

СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 5, 2022

Вариации параметров ионов He^{++} на фронтах межпланетных и околоземной ударных волн <i>О. В. Сапунова, Н. Л. Бородкова, Г. Н. Застенкер, Ю. И. Ермолаев</i>	547
Сейсмическая активность Земли и галактические космические лучи: глобальные и региональные характеристики в 21–24-м циклах солнечной активности <i>В. В. Хегай, А. А. Абуниин, М. А. Абунина, А. В. Белов</i>	556
Возмущение геомагнитного поля акустико-гравитационной волной, генерируемой ионизирующим излучением солнечных вспышек <i>В. М. Сорокин, А. К. Яценко, Г. Ю. Мушкарев</i>	568
Среднесрочный прогноз солнечной активности по ежедневным данным <i>Т. Л. Гуляева, Р. А. Гуляев</i>	583
Распределения плотности и температуры тепловых протонов в плоскости магнитного экватора плазмосферы Земли по данным космического аппарата ИНТЕРБОЛ-1 <i>Г. А. Котова, В. В. Безруких</i>	590
Отклик плазменного магнитосферного мазера на атмосферные возмущения <i>О. Н. Савина, П. А. Беспалов</i>	599
Наложение авроральных токов в области разрыва Харанга <i>А. Н. Зайцев, К. Х. Канониди, В. Г. Петров</i>	607
Эффект прерывания “серпентинной эмиссии” (SE) в полярной шапке во время внезапных начал геомагнитных бурь (SSC) <i>Н. А. Куражковская, Б. И. Клайн</i>	617
Индекс солнечной активности для критической частоты E -слоя на субавроральных широтах <i>М. Г. Деминов, Д. Д. Рогов</i>	627
Детальный анализ поведения критической частоты слоя F_2 перед магнитными бурями <i>А. Д. Данилов, А. В. Константинова</i>	635
Полуэмпирический приближенный метод исследования некоторых вопросов аэрномии области D ионосферы. I. Основные принципы разработки метода и базовые уравнения <i>С. И. Козлов, С. З. Беккер, А. Н. Ляхов, С. Ш. Николайшвили</i>	653
Моделирование интенсивности свечения полос Чемберлена и Герцберга I в ночном небе Земли и сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными <i>О. В. Антоненко, А. С. Кириллов</i>	661

ДИСКУССИИ

Асинхронные связи колебаний климата атмосферы и океана
с солнечной активностью

Б. Г. Шерстюков

671

УДК 523.62-726

ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ИОНОВ He^{++} НА ФРОНТАХ МЕЖПЛАНЕТНЫХ И ОКОЛОЗЕМНОЙ УДАРНЫХ ВОЛН

© 2022 г. О. В. Сапунова^{1, *}, Н. Л. Бородкова^{1, **}, Г. Н. Застенкер^{1, ***}, Ю. И. Ермолаев^{1, ****}¹Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), г. Москва, Россия

*e-mail: sapunova_olga@mail.ru

**e-mail: nlbor@mail.ru

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

****e-mail: yermol@cosmos.ru

Поступила в редакцию 16.03.2022 г.

После доработки 18.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

В работе исследуются вариации параметров дважды ионизированных ионов гелия He^{++} (α -частиц) плазмы солнечного ветра при пересечении фронтов ударных волн в бесстолкновительной плазме: межпланетных ударных волн (МУВ) и околоземной ударной волны (ОЗУВ). Используются данные измерений прибора БМСВ, установленного на спутнике СПЕКТР-Р. По данным этого прибора вычислены параметры протонов и α -частиц солнечного ветра: скорость, температура, концентрация, величина и направление полного потока и относительная концентрация ионов He^{++} . Показано, что абсолютная концентрация ионов He^{++} за фронтом ударной волны (как МУВ, так и ОЗУВ) увеличивается, а относительная концентрация ионов He^{++} падает за фронтом МУВ и возрастает за фронтом ОЗУВ. Получена корреляция изменения относительной концентрации ионов He^{++} с величиной угла между вектором магнитного поля и нормалью к фронту волны $\theta_{\text{Вп}}$: чем выше значение $\theta_{\text{Вп}}$, тем больше значение относительной концентрации ионов He^{++} за фронтом ударной волны.

DOI: 10.31857/S0016794022050108

1. ВВЕДЕНИЕ

На фронтах ударных волн в бесстолкновительной плазме резко меняются все ее параметры — температура, скорость, концентрация ионов, направление и модуль магнитного поля. Процессы, определяющие структуру фронта, сильно зависят от параметров невозмущенной среды например, от направления магнитного поля относительно нормали к фронту, от соотношения теплового давления к магнитному, а также — от ионного состава плазмы солнечного ветра. Хотя концентрация альфа-частиц в солнечном ветре составляет, в среднем, около 5% от концентрации протонов, их вклад в динамическое давление может достигать до 20% от величины динамического давления протонов, что означает, что альфа-частицы могут нести немаловажную часть энергии и импульса солнечного ветра. Помимо этого, ионный состав на расстояниях порядка 10^6 км напрямую связан со свойствами верхней солнечной короны и механизмами формирования солнечного ветра, двумя основными компонентами которого являются протоны и α -частицы. В связи с этим возникает необходимость изучать вариации содержания этих ионов в спокойном солнечном ветре и в воз-

мущенных областях [см., например, Ogilvie and Wilkerson, 1969; Formisano et al., 1970; Borovsky, 2008; Kasper et al., 2012; Safrankova et al., 2013a; Yermolaev et al., 2020 и ссылки в работе].

Вариации параметров ионов He^{++} на фронтах ударных волн и их вклад в процессы, протекающие на фронте, были впервые рассмотрены в работе Gosling et al. (1978), затем этот вопрос был изучен как с помощью моделирования [см., например, Scholer and Terasawa, 1990; Scholer, 1990; Trattner and Scholer, 1991], так и по экспериментальным данным [(см., например Borriani et al., 1982; Volkmer and Neubauer, 1985; Borodkova et al., 1986; Gedalin et al. 2016; Ofman et al., 2018)]. Большинство экспериментальных результатов по изучению тонкой структуры фронта ударной волны были получены на основании измерений магнитного поля с высоким временным разрешением, реже — по измерениям протонной составляющей плазмы солнечного ветра и совсем немногочисленные результаты были получены по исследованию параметров ионов He^{++} “внутри” фронта ударной волны.

До недавнего времени исследования α -частиц в ударных волнах были сосредоточены в основ-

ном на их ускорении и нагреве. В работах [Trattner and Scholer, 1991, 1993] изучался нагрев протонов и α -частиц в квазипараллельных ударных волнах с большими числами Маха, в то время как в работе [Scholer et al., 2002] для тех же ударных волн было исследовано ускорение протонов и α -частиц. Влияние α -частиц на структуру фронта ударной волны было рассмотрено в работах [Gedalin et al., 2017; Ofman et al., 2019]. С помощью гибридного моделирования было показано, что нестационарность и некомпланарность ударных волн усиливаются, если относительное содержание α -частиц составляет 5–10%.

С запуском прибора БМСВ в составе эксперимента ПЛАЗМА-Ф на спутнике СПЕКТР-Р стало возможным изучение тонкой структуры фронтов бесстолкновительных ударных волн благодаря высокому временному разрешению прибора [Nemesek, 2013; Застенкер и др., 2013; Safrankova et al., 2013; Еселевич, 2017]. Таким образом, появилась возможность рассмотреть поведение компоненты солнечного ветра – ионов He^{++} при пересечении межпланетных ударных волн и околоземной ударной волны. Целью данной работы является изучение вариаций скорости, температуры и концентрации ионов He^{++} на фронте межпланетной и околоземной ударных волн в зависимости от параметров ударного фронта.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

Для исследования использовались данные, полученные с помощью прибора БМСВ, функционировавшего с августа 2011 до 2019 гг. Прибор БМСВ представляет собой спектрометр плазмы для измерения энергетического спектра ионов в диапазоне 0.2–2.8 кэВ/заряд, а также вектора полного потока ионов, переносной скорости (в диапазоне от 200 до 750 км/с), ионной изотропной температуры (от 1 до 100 эВ) и концентрации (от 1 до 100 см⁻³).

Временное разрешение прибора БМСВ составляло 0.031 с для величины и направления потока плазмы солнечного ветра и 1.5 с для скорости, температуры и концентрации протонов и ионов He^{++} . Также в ряде случаев был доступен режим измерения скорости, температуры и концентрации протонов с разрешением 0.031 с. Детальное описание приведено в работах [[Nemesek et al., 2013; Застенкер и др., 2013; Safrankova et al., 2013; Еселевич и др., 2017].

Для вычисления параметров величин β_p , $\theta_{\text{Вн}}$ и M_{MS} вблизи фронтов ударных волн в большинстве случаев использовались данные магнитного поля с временным разрешением 0.092 с, полученные с помощью прибора MFI на спутнике WIND,

расположенном в солнечном ветре около первой точки либрации.

За период функционирования прибора БМСВ было зарегистрировано 57 межпланетных ударных волн, для которых был исследован временной ход основных параметров плазмы солнечного ветра, а также рассчитаны магнитозвуковое число Маха M_{MS} , угол $\theta_{\text{Вн}}$ между направлением вектора магнитного поля перед фронтом и нормалью к фронту волны и параметр бета β_p – отношение газового давления к магнитному. Направление и модуль межпланетного магнитного поля были взяты со спутников WIND, THEMIS-B/THEMIS-C, Cluster 1–4 с соответствующим временным сдвигом.

Было также зарегистрировано множество пересечений ОЗУВ, из которых для 85 (выбор событий объясняется далее) были определены скорость, температура и концентрация протонов и ионов He^{++} , а также проведена оценка угла $\theta_{\text{Вн}}$ по модели Веригина [Verigin et al., 2003] с использованием данных измерений магнитного поля на спутниках WIND, THEMIS-B/THEMIS-C, Cluster 1–4.

В качестве иллюстрации методики обработки данных на рис. 1 приведен отрезок времени от 31-го августа 2017 г., когда в течение нескольких часов были зарегистрированы оба типа событий – пересечение спутником околоземной ударной волны, а затем – прохождение межпланетной ударной волны. Стоит отметить, что для всего рассматриваемого периода удалось рассчитать параметры ионов He^{++} . На рис. 1а показаны динамические спектры потока плазмы солнечного ветра, зарегистрированные прибором БМСВ. В солнечном ветре и за фронтом МУВ отчетливо выделяются две популяции, обозначенные стрелками, – протонов и ионов He^{++} до, во время, и после прохождения ударной волны. В возмущенной области переходного слоя за фронтом ОЗУВ популяция ионов He^{++} заметна хуже ввиду больших температур ионов и падения скорости потока.

