетов над стендом HAARP [Титова и др., 2015; Parrot et al., 2022]. Максимальная спектральная интенсивность колебаний электрического поля, зарегистрированная в этих пролетах, была того же порядка, что и при пролетах над стендом “Сура”: $\sim 10^2 \text{ мкВ}^2/\text{м}^2/\text{Гц}$. Отсюда можно сделать вывод о сравнимых амплитудах магнитного поля (этих данных нет в публикациях о наблюдениях над стендом HAARP). Однако важной особенностью наблюдений над HAARP является наличие триггерных излучений, сопровождающих импульсы ОНЧ-сигналов от модулированного нагрева [Parrot et al., 2022]. Это указывает на включение нелинейных эффектов в экваториальной плоскости и, следовательно, на возможность значительного усиления волн в этой области. В таком

случае использование консервативных оценок, основанных на квазилинейной теории и на результатах измерений волн на малых высотах, для потоков высыпавшихся электронов, вряд ли можно считать обоснованным.

4. ВЫВОДЫ

Приведенные в работе результаты расчетов, основанных на известных выражениях для коэффициента квазилинейной диффузии энергичных электронов при их взаимодействии с продольно распространяющимися свистовыми волнами, позволили количественно оценить зависимость эффективности питч-угловой диффузии энергичных электронов в магнитосфере Земли от распределения волнового поля свистовых волн вдоль геомагнитной силовой трубки для параметров, отвечающих местоположению КВ нагревных стендов “Сура” и HAARP. С увеличением области геомагнитных широт, занятых волнами, энергетический диапазон высыпаний расширяется в сторону более высоких энергий. Это расширение более заметно для более высокой L -оболочки. По вычисленному коэффициенту питч-угловой диффузии для заданного спектра волн и их распределения вдоль силовой трубки определено отношение потоков высыпавшихся и захваченных частиц на высоте полета низкоорбитальных спутников, измеряющих потоки энергичных частиц. Показано, что при типичной интенсивности волн, соответствующей хоровым ОНЧ-излучениям и плазмосферным шипениям, потоки высыпавшихся и захваченных электронов могут быть сопоставимы друг с другом в геомагнитных трубках, сопряженных со стендами как “Сура”, так и HAARP. Вместе с тем для амплитуды ОНЧ-волн, наблюдавшихся ранее как результат действия нагревных стендов, поток высыпавшихся электронов пренебрежимо мал. В этом случае детектируемые высыпания энергичных электронов возможны лишь в случае заметного усиления волн при их распространении в магнитосфере.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен М.Е. Гушину за стимулирующие обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-12-00385.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андронов А.А., Трахтенгерц В.Ю. Кинетическая неустойчивость внешнего радиационного пояса Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1964. Т. 4. № 2. С. 233—242.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986. 190 с.
- Демехов А.Г., Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М., Нанн Д. Ускорение электронов в магнитосфере свистовыми волнами переменной частоты // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46. № 6. С. 751—756.
- Ковражкин Р.А., Могилевский М.М., Боске Ж.М. и др. Обнаружение высыпаний частиц из пояса кольцевого тока, стимулированных мощным наземным ОНЧ излучателем // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 7. С. 332—333.
- Титова Е.Е., Демехов А.Г., Мочалов А.А., Гвоздецкий Б.Б., Могилевский М.М., Парро М. КНЧ/ОНЧ возмущения над передатчиком HAARP, регистрируемые в верхней ионосфере на спутнике DEMETER // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 3. С. 167—186.
- Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М. Дж. Свистовые и альфвеновские ионно-циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 2011. 344 с.
- Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Шорохова Е.А., Белов А.С., Парро М., Рош Ж.-Л. Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации F2-области мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 3. С. 198—222.
- Abel B., Thorne R.M. Electron scattering and loss in Earth's inner magnetosphere: 1. Dominant physical processes // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № 2. P. 2385—2396.
- Abel B., Thorne R.M. Electron scattering and loss in Earth's inner magnetosphere: 2. Sensitivity to model parameters // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № 2. P. 2397—2407.
- Artemyev A.V., Demekhov A.G., Zhang X.-J., et al. Role of ducting in relativistic electron loss by whistler-mode wave scattering // J. Geophys. Res. Space Phys. 2021. V. 126. № 11. Art. № e2021JA029851.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029851>
- Inan U.S., Bell T.F., Bortnik J., Albert J.M. Controlled precipitation of radiation belt electrons // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. № A5. 1186.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009580>
- Kennel C.F., Engelmann F. Velocity Space Diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field // Phys. Fluids. 1966. V. 9. № 12. P. 2377—2388.
<https://doi.org/10.1063/1.1761629>
- Lyons L.R. Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ion-cyclotron and whistler waves // J. Plasma Phys. 1974. V. 12. Part 3. P. 417—432.
- Miyoshi Y., Saito S., Kurita S., et al. Relativistic electron microbursts as high-energy tail of pulsating aurora electrons // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. № 21. Art. № e90360.
<https://doi.org/10.1029/2020GL090360>
- Moldwin M.B., Downward L., Rassoul H.K., Amin R., Anderson R.R. A new model of the location of the plasma-pause: CRRES results // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. № A11. Art. № 1339.
<https://doi.org/10.1029/2001JA009211>
- Mourenas D., Artemyev A.V., Ripoll J.-F., Agapitov O.V., Krasnoselskikh V.V. Timescales for electron quasi-linear diffusion by parallel and oblique lower-band chorus waves // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. № A6. Art. № A06234.
<https://doi.org/10.1029/2012JA017717>
- Pasmanik D.L., Demekhov A.G. Peculiarities of VLF wave propagation in the Earth's magnetosphere in the presence of artificial large-scale inhomogeneity // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. № 7.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024118>
- Parrot M., Němec F., Cohen M.B., Gołkowski M. On the use of ELF/VLF emissions triggered by HAARP to simulate PLHR and to study associated MLR events // Earth, Planets and Space. 2022. V. 74. № 1. Art. № 4.
<https://doi.org/10.1186/s40623-021-01551-9>
- Rapoport V.O., Frolov V.L., Polyakov S.V., Komrakov G.P., Ryzhov N.A., Markov G.A., Belov A.S., Parrot M., Rauch J.-L. VLF electromagnetic field structures in ionosphere disturbed by Sura RF heating facility // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. № 10. Art. № A10322.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015484>
- Sauvaud J.-A., Maggiolo R., Jacquey C., Parrot M., Berthelier J.-J., Gamble R.J., Rodger C.J. Radiation belt electron precipitation due to VLF transmitters: Satellite observations // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. № 9. Art. № L09101.
<https://doi.org/10.1029/2008GL033194>
- Santolík O., Macušová E., Kolmašová I., Cornilleau-Wehrlin N., de Conchy Y. Propagation of lower-band whistler-mode waves in the outer Van Allen belt: Systematic analysis of 11 years of multi-component data from the Cluster spacecraft // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. № 8. P. 2729—2737.
<https://doi.org/10.1002/2014GL059815>
- Sheeley B.W., Moldwin M.B., Rassoul H.K., Anderson R.R. An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № 11. P. 25631—25641.
<https://doi.org/10.1029/2000JA000286>
- Steinacker J., Miller J.A. Stochastic gyroresonant electron acceleration in a low-beta plasma. I. Interaction with parallel transverse cold plasma waves // Astrophys. J. 1992. V. 393. P. 764—781.

- Stubbe P.* Review of ionospheric modification experiments at Tromsø // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996. V. 58. № 1—4. P. 349—368.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(95\)00041](https://doi.org/10.1016/0021-9169(95)00041)
- Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J., Nunn D., Demekhov A.G.* Cyclotron acceleration of radiation belt electrons by whistlers // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № A3. Art. № 1138.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009559>
- Vas'kov V.V., Bud'ko N.I., Kapustina O.V., Mikhailov Y.M., Ryabova N.A., Gdalevich G.L., Komrakov G.P., Maresov A.N.* Detection on the INTERCOSMOS-24 satellite of VLF and ELF waves stimulated in the topside ionosphere by the heating facility SURA // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 1998. V. 60. № 12. P. 1261—1274.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(98\)00054-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(98)00054-6)

Pitch-Angle Diffusion of Radiation Belt Electrons and Precipitating Particle Fluxes: Dependence on VLF Wavefield Parameters

A. G. Demekhov*

A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
 *e-mail: andrei@ipfran.ru

The dependence of the pitch-angle diffusion efficiency of energetic electrons in the Earth's magnetosphere on the distribution of the whistler wave field along the geomagnetic flux tube is quantitatively studied for parameters corresponding to the location of the Sura and HAARP HF heating facilities. The expansion of the precipitation energy range with the increase of the region of geomagnetic latitudes occupied by the waves is shown. Using the calculated pitch-angle diffusion coefficient for a given spectrum of waves and their distribution along the flux tube, the ratio of the fluxes of precipitating and trapped particles at low altitude is determined. It is shown that at typical wave intensities corresponding to chorus VLF waves and plasmaspheric hiss, the fluxes of precipitating and trapped electrons can be comparable to each other. At the same time, for the wave amplitudes observed as a result of the action of heating facilities, the flux of precipitating electrons is negligible.

УДК 523.31-853, 551.510.535

ВЫЯВЛЕНИЕ ВОЗМОЖНЫХ КРАТКОСРОЧНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ДЛЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ГЛУБИНОЙ ГИПОЦЕНТРА ОЧАГА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ СТАНДАРТНЫХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДНЕШИРОТНОГО СЛОЯ E_s

© 2024 г. Л. П. Корсунова^{1, *}, В. В. Хегай^{1, **}

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: lpkors@rambler.ru

**e-mail: hegai@izmiran.ru

Поступила в редакцию 21.07.2023 г.

После доработки 25.09.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Исследованы изменения отклонений от фоновых значений параметров спорадического слоя E ионосферы (E_s): действующей (виртуальной) высоты $h'E_s$ и предельной частоты отражения (f_oE_s). В основном, анализ проводился на основе данных ежечасных измерений нескольких японских наземных станций вертикального зондирования ионосферы с целью выявления возможных краткосрочных ионосферных предвестников землетрясений с промежуточной (от 60 до 300 км) глубиной гипоцентра очага землетрясения. Рассмотрены все известные события (12 землетрясений, с 1969 по 2022 гг.), для которых имеются нужные ионосферные данные в регионе Японии и магнитуды (M) которых лежат в диапазоне от 6.5 до 7.6. По совпадению максимумов в изменениях рассматриваемых характеристик E_s в одни и те же сутки на парах станций, разнесенных на сотни километров друг от друга фиксировалось время появления возможных ионосферных предвестников землетрясений. По ионосферным данным, имеющимся в период подготовки рассматриваемых землетрясений, выявлена тенденция, согласно которой время упреждения ими момента главного удара зависит от магнитуды готовящегося землетрясения. Выявлены сходства и отличия в откликах ионосферы на подготовку поверхностных (коровых) землетрясений и землетрясений с промежуточной глубиной гипоцентра очага. Обнаружена также и другая тенденция — к более раннему появлению выделенных предвестников землетрясений с ростом глубины гипоцентра очага для землетрясений с промежуточной глубиной гипоцентра очага при одинаковых расстояниях от эпицентра до точки наблюдения.

DOI: 10.31857/S0016794024020139, EDN: DYFVKO

1. ВВЕДЕНИЕ

До настоящего времени еще не разработана система краткосрочного прогноза землетрясений, поэтому изучение эффектов подготовки землетрясений в различных областях ионосферы (в эпигнозе) по-прежнему актуально. Известно, что отклик ионосферы на изменения сейсмической активности зависит от процессов, происходящих в очаге назревающего землетрясения. Эти процессы, в частности, обусловлены глубиной гипоцентра очага готовящегося землетрясения (h_c), с чем связана классификация землетрясений по их глубине: *поверхностных, промежуточных* (т.е. землетрясений

с промежуточной глубиной гипоцентра очага — ПГГО) и *глубокофокусных*. ЭПИЦЕНТРАЛЬНАЯ зона землетрясения обычно определяется как проекция очаговой зоны землетрясения на поверхность Земли, в которой наиболее сильно проявляются макросейсмические эффекты землетрясения, тогда размер области ПОДГОТОВКИ землетрясения на поверхности Земли, по крайней мере, не меньше. К тому же оказывается (см. монографию [Апродов, 2000]), что чем глубже расположен очаг землетрясения, тем большую территорию на поверхности Земли охватывают сейсмические проявления при равной энергии землетрясения. Таким образом, сейсмические проявления на поверхности Земли для

промежуточных землетрясений (глубины гипоцентров от 60 до 300 км) регистрируются на больших площадях, чем для поверхностных землетрясений (глубины гипоцентров до 60 км) той же магнитуды.