На рисунках 1б, 1в, 1г представлены примеры трехсекундных спектров измерений, время регистрации которых отмечено на рис. 1а соответственно цифрами 1, 2 и 3. Линия с маркерами показывает ток, измеренный датчиком прибора БМСВ в зависимости от напряжения на управляющей сетке. Производная тока показана сплошной серой линией, а темно-серой показана ее аппроксимация программой для расчета параметров. Сначала рассмотрим рис. 1в, как пример спокойного солнечного ветра. Можно видеть, что при невысоких температурах ионов в солнечном ветре (около 5 эВ для протонов и 10 эВ для ионов He^{++}) кривая зависимости производной тока датчика от напряжения дает два четких отдельных

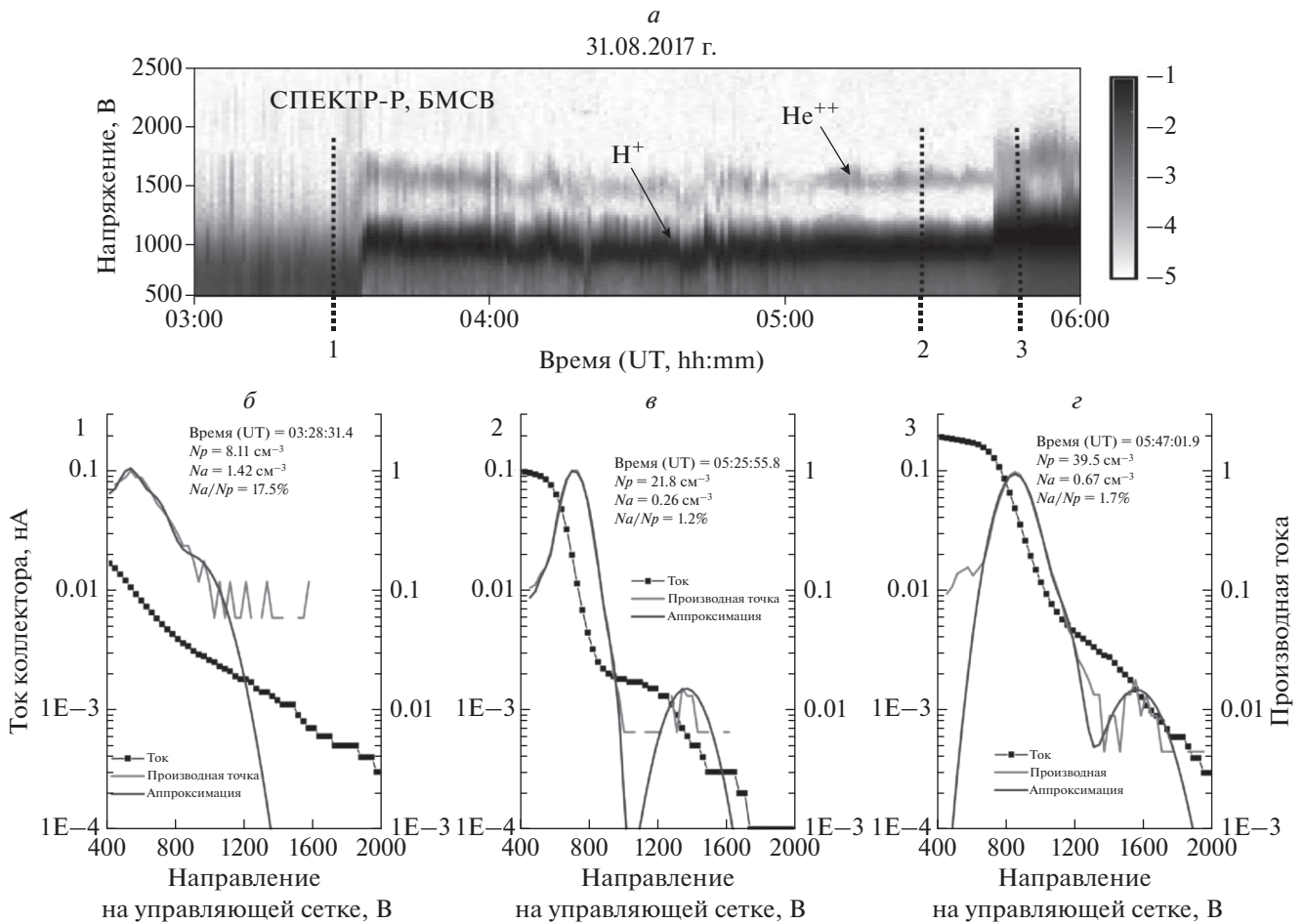


Рис. 1. Пересечения фронтов ОЗУВ и МУВ спутником СПЕКТР-Р 31 августа 2017 г. На рисунке представлены следующие панели: (а) динамический спектр потока плазмы солнечного ветра для 3-х часового интервала времени; (б–г) 3-х секундные спектры плазмы по данным прибора БМСВ для следующих областей: 1 – возмущенная область за фронтом ОЗУВ; 2 – спокойный солнечный ветер; 3 – возмущенная область за фронтом МУВ. Сплошная линия с маркерами – ток коллектора датчика в зависимости от напряжения на управляющей сетке, серая линия – производная тока, темно-серая – программная аппроксимация производной.

пика – протонный (на отметке ~ 700 В) и ионов He^{++} (примерно на 1400 В). При этом “плато” α -частиц почти на 2 порядка слабее протонного, в результате этого итоговая относительная концентрация ионов He^{++} составляет всего 1.2%, что близко к нижней границе чувствительности прибора. Следует отметить, что обычная концентрация ионов He^{++} в солнечном ветре составляет около 5%.

Перейдя к рассмотрению спектра возмущенного потока, сначала рассмотрим рис. 1г. За фронтом межпланетной ударной волны происходит ускорение и нагрев плазмы солнечного ветра, в результате чего протонный пик и пик ионов He^{++} расширяются и смещаются вправо на кривой зависимости тока датчика от напряжения, а максимальный ток увеличивается (для данного события – в 2 раза). При этом “плато” тока ионов He^{++} уве-

личивается слабо, что на фоне роста числа протонов приводит лишь к небольшому росту относительной концентрации α -частиц – всего до 1.7%.

Не для всех МУВ было возможно определение параметров α -частиц. Так как измеряемый диапазон энергий ограничивался 3 кэВ, то пик ионов He^{++} мог смещаться за пределы измеряемого диапазона энергий. Также в случае очень больших температур ($>60-70$ эВ для протонов) пики обоих сортов ионов “размываются” (при этом накладываясь друг на друга) настолько, что определение параметров α -частиц становилось невозможным или давало слишком большую погрешность.

Теперь вернемся к рис. 1б. По сравнению с рисунками 1в и 1г отчетливо видно, что максимальный ток за фронтом ОЗУВ почти на порядок меньше, чем в случае спокойного солнечного ветра. Температура достаточно велика, а скорость

потока мала (пики сдвинуты сильно влево), что делает обработку этих спектров достаточно сложной. Также за фронтом ОЗУВ распределение частиц по энергиям начинает заметно отличаться от максвелловского распределения. Плато ионов He^{++} при этом незначительно меньше, чем в невозмущенном солнечном ветре, а поток протонов падает сильно, в результате относительная концентрация α -частиц может достигать очень больших значений (в данном случае — 17.5%). Описанные выше сложности привели к уменьшению количества событий ОЗУВ, “пригодных” для обработки.

Таким образом, было отобрано 20 межпланетных ударных волн и 85 пересечений околоземной ударной волны, для которых можно было выделить поток ионов He^{++} в течение прохождения фронта. Для каждого события были посчитаны параметры протонов и ионов He^{++} : скорость, температура и концентрация (для ионов He^{++} — как абсолютное, так и относительное значение по отношению к концентрации протонов).

3. ПРИМЕРЫ ВЫЧИСЛЕННЫХ ПО ДАННЫМ ПРИБОРА БМСВ ПАРАМЕТРОВ ПРОТОНОВ И ИОНОВ He^{++}

В качестве примера обработанных данных на рис. 2 приведен отрезок времени того же события — от 31-го августа 2017 г., когда в течение нескольких часов были зарегистрированы оба типа событий — пересечение спутником околоземной ударной волны, а затем — прохождение межпланетной ударной волны. Измеренные параметры потока плазмы для всего периода приведены на рис. 2а. Для более детального рассмотрения моментов пересечений ударных волн на рис. 2б и рис. 2в представлены интервалы по 10 мин для ОЗУВ и МУВ соответственно.

Пересечение границ областей (ОЗУВ—СВ и СВ—МУВ) приводит к изменению всех параметров. Вполне ожидаемо, что скорость потока ионов (как протонов, так и ионов He^{++}) в возмущенной области за фронтом ОЗУВ ниже (примерно на 25%), чем в солнечном ветре, а температура — выше (примерно в 3 раза). При этом за фронтом МУВ возрастают оба этих параметра для обоих сортов частиц (на 10% и в 2.5 раза соответственно), а температура ионов He^{++} в среднем в 2 раза выше температуры протонов. Стоит отметить, что последний параметр остается самым сложным для определения параметром и его абсолютные значения могут испытывать сильные вариации.

Несколько интереснее обстоит дело с концентрациями ионов (как абсолютной, так и относительной). За фронтом ОЗУВ концентрация протонов может упасть (в ряде случаев — значительно) по сравнению с солнечным ветром, однако

концентрация ионов He^{++} растет, что приводит к существенному возрастанию относительной концентрации α -частиц (с 2–3% до 20%). Эти результаты согласуются с полученными при моделировании [Ofman et al., 2019]. За фронтом МУВ концентрация протонов, наоборот, значительно возрастает, в следствии чего относительная концентрация ионов He^{++} увеличивается не столь радикально (всего на 1–2%), а во многих событиях оказывается даже ниже, чем в невозмущенном солнечном ветре [Sapunova et al., 2020].

4. СТАТИСТИКА ПАРАМЕТРОВ ПРОТОНОВ И ИОНОВ He^{++} ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ МУВ И ОЗУВ

Полученные по вышеописанной методике параметры ионов (как протонов, так и ионов He^{++}) были сведены в таблицы, для которых были построены гистограммы распределения.

На рисунке 3 приведены данные по изменению скорости обоих сортов ионов как для случая пересечения МУВ (рис. 3а), так и для случаев пересечения ОЗУВ (рис. 3б). Скорость протонов редко превышала 500 км/с в невозмущенном солнечном ветре, что во многом объясняется “слабостью” 24-го солнечного цикла [Yermolaev et al., 2021]. Даже в возмущенной области за фронтом МУВ было зафиксировано лишь одно событие со скоростью более 700 км/с. Скорость же ионов He^{++} в среднем оказывается меньше скорости протонов. Разница обычно составляет около 5%. При пересечении фронта МУВ скорости обоих сортов ионов растут (диапазон роста скорости протонов достаточно широк — от 15 до 250 км/с), при пересечении же фронта ОЗУВ — падают (скорость протонов — на 20–120 км/с, скорость ионов He^{++} — на 15–150 км/с). В случае МУВ разброс скачка скорости зависит от источника ударной волны, в случае же ОЗУВ — в основном от места регистрации пересечения — около подсолнечной точки поток тормозится и отворачивает сильнее. В возмущенной области разница скоростей протонов и ионов He^{++} увеличивается в среднем до 10% от скорости протонов. Это может быть связано как с увеличением альвеновской скорости, так и с выбором интервала для усреднения, поскольку в возмущенной области параметры испытывают значительные вариации. Данные результаты вполне предсказуемы и согласуются с ранее полученными данными.

На рисунке 4 приведены аналогичные рис. 3 гистограммы — для температуры обоих сортов ионов. Выше уже отмечалось, что температура является наиболее сложным для определения параметром и ее абсолютное значение в конкретный момент времени может быть неинформативным. Однако, при усреднении за некоторый интервал и

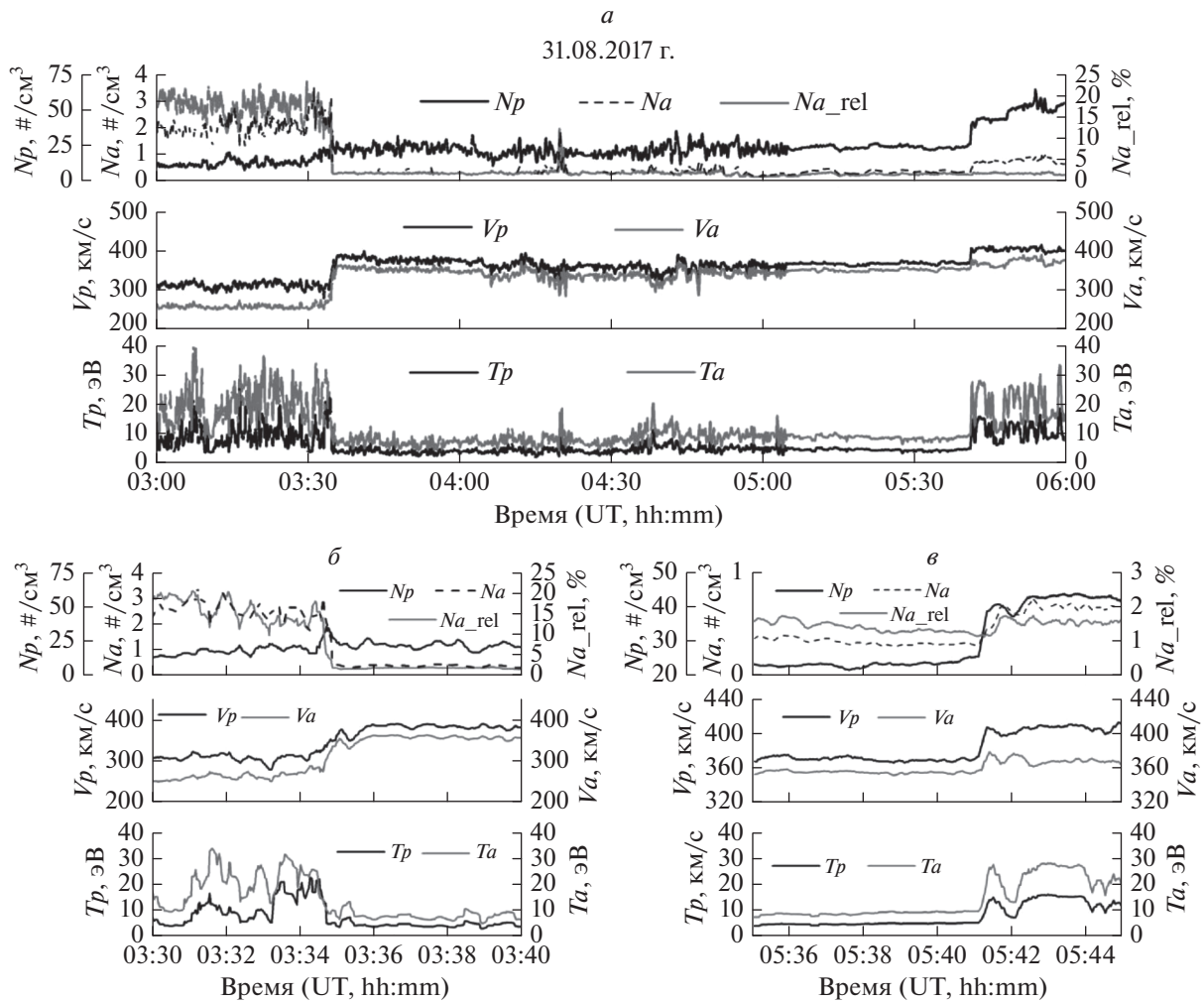


Рис. 2. Параметры плазмы в период 03:00–06:00 31 августа 2017 г. (а). Выделенный интервал при пересечении ОЗУВ (б). Выделенный интервал при пересечении МУВ (в). Обозначения одинаковы для всех трех панелей. Верхняя часть: черная сплошная линия – абсолютная концентрация протонов, черная прерывистая линия – абсолютная концентрация дважды ионизированного гелия, серая сплошная линия – относительная концентрация дважды ионизированного гелия. Средняя часть: черная линия – скорость протонов, серая – ионов He⁺⁺. Нижняя часть: черная линия – температура протонов, серая – ионов He⁺⁺.

сравнении полученных результатов для областей до/после фронта ударной волны (как МУВ, так и ОЗУВ), можно получить вполне надежные значения.

В невозмущенном солнечном ветре температура потока протонов в большинстве событий лежит в пределах 5–10 эВ. Температура ионов He⁺⁺ обычно в 2 раза больше и составляет 10–20 эВ. Как и следует из определения прямой МУВ, температура ионов солнечного ветра должна увеличиваться в возмущенной области, что мы видим на рис. 4а. В среднем, она растет для протонов в 2.2 раза, аналогично температуре α-частиц. При этом температура ионов He⁺⁺ также в 2 раза больше температуры протонов. Подобная картина наблюдается и для случаев пересечения ОЗУВ, хотя

и с большими вариациями. Рост температуры протонов составляет 150–300%, рост температуры ионов гелия He⁺⁺ – 120–340%. Отчасти это объясняется трудностями вычисления данного параметра. В целом полученные результаты предсказуемы и согласуются с нашими представлениями об ОЗУВ и МУВ.

Наконец, самым интересным для обсуждения оказалось изменение относительной концентрации α-частиц. На рисунке 5 представлены гистограммы распределения двух параметров – абсолютной и относительной концентрации ионов He⁺⁺ для пересечений обоих типов ударных волн. В случае МУВ средняя относительная концентрация падает на 8.5%, хотя абсолютная – увеличивается примерно в 2 раза. Причины этого уже бы-

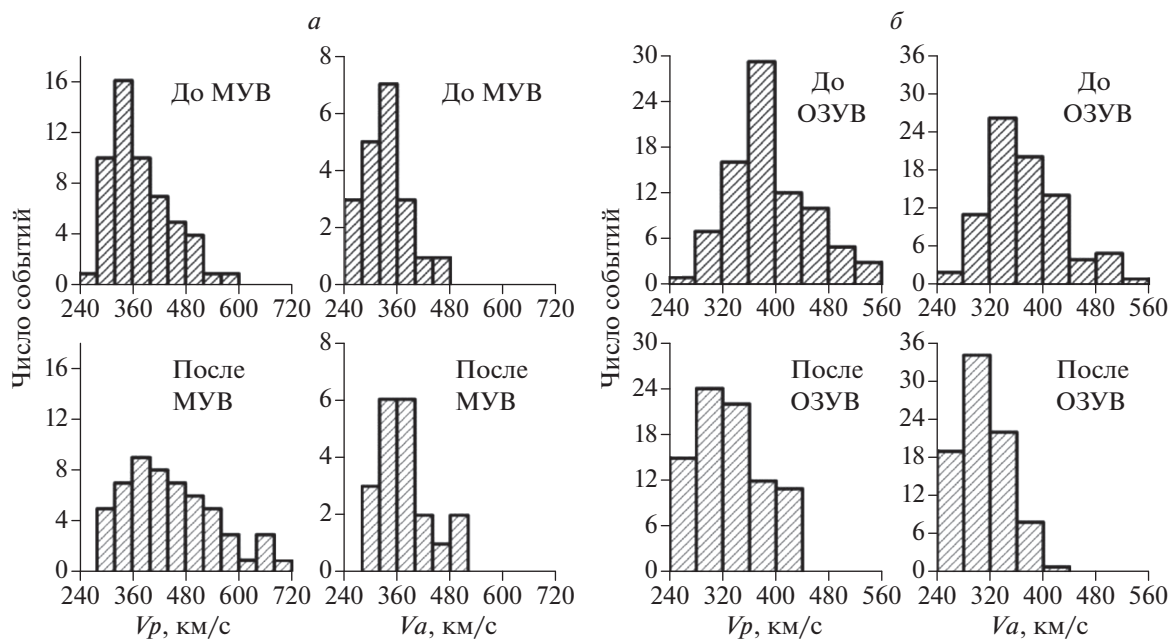


Рис. 3. Гистограмма распределения скоростей протонов и He^{++} для обоих видов событий: (а) для МУВ, (б) для ОЗУВ. Верхний ряд гистограмм – невозмущенный солнечный ветер. Нижний ряд – за фронтом ударной волны.

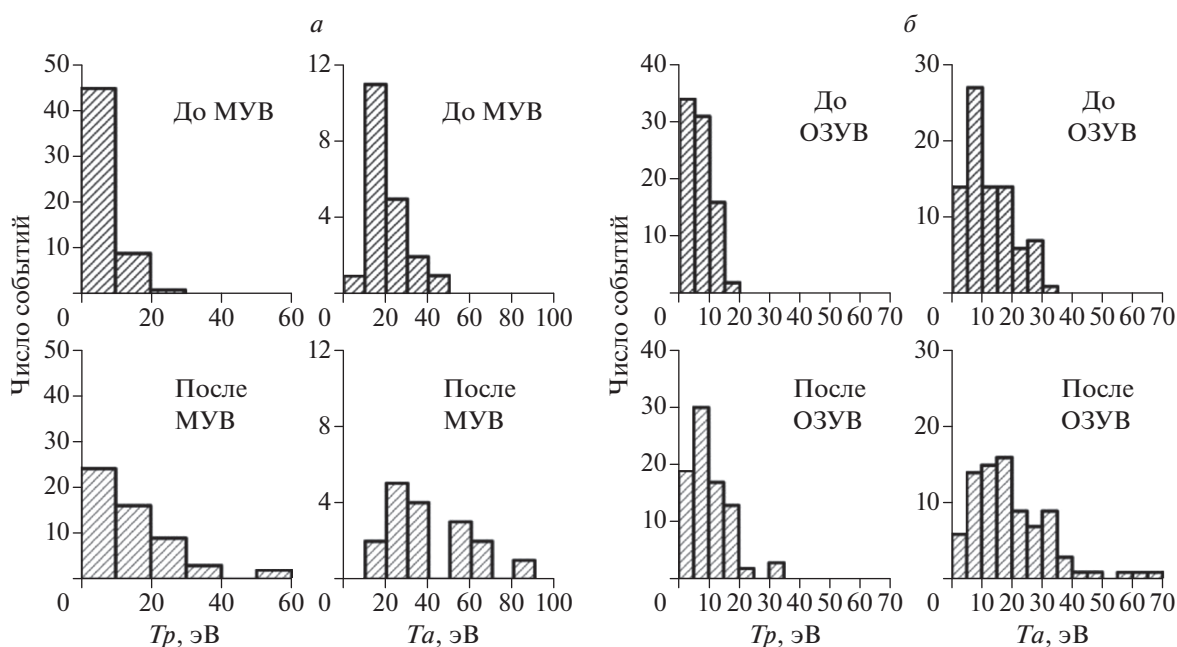


Рис. 4. Гистограммы распределения температуры протонов и He^{++} для обоих видов событий: (а) для МУВ, (б) для ОЗУВ. Верхний ряд гистограмм – невозмущенный солнечный ветер, нижний ряд – за фронтом ударной волны.