Ионосферные эффекты, связанные с подготовкой поверхностных (коровых) землетрясений, достаточно хорошо изучены (см. работы [Pulinets and Boyarchuk, 2004; Liu et al., 2006; Sharma et al., 2006; Sarkar et al., 2007; Dabas et al., 2007; Корсунова и Хегай, 2018; Perrone et al., 2010; Xia et al., 2011; Perevalova et al., 2014; Пулинец и др., 2014; Pulinets and Ouzounov, 2018; Hegai et al., 2023]), тогда как о влиянии на ионосферу промежуточных землетрясений известно немного. Тем не менее, уже в пионерской работе [Nestorov, 1979] были идентифицированы сейсмоионосферные возмущения в ионосфере, краткосрочные ионосферные предвестники землетрясений (КИПЗ) за два часа до мощного Вранчского землетрясения 04.03.1977 г. по наблюдениям на радиотрассах, проходивших именно над его эпицентральной зоной. Указанное землетрясение имело магнитуду $M = 7.2$, а глубина гипоцентра очага землетрясения была равна 120 км, т. е. это землетрясение относилось именно к классу промежуточных землетрясений. В работе [Бычков и др., 2017] были зафиксированы значительные изменения ионосферных параметров как в области F , так и в спорадическом слое E_s , за сутки до землетрясения с $M = 7.2$, эпицентр которого находился в ≈ 117 км от пункта наблюдения. Глубина очага этого землетрясения составила $h_G \approx 161$ км, то есть оно также относилось к классу промежуточных землетрясений.

Далее, время появления предвестников землетрясений в квазистатическом электрическом поле приземной атмосферы перед толчком (а значит, и связанных с ними возможных аномалий в ионосфере — ионосферных предвестников землетрясений) для разных глубин гипоцентров очагов землетрясений было рассмотрено в работе [Михайлов, 2007].

Этих сведений недостаточно, чтобы составить адекватное представление о влиянии промежуточных землетрясений на ионосферу. Однако такое представление необходимо получить для распознавания их возможных эффектов в ионосфере при подготовке землетрясений в реальных условиях. Важно знать, чем могут отличаться ионосферные эффекты перед коровыми землетрясениями, которые более разрушительны, от ионосферных эффектов промежуточных землетрясений при одинаковых магнитудах. Такие отличия, если они существуют, помогут избежать ложных тревог при значительных изменениях сейсмической активности. Более полные сведения о влиянии промежуточных землетрясений на ионосферу можно получить из анализа данных многолетних ионосферных наблюдений на сети наземных станций вертикального зондирования ионосферы

(НСВЗИ) в сейсмоактивных регионах (далее всюду, где это возможно, для краткости, вместо сокращения НСВЗИ используются термины станция(и) или сокращение ст.). Особенно полезными, с этой точки зрения, оказываются наблюдения за среднеширотным спорадическим слоем E_s . Этот слой менее чувствителен к воздействию на ионосферу геомагнитных возмущений [Чавдаров и др., 1975] с одной стороны, но, с другой стороны, является достаточно надежным индикатором проявлений ионосферных эффектов при значительных изменениях сейсмической активности [Корсунова и Хегай, 2018; 2023; Корсунова и Легенька, 2021].

Целью нашего исследования является изучение возможных эффектов в E_s в периоды подготовки сильных промежуточных землетрясений с магнитудами $M = 6.5—7.6$ на основании данных измерений НСВЗИ в Тихоокеанском регионе (Япония, Камчатка), где высока сейсмическая активность и ведутся многолетние ионосферные наблюдения.

В исследовании использованы ионосферные данные ст. Paratunka (географические координаты $\varphi = 52.97^\circ \text{ N}$, $\lambda = 158.25^\circ \text{ E}$), Wakkanai ($\varphi = 45.16^\circ \text{ N}$, $\lambda = 141.75^\circ \text{ E}$), Akita ($\varphi = 39.725^\circ \text{ N}$, $\lambda = 140.053^\circ \text{ E}$) и Kokubunji ($\varphi = 35.71^\circ \text{ N}$, $\lambda = 139.49^\circ \text{ E}$).

2. МЕТОД АНАЛИЗА ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для обнаружения возможного влияния на ионосферу подготовки сильных промежуточных землетрясений с магнитудами $M = 6.5—7.6$ необходимо исследовать изменения выбранных для этого параметров ионосферы непосредственно перед землетрясениями или за несколько суток до них. Учитывая что, как уже указано выше, среднеширотный спорадический слой E_s ионосферы менее чувствителен к влиянию геомагнитных возмущений, чем лежащие выше ионосферные слои (см. работы [Чавдаров и др., 1975; Корсунова и Хегай, 2023]), мы остановились на выборе двух его стандартных параметров: виртуальной высоты слоя $h'E_s$ и предельной частоты отражения f_oE_s . Для выделения возможных КИПЗ использовался основной критерий, уже применявшийся при анализе эффектов подготовки коровых (поверхностных) землетрясений. Согласно этому критерию, максимум в отклонениях ионосферных параметров от фоновых значений должен наблюдаться в одни и те же сутки на двух станциях, разнесенных на несколько сотен километров друг от друга, но находящихся в пределах зоны подготовки конкретного землетрясения (подробно см. работу [Корсунова и Легенька, 2021]). При этом, на более удаленной от эпицентра станции этот максимум должен совпадать с максимумом на более близкой к эпицентру землетрясения станции *или быть ближе к моменту толчка не более, чем на 4 часа*. Это удовлетворяет требованию о том, что

КИПЗ должны проявляться практически синхронно во всей зоне подготовки землетрясения. Радиус этой зоны для поверхностных землетрясений соответствует теоретической оценке Добровольского (см. работу [Dobrovolsky et al., 1979]) согласно которой $\rho_D = 10^{0.43M}$ (км). Однако, для землетрясений в Тихоокеанском регионе (см. монографию [Сидорин, 1992]) на основе экспериментальных данных был определен другой, существенно больший радиус зоны подготовки землетрясения, согласно которому $\rho_S = 10^{0.48M}$ (км). Рассматриваемые в нашем исследовании землетрясения принадлежат к классу промежуточных землетрясений, когда $60 \text{ км} \leq h_G \leq 300 \text{ км}$, где h_G — глубина гипоцентра очага (см. монографию [Апродов, 2000]), и радиус зоны их подготовки должен быть больше, чем ρ_D (см. введение). Поэтому используемый в нашей работе радиус зоны подготовки промежуточного землетрясения на поверхности Земли $\rho_{DS} = 10^{[(0.43+0.48)/2] \times M} = 10^{0.455 \times M}$ км был определен как медианное значение между этими двумя оценками (ρ_D и ρ_S). Именно он и считается верхней границей зоны подготовки землетрясения в описанной ниже методике выделения возможных КИПЗ для сильных промежуточных землетрясений, магнитуды которых лежат в диапазоне $6.5 \leq M \leq 7.6$.

Методика выделения КИПЗ состояла в следующем: в пределах зоны, определяемой радиусом ρ_{DS} , выбирались две станции с наиболее близкими эпицентрными расстояниями для того или

иного землетрясения. Далее выполнялась следующая процедура анализа данных одновременных измерений параметров Es на этих станциях.

1. Интервал наблюдения для каждого случая составляет 4 сут (от -3 дня до нулевого, т.е. дня землетрясения).

2. Время упреждения момента подземного толчка его возможным ионосферным предвестником (ΔT) определяется по поведению параметра $h'Es$ (обозначение $\Delta T_{h'Es}$). Для этого вычисляется соответствующая разность $\Delta h'Es = h'Es_{\text{cur}} - h'Es_{\text{med}}$ (между текущим значением $h'Es$ и его месячной медианой) на выбранных парах станций, входящих в зону подготовки землетрясения ($R_e < \rho_{DS}$). В качестве возможного КИПЗ рассматриваются наибольшие локальные максимумы $h'Es \geq h'Es_{\text{med}}$ (при этом $\Delta h'Es \geq 0$), ближайшие к моменту толчка, и появляющиеся почти одновременно (в пределах 4-х часов) на двух станциях, разнесенных между собой на расстояние не менее чем на несколько сотен километров.

Определение нужных локальных максимумов $h'Es$ проводилось так: на графике временных изменений $\Delta h'Es$ для станции, более близкой к эпицентру, начинается обратный отсчет от момента землетрясения до обнаружения наибольшего ближайшего неотрицательного экстремума. Этот момент считается моментом появления вероятного КИПЗ на этой станции. С этого момента начинается прямой отсчет для второй, более далекой от эпицентра

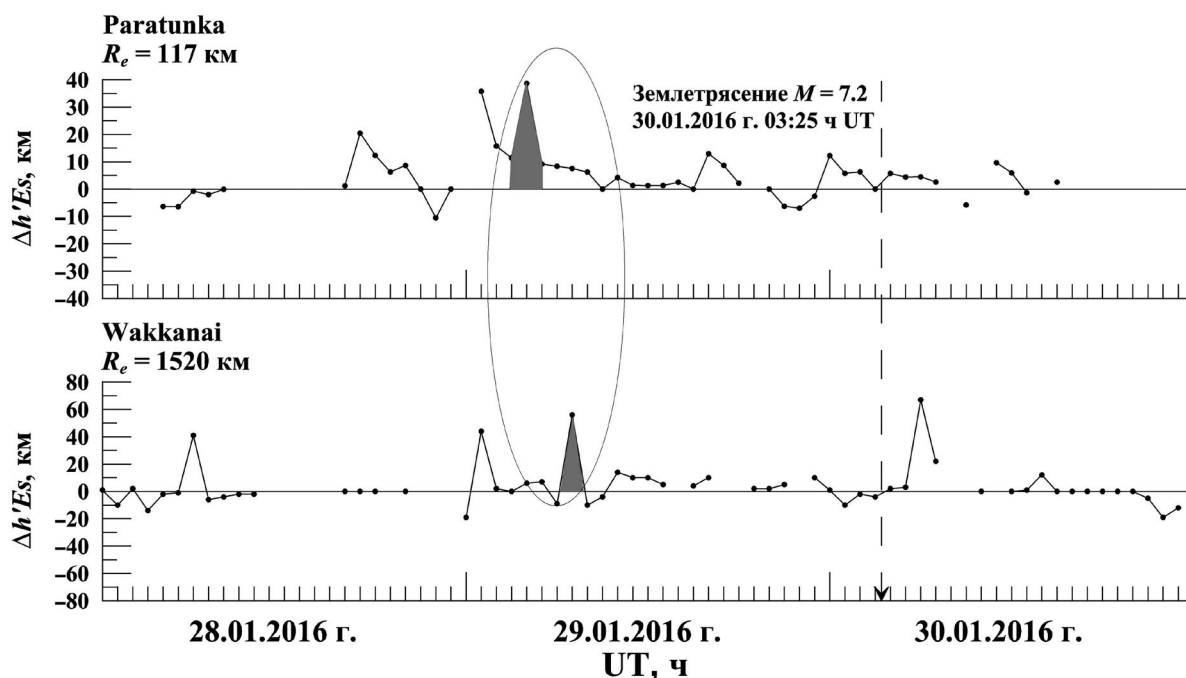


Рис. 1. Часовые вариации $\Delta h'Es$ (сплошные линии с точками) на ст. Paratunka (верхняя панель) и ст. Wakkanai (нижняя панель) перед землетрясением 30.01.2016 г. с промежуточной глубиной очага $h_G = 161$ км и магнитудой $M = 7.2$. Разрывы линий означают отсутствие данных. Вероятные КИПЗ отмечены темной заливкой и выделены эллипсом. Эпицентрные расстояния (R_e) до соответствующей ионосферной станции указаны на рисунке под названиями станций.

станции. Ближайший, следующий за этим моментом, наибольший неотрицательный экстремум $\Delta h'Es$ отмечает появление КИПЗ на этой второй станции. Если такового в пределах 4 часов не обнаруживается, то считается, что КИПЗ не наблюдается на **обеих** станциях. Этот способ выделения возможных КИПЗ, в качестве примера, иллюстрирует рис. 1.