ли показаны, в том числе в выше приведенном событии, – несмотря на рост абсолютной концентрации α -частиц, увеличение числа протонов превосходит этот рост в относительных величинах. В случае же ОЗУВ относительная концентрация ионов He^{++} не только не падает, но и значительно растет (иногда – на порядок, с 2 до 20%) за

фронтом ударной волны. Это обуславливается одновременным ростом как абсолютной концентрации α -частиц, так и падением абсолютной концентрации протонов.

Так как общая статистика по концентрации ионов He^{++} вызвала интерес, решено было рассмотреть изменение относительной концентра-

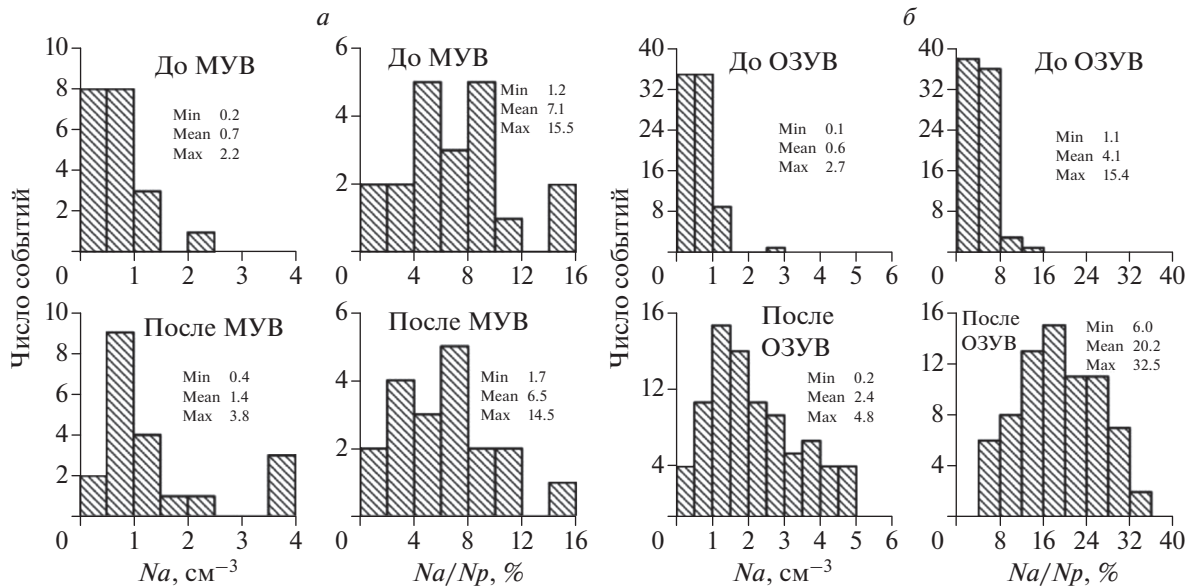


Рис. 5. Гистограммы распределения абсолютной и относительной концентрации ионов He⁺⁺ для обоих видов событий: (а) для МУВ, (б) для ОЗУВ. Верхний ряд гистограмм – невозмущенный солнечный ветер, нижний ряд – за фронтом ударной волны.

ции ионов He⁺⁺ в зависимости от величин β_p, θ_{Вн} и M_{МС}. Ввиду отсутствия магнитного поля на спутнике СПЕКТР-Р для случаев пересечения ОЗУВ был доступен только один параметр – модельный угол θ_{Вн}. Для событий МУВ были рассчитаны все три параметра и по ним проведен поиск зависимостей. Результаты были подробно изложены в работе [Sarpinova et al., 2020]. Здесь мы лишь отметим, что не было обнаружено явной зависимости изменения относительной концентрации ионов He⁺⁺ от параметров β_p и M_{МС}. При этом была отмечена тенденция к большему падению относительной концентрации при уменьшении угла θ_{Вн}. Ввиду малого количества МУВ, подходящих для обработки параметров α-частиц, было решено расширить статистику, взяв также пересечения ОЗУВ. Результаты приведены на рис. 6.

Как уже было отмечено, для случаев МУВ при уменьшении угла θ_{Вн}, падает и относительная концентрация за фронтом. В случае же ОЗУВ относительная концентрация всегда больше в возмущенной области, но чем больше угол θ_{Вн}, тем сильнее растет этот параметр (выявлены случаи с ростом на порядок и больше), что в наложении на зависимость МУВ дает очень похожую картину.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Уменьшение относительной концентрации α-частиц за фронтом межпланетной ударной волны при переходе от квазиперпендикулярному к квазипараллельному варианту может быть свя-

зано с истечением части ионов He⁺⁺ из возмущенной области в невозмущенную сквозь рампы ударной волны ввиду уменьшению угла θ_{Вн}, в результате чего такой переход становится более эффективным. В исследовании [Trattner and Scholer, 1991, 1993] показаны результаты моделирования поведения отраженных ионов He⁺⁺ в случае квазипараллельной МУВ. Отмечена диффузия в невозмущенную область части ионов (как протонов, так и ионов He⁺⁺), при этом относительное содержание ионов He⁺⁺ в отраженном потоке может быть сравнимо с таковым в невозмущенном солнечном ветре. Данный результат согласуется с наблюдаемой на рис. 6 зависимостью для квазипараллельной МУВ – значительная часть α-частиц может уйти из возмущенной области, из-за чего падает относительная концентрация ионов He⁺⁺ за фронтом МУВ. Помимо этого, результаты, опубликованные в работе [Gosling et al., 1978], позволяют предположить, что механизм ускорения низкоэнергичных ионов на квазипараллельной МУВ может быть односторонним, что также может объяснить (или дополнить) полученный результат.

В случае квазиперпендикулярной межпланетной ударной волны величина Na/Np в невозмущенном ветре может быть сравнимо с ее значением за фронтом или даже больше. Это можно объяснить как сложностью диффузии ионов поперек магнитного поля, так и изменениями в механизмах нелинейного укручения ударной волны. Результаты моделирования, опубликованные в литературе, обычно подробно описывали отражен-

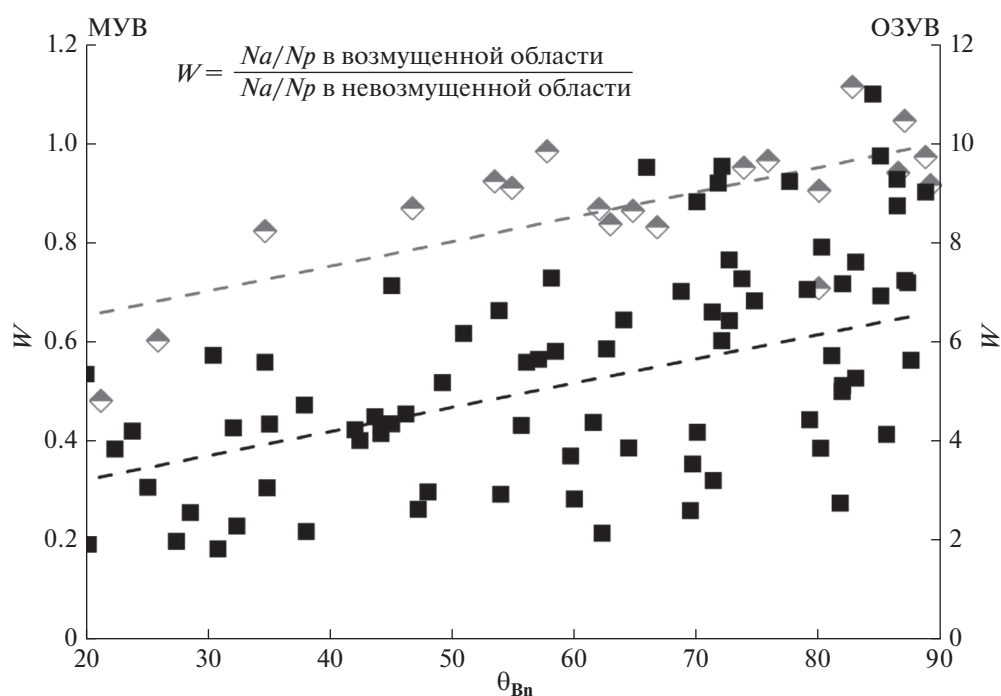


Рис. 6. Изменение относительной концентрации ионов He^{++} в возмущенной области по отношению к невозмущенной для МУВ и ОЗУВ в зависимости от угла $\theta_{\text{Вн}}$. Черными квадратами отмечены события ОЗУВ, серыми ромбами — события МУВ.

ные ионы, но не популяции, прошедшие за рампы. Однако, недавняя статья [Ofman et al., 2019] продемонстрировала возможность значительного увеличения содержания относительной концентрации ионов He^{++} за фронтом ударной волны. Результаты, полученные в данной работе, согласуются с результатами моделирования, представленными в работе [Ofman et al., 2019].

Было показано, что увеличение относительной концентрации ионов He^{++} происходит как при пересечении МУВ, так и при пересечении ОЗУВ, и в обоих случаях наклон зависимости аналогичным образом зависит от угла $\theta_{\text{Вн}}$. Таким образом, наблюдения могут свидетельствовать, что в обоих типах пересечений имеет место идентичный физический механизм. Разница в абсолютных значениях, вероятнее всего, обусловлена различием в ионном составе.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя данные прибора БМСВ, были подсчитаны параметры ионов He^{++} (скорость, температура, концентрация абсолютная и относительная) для 20-ти межпланетных ударных волн и 85-ти пересечений околоземной ударной волны. Было показано, что средняя относительная концентрация ионов He^{++} за фронтом межпланетной ударной волны немного меньше (~на 9%), чем в

невозмущенной области, при этом максимальное значение этого параметра оказалось даже меньше за фронтом МУВ. Однако за фронтом ОЗУВ этот параметр всегда выше, чем в невозмущенном солнечном ветре. Были построены графики зависимости данной величины от угла $\theta_{\text{Вн}}$ как для случаев МУВ, так и для случаев ОЗУВ. В обоих типах пересечений выявлена корреляция с углом $\theta_{\text{Вн}}$: чем меньше значение угла $\theta_{\text{Вн}}$, тем сильнее падает относительная концентрация ионов He^{++} за фронтом МУВ и тем меньше увеличивается относительная концентрация ионов He^{++} за фронтом ОЗУВ.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность NASA CDAWEB за возможность использования данных о параметрах плазмы и магнитного поля, измеренных на спутниках WIND, Cluster.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ермолаев Ю.И. Наблюдения ионов He^{++} в солнечном ветре // Космич. исслед. Т. 32. № 1. С. 93–125. 1994.
- Еселевич В.Г., Бородкова Н.Л., Еселевич М.В., Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немечек З., Прех Л. Тонкая структура фронта межпланетной ударной волны по измерениям ионов солнечного ветра с высоким временным разрешением // Космич. исслед. Т. 55. № 1.

- C. 32–47. 2017.
<https://doi.org/10.7868/S0023420617010034>
- *Zastenker G.N., Shafrankova Ya., Nemecek Z. и др.* Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ. // Космич. исслед. Т. 51. № 2. С. 83–175. 2013.
<https://doi.org/10.7868/S0023420613020088>
- *Сапунова О.В., Бородкова Н.Л., Застенкер Г.Н., Ермолаев Ю.И.* Поведение ионов He⁺⁺ на фронте межпланетной ударной волны // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. С. 708–713. 2020.
<https://doi.org/10.1134/S0016793220060122>
- *Borodkova N.L., Vaisberg O.L., Zastenker G.N.* Interplanetary shock waves in the post solar maximum year period (January–July, 1981) // Adv. Space Res. V. 6. № 6. P. 327–330. 1986.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(86\)90170-5](https://doi.org/10.1016/0273-1177(86)90170-5)
- *Borrini G., Gosling J.T., Bame S.J., Feldman W.C.* An Analysis of shock wave disturbances observed at 1 AU from 1971 through 1978 // J. Geophys. Res. V. 87. № A6. P. 4365–4373. 1982.
<https://doi.org/10.1029/JA087iA06p04365>
- *Formisano V., Palmiotto F., Moreno G.* α -particle observations in the solar wind // Solar Phys. V. 15. № 2. P. 479–498. 1970.
<https://doi.org/10.1007/BF00151853>
- *Gedalin M.* Effect of alpha particles on the shock structure // J. Geophys. Res. V. 122. P. 71–76. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016JA023460>
- *Gosling J.T., Asbridge J.R., Bame S.J., Paschmann G., Sckopke N.* Observation of two distinct population of bow shock ions in the upstream solar wind // Geophys. Res. Lett. V. 5. P. 957–960. 1978.
<https://doi.org/10.1029/GL005i011p00957>
- *Nemecek Z., Safrankova J., Goncharov O., Prech L., Zastenker G.N.* Ion scales of quasi-perpendicular interplanetary shocks // Geophys. Res. Lett. V. 40. № 16. P. 4133–4137. 2013.
<https://doi.org/10.1002/grl.50814>
- *Ofman L., Koval A., Wilson L.B., Szabo A.* Understanding the role of α particles in oblique heliospheric shock oscillations // J. Geophys. Res. V. 124. P. 2393–2405. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018JA026301>
- *Ogilvie K.W., Wilkerson T.D.* Helium abundance in the solar wind // Solar Phys. V. 8. № 2. P. 435–449. 1969.
<https://doi.org/10.1007/BF00155391>
- *Safrankova J., Nemecek Z., Prech L. et al.* Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and First Results // Space Sci. Rev. V. 175. № 1–4. P. 165–182. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9979-4>
- *Scholer M., Terasawa T.* Ion reflection and dissipation at quasiparallel collisionless shocks // Geophys. Res. Lett. V. 17. P. 119–122. 1990.
<https://doi.org/10.1029/GL017i002p00119>
- *Scholer M.* Diffuse ions at quasi-parallel collisionless shocks: simulations // Geophys. Res. Lett. V. 17. P. 1821–1824. 1990.
<https://doi.org/10.1029/GL017i011P01821>
- *Scholer M., Kucharek H., Kato C.* On ion injection at quasiparallel shocks // Phys. Plasmas. V. 9. P. 4293. 2002.
<https://doi.org/10.1063/1.1508441>
- *Trattner K.J., Scholer M.* Diffuse alpha particles upstream of simulated quasi-parallel supercritical collisionless shocks // Geophys. Res. Lett. V. 18. № 10. P. 1817–1820. 1991.
<https://doi.org/10.1029/91GL02084>
- *Trattner K.J., Scholer M.* Distributions and thermalization of protons and alpha particles at collisionless quasiparallel shocks // Ann. Geophys. V. 11. P. 774–789. 1993.
- *Verigin M., Slavin J., Szabo A., Gombosi T., Kotova G., Plochova O., Szegö K., Tátrallyay M., Kabin K., Shugaev F.* Planetary bow shocks: Gasdynamic analytic approach // J. Geophys. Res. V. 108(A8). P. 1323. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009711>
- *Volkmer P.M., Neubauer F.M.* Statistical properties of fast magnetoacoustic shock waves in the solar wind between 0.3 AU and 1 AU: Helios-1, 2 observations // Ann. Geophys. V. 3. № 1. P. 1–12. 1985. Abstract.
- *Yermolaev Yu.I., Zhuravlev V.I., Zastenker G.N., Kogan V.T., Koshevenko B.V.* Observations of singly ionized helium in the solar wind // Cosmic Res. V. 27(5). P. 614–621. 1989. Abstract.
- *Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Khokhlachev A.A.* Drop of Solar Wind at the End of the 20th Century // J. Geophys. Res. V. 126(9). 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029618>

УДК 524.1-352

СЕЙСМИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ЗЕМЛИ И ГАЛАКТИЧЕСКИЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ: ГЛОБАЛЬНЫЕ И РЕГИОНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В 21–24-м ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2022 г. В. В. Хегай¹, А. А. Абуни¹ *, М. А. Абунина¹ **, А. В. Белов¹

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

*e-mail: abunin@izmiran.ru

**e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 22.02.2022 г.

После доработки 04.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Показано, что в интервале с 2007 по 2011 г. число сильных (магнитуда $M \geq 5.0$) коровых (глубина гипоцентра $0 \leq h \leq 60$ км) землетрясений в году $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$, принятое как мера глобальной интенсивности сейсмической активности Земли, значительно превосходит верхнюю границу уровня в два стандартных отклонения от среднего, рассчитанного с 1973 по 2019 г. (21–24-й циклы солнечной активности), и максимальное относительное отклонение (в 2011 г.) от него составляет $\approx 78\%$. Такая ситуация наблюдается в конце 23 и начале 24-го циклов солнечной активности. Указанный временной промежуток характеризуется максимальной интенсивностью галактических космических лучей на расстоянии 1 а. е. вне магнитосферы Земли на фиксированной жесткости 10 ГВ за весь период наблюдений (с пятидесятих годов прошлого столетия по настоящее время), а величина относительной интенсивности галактических космических лучей (δ_{Year}) существенно выше средней и является самой высокой за все время наблюдения, вычисленной на интервале с 21-го по 24-й цикл солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0016794022050054

1. ВВЕДЕНИЕ

Оценка сейсмической активности Земли (САЗ) может быть произведена различным образом. Так, в работе [Шестопапов и Харин, 2004], проводится оценка по величине выделяющейся при землетрясении энергии в зависимости от его магнитуды. При этом энергия землетрясений вычисляется по формуле: $\lg E = 11.8 + 1.5Ms$ (эрг) для землетрясений, эпицентры которых находятся на глубине меньше 100 км, и по формуле: $\lg E = 5.8 + 2.4mb$ для землетрясений, эпицентры которых находятся на глубине больше 100 км (здесь E – величина выделяющейся при землетрясении энергии в эрг, а Ms и mb – магнитуды землетрясений соответствующего типа в безразмерных единицах), а затем определяется суммарная энергия за выбранный промежуток времени (как правило, год).

В статьях [Барляева и др., 2000; Хегай и др., 2022] в качестве количественной меры САЗ выступает суммарное число землетрясений за год, превышающих по магнитуде (M) некоторый заданный уровень, $N_{EQ/Year}(M \geq 7.0)$ и $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ в первой и второй из перечисленных работ соответственно. В том и другом случае речь идет о

сильных землетрясениях. В работах [Сытинский, 1989; Белов и др., 2009] используются оба типа оценки САЗ, адаптированные к конкретным целям проведенных исследований.

В этом исследовании в качестве меры интенсивности САЗ принята та же оценка, что и в работе [Хегай и др., 2022], т.е. число сильных (с магнитудой $M \geq 5.0$) коровых (глубина гипоцентра $0 \leq h \leq 60$ км) землетрясений в году, $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$. Там же дано подробное обоснование такого выбора.

Так же, как и в работе [Хегай и др., 2022], в качестве меры солнечной активности (СА) в настоящей работе принят (вместо чисел Вольфа – W) суммарный годовой поток (как сумма среднемесячных его значений) солнечного излучения на длине волны 10.7 см ($F10.7_{Year}$, sfu), интегрально характеризующий уровень СА на временном интервале с 21-го по 24-й цикл СА (с 1973 по 2019 г.).

Как указано в работе [Белов и др., 2021], галактические космические лучи (ГКЛ), вплоть до жесткостей ~ 100 ГВ, постоянно модулируются солнечным ветром. Эта модуляция наблюдается и наземными детекторами (мюонными телескопа-

ми и нейтронными мониторами). Чтобы получить изменения первичных ГКЛ, должна быть решена обратная задача – восстановление характеристик вариаций ГКЛ за пределами магнитосферы Земли. Именно такую задачу и решает метод глобальной съемки (см. подробное описание метода в работах [Белов и др., 2018; Belov et al., 2018]).

Таким образом, интенсивность потока ГКЛ на указанном выше временном интервале в настоящей работе оценивается двояким образом. Во-первых, на поверхности Земли, для указанного далее ряда станций наблюдения в различных регионах Земли в абсолютных единицах, как усредненная с годовым разрешением скорость счета детекторов I_{GCR} (имп/с) по данным мировой сети нейтронных мониторов – NMDB (Neutron Monitor Database (<https://www.nmdb.eu/nest/>)). Во-вторых (в относительных единицах), как среднегодовая вариация интенсивности ГКЛ (δ_{Year} , %), характеризующая интенсивность изотропной составляющей потока ГКЛ:

$$\delta_{Year} = 100 \times [\langle A_0 \rangle_{Year} - \langle A_0 \rangle_{2009}] / \langle A_0 \rangle_{2009}, \quad (1)$$

здесь A_0 – амплитуда вариации интенсивности ГКЛ на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли на расстоянии 1 а. е., полученная методом глобальной съемки по данным всей мировой сети нейтронных мониторов. В качестве базового периода для нормировки выбран 2009 г., когда наблюдалось максимальное значение величины $\langle A_0 \rangle$. С математической точки зрения, величина A_0 есть амплитуда нулевой гармоники вариации интенсивности ГКЛ (см. работу [Белов и др., 2018], уравнение 7), полученная в результате разложения этой интенсивности по сферическим гармоникам (см., напр., монографию [Yasue et al., 1982]). Именно эта вариация представлена в работе [Белов и др., 2021] с более высоким временным разрешением в сопоставлении с прямыми измерениями на космических аппаратах (см. [Белов и др., 2021], рис. 2). Забегая вперед, сразу отметим здесь, что наиболее высокая интенсивность ГКЛ наблюдается на расстоянии 1 а. е. от Земли в интервале 2008–2011 гг., что хорошо видно из этого рисунка.