Видно, что для ближайшей к эпицентру землетрясения ст. Paratunka первый максимум при “сканировании” по времени назад от момента толчка (0 UT 30.01.2016), второй, чуть БОЛЬШЕ (16 UT 29.01.2016), следующий, ПРЕВЫШАЮЩИЙ его (04 UT 29.01.2016) выбран как “КАНДИДАТ” в предвестники землетрясения, т.к. следующий за ним, уже МЕНЬШЕ его. Т.к. обнаружен максимум в 07 UT на ДРУГОЙ, более удаленной от эпицентра землетрясения (в пределах 4 часов от обнаруженного на более близкой к эпицентру ст. Paratunka) ст. Wakkanai (выделен темной заливкой), то считается, что КИПЗ наблюдаются на обеих станциях.

3. Для ближайшей к эпицентру землетрясения станции фиксируется наибольшее по абсолютной величине отклонение $\Delta foEs = foEs_{cur} - foEs_{med}$ от месячной медианы, совпадающее или следующее за временем появления возможного КИПЗ на этой же станции в течение ближайших 4-х часов. Т. е. выбраны максимальные по абсолютной величине значения $\Delta foEs$ в диапазоне [0, 4] ч от выбранного как КИПЗ “всплеска” $\Delta h'Es$. Аналогичный анализ проводится и для более удаленной станции.

Полученные значения отклонений характеризуют эффекты в Es , возможно связанные с подготовкой конкретного землетрясения.

4. По выбранным КИПЗ для ст., имеющих наибольшее количество выделенных возможных КИПЗ, строятся линейные регрессии — зависимости логарифмов величин $\Delta T_{h'Es}$ (сут) и логарифмов произведений $\Delta T_{h'Es} \cdot R$ (R — эпицентрально-расстояние до станции в км) от магнитуд (M) рассмотренных промежуточных землетрясений. Если соответствующие, достаточно высокие коэффициенты корреляции ($\rho(\Delta T_{h'Es} \cdot R, M) \geq 0.7$) увеличиваются для $\rho(\Delta T_{h'Es}, M)$, то КИПЗ считаются определенными верно.

Из 17 случаев (с 1969 по 2022 гг.), соответствующих сильным промежуточным землетрясениям в регионе Японии (с магнитудами M в диапазоне $6.5 \leq M \leq 7.6$), после фильтрации, обусловленной фактическим наличием нужных ионосферных данных, осталось 12 событий, пригодных для обработки по указанной выше методике. Характеристики рассмотренных землетрясений, соответствующих им предшествующих изменений в параметрах среднеширотного слоя Es (вероятные КИПЗ) а также геомагнитная обстановка (Kp -индексы) приведены в табл. 1.

В табл. 1 также приведены значения трех типов радиусов для зон подготовки соответствующих землетрясений. Видно, что в 6 из 12 случаев эпицентрально-расстояния для вторых станций превышают ρ_D , т. е. не попадают в зону подготовки,

Таблица 1. Характеристики промежуточных землетрясений, Kp -индексы и соответствующие им значения параметров среднеширотного слоя Es на выбранных парах ионосферных станций, характеризующие возможные КИПЗ

N	Время землетрясения, UT	Географические координаты эпицентров землетрясений	M	h_G , км	ρ_D , км	ρ_S , км	ρ_{DS} , км	НСВЗИ	R_e , км	$\Delta T_{h'E}$, сут	$\Delta h'Es$, км	$\Delta foEs$, МГц	Тип Es , Время LT, ч	Kp
1	02.12.2001 13:02 UT	39.4° N 141.1° E	6.5	124	620	1320	910	Kokubunji Wakkanai	440 650	6 5	6 17	1.2 0.9	F2, 16 F1, 17	1 ₀
2	09.01.1987 06:14 UT	39.9° N 141.7° E	6.6	68	690	1470	1010	Akita Kokubunji	140 310	12 11	5 5	0.5 0.5	F1, 03 F2, 02	2 ₀
3	06.12.1978 14:02 UT	45.0° N 146.6° E	6.7	90	760	1640	1120	Wakkanai Akita	430 790	20 19	8 5	0.5 0.3	F1, 03 F1, 04	1 ₋
4	17.12.1987 02:08 UT	35.4° N 140.2° E	6.7	63	760	1640	1120	Kokubunji Akita	70 480	19 19	65 40	2.1 0.5	L2, 14 C1, 14	5 ₊
5	14.01.1987 11:04 UT	42.6° N 142.8° E	6.8	102	840	1840	1240	Wakkanai Akita	350 450	20 20	0 5	0.4 0.1	F1, 00 F2, 00	1 ₊
6	23.07.2008 15:26 UT	39.8° N 141.5° E	6.8	108	840	1840	1240	Kokubunji Wakkanai	490 600	24 24	4 12	3.2 1.7	F4, 00 F6, 00	3 ₀
7	19.01.1969 07:02 UT	45.2° N 143.2° E	7.0	245	1020	2290	1530	Akita Kokubunji	660 1100	25 23	10 5	0.8 -0.1	H1, 15 L1, 17	3 ₊
8	26.05.2013 09:24 UT	38.8° N 141.6° E	7.0	68	1020	2290	1530	Kokubunji Wakkanai	390 710	25 25	10 12	-0.8 0.3	L2, 17 C2, 17	3 ₀
9	13.02.2020 10:34 UT	45.6° N 149.0° E	7.0	143	1020	2290	1530	Wakkanai Kokubunji	560 1360	26 23	5 10	1.9 0.9	L4, 17 F3, 20	2 ₀
10	19.04.2013 03:06 UT	46.2° N 150.8° E	7.2	110	1250	2860	1890	Wakkanai Kokubunji	710 1500	31 27	12 8	0.8 2.0	L2, 05 L2, 09	0 ₊
11	30.01.2016 03:25 UT	54.0° N 158.0° E	7.2	161	1250	2860	1890	Paratunka Wakkanai	120 1520	23 20	39 56	3.6 1.0	H1, 15 H1, 16	1 ₋
12	15.01.1993 11:06 UT	43.3° N 144.6° E	7.6	102	1850	4450	2870	Wakkanai Kokubunji	310 950	62 58	4 13	1.4 0	C1, 07 H1, 11	2 ₀

определяемой этим радиусом. Так как эффекты на этих станциях были обнаружены, то это значит, что реальная зона подготовки больше. При этом все станции находятся в зоне подготовки, определяемой радиусом ρ_{DS} , что подтверждает факт ее расширения для промежуточных землетрясений. Далее, в табл. представлены индексы Kp для времени появления КИПЗ на 2-х станциях. Для 11 из 12 рассмотренных землетрясений в часы появления КИПЗ на 2-х станциях не наблюдалось сильных геомагнитных возмущений и только в одном случае отмечена магнитная буря. В работе [Корсунова и Хегай, 2023] было показано на примере этих же ионосферных станций (но для коровых землетрясений!), что даже в таких условиях использованная в ней методика позволяет выделять КИПЗ.

Вообще говоря, надо учитывать, что виртуальная (действующая) высота слоя E_s зависит от профиля электронной концентрации. Однако, в отсутствие знания реальных профилей электронной концентрации можно считать, что медианные значения $h'E_s$ в конкретные часы суток соответствуют некоторому среднему профилю электронной концентрации в этих условиях. Отклонения от этих фоновых значений свидетельствуют об изменениях в условиях образования E_s под влиянием тех или иных факторов в конкретный момент времени. Следует также иметь в виду, что величина $\Delta foE_s = foE_{s_{cur}} - foE_{s_{med}}$ определяется состоянием ионосферы, условиями и механизмом образования слоя E_s , а не только гипотетическим влиянием землетрясения. Тем не менее, для среднеширотных типов E_s в спокойных геомагнитных условиях при отсутствии внешних факторов наиболее важной причиной изменений условий образования E_s является изменение структуры ветра, которое может происходить под воздействием АГВ, имеющих различную природу, в том числе и связанную с подготовкой землетрясения. Поэтому изменения foE_s являются следствием воздействия ряда факторов и величина ΔfoE_s не определяется каким-либо одним из них. Мы не обнаружили связи этого параметра с магнитудами землетрясений и полагаем, что рассмотренные промежуточные землетрясения на фазе подготовки не вносят существенного вклада в изменения ΔfoE_s . Более того, существенной закономерности вариаций $\Delta h'E_s$ в зависимости от величины h_G на исследованном материале также выявить не удалось. Коэффициент линейной корреляции $\rho(\Delta h'E_s, h_G)$ оказался равным 0.1.

Из табл. 1 также следует, что в 17 случаях наблюдались слои типов F, L и только в 7 случаях слои типов C, H, т.е. в 70% случаев отмечались низкие интенсивные слои (до 6-й кратности отражения), а в 30% случаев высокие слои. Это означает, что для промежуточных землетрясений исследованной выборки с $M = 6.5-7.2$ слои E_s образуются, в основном, в нижней части области E, как и в отсутствие

землетрясений. Этот факт не повлиял на результаты нашего исследования, но прояснил причину небольших отклонений $\Delta h'E_s$. С физической точки зрения, по-видимому, более высокие спорадические слои, предпочтительно, образуются под влиянием сейсмогенного электрического поля, проникшего в ионосферу, а более низкие — за счет АГВ, связанных с процессами подготовки землетрясения.

Наконец, анализ числовых данных табл. показывает, что значения отклонений в ионосферных параметрах варьируют в пределах $\Delta h'E_s = 0-65$ км, $\Delta foE_s = 0.1-3.6$ МГц. Величины отклонений на двух станциях обычно отличаются друг от друга, причем отклонения ΔfoE_s на станции, находящейся ближе к эпицентру, в 9 из 12 случаев выше, чем на более далекой от эпицентра землетрясения станции. Время упреждения момента землетрясения имеет тенденцию возрастания с увеличением магнитуды землетрясения.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные на рис. 2 линейные регрессии также построены по данным табл., приведенной выше, и количественно характеризуют полученные времена упреждения момента толчка ($\Delta T_{h'E_s}$) для ионосферных станций Kokubunji и Wakkanai соответственно.

Из рисунка хорошо видно, что существует достаточно высокая корреляция времени упреждения момента землетрясения возможным КИПЗ с магнитудой землетрясения, причем для обеих станций, исключение зависимости от эпицентрального расстояния (R_e) увеличивает коэффициент корреляции (на $\approx 6\%$ для обеих станций). Такие изменения соответствующих коэффициентов корреляции характерны для краткосрочных ионосферных предвестников землетрясений (КИПЗ) сильных коровых землетрясений ($h_G \leq 60$ км), как это показано в работе [Корсунова и Хегай, 2018]. Однако, величины отклонений $\Delta h'E_s$, связанные с КИПЗ коровых землетрясений, оказываются систематически выше при сравнении их с соответствующими отклонениями $\Delta h'E_s$, обусловленными подготовкой сильных промежуточных землетрясений. Таким образом, КИПЗ сильных коровых землетрясений проявляются более “ярко”, чем КИПЗ сильных промежуточных землетрясений. При этом, выделенные КИПЗ подчиняются тем же закономерностям, что и КИПЗ коровых землетрясений. Основными отличиями являются проявление эффектов подготовки промежуточных землетрясений на больших расстояниях и меньшие изменения виртуальных высот E_s ($h'E_s$) по сравнению с коровыми землетрясениями.