Обычно отмечают умеренную антикорреляцию САЗ и СА на временных интервалах различной длительности (см. работы [Сытинский, 1989; Шестопалов и Харин, 2004; Белов и др., 2009; Хегай, 2018]). Однако, в исследовании [Хегай и др., 2022] было показано, что (в интервале с 21-го по 24-й цикл СА) при рассмотрении СА и ГКЛ как независимых факторов, формирующих САЗ, для соответствующих коэффициентов корреляции (ρ) выполняется неравенство (p – уровень значимости): $|\rho(N_{EQ/Year}, \delta_{Year})|_{p < 0.05} = 0.459 > |\rho(N_{EQ/Year}, F10.7_{Year})|_{p < 0.05} = 0.414$, т.е. теснота связи между

САЗ и интенсивностью ГКЛ (при прямой корреляции) больше, чем между САЗ и СА (при антикорреляции) на изученном интервале времени для массива сильных землетрясений с $M \geq 5.0$. Таким образом, акцент смещается в сторону ГКЛ, с точки зрения одной из возможных первичных причин, определяющих общую интенсификацию САЗ. Концептуально, авторы исследования [Хегай и др., 2022] поддерживают и детализируют далее “сценарий”, развитый в работах [Сытинский, 1989; Барляева и др., 2000; Боков и Сытинский, 2002; Сытинский и др., 2003; Боков, 2011; Боков и др., 2011; Боков и Воробьев, 2014; Боков и Воробьев, 2016], подчеркивая при этом связь между мощностью облачности и мощностью (или увеличением количества) основных барических структур тропосферы – циклонов и антициклонов при росте интенсивности ГКЛ.

Механизмы формирования облачности, обусловленные воздействием энергичных частиц на земную атмосферу, также как и проблемы, связанные с этим вопросом, достаточно подробно описаны в обзорной работе [Mironova et al., 2015] (частично некоторые аспекты, корреляционных связей, наблюдаемых между аномалиями нижней облачности и потоками ГКЛ, обсуждаются также в работе [Хегай и др., 2022]). Как следует из работы [Mironova et al., 2015], в одном из обсуждаемых механизмов, обусловленном именно воздействием потоков ГКЛ, работает так называемый эффект “чистого воздуха” (“clear-air” effect). Согласно ему, ионизация, вызванная космическими лучами (cosmic ray induced ionization – CRII), генерирует новые сверхмелкие аэрозольные частицы. Эти частицы и служат ядрами конденсации облаков (cloud condensation nuclei – CCN), которые способствуют облакообразованию. Указанный эффект действительно наблюдается в эксперименте (см. Table 5 этой работы). Более подробно этот механизм изложен в работе [Carslaw et al., 2002].

Кроме того, в работе [Svensmark and Friis-Christensen, 1997] на основе анализа спутниковых данных ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project, [<http://isccp.giss.nasa.gov/>]) было получено, что общая облачность испытывает 11-летнюю вариацию, развиваясь в фазе с интенсивностью ГКЛ. Наконец, авторы [Marsh and Svensmark, 2000] обнаружили, что с вариациями потока ГКЛ наиболее тесно связано изменение площади облаков *нижнего яруса*. В указанной работе были приведены достаточно высокие коэффициенты корреляции между усредненными по земному шару аномалиями нижней облачности (по данным архива ISCCP-D2) и скоростью счета нейтронного монитора в Уанкайо для периода 1983–1994 гг. ($R = 0.63$ для несглаженных значений и $R = 0.92$ – для скользящих средних по 12 мес.), т.е.

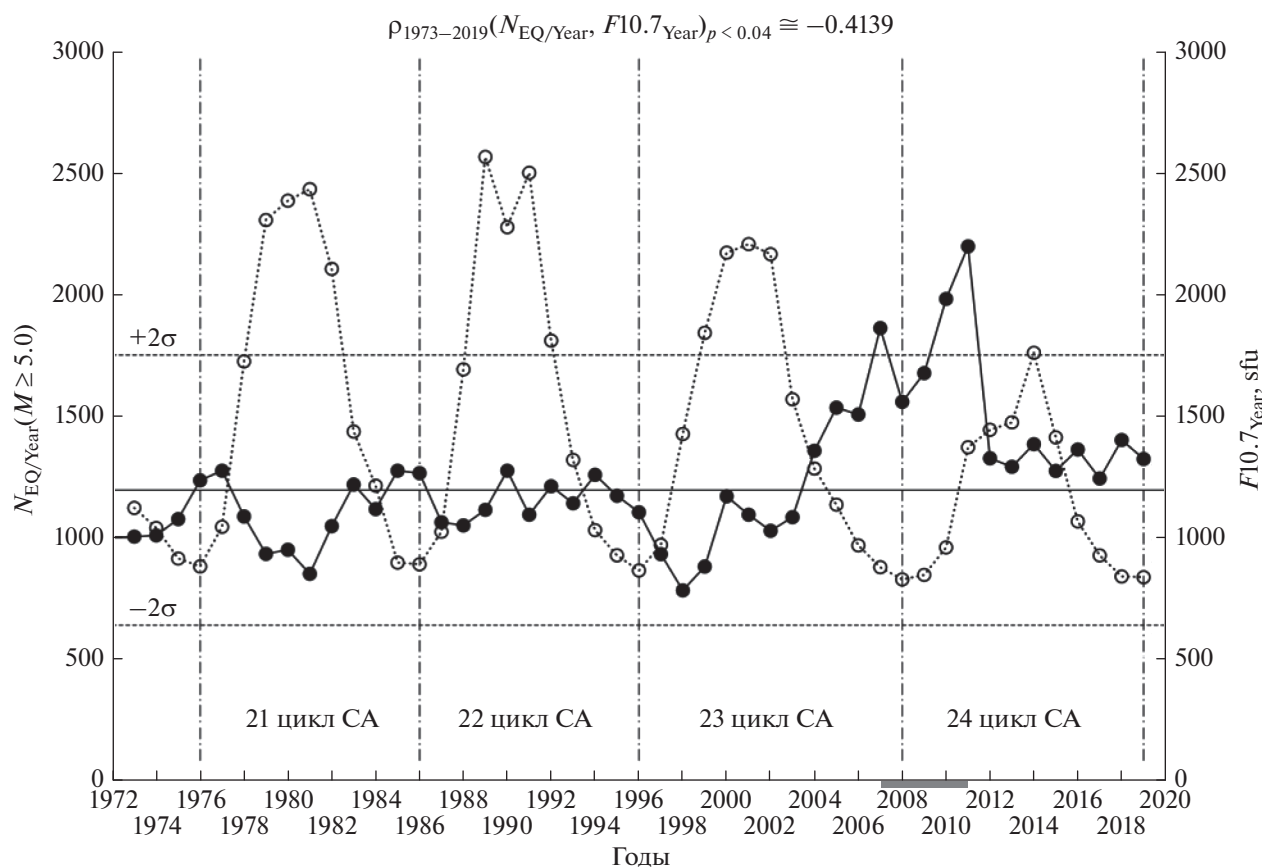


Рис. 1. Картина глобального распределения количества землетрясений по годам $N_{EQ}/Year (M \geq 5.0)$ (левая ось ординат, сплошная линия, затемненные кружки) и $F10.7_{Year}$ (правая ось ординат, точечная линия, незатемненные кружки) на временном интервале с 1973 г. по 2019 г. Границы циклов СА обозначены вертикальными штрихпунктирными линиями. Над рисунком приведен коэффициент линейной корреляции ρ . Временной промежуток, характеризующийся максимальной интенсивностью ГКЛ на расстоянии 1 а. е. вне магнитосферы Земли на фиксированной жесткости 10 ГВ отмечает затемненный прямоугольник под осью абсцисс.

с конца **21** почти до конца **22-го** цикла СА (см. Fig. 1(c) этой работы).

Если общая площадь облачности глобально возрастает при более высоких величинах интенсивности ГКЛ, то увеличивается вероятность успешного (для активации “созревших” очагов землетрясения, см. [Боков, 2011]) перекрытия (при благоприятном режиме атмосферной циркуляции) областей активных разломов земной коры (и прилегающих к ним зон сильных землетрясений) с областями возникающих более мощных основных барических структур атмосферы (циклонов и антициклонов с более мощной облачностью) или ростом их количества. При условии, что в этих областях уже существуют очаги “созревших” сильных землетрясений, такое перекрытие будет “провоцировать” подземные толчки, в соответствии со “сценарием”, предложенным в работах [Барляева и др., 2000; Боков, 2011; Боков и др., 2011]. Согласно этому “сценарию”, быстрые смещения крупных воздушных масс уве-

личивают или снимают нагрузки на земную кору и приводят к ее деформации. Образовавшиеся дополнительные деформации коры между геоблоками служат спусковым механизмом землетрясений, которые уже предварительно подготовлены эндогенными процессами. При этом активизация очага уже “созревшего” землетрясения решающим образом зависит от коллинеарности границы между областями высокого (антициклональной) и низкого (циклонической) давлений с ориентацией разлома. Оптимально для этого процесса необходимо, чтобы линия нулевой барической нагрузки проходила вдоль активного разлома, вертикальная проекция вблизи некоторой точки которого на поверхность Земли будет соответствовать эпицентру инициируемого землетрясения (см. рис. 8 статьи [Боков, 2011]). Кроме этого, необходимо также, чтобы перепад давления в атмосферных барических образованиях нужным образом соответствовал напряжениям на границах блоков разлома, только в этом случае он может стать триггером подземного толчка. В пользу

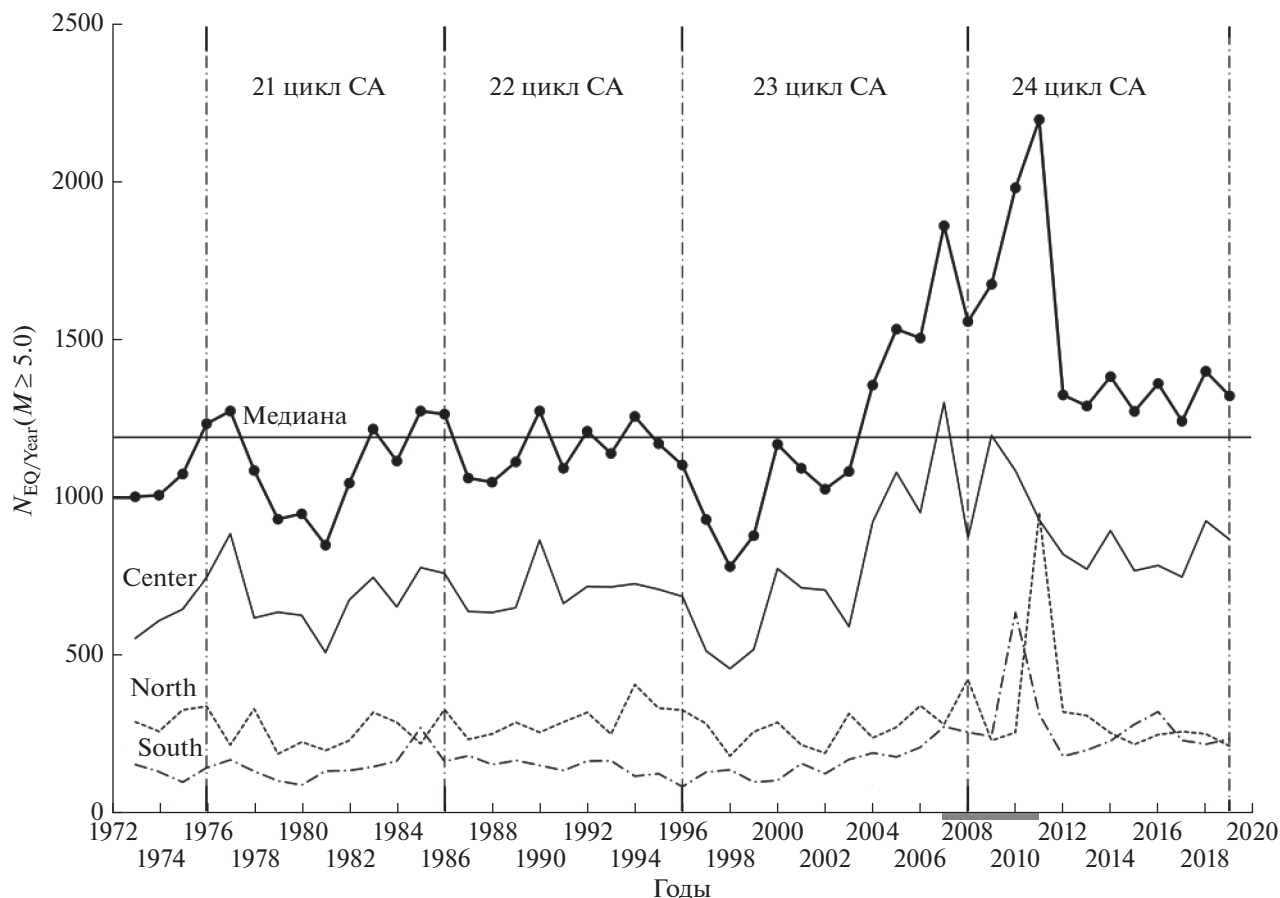


Рис. 2. Распределение сейсмических событий $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ с 21 по 24 цикл СА: глобально (сплошная толстая линия с точками), в зонах S_{Center} (сплошная линия), S_{North} (штриховая линия) и S_{South} (штрихпунктирная линия). Сплошная горизонтальная линия отмечает медиану глобального распределения сейсмических событий, а границы циклов СА показаны вертикальными штрихпунктирными линиями. Интервал, когда поток ГКЛ на расстоянии 1 а. е. вне магнитосферы Земли на фиксированной жесткости 10 ГВ особенно интенсивен, отмечен затемненным прямоугольником под осью абсцисс.

развития именно такого “сценария” свидетельствуют и выводы работы [Соболев и Закржевская, 2020], основанные на изучении за период 2000–2017 гг. записей широкополосной сейсмической станции ААК системы IRIS, расположенной в районе Тянь-Шаня. Анализ этих записей дал возможность авторам сделать вывод о том, что статистически не случайное совпадение аномалий сейсмического шума и землетрясений совпадало с увеличением амплитуды вариаций атмосферного давления. Авторы этого исследования указывают также в заключении, что перемещения крупных воздушных масс приводят к изменению сил гравитации, и при этом не исключено инициирование как медленных подвижек (тектонических аномалий), так и динамических разрывов (землетрясений) в разломах, находящихся в условиях неустойчивого равновесия. Таким образом, возрастает и собственно роль крупных облачных воздушных массивов, в формировании которых задействованы потоки ГКЛ. В пользу этого сви-

детельствуют следующие положения, представленные в работе [Carslaw et al., 2002]): во-первых, эффект космических лучей может вызывать *небольшие* изменения в увеличении концентрации аэрозолей, способствующих образованию облаков, но в *глобальном масштабе*; во-вторых, воздействие космических лучей, вероятно, будет наиболее эффективным в *регионах с низкой концентрацией аэрозоля*, таких как чистые районы над океанами.

В результате глобально будет наблюдаться прямая умеренная корреляция между количеством сильных землетрясений в году $N_{EQ/Year}$ и интенсивностью ГКЛ, которая количественно выражается параметром δ_{Year} в проведенном исследовании [Хегай и др., 2022]. Именно этот (вероятностный, но каузальный) аспект корреляции между САЗ и интенсивностью ГКЛ важен для представленного ниже исследования. При этом следует помнить, что описанный выше сценарий

будет вносить лишь какую-то долю в общую САЗ и может быть далеко не единственным внешним “триггером” сильных землетрясений, очаги которых “созревают” в результате эндогенных процессов внутри Земли.

Таким образом, целью настоящего исследования является рассмотрение количественных характеристик САЗ в свете их связи с интенсивностью ГКЛ в 21–24-м циклах СА, с учетом регионального характера САЗ, обусловленного “привязкой” очагов сильных землетрясений к крупномасштабным тектоническим разломам земной коры. Сразу же отметим здесь, что глобально САЗ в 24-м цикле СА оказывается существенно выше (в особенности в его начале) по сравнению со всеми другими циклами СА, рассмотренными в данной работе.

Данные по величине среднего за месяц потока $F_{10.7}$ (в sfu – *solar flux units*) с января 1973 по февраль 2015 г. были взяты с интернет-ресурса (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/noontime-flux/penticton/penticton_averaged/) NOAA National Centers for Environmental Information (NCEI), USA, а с февраля 2015 по декабрь 2019 г. – с электронного адреса (<https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>) Space Weather Prediction Center National Oceanic and Atmospheric Administration, USA. Данные по землетрясениям получены из каталога Национального Центра информации о землетрясениях Геологической службы США (NEIC, USGS (<https://www.usgs.gov/>)) с 1973 г. по 2019 г.

2. ГЛОБАЛЬНАЯ И РЕГИОНАЛЬНАЯ САЗ С 21-ГО ПО 24-Й ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

На рисунке 1 представлена картина глобально-го распределения количества землетрясений по годам $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ (левая ось ординат, сплошная линия, затемненные кружки) и суммарный годовой поток (как сумма среднемесячных его значений) солнечного излучения на длине волны 10.7 см $F_{10.7Year}$ (правая ось ординат, пунктирная линия, незатемненные кружки) на временном интервале с 1973 по 2019 г. (границы циклов СА обозначены вертикальными штрихпунктирными линиями). Для этой пары параметров статистически значимый (с уровнем значимости $p < 0.004$ в соответствии со статистикой Стьюдента) коэффициент линейной корреляции $\rho_{1973-2019}(N_{EQ/Year}, F_{10.7Year})_{p < 0.004} = -0.4139$ (см. также работу [Хегай и др., 2022]), т. е. наблюдается антикорреляция с “умеренной” теснотой связи между $N_{EQ/Year}$ и $F_{10.7Year}$ на этом временном отрезке.

Сплошная горизонтальная линия отмечает среднее значение $\langle N_{EQ/Year}(M \geq 5.0) \rangle$ на представ-

ленном временном промежутке, а горизонтальные штриховые линии – уровни $\pm 2\sigma$ (где σ – стандартное отклонение) соответственно. Хорошо видно, что в интервале с 2007 по 2011 г. (отмечен затемненным прямоугольником под осью абсцисс) $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ значительно выходит за границу уровня $+2\sigma$, при этом максимальное отклонение (в 2011 г.) от среднего составляет $\approx 78\%$. Такая ситуация наблюдается в конце 23 и начале 24-го циклов СА. При этом, как уже было сказано выше во Введении, указанный временной промежуток характеризуется максимальной интенсивностью ГКЛ на расстоянии 1 а. е. вне магнитосферы Земли на фиксированной жесткости 10 ГВ за весь период наблюдений (с пятидесятих годов прошлого столетия по настоящее время, см. рис. 2 работы [Белов и др., 2021]).

Подробные морфологические характеристики представленных на рисунке циклов СА даны в работе [Ишков, 2013]. В указанной работе 21 и 22-й циклы СА относятся к циклам достоверной эпохи “повышенной” СА (длительность которых составляет 10.2 и 9.6 лет соответственно), 23-й цикл отнесен к достоверному периоду перестройки СА, который длится 12.7 года, а 24-й цикл является циклом достоверной эпохи “пониженной” СА с длительностью 11.3 г. В этой работе уровень СА традиционно оценивается с помощью чисел Вольфа (W). Так как в нашем исследовании уровень СА оценивается с помощью энергетического параметра – суммарного годового потока солнечного излучения на длине волны 10.7 см ($F_{10.7Year}$, sfu), т. е. с разрешением в один год, то длительность соответствующих циклов СА (см. рис. 1): $T_{21} = T_{22} \cong 10$ лет, $T_{23} \cong 12$ лет и $T_{24} \cong 11$ лет, что близко к данным работы [Ишков, 2013]. Таким образом, самым “длинным” из представленных на рис. 1 является 23-й цикл СА – цикл достоверного периода перестройки СА. Именно в его конце наблюдается первый “всплеск” САЗ, превосходящий уровень $+2\sigma$, при этом на участке в 5 лет (с 2007 по 2011 г. включительно) медиана САЗ $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)_{med(2007-2011)}$ превосходит медиану САЗ за весь представленный период $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)_{med(1973-2019)}$ на $\cong 54\%$.

Итак, при оценке глобальной САЗ можно сделать вывод, что в течение рассмотренных достоверных циклов СА, максимальный уровень САЗ наблюдается в интервале с 2007 по 2011 г., и этот уровень превосходит верхнюю границу разброса $+2\sigma$ от среднего значения $\langle N_{EQ/Year}(M \geq 5.0) \rangle_{1973-2019}$, вычисленного на интервале 1973–2019 гг., т. е. $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)_{2007, 2010, 2011} > \langle N_{EQ/Year}(M \geq 5.0) \rangle_{1973-2019} + 2\sigma$.