На рис. 3 представлены зависимости, аналогичные рис. 2, в которых, однако в качестве независимой переменной по осям абсцисс отложена не магнитуда землетрясения, а глубина гипоцентра очага h_G . Соответствующие линейные регрессии

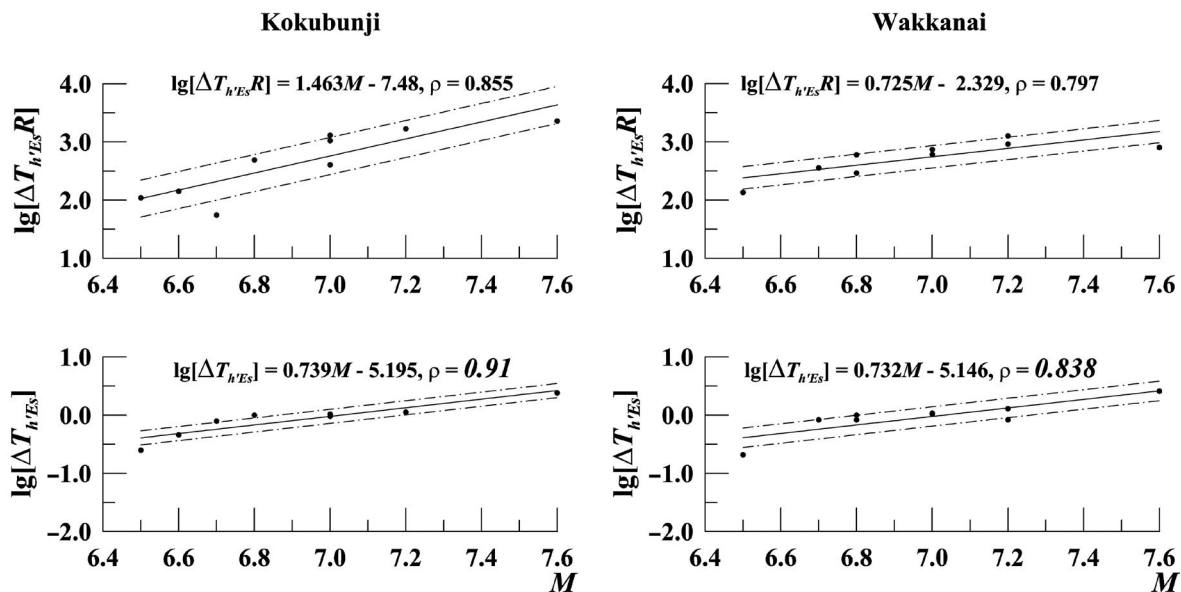


Рис. 2. Зависимости логарифмов величин $\Delta T_{h'Es}$ (сут) и логарифмов произведений $\Delta T_{h'Es} \times R$ (R — эпицентральное расстояние до ионосферной станции в км) для возможных КИПЗ, наблюдаемых на ст. Kokubunji (левые панели) и ст. Wakkanai (правые панели) от магнитуд (M) рассмотренных промежуточных землетрясений, построенные по данным этих станций (точки). Сплошными линиями показаны линии регрессии, полученные методом наименьших квадратов, а штрихпунктирными линиями указаны величины стандартных ошибок этих регрессий (разброс зависимой переменной вокруг линии регрессии). Рядом с уравнением каждой регрессии указан коэффициент корреляции (ρ).

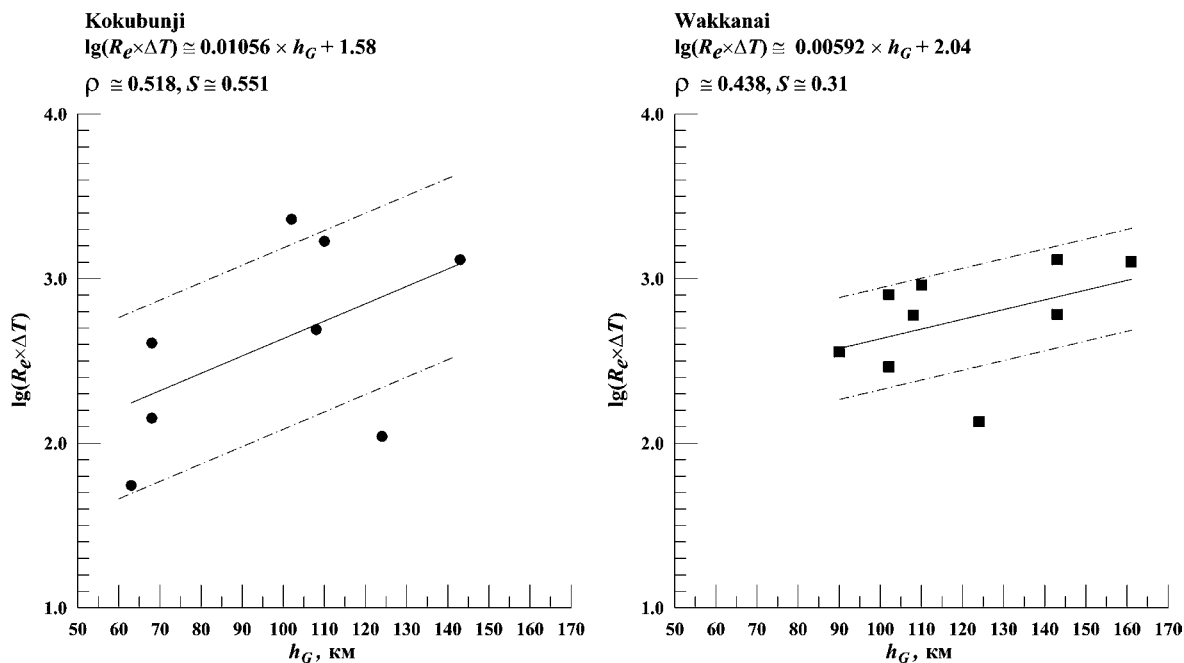


Рис. 3. Линейные регрессии (сплошные линии) для логарифмов произведений $\Delta T_{h'Es} \times R_e$ (R_e — эпицентральное расстояние до ионосферной станции в км, $\Delta T_{h'Es}$ — в сут) для возможных КИПЗ, наблюдаемых на ст. Kokubunji (левые панели, крупные черные точки) и ст. Wakkanai (правые панели, черные “квадратики”) в зависимости от глубин гипоцентров очагов (h_G) рассмотренных промежуточных землетрясений, построенные по данным этих станций. Линии регрессии, получены методом наименьших квадратов, а штрихпунктирными линиями указаны величины стандартных ошибок этих регрессий (разброс зависимой переменной вокруг линии регрессии). Под уравнением каждой регрессии указан коэффициент корреляции (ρ) и стандартная ошибка регрессии (S).

построены по данным табл., приведенной выше, при этом случай землетрясения с $h_G = 245$ км исключен из рассмотрения, т.к. в промежутке глубин гипоцентров очага $h_G \in [162; 245]$ км нет других промежуточных землетрясений, и интерполяция в этом достаточно широком диапазоне слишком ненадежна (из-за отсутствия данных внутри него). Левая панель отображает регрессию (сплошная линия) для данных по ст. Kokubunji (крупные черные кружки), штрихпунктирные линии отмечают диапазон стандартной ошибки регрессии (разброс данных). Под названием станции приведено уравнение регрессии, коэффициент корреляции (ρ) и величина стандартной ошибки регрессии (S). На правой панели такое же представление дано для данных по ст. Wakkanai, единственное отличие состоит в том, что данные отображаются черными “квадратиками”.

Из рассмотрения рисунка следует, что выявленные КИПЗ с ростом глубины гипоцентра его очага для промежуточных землетрясений появляются раньше при одинаковых расстояниях от эпицентра до точки наблюдения на поверхности земли, так как $\Delta T_{h'Es}$ (время упреждения) при этом будет возрастать.

В работе [Михайлов, 2007] приведена табл. 2, в которой содержатся данные по характеристикам краткосрочных предвестников землетрясений — аномалий в приземном квазистатическом атмосферном электрическом поле сейсмического происхождения для ряда землетрясений в изучаемом нами Тихоокеанском регионе (Япония, Камчатка): их времена упреждения подземного толчка (Δt), эпицентральные расстояния до пункта наблюдения (R), магнитуды (M) и глубины гипоцентров (D). В пяти случаях глубина гипоцентра землетрясения соответствует промежуточным землетрясениям.

С целью обобщения данных по предвестникам промежуточных землетрясений нами построена единая линейная регрессия по данным ст. Kokubunji (8 случаев), ст. Wakkanai (9 случаев) и тех данных, которые есть в табл. 2 работы [Михайлов, 2007] в диапазоне глубин гипоцентров очагов землетрясений $h_G \in [60; 102]$ км (т.е. добавлено еще 5 случаев), всего 22 случая в диапазоне $h_G \in [60; 161]$ км. Эта обобщенная линейная регрессия, аналогично рис. 3, представлена на рис. 4 (данные ст. Kokubunji — крупные точки, ст. Wakkanai — черные “квадратики”, из табл. 2 работы [Михайлов, 2007] — шестиконечные звездочки).

Как видно из рисунка, увеличение массива данных привело к существенному увеличению коэффициента корреляции, что видно из сравнения $\rho_{Wakkanai} \cong 0.438 < \rho_{Kokubunji} \cong 0.518 < \rho \cong 0.568$, таким

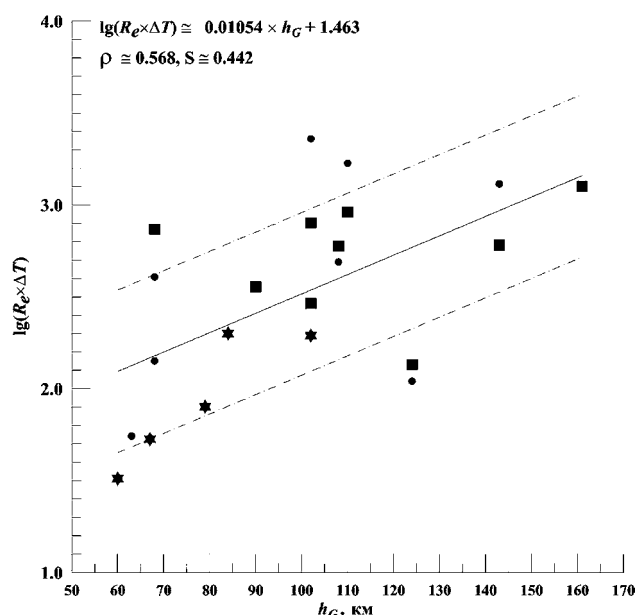


Рис. 4. То же, что и рис. 3, но для совокупности всех данных по промежуточным землетрясениям (данные ст. Kokubunji — крупные точки, ст. Wakkanai — черные “квадратики”, из табл. 2 работы [Михайлов, 2007] — шестиконечные звездочки).

образом, теснота связи между $\lg(\Delta T \cdot R_e)$ и h_G по шкале Чеддока выросла от умеренной ($0.3 < \rho < 0.5$) до заметной ($0.5 < \rho < 0.7$), что свидетельствует в пользу большей надежности выявленной тенденции.

4. ВЫВОДЫ

В результате проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

1. Для промежуточных землетрясений зона подготовки больше, чем для коровых, и для Тихоокеанского региона (Япония, Камчатка) удовлетворительно описывается радиусом ρ_{DS} .
2. Величина отклонений в $foEs$ перед промежуточными землетрясениями сравнима с полученными для коровых землетрясений, но изменения виртуальных высот Es ($h'Es$) существенно меньше.
3. Время упреждения КИПЗ момента толчка для промежуточных землетрясений в диапазоне магнитуд $M = 6.5—7.6$ изменяется от нескольких часов до нескольких суток в зависимости от магнитуды землетрясения.
4. Выявленные КИПЗ промежуточных землетрясений при одинаковых расстояниях от эпицентра до точки наблюдения с ростом глубины гипоцентра землетрясения появляются раньше, т.е. от момента подземного толчка назад по времени отстоят дальше.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность National Institute of Information and Communications Technology (NICT, Japan) ионосферные данные которого были использованы в данной работе, а также United States Geological Survey's (USGS) Earthquake Hazards Program за предоставление доступа к данным по землетрясениям.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных научных исследований государственной академии наук по теме: Исследование солнечной активности и физических процессов в системе “Солнце—Земля” (№ 0037-2014-0003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андродов В.А. Зоны землетрясений. М.: Мысль, 2000. 461 с.
- Бычков В.В., Корсунова Л.П., Смирнов С.Э., Хегай В.В. Аномалии в ионосфере и электричестве приземного слоя атмосферы перед Камчатским землетрясением 30.01.2016 г. по данным обсерватории “ПАРАТУН-КА” // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. № 4. С. 532—540.
<http://dx.doi.org/10.7868/S0016794017040058>
- Корсунова Л.П., Легенька А.Д. Обнаружение возможных краткосрочных ионосферных предвестников сильных землетрясений по изменениям ежесуточных характеристик *Es* // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 6. С. 803—811.
<http://dx.doi.org/10.31857/S0016794021050060>
- Корсунова Л.П., Хегай В.В. Возможные краткосрочные предвестники сильных коровых землетрясений в Японии по данным наземных станций вертикального зондирования ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 1. С. 94—101.
<http://dx.doi.org/10.7868/S001679401801008X>
- Корсунова Л.П., Хегай В.В. Оценка эффективности использования интегральных суточных характеристик *Es* для выделения краткосрочных ионосферных предвестников сильных землетрясений // Геомагнетизм и аэрономия. 2023. Т. 63. № 2. С. 227—237.
<http://dx.doi.org/10.31857/S0016794022600417>
- Михайлов Ю.М. О свойствах предвестников землетрясений в электростатическом поле в приземной атмосфере // Физика Земли. 2007. № 4. С. 76—80.
- Пулинец С.А., Узун Д.П., Давиденко Д.В., Дудкин С.А., Цадиковский Е.И. Прогноз землетрясений возможен?! М.: Тривант, 2014. 144 с.
- Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992. 192 с.
- Чавдаров С.С., Часовитин Ю.К., Чернышева С.П., Шефтель В.М. Среднеширотный спорадический слой E ионосферы. М.: Наука, 1975. 120 с.
- Dabas R.S., Das R.M., Sharma K., Pillai K.G.M. Ionospheric precursors observed over low latitudes during some of the recent major earthquakes // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2007. V. 69. № 15. P. 1813—1824.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.09.005>
- Dobrovolsky I.P., Zubkov S.I., Miachkin V.I. Estimation of the size of earthquake preparation zones // Pure Appl. Geophys. 1979. V. 117. № 5. P. 1025—1044.
<https://doi.org/10.1007/BF00876083>
- Hegai V., Zeren Z., Pulinets S. Seismogenic field in the ionosphere before two powerful earthquakes: possible magnitude and observed ionospheric effects (Case study) // Atmosphere. 2023. V. 14. № 5. ID819.
<https://doi.org/10.3390/atmos14050819>
- Liu J.Y., Chen Y.I., Chuo Y.J., Chen C.S. A statistical investigation of pre-earthquake ionospheric anomaly // J. Geophys. Res. Space. 2006. V. 111. № 5. ID A05304.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011333>
- Nestorov G.T. A possible ionospheric presage of the Vranca earthquake of March 4, 1977 // Comptes rendus de l'Academie Bulgare des Sciences. 1979. V. 32. № 4. P. 443—446.
- Perevalova N.P., Sankov V.A., Astafyeva E.I., Zhupityaeva A.S. Threshold magnitude for ionospheric TEC response to earthquakes // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2014. V. 108. P. 77—90.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2013.12.014>
- Perrone L., Korsunova L.P., Mikhailov A.V. Ionospheric precursors for crustal earthquakes in Italy // Ann. Geophys. 2010. V. 28. № 4. P. 941—950.
<https://doi.org/10.5194/angeo-28-941-2010>
- Pulinets S.A., Boyarchuk K.A. Ionospheric precursors of earthquakes. Berlin: Springer, 2005. 315 p.
<https://doi.org/10.1007/b137616>
- Pulinets S., Ouzounov D. The Possibility of Earthquake Forecasting: Learning from nature. Bristol, UK: IOP Publishing Ltd., 2018. 167 p.
<https://doi.org/10.1088/978-0-7503-1248-6>
- Sarkar S., Gwal A.K., Parrot M. Ionospheric variations observed by the DEMETER satellite in the mid-latitude region during strong earthquakes // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2007. V. 69. № 13. P. 1524—1540.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.06.006>
- Sharma D.K., Israil M., Chand R., Rai J., Subrahmanya P., Garg S.C. Signature of seismic activities in the F2 region ionospheric electron temperature // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2006. V. 68. № 6. P. 691—696.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2006.01.005>
- Xia C., Yang S., Xu G., Zhao B., Yu T. Ionospheric anomalies observed by GPS TEC prior to the Qinghai Tibet region earthquakes // Terr. Atmos. Ocean. Sci. 2011. V. 22. № 2. P. 177—185.
[https://doi.org/10.3319/TAO.2010.08.13.01\(TibXS\)](https://doi.org/10.3319/TAO.2010.08.13.01(TibXS))

Identification of Possible Short-Term Ionospheric Earthquake Precursors for Seismic Events with Intermediate Hypocenters Depths by Measuring the Standard Parameters of the Mid-Latitude *Es* Layer

L. P. Korsunova^{1, *}, V. V. Hegai^{1, **}

¹ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia

*e-mail: lpkors@rambler.ru

**e-mail: hegai@izmiran.ru

Changes in deviations from the background values of the parameters of the sporadic *E* ionosphere (*Es*) are studied: the effective (virtual) height $h'Es$ and limiting reflection frequency ($foEs$). Basically, the analysis was carried based on hourly measurement data from several Japanese ground stations for vertical sounding of the ionosphere in order to identify possible short-term ionospheric earthquake precursors with intermediate (from 60 to 300 km) hypocentral depths. All known events (12 earthquakes, from 1969 to 2022) are considered for which the necessary ionospheric data in the Japan region and magnitudes (M) ranging from 6.5 to 7.6 are available. From coincidence of the maxima in changes in the considered *Es* characteristics on the same day at pairs of stations separated by hundreds of kilometers, the time of appearance of possible ionospheric earthquake precursors was recorded. According to the ionospheric data available during the preparation period for the studied earthquakes, a tendency has been identified according to which the time the moment of the main influence is anticipated depends on the magnitude of the impending earthquake. Similarities and differences in the responses of the ionosphere to the preparation of surface (crustal) earthquakes and earthquakes with an intermediate hypocentral depth are revealed. Another tendency is also revealed: earlier appearance of the identified earthquake precursors with increasing hypocentral depth for earthquakes with an intermediate hypocentral depth at the same distances from the epicenter to the observation point.

УДК 550.371.4: 551.510.535

СЕЙСМОГЕННЫЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ И ТОКИ ОТ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ: СОПОСТАВЛЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

© 2024 г. В. В. Хегай*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

**e-mail: hegai@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 31.07.2023 г.

После доработки 07.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Проведен сравнительный анализ различных модельных представлений сейсмогенных квазистационарных электрических полей/токов от крупномасштабных источников на поверхности Земли. Установлено, что ранее предложенные аналитические модели сейсмогенных квазистационарных источников электрического поля/тока со значениями амплитуд поля/тока, непрерывно уменьшающимися до нуля на бесконечности, согласуются с экстремальными значениями электрического поля/тока, экспериментально наблюдавшимися в эпицентральных зонах до землетрясений. Показано также, что резко ограниченные в пространстве модели сейсмогенных источников квазистационарных электрических полей/токов в эпицентральных областях будущих землетрясений на поверхности Земли приводят к их величинам, на порядок и более превышающим реально наблюдаемые.

DOI: 10.31857/S0016794024020144, EDN: DYFOLG

1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетние измерения показывают (см., например, [Markson, 2007; Мареев, 2010]), что в области “хорошей погоды” величина напряженности вертикального квазистатического электрического поля в атмосфере у поверхности Земли (E_z) в среднем обычно составляет ~ 100 В/м. С другой стороны, обнаруживается, что перед землетрясениями (в области их подготовки на поверхности Земли также в условиях “хорошей погоды”) систематически наблюдаются ее аномалии (ΔE_z) сейсмогенной природы, появляющиеся от часов до десятков дней до толчка, которые длятся от получаса до единиц часов, а их максимальная абсолютная величина лежит в диапазоне $\sim 0.12.0$ кВ/м (см. работы [Чернявский, 1955; Kondo, 1968; Hao, 1988; Vershinin et al., 1999; Hao et al., 2000; Choudhury et al., 2013; Смирнов, 2018; Антонова и др., 2019]). В пределах зоны подготовки землетрясения на поверхности Земли имеется тенденция увеличения абсолютной величины аномалии сейсмогенного поля по мере приближения от периферии к эпицентру, как это следует из работы [Hao et al., 2000]. При этом условия “хорошей погоды”, согласно

исследованию [Смирнов, 2018], определяются следующим образом: температура окружающего воздуха в диапазоне $+/-50$ °С; давление от 650 до 1080 гПа; облачность не более 3 баллов; скорость ветра до 6 м/с, отсутствие гроз, осадков, тумана, мглы, дымки, поземки, метели.

Крупномасштабные источники аномалий (ΔE_z) у поверхности Земли сейсмического происхождения (см. публикации [Hegai et al., 2015; 2023; Denisenko et al., 2018b; Khagai, 2020]) в ночных условиях при низкой солнечной активности могут приводить в среднеширотной ионосфере к значениям электрического поля (перпендикулярного геомагнитным силовым линиям) от ~ 0.2 до ~ 1 мВ/м. Такие величины электрического поля незначимы для области тропосферы, но они играют роль в перераспределении плазмы в ионосфере (скорость $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа плазмы на высоте 300 км для величины электрического поля в 1 мВ/м, перпендикулярного геомагнитным силовым линиям, в средних широтах колеблется в диапазоне ~ 20 – 40 м/сек).

Здесь следует отметить, что имеются и другие работы (см., например, обзор [Conti et al., 2021]), в которых авторы выражают более скептическое отношение

к возможности проникновения квазистатического электрического поля сейсмогенной природы нужной величины от поверхности Земли в ионосферу для получения наблюдаемых эффектов (содержательный ответ на такие сомнения приведен в статье [Khegai, 2020], которая осталась вне поля зрения авторов обзора, поскольку она в нем не приводится).

В любом случае, при расчетах проникновения квазистатического электрического поля от поверхности Земли в ионосферу на нижней границе (высота $z = 0$ км) необходимо задавать горизонтальное распределение сейсмогенного источника поля (ΔE_z) или обусловленной им величины (Δj_z) — плотности вертикального тока проводимости у поверхности Земли. Эта величина, фигурирующая в различных расчетах, не измеряется непосредственно (см., например, результаты исследования [Смирнов, 2018]), а является результатом произведения величины E_z (В/м, вертикальная компонента напряженности электрического поля), непосредственно измеренного квазистатического электрического поля у поверхности Земли, и величины проводимости на этом же уровне σ_0 (См/м), также измеряемой независимо, т. е. $j_z = \sigma_0 E_z$ (А/м²). *Здесь и далее для упрощения записи будем, в большинстве случаев, опускать символ Δ , т. е. $\Delta E_z \equiv E_z$ и $\Delta j_z \equiv j_z$.* Таким образом, задание величины j_z при данном значении σ_0 однозначно определяет E_z . В свою очередь, если задается величина E_z , то при данном значении σ_0 однозначно определяется j_z . С точки зрения математического формализма, задание j_z или E_z — это вопрос удобства. Однако, с физической точки зрения, очевидно, что задание непосредственно измеряемой величины E_z часто делает рассмотрение более прозрачным для понимания.

Отметим здесь, что в работе не рассматриваются физические процессы в очаге землетрясения, приводящие к формированию аномально высоких значений величин тока/поля (j_z или E_z) в его эпицентральной зоне на поверхности Земли. Все возможные предвестники землетрясений, в том числе и аномалии в поведении электрических полей в приземном слое атмосферы, обсуждаются в монографии [Сидорин, 1992], а рассмотрение возможных физических механизмов генерации сейсмогенных электрических аномалий в твердой Земле перед землетрясениями с соответствующими их проявлениями в атмосфере приземного слоя проведено в монографиях [Pulinets and Boyarchuk, 2004; Pulinets and Ouzounov, 2018].

Целью же настоящей работы является проведение сопоставительного анализа различных модельных представлений локализованных **крупномасштабных** источников сейсмогенных квазистационарных электрических полей/токов **на поверхности Земли**. Ниже будут рассмотрены: а) источники сейсмогенного квазистационарного

электрического поля/тока, амплитуды (j_z или E_z) которых убывают на бесконечности с ростом расстояния до нулевых значений с заданным характерным горизонтальным масштабом при удалении от эпицентра назревающего землетрясения (“**квазиэкспоненциальные**”) и б) резко ограниченные в пространстве (“**компактные**”), для которых вне определенной зоны с заданным горизонтальным масштабом, амплитуда j_z или E_z равна нулю.

2. МОДЕЛИ СЕЙСМОГЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ПОЛЯ/ТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Данные многолетних измерений электрических характеристик атмосферы вблизи поверхности Земли, как уже сказано выше во Введении, указывают на постоянное существование электрического поля напряженностью порядка $E_z(z=0) \approx 100$ В/м. Этот результат, в частности, также вновь отмечен в достаточно современном исследовании [Смирнов, 2018] по конкретным наблюдениям в регионе Камчатки. Если взять теперь среднее модельное значение глобальной проводимости у поверхности Земли по модели [Baumgaertner et al., 2013] $\sigma_0(z=0) = 1 \cdot 10^{-13}$ См/м, то получим плотность тока $j_z^{\text{ST}} = j_z(z=0) = E_z(z=0) \sigma_0(z=0) = 1 \cdot 10^{-11}$ А/м² = 0.01 нА/м² для стандартных условий.

2.1. Резко ограниченные в пространстве (“компактные”) источники поля/тока

2.1.1. В работе [Namgaladze et al., 2012], посвященной моделированию ионосферных эффектов от крупномасштабных сейсмогенных источников тока, рассматривается источник со средней плотностью тока на нижней границе ионосферы $z = 80$ км ($j_z(z=80) = 2 \cdot 10^{-8}$ А/м² = 20 нА/м², занимающий площадку с размерами $a = 200$ км вдоль меридиана и $b = 2000$ км по параллели, вне которой плотность тока имеет нулевое значение. При таком выборе источника полученные авторами модельные величины возмущений полного электронного содержания (ПЭС) в ионосфере, время жизни, размеры, магнитное сопряжение, отклик на подход и уход освещенной ионосферы, как указывают авторы, хорошо согласуются с наблюдениями.

Если считать, что этот ток **является током проводимости**, текущим от поверхности Земли до ионосферы, то, исходя из условия непрерывности плотности вертикального тока, можно получить величину вертикального электрического поля $E_z(z=0)$ на поверхности Земли (заметим, что использованная в модельных расчетах величина плотности тока $\sim 10^{-8}$ А/м² в работе [Namgaladze et al., 2012] на три порядка превосходит ток “хорошей погоды” $j_z^{\text{ST}} \approx 0.01$ нА/м² на поверхности

Земли). Так как $\sigma_0(z=0) = 1 \cdot 10^{-13}$ См/м, то на поверхности Земли величина $E_z(z=0) = j_z/\sigma_0(z=0) = 200$ кВ/м, что вдвое больше ПРОБОЙНОГО напряжения влажного воздуха. Полный ток при этом $I = abj_z = 8000$ А. Прямоугольная площадка $S = ab = 4.0 \cdot 10^{11}$ м² при этом соответствует кругу радиусом $r_S = (S/\pi)^{1/2} \approx 357$ км.

Здесь следует отметить, что в работе [Namgaladze and Karpov, 2015] было сформулировано положение о том, что предполагаемые сейсмогенные токи Земля-ионосфера **не являются токами проводимости** и высказаны общие соображения по подходам к их моделированию. В проводимом здесь исследовании вопрос о природе сейсмогенного тока Земля-ионосфера не обсуждается, как уже сказано во Введении (этот сложный вопрос сам является предметом отдельных исследований и дискуссий) и полагается, что этот ток **является током проводимости**. Соответственно, все расчеты физических параметров на поверхности Земли проводятся автором исходя именно из этого положения.

2.1.2. В работах [Kuo et al., 2014; 2018] рассматривается (см. формулу (1) работы [Kuo et al., 2014]) другой резко ограниченный источник сейсмогенного тока. При этом, в декартовой системе координат **на поверхности Земли**, распределение плотности тока задается на резко ограниченной прямоугольной площадке (**вне которой плотность тока нулевая**) с общей площадью $S = 2a2b$, где $a = 200$ км — её полуширина вдоль направления восток — запад (вдоль параллели), $b = 450$ км — полуширина вдоль направления север — юг (вдоль меридиана) и координаты точки (x_0, y_0) совпадают с центром сейсмогенного источника тока на поверхности земли ($z = 0$):

$$J_{\text{surf}}(x, y) = (J_{\text{max}} / 4) \times \{1 + \cos[\pi(x - x_0) / a]\} \times \{1 + \cos[\pi(y - y_0) / b]\}. \quad (1)$$

Авторы рассматривают плотности тока $J_{\text{surf}}(x_0, y_0) = J_{\text{max}} = j_z^{\text{max}}(x_0, y_0; z = 0) = (1-10) \cdot 10^{-9}$ А/м² = $1 \div 10$ нА/м² для ночных условий в эпицентре назревающего землетрясения (x_0, y_0) . Это на 2 или 3 порядка превышает величину $j_z^{\text{ST}} = 0.01$ нА/м², характерную для стандартных условий. Если $\sigma_0(z=0) = 1 \cdot 10^{-13}$ См/м, то в точке (x_0, y_0) величина $E_z(z=0)_{\text{max}} = J_{\text{max}}/\sigma_0(z=0) = 10-100$ кВ/м. При этом полный ток $I = abJ_{\text{max}} = 90-900$ А. Площадка (прямоугольная!) $S = 2a \cdot 2b = 3.6 \cdot 10^{11}$ м² соответствует кругу радиусом $r_S = (S/\pi)^{1/2} \approx 339$ км. В среднем тогда плотность тока $\langle j_z \rangle = I/S = 0.25-2.5$ нА/м².

Характерный масштаб области подготовки землетрясения на поверхности Земли определяется как радиальное расстояние от эпицентра землетрясения до границы зоны его подготовки и зависит от

его магнитуды M . В литературе фигурируют различные (эмпирические и теоретические) оценки этого масштаба (в км), приведенные в работах [Dobrovolsky et al., 1979; Bowman et al., 1998; Hao et al., 1998; 2000]), или

$$R_{\text{Dobrovolsky}} = R_D = 10^{0.43M} \cong \exp(0.990M), \quad (2)$$

$$R_{\text{Bowman}} = R_B = 10^{0.44M} \cong \exp(1.013M), \quad (3)$$

$$R_{\text{Hao}} = R_H = \exp(M). \quad (4)$$

Как видно, оценка (4) дает промежуточное по величине значение радиуса зоны подготовки землетрясения на поверхности Земли. Именно она будет использоваться в дальнейшем для количественных оценок.

В таком случае, если $r_S = R_H \cong 339$ км, то $\ln(R_H) = M \cong 5.8$, и это означает, что для землетрясения с такой магнитудой средняя плотность тока на площадке радиуса $R_H \cong 339$ км составляет $\langle j_z \rangle = 0.25-2.5$ нА/м². Итак, получается, что резко ограниченный источник сейсмогенного тока, определяемый соотношением (1), имеет в эпицентре назревающего землетрясения с $M \cong 5.8$ максимальную нижнюю границу плотности тока $j_z^{\text{max}}(x_0, y_0; z = 0) = 1 \cdot 10^{-9}$ А/м² = 1 нА/м², среднюю плотность тока $\langle j_z(R_H) \rangle = 0.25$ нА/м² на площадке с радиусом $R_H \cong 339$ км и дает полный ток $I = 90$ А при $E_z(x_0, y_0; z = 0)_{\text{max}} = 1 \cdot 10^4$ В/м = 10 кВ/м. Тем не менее, при этом отношение $j_z^{\text{max}}(x_0, y_0; z = 0)/j_z^{\text{ST}} = 1$ нА/м²/0.01 нА/м² = 100 остается очень большим. Если же в качестве исходного значения выбрать $j_z^{\text{max}}(x_0, y_0; z = 0) = 10 \cdot 10^{-9}$ А/м² = 10 нА/м², т.е. верхнюю границу максимальной плотности вертикального тока согласно работе [Kuo et al., 2014], то величина вертикального электрического поля у поверхности земли при $\sigma_0(z=0) = 1 \cdot 10^{-13}$ См/м окажется равной $E_z(x_0, y_0; z = 0)_{\text{max}} = 1 \cdot 10^5$ В/м = 100 кВ/м.

Следует указать, что проблемы этой модели ранее неоднократно обсуждались в работах [Denisenko et al., 2018ab; Prokhorov and Zolotov, 2017; Prokhorov et al., 2019]. Так, в работе [Prokhorov et al., 2019], было рассчитано значение вертикального электрического поля у поверхности Земли, требуемое для модели, описанной в работе [Kuo and Lee, 2017], и это значение составило ~ 50 кВ/м при значении $\sigma_0(z=0) = 2 \cdot 10^{-14}$ См/м.

2.2. Квазиэкспоненциальные источники поля/тока

Источники сейсмогенного квазистационарного электрического поля/тока, амплитуды (j_z или E_z) которых убывают на бесконечности с ростом расстояния до нулевых значений с заданным характерным горизонтальным масштабом

при удалении от эпицентра назревающего землетрясения были определены во Введении как “квазиэкспоненциальные”.

2.2.1. Впервые источник сейсмогенного поля/тока такого типа был задан в работе [Kim et al., 1988]. В работе [Hegai et al., 2015] распределение возмущения вертикальной компоненты сейсмогенного квазистатического поля (ΔE_z) на поверхности Земли, связанного с приближающимся землетрясением, вблизи поверхности Земли задавалось именно в *таком же виде* в цилиндрической системе координат (r, φ, z), начало которой находилось на горизонтальной плоскости, расположенной на высоте $z = 0$ км (ось z направлена вертикально вверх и проходит через начало источника $r = 0$). Это распределение имело следующий вид (см. формулу (1) работы [Hegai et al., 2015]):

$$\Delta E_z \equiv E_z = E_0 \exp\left[-(r/R_0)^2 \ln 10\right], \quad (5)$$

где E_0 и R_0 — соответственно максимальное значение E_z и радиус области возмущения поля, на котором исходное поле падает в 10 раз. При этом величина $R_0 = R_D$, т.е. характерный масштаб изменения поля для различных магнитуд сейсмических событий (землетрясений), полагался равным характерному радиусу зоны подготовки землетрясения на поверхности Земли R_D , т.е. по Добровольскому (см. формулу (2) настоящей работы). Для того, чтобы сравнить характеристики такого *квазиэкспоненциального* источника с предложенным в работе [Kuo et al., 2014] *компактного* источника, зададим $R_0 = R_H \approx 339$ км, а $E_0 = 1000$ В/м = 1 кВ/м (величина наблюдаемого перед землетрясением возмущения вертикальной компоненты квазистатического поля у поверхности Земли ΔE_z может даже существенно превышать 1 кВ/м [Verzhinin et al., 1999; Choudhury et al., 2013; Антонова и др., 2019]).

В таком случае плотность тока у поверхности Земли $j_z(r, \varphi, z = 0)$ определится выражением (для осесимметричного источника нет зависимости от угла φ):

$$j_z(r, z = 0) = \sigma_0(z = 0) E_z = \sigma_0(z = 0) E_0 \exp\left[-(r/R_H)^2 \ln 10\right], \quad (6)$$

и

$$\begin{aligned} j_z^{\max}(r = 0; z = 0) &= \sigma_0(z = 0) E_0 = \\ &= 1 \cdot 10^{-13} (! / <) 1000 (! / <) = \\ &= 0.1 \cdot 10^{-9} / <^2 = 0.1 = / <^2. \end{aligned}$$

Ток от такого источника, текущий от поверхности земли в ионосферу, в зависимости от радиуса R площадки (центрированной началом источника), определится интегрированием выражения (6) в цилиндрической системе координат, что дает

$$I(R) = [\pi / \ln 10] \sigma_0(z = 0) E_0 R_H^2 \times \left(1 - \exp\left\{-(R/R_H)^2 \ln 10\right\}\right), \quad (7)$$

и, при $R \rightarrow \infty$, полный ток $I(\infty) = [\pi / \ln 10] \sigma_0(z = 0) E_0 R_H^2 \approx 1.364 \sigma_0(z = 0) E_0 R_H^2$. При выбранных значениях параметров, получим $I(\infty) \approx 15.7$ А, а $I(R_H) = 14.13$ А. На площадке радиуса $r_S = R_H \approx 339$ км при этом средняя плотность тока $\langle j_z(R_H) \rangle = I(R_H) / [\pi R_H^2] = 14.13 / (3.61 \cdot 10^{11}) \approx 3.91 \cdot 10^{-11}$ А/м² = 0.0391 нА/м². Получается, что $\langle j_z(R_H) \rangle_{[Kuo et al., 2014]} / \langle j_z(R_H) \rangle_{[Hegai et al., 2015]} = 0.25 / 0.0391 = 6.39$, т.е. средняя плотность тока на одной и той же площадке для резко ограниченного источника тока более чем в 6 раз выше. Величина максимального значения E_z в эпицентре одновременно с этим получается на порядок величины больше и составляет 10 кВ/м против 1 кВ/м для квази-гауссовского распределения, задаваемого в работе [Hegai et al., 2015].

2.2.2. В работе [Khegai, 2020] распределение возмущения вертикальной компоненты электрического поля ΔE_z на поверхности Земли в зависимости от эпицентрального расстояния r (в предположении цилиндрической симметрии источника поля относительно вертикальной оси, проходящей через эпицентр землетрясения) берется в виде (см. формулу (4) работы [Khegai, 2020]):

$$\begin{aligned} \Delta E_z \equiv E_z &= \\ &= E_0 \exp\left\{-\left[\left(1 + (r/R_0)^2\right)^{1/2} - 1\right] / (R_E/R_0)\right\} / \\ &/ \left[1 + (r/R_0)^2\right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где E_0 и R_0 — соответственно **максимальное значение возмущения ΔE_z** в будущем эпицентре надвигающегося землетрясения и **радиус зоны** подготовки землетрясения на поверхности Земли, а R_E определяет **масштаб уменьшения** поля по мере удаления от эпицентра. Такое распределение хорошо согласуется с данными многолетних измерений сейсмогенных аномалий ΔE_z перед землетрясениями, проведенных в их эпицентральных областях согласно измерениям, представленным в работе [Hao et al., 2000]. Из проведенного в исследовании [Khegai, 2020] рассмотрения следует, что величина $E_0 \approx 1$ кВ/м у поверхности Земли, согласно измерениям Hao et al. [2000], достигается уже перед землетрясениями с $M \in [4.1; 4.7]$, а перед землетрясением с $M = 6.0$ величина $E_0 \approx 1.3 \div 2.4$ кВ/м, при этом величина отношения R_E/R_0 лежит в интервале [0.6; 1.75]. Оценим теперь плотность тока $j_z^{\max}(r = 0; z = 0)_{[Khegai, 2020]}$, среднюю плотность тока $\langle j_z(R_H) \rangle_{[Khegai, 2020]}$ и $I(\infty)_{[Khegai, 2020]}$ для такого источника, полагая $R_0 = R_E = R_H = 339$ км,

а $E_0 = 1000 \text{ В/м} = 1 \text{ кВ/м}$. Тогда, проведя расчеты (аналогично пункту 2.2.1.), получим

$$\begin{aligned} j_z^{\max}(r = 0; z = 0)_{[\text{Khegai}, 2020]} &= 0.1 \text{ нА / м}^2, \\ I(R)_{[\text{Khegai}, 2020]} &= 2\pi\sigma_0(z = 0)E_0R_0R_E \times \\ &\times (1 - \exp\left\{-\left(R_0 / R_E\right)^2 \cdot \left[1 + R^2 / R_0^2\right]^{1/2} - 1\right\}\right), \quad (9) \\ I(\infty)_{[\text{Khegai}, 2020]} &= 2\pi\sigma_0(z = 0)E_0R_0R_E = \\ &= 2\pi\sigma_0(z = 0)E_0R_H^2 \cong 72.2 \text{ А}, \\ I(R_H)_{[\text{Khegai}, 2020]} &\cong 24.5 \text{ А}, \\ \langle j_z(R_H) \rangle_{[\text{Khegai}, 2020]} &\cong 0.0679 \text{ нА / м}^2 \end{aligned}$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты всех оценок, проведенных в разделе 2, представлены в табл. 1.

При этом среднее модельное значение глобальной проводимости у поверхности Земли по модели [Baumgaertner et al., 2013] $\sigma_0(z = 0) = 1 \cdot 10^{-13} \text{ См/м}$, и для стандартных условий $E_z(z = 0) = 100 \text{ В/м}$, а плотность тока $j_z^{\text{ST}} = j_z(z = 0) = 0.01 \text{ нА/м}^2$.

Как хорошо видно из последнего столбца табл. 1, **только** квазиэкспоненциальные источники, моделирующие сейсмогенное поле/ток хорошо согласуются с максимальными значениями сейсмогенных аномалий ΔE_z перед землетрясениями, наблюдающимися в реальных измерениях на поверхности Земли, и эти максимальные значения только на **один порядок выше** величины стандартного поля “хорошей погоды” ($E_z^{\text{ST}} \cong 100 \text{ В/м} = 0.1 \text{ кВ/м}$).

В качестве иллюстрации проведем теперь моделирование квазиэкспоненциального сейсмогенного источника поля в соответствии с работой [Khegai, 2020] для конкретного сейсмического события — землетрясения с магнитудой $M = 6.1$, случившегося 28.01.2013 в 16:38:53 UT (22:38:53 LT), эпицентр которого лежал в 60 км на юго-восток от села Кеген (Казахстан). Географические координаты эпицентра: $\varphi_e = 42.61^\circ \text{ N}$, $\lambda_e = 79.71^\circ \text{ E}$, а глубина гипоцентра $h_G = 15.0 \text{ км}$. Согласно работе [Антонова и др. 2019] (см. рис. 4. этой работы), на геофизической обсерватории Алма-Ата (географические координаты $\varphi = 43.1^\circ \text{ N}$; $\lambda = 76.57^\circ \text{ E}$), расположенной на расстоянии по дуге большого круга $R_e = 225 \text{ км}$ от эпицентра этого землетрясения примерно за 20 часов до толчка с 20:15 до 20:45 UT 27 января 2013 (в день, предшествующий землетрясению в условиях хорошей погоды) в течение получаса наблюдалось обращение знака квазистатического поля в приземной атмосфере E_z при аномально высокой его величине, которая достигла значения ($E_z^{\max} \cong -2 \text{ кВ/м}$). Напомним, что при рассмотрении квазистатического поля приземной атмосферы положительная величина E_z соответствует направлению “вниз”, т.е. совпадает с направлением вектора силы тяжести $\mathbf{g}$. Далее, в интервале 22:15 до 23:15 UT (в течение часа) 27 января 2013, наблюдалось усиление поля до величины 1 кВ/м (уже примерно за 18 часов до подземного толчка). Описанные выше в работе [Антонова и др., 2019] предвестники землетрясения — аномалии в поведении E_z — позволяют оценить характеристики сейсмогенного источника поля/тока, используя приведенное выше аналитическое представление (8), полученное в работе [Khegai, 2020].

В таком случае $R_H = \exp(M) = \exp(6.1) \cong 446 \text{ км}$ и $R_0 = R_E = R_H = 446 \text{ км}$. Подставляя в выражение (8) $r = R_e = 225 \text{ км}$ и учитывая, что

Таблица 1. Параметры сейсмогенных источников квазистатического электрического поля/тока рассмотренных модельных представлений различного типа у поверхности Земли, рассчитанные автором на основании данных соответствующих публикаций

Пространственный тип сейсмогенного источника поля/тока	R_H , км	$j_z^{\max}(z = 0)$, нА/м ²	$\langle j_z(R_H) \rangle$, нА/м ²	$I(R_H)$, А	I , А	$E_z(z = 0)_{\max}$, кВ/м
Компактный [Namgaladze et al., 2012]	357	20	20	8000	8000	200
Компактный [Kuo et al., 2014]	339	1*	0.25	90	90	10
Квазиэкспоненциальный [Hegai et al., 2015]	339	0.1	0.039	14.13	15.7	1*
Квазиэкспоненциальный [Khegai, 2020]	339	0.1	0.068	24.5	72.2	1*

Примечание: символом * отмечены величины, непосредственно приведенные авторами соответствующих статей.

$E_z(R_e = 225 \text{ км}) = 1000 \text{ В/м}$ получаем, что величина $E_0 = 1262.9 \text{ В/м} \approx 1260 \text{ В/м} = 1.26 \text{ кВ/м}$. Это модельное распределение вертикальной компоненты поля E_z от сейсмогенного источника на поверхности земли в зависимости от расстояния r (сплошная линия), в соответствии с данными измерений работы [Антонова и др., 2019], приведено на рис. 1. Штриховые линии со стрелками на концах отмечают эпицентральное расстояние до пункта наблюдения (вертикальная) и величину поля (горизонтальная) на этом расстоянии. Штрихпунктирная вертикальная линия, заканчивающаяся стрелкой, отмечает характерное расстояние $R_H = 446 \text{ км}$, соответствующее размеру зоны подготовки землетрясения с $M = 6.1$, а горизонтальная линия (дана точками) — уровень стандартного значения величины поля $E_z^{ST} \approx 100 \text{ В/м}$.

Из рис. 1 видно, что до фонового (стандартного) уровня поле спадает на расстоянии $\approx 2.9R_H$ от эпицентра. Расчетные параметры этого модельного квазиэкспоненциального источника для землетрясения с $M = 6.1$, по данным измерений работы [Антонова и др. 2019] получаются следующими:

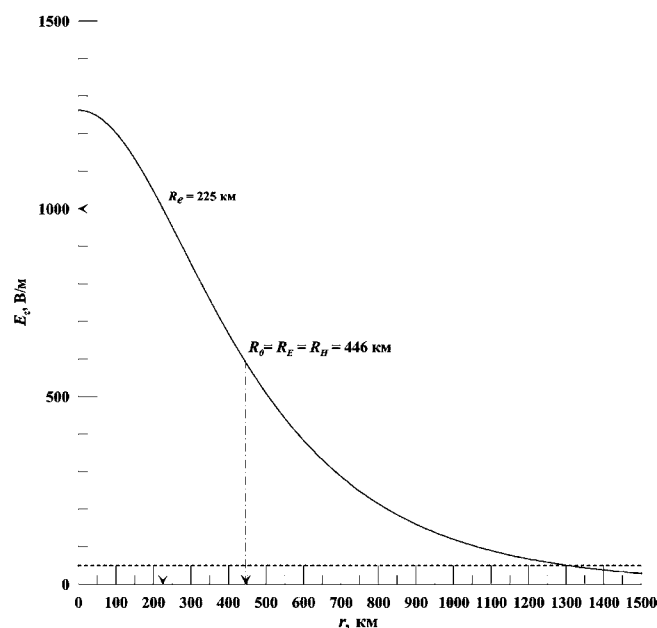


Рис. 1. Модельное распределение вертикальной компоненты поля E_z от сейсмогенного источника на поверхности Земли в зависимости от радиального расстояния r (сплошная линия), полученное с помощью аппроксимации (8) в соответствии с данными измерений из работы [Антонова и др., 2019]. Штриховые линии со стрелками на концах отмечают эпицентральное расстояние до пункта наблюдения (вертикальная) и величину поля (горизонтальная) на этом расстоянии. Штрихпунктирная вертикальная линия, заканчивающаяся стрелкой, отмечает характерное расстояние $R_H = 446 \text{ км}$, соответствующее размеру зоны подготовки землетрясения с $M = 6.1$, а горизонтальная линия (дана точками) — уровень стандартного значения величины поля $E_z^{ST} \approx 100 \text{ В/м}$.

если $R_0 = R_E = R_H = 446 \text{ км}$ и $E_z(R_e = 225 \text{ км}) = 1000 \text{ В/м} = 1 \text{ кВ/м}$, то $j_z^{\max}(z = 0) = 0.126 \text{ нА/м}^2$; $\langle j_z(R_H) \rangle \approx 0.086 \text{ нА/м}^2$; $I(R_H) \approx 53.5 \text{ А}$; $I \approx 157.8 \text{ А}$; $E_z(z = 0)_{\max} \approx 1.26 \text{ кВ/м}$.

Как уже было сказано выше, согласно расчетам, проведенным в работе [Khegai, 2020], основывающихся на данных измерений исследования НАО et al. [2000], величина отношения R_E/R_0 лежит в интервале $[0.6; 1.75]$.

В табл. 2 приведено сравнение параметров квазиэкспоненциальных источников сейсмогенного поля/тока, соответствующих соотношению (8), для разных величин отношения R_E/R_0 .

Из табл. 2 хорошо видно, что величина $E_z(z = 0)_{\max}$ остается в пределах единиц кВ/м, при этом $j_z^{\max}(z = 0) < 0.14 \text{ нА/м}^2$, ток $I(R_H)$, текущий в пределах зоны подготовки землетрясения с $M = 6.1$ не превосходит 71 А , а полный ток I будет иметь значение не более 263 А .

Преимущество аппроксимации источника поля/тока, полученное в [Khegai, 2020] по данным измерений НАО et al. [2000], перед предложенной ранее из общих соображений в работах [Kim et al., 1988; Negaï et al., 2015] состоит в том, что характерный масштаб зоны подготовки землетрясения $R_0 = R_H$ и характерный масштаб уменьшения E_z по мере удаления от эпицентра будущего землетрясения — R_E , могут отличаться друг от друга.

На рис. 2, аналогично рис. 1, показаны распределения E_z для разных величин отношения R_E/R_0 при $R_0 = R_H$ для источника сейсмогенного поля,

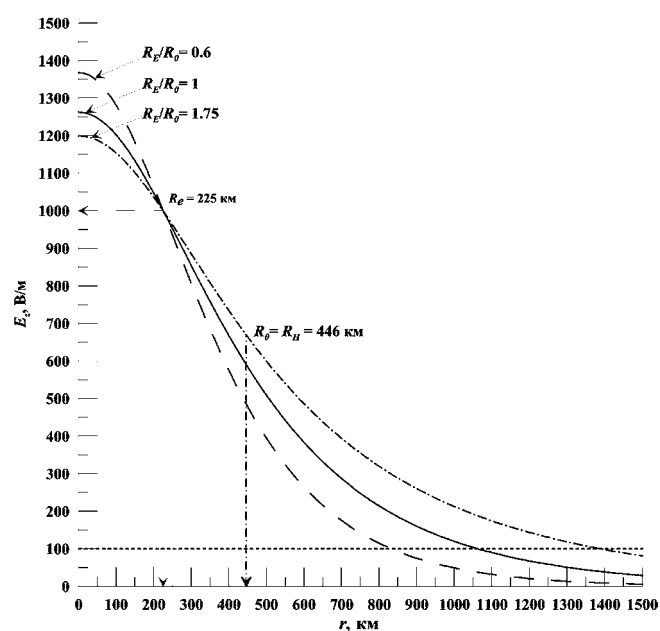


Рис. 2. То же, что и рис. 1, но для разной величины отношения R_E/R_0 . Штрихпунктирная линия — $R_E/R_0 = 0.6$, сплошная — $R_E/R_0 = 1$, штриховая — $R_E/R_0 = 1.75$.

Таблица 2. Параметры сейсмогенных источников поля/тока квазиэкспоненциального типа, соответствующих соотношению (8), для различных величин отношения R_E/R_0 , рассчитанные автором на основании данных соответствующих публикаций

Пространственный тип сейсмогенного источника поля/тока	R_H , км	$j_z^{\max}(z = 0)$, нА/м ²	$\langle j_z(R_H) \rangle$, нА/м ²	$I(R_H)$, А	I , А	$E_z(z = 0)_{\max}$, кВ/м
Квазиэкспоненциальный [Khegai, 2020] $R_0 = R_H, R_E/R_0 = 1$	339	0.1	0.068	24.5	72.2	1*
Квазиэкспоненциальный [Антонова и др., 2019] $R_0 = R_H, R_E/R_0 = 0.6$	446	0.137	0.112	70.1	102.6	1.37
Квазиэкспоненциальный [Антонова и др., 2019] $R_0 = R_H, R_E/R_0 = 1$	446	0.126	0.086	53.5	157.8	1.26
Квазиэкспоненциальный [Антонова и др., 2019] $R_0 = R_H, R_E/R_0 = 1.75$	446	0.120	0.053	33.2	262.4	1.20

Примечание: символом * отмечена величина, непосредственно приведенная автором соответствующей статьи.

приведенного в работе [Антонова и др. 2019], данные для которого приведены в табл. 2.

Видно, что при увеличении R_E при фиксированном R_0 наблюдается замедление уменьшения величины E_z по мере удаления от центра источника сейсмогенного поля и при этом одновременно происходит и уменьшение $E_z(z = 0)_{\max}$. Наличие двух одновременных измерений сейсмогенного поля на разных расстояниях от эпицентра будущего землетрясения позволяет определить характерный масштаб R_E и $E_z(z = 0)_{\max} = E_0$ однозначно, если известно $R_0 = R_H$, с помощью соотношения (8).

4. ВЫВОДЫ

На основании проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. Показано, что модели резко ограниченных в пространстве (“компактных”) источников квазистатического сейсмогенного электрического поля/тока приводят к таким высоким значениям величин квазистационарных полей/токов в эпицентральных областях назревающих землетрясений на поверхности Земли, которые на порядок и более превосходят те, которые действительно наблюдаются.

2. Получено, что предложенные ранее в работах [Kim et al., 1988; Negai et al., 2015; Khegai, 2020] аналитические модельные представления источников сейсмогенного квазистационарного электрического поля/тока с непрерывным убыванием амплитуд поля/тока на бесконечности до нулевых значений (с заданными характерными пространственными масштабами при удалении от

эпицентра назревающего землетрясения), позволяют согласовать наблюдаемые в эксперименте значения по экстремальным величинам наблюдаемых перед подземным толчком электрических полей/токов в эпицентральной области последовавшего землетрясения.

3. Показано преимущество модельного представления источника сейсмогенного электрического поля/тока, полученного в работе [Khegai, 2020], перед более ранними работами [Kim et al., 1988; Negai et al., 2015]. Оно состоит в том, что характерный масштаб зоны подготовки землетрясения $R_0 = R_H$ и характерный масштаб уменьшения E_z по мере удаления от эпицентра будущего землетрясения — R_E , могут отличаться друг от друга.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных научных исследований государственной академии наук по теме: “Исследование солнечной активности и физических процессов в системе “Солнце — Земля” (№ 1021100714181-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Антонова В.П., Крюков С.В., Луценко В.Ю. Вариации атмосферного электрического поля на высокогорной станции Тянь-Шаня, обусловленные регулярными и спорадическими источниками // VIII Всероссийская конф. по атмосферному электричеству [с международным участием]: сб. трудов. Отв. ред. Г.Г. Шукин. СПб.: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2019. С. 12—14.

- Мареев Е.А.* Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. 2010. Т. 180. № 5. С. 527—534.
- Сидорин А.Я.* Предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992. 192 с.
- Смирнов С.Э.* Вариации электрического поля земли в сейсмоактивном регионе как индикаторы сильных землетрясений и эруптивных явлений на Солнце: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. 25.00.29 — Физика атмосферы и гидросферы. Петропавловск-Камчатский: ИКИР ДВО РАН, 2018.
<https://www.ikir.ru/export/sites/ikir/ru/Publications/Dissertations/downloads/synopsisSmirnovSE.pdf>
- Чернявский Е.А.* Атмосферно-электрические предвестники землетрясений // Метеорология и гидрология в Узбекистане. Ташкент: АН УзССР, 1955. С. 317—327.
- Baumgaertner A.J.G., Thayer J.P., Neely III R.R., Lucas G.* Toward a comprehensive global electric circuit model: Atmospheric conductivity and its variability in CESM1(WACCM) model simulations // J. Geophys. Res. Atmos. 2013. V. 118. № 16. P. 9221—9232.
<https://doi.org/10.1002/jgrd.50725>
- Bowman D.D., Ouillon G., Sammis C.G., Sornette A., Sornette D.* An observational test of the critical earthquake concept // J. Geophys. Res.-Sol. Ea. 1998. V. 103. № 10. P. 24359—24372.
<https://doi.org/10.1029/98jb0079228>
- Conti L., Picozza P., Sotgiu A.* A critical review of ground based observations of earthquake precursors // Front. Earth Sci., Sec. Geohazards and Georisks. 2021. V. 9. ID676766.
<https://doi.org/10.3389/feart.2021.676766>
- Choudhury A., Guha A., De B.K., Roy R.* A statistical study on precursory effects of earthquakes observed through the atmospheric vertical electric field in northeast India // Ann. Geophys. Italy. 2013. V. 56. № 3. ID R0331.
- Denisenko V.V., Boudjada M.Y., Lammer H.* Propagation of seismogenic electric currents through the Earth's atmosphere // J. Geophys. Res. Space. 2018a. V. 123. № 5. P. 4290—4297.
- Denisenko V.V., Nesterov S.A., Boudjada M.Y., Lammere H.* A mathematical model of quasistationary electric field penetration from ground to the ionosphere with inclined magnetic field // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2018b. V. 179. P. 527—537.
- Dobrovolsky I.P., Zubkov S.I., Miachkin V.I.* Estimation of the size of earthquake preparation zones // Pure Appl. Geophys. 1979. V. 117. № 5. P. 1025—1044.
<https://doi.org/10.1007/BF00876083>
- Hao J.* The anomalous of atmospheric electric field at the ground level and earthquakes // Acta Seismologica Sinica. 1988. V. 10. № 2. P. 207—212.
- Hao J.G., Tang T.M., Li D.R.* A kind of information on short-term and imminent earthquake precursors — research on atmospheric electric field anomalies before earthquakes // Acta Seismologica Sinica. 1998. V. 11. № 1. P. 121—131.
- Hao J., Tang T.M., Li D.R.* Progress in the research of atmospheric electric field anomaly as an index for short-impending prediction of earthquakes // Journal of Earthquake Prediction Research. 2000. V. 8. № 3. P. 241—255.
- Hegai V.V., Kim V.P., Liu J.Y.* On a possible seismo-magnetic effect in the topside ionosphere // Adv. Space Res. 2015. V. 56. № 8. P. 1707—1713.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.07.034>
- Hegai V., Zeren Z., Pulinet S.* Seismogenic field in the ionosphere before two powerful earthquakes: possible magnitude and observed ionospheric effects (Case study) // Atmosphere. 2023. V. 14. № 5. ID819.
- Khegai V.V.* Analytical model of a seismogenic electric field according to data of measurements in the surface layer of the midlatitude atmosphere and calculation of its magnitude at the ionospheric level // Geomagn. Aeron. 2020. V. 60. № 4. P. 507—520.
<https://doi.org/10.1134/S0016793220030081>
- Kim V.P., Hegai V.V., Illich-Svitych P.V.* On a possible ionospheric presage of earthquakes // Preprint № 29a (783). Moscow: IZMIRAN, 1988. 12 p.
- Kondo G.* The variation of the atmosphere electric field at the time of earthquake // Memoirs of the Kakioka magnetic observatory. 1968. V. 13. № 1. P. 11—23.
- Kuo C.-L., Lee L.-C., Huba J.D.* An improved coupling model for the lithosphere-atmosphere-ionosphere system // J. Geophys. Res.—Space. 2014. V. 119. № 4. P. 3189—3205.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019392>
- Kuo C.-L., Ho Y.-Y., Lee L.-C.* Electrical coupling between the ionosphere and surface charges in the earthquake fault zone // Pre-Earthquake Processes: A Multidisciplinary Approach to Earthquake Prediction Studies. Eds. D. Ouzounov, S. Pulinet, K. Hattori, P. Taylor. Geophysical Monograph Series. V. 234. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, Inc, 2018. P. 99—124.
<https://doi.org/10.1002/9781119156949.ch7>
- Kuo C.-L., Lee L.-C.* Reply to comment by B.E. Prokhorov and O.V. Zolotov on “An improved coupling model for the lithosphere-atmosphere-ionosphere system” // J. Geophys. Res. Space. 2017. V. 122. № 4. P. 4869—4874.
<https://doi.org/10.1002/2016JA023579>
- Markson R.* The global circuit intensity: Its measurement and variation over the last 50 years // B. Am. Meteorol. Soc. 2007. V. 88. № 2. P. 223—242.
<https://doi.org/10.1175/bams-88-2-223>
- Namgaladze A., Zolotov O., Karpov M., Romanovskaya Y.* Manifestations of the earthquake preparations in the ionosphere total electron content variations // Natural Science. 2012. V. 4. № 11. P. 848—855.
<https://doi.org/10.4236/ns.2012.41113>
- Namgaladze A.A., Karpov M.I.* Conduction current and extraneous electric current in the global

- electric circuit // *Russ. J. Phys. Chem. B*. 2015. V. 9. № 5. P. 754—757.
<https://doi.org/10.1134/S1990793115050231>
- Prokhorov B.E., Zolotov O.V.* Comments on “An improved coupling model for the lithosphere-atmosphere-ionosphere system” by Kuo et al. [2014] // *J. Geophys. Res. Space*. 2017. V. 122. № 4. P. 4865—4868.
<https://doi.org/10.1002/2016JA023441>
- Prokhorov B.E., Zolotov O.V., Knyazeva M.A., Romanovskaya Yu.V.* Simulated vertical electric field data: an estimation from an improved coupling model for the lithosphere-atmosphere-ionosphere system // *Data In Brief*. 2019. V. 26. ID104513.
<https://doi.org/10.1016/j.dib.2019.104513>
- Pulinets S.A., Boyarchuk K.A.* Ionospheric Precursors of Earthquakes. Berlin: Springer, 2004. 315 p.
<https://doi.org/10.1007/b137616>
- Pulinets S., Ouzounov D.* The Possibility of Earthquake Forecasting: Learning from nature. Bristol, UK: IOP Publishing Ltd, 2018. 167 p.
<https://doi.org/10.1088/978-0-7503-1248-6>
- Vershinin E.F., Buzevich A.V., Yumoto K., Saita K., Tanaka Y.* Correlations of seismic activity with electromagnetic emissions and variations in Kamchatka region // *Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes*. Ed. M. Hayakawa. Tokyo: Terra Scientific Publishing Company, 1999. P. 513—517.

Seismogenic Quasi-Stationary Electric Fields and Currents from Large-Scale Sources on the Earth's Surface: Comparison of Model Representations

V. V. Hegai*

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia
**e-mail: hegai@izmiran.ru*

A comparative analysis of various model representations of seismogenic quasi-stationary electric fields/currents from large-scale sources on the Earth's surface was carried out. It has been established that previously proposed analytical models of seismogenic quasi-stationary sources of electric field/current with field/current amplitudes continuously decreasing to zero at infinity are consistent with extreme values of electric field/current experimentally observed in epicentral zones before earthquakes. It is also shown that sharply spatially limited models of seismogenic sources of quasi-stationary electric fields/currents in the epicentral zones of future earthquakes on the Earth's surface lead to their values being an order of magnitude or more greater than those actually observed.