Теперь, для того чтобы оценить временное поведение региональной САЗ, поступим следующим образом. Определим сначала область центральной зоны поверхности Земли (Center) как

внутреннюю часть ее поверхности, ограниченную географическими параллелями на широтах $\varphi = \pm 30^\circ$, тогда площадь поверхности такого шарового пояса сферы с радиусом Земли (R_3) окажется равной $S_{Center} = 2\pi R_3^2$. Соответственно, часть площади поверхности Земли (лежащая к северу от географической широты $\varphi = +30^\circ$) $S_{North} = \pi R_3^2$, так же как (лежащая к югу от географической широты $\varphi = -30^\circ$) и $S_{South} = \pi R_3^2$. Очевидно, что $S_{North} = S_{South}$ и $S_{Center} = S_{North} + S_{South}$. Распределение числа землетрясений $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ по годам с 21-го по 24-й цикл СА глобально и по указанным выше зонам земной поверхности иллюстрирует рис. 2. Глобальное распределение сейсмических событий на рисунке дано сплошной толстой линией с точками, землетрясения зоны S_{Center} отмечает сплошная линия, а количество землетрясений, произошедших в зонах S_{North} и S_{South} , показано штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно. Сплошная горизонтальная линия отмечает медиану глобального распределения сейсмических событий (для удобства восприятия), а границы циклов СА показаны вертикальными штрихпунктирными линиями. Хорошо видно, что в основном, землетрясения происходят в центральной зоне, а усредненное за 1973–2019 гг. отношение $\langle \{N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)_{North} + N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)_{South}\} / N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)_{Center} \rangle_{1973-2019} \cong 0.65$.

Таким образом, в среднем, суммарное количество землетрясений северной и южной зон составляет 65% от их количества, произошедших в центральной зоне. Исключение составляет лишь 2011 г., когда это отношение равно $\cong 1.36$ и суммарное число землетрясений северной и южной зон превосходит число землетрясений, случившихся в центральной зоне. Укажем здесь также на существенное преобладание числа землетрясений в южной зоне над их числом в северной в 2010 г. (обычно – наоборот). Отмеченные особенности наблюдаются в начале 24-го цикла СА и в пределах того же интервала (отмечен как затемненный прямоугольник под осью абсцисс), когда поток ГКЛ на расстоянии 1 а. е. вне магнитосферы Земли на фиксированной жесткости 10 ГВ особенно интенсивен. На этом же временном промежутке повышено и количество землетрясений центральной зоны. Следует отметить, что именно в области центральной зоны сосредоточены траектории основной массы тропических циклонов, что хорошо видно из рис. 3 работы [Ким и др., 2006], на котором приведено глобальное распределение траекторий тропических циклонов, построенное по данным базы “ГЛОБАЛ-ТЦ” за 22 года.

3. ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОТОКА ГКЛ С 21-ГО ПО 24-Й ЦИКЛ СА И ГЛОБАЛЬНАЯ СЕЙСМИЧНОСТЬ ЗЕМЛИ

Как уже было сказано во Введении, интенсивность ГКЛ оценивается в этом исследовании, во-первых, на поверхности Земли (усредненная с годовым разрешением скорость счета детекторов I_{GCR} (имп/с) по данным сети нейтронных мониторов (НМ), взятых из NMDV), а во-вторых – по изменениям определенной выше относительной вариации δ_{Year} на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли на расстоянии 1 а. е., полученной методом глобальной съемки.

Величина I_{GCR} интенсивности ГКЛ на поверхности Земли, полученная методом наложения “эпох” [Дорман, 1972] по 5 станциям регистрации ГКЛ на поверхности Земли сети НМ (см. табл. 1) определялась как

$$I_{GCR} = [\langle I \rangle_{THUL} + \langle I \rangle_{OULU} + \langle I \rangle_{KERG} + \langle I \rangle_{NEWK} + \langle I \rangle_{HRMS}] / 5, \quad (2)$$

при этом $\langle I \rangle$ – усредненная за год по часовым данным скорость счета (в имп/с) на соответствующей станции регистрации ГКЛ (начало “эпохи” – 1973 г., конец – 2019 г.). Кроме этого, рассматривалась величина $I_{TSMB} \equiv \langle I \rangle_{TSMB}$ для единственной станции, попадающей в центральную зону (Center, жесткость $R = 9.15$ ГВ), данные для которой имеются для временного интервала 1976–2019 гг.

На рисунке 3 представлены временные развертки поведения $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ (нижняя панель, сплошная линия с точками), I_{GCR} (верхняя панель, сплошная линия с “открытыми” кружками) и I_{TSMB} (верхняя панель, сплошная линия) с разрешением в один год. На обеих панелях сплошные горизонтальные линии отмечают средние значения соответствующей величины, а штриховые горизонтальные линии – уровни отклонения на величину $\pm 2\sigma$ для $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ и $\pm 1.5\sigma$ (для I_{GCR} и I_{TSMB}) соответственно. Над верхней панелью приведены соответствующие парам величин линейные коэффициенты корреляции на указанных временных интервалах и уровнем значимости p по статистике Стьюдента, а интервал 2007–2011 гг., когда наблюдаются превышения верхних границ соответствующих отклонений, отмечен затемненным прямоугольником под осью абсцисс нижней панели. Границы циклов СА показаны вертикальными штрихпунктирными линиями.

Из рисунка видно, что по абсолютным измерениям интенсивности ГКЛ на поверхности Земли на группе станций сети NMDV в интервале 2007–2011 гг. наблюдаются превышения верхних границ соответствующих отклонений, которые совпадают с превышением на этом же временном

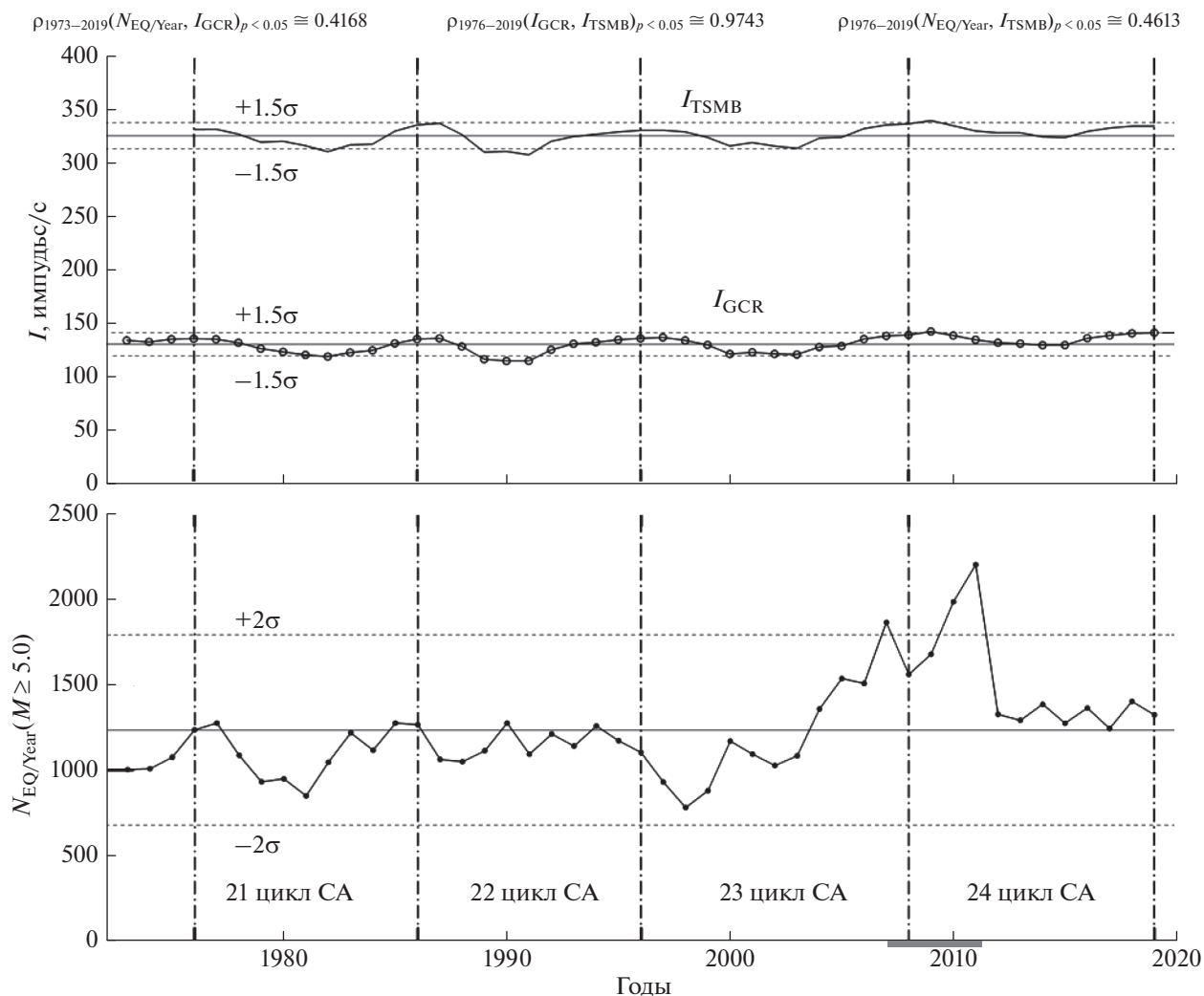


Рис. 3. Временные вариации $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ (нижняя панель, сплошная линия с точками), I_{GCR} (верхняя панель, сплошная линия с “открытыми” кружками) и I_{TSMB} (верхняя панель, сплошная линия) с разрешением в один год. Над верхней панелью приведены соответствующие парам величин линейные коэффициенты корреляции на указанных временных интервалах. Интервал 2007–2011 г., когда наблюдаются превышения верхних границ соответствующих отклонений, отмечен затемненным прямоугольником под осью абсцисс нижней панели, а границы циклов солнечной активности показаны вертикальными штрихпунктирными линиями.

интервале уровня $\langle N_{EQ/Year}(M \geq 5.0) \rangle_{1973-2019} + 2\sigma$ в поведении $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$. При этом $\rho_{1973-2019}(N_{EQ/Year}, I_{GCR})_{p < 0.05} \cong 0.4168 > |\rho_{1973-2019}(N_{EQ/Year}, F_{10.7Year})_{p < 0.05}| \cong 0.4139$, т.е. связь интенсивности ГКЛ с САЗ (при прямой корреляции) и по этим данным абсолютных измерений оказывается теснее, чем связь СА с САЗ (при антикорреляции). Величина коэффициента корреляции по отдельной станции $TSMB$ центральной зоны $\rho_{1976-2019}(N_{EQ/Year}, I_{TSMB})_{p < 0.05} \cong 0.4613$ оказывается еще более высокой, и, одновременно с этим (это также хорошо видно из рис. 3), $\rho_{1976-2019}(I_{GCR}, I_{TSMB})_{p < 0.05} \cong 0.9743$, т.е. интенсивности ГКЛ, несмотря на их значительное различие (в абсолют-

ных единицах в разных точках Земли), хорошо коррелируют.

Сопоставим теперь относительную вариацию δ_{Year} на фиксированной жесткости 10 ГВ вне атмосферы и магнитосферы Земли на расстоянии 1 а. е., полученную методом глобальной съемки с разрешением в 1 год за период с 1973 по 2019 г., с временным поведением $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ на этом же временном промежутке (как это уже было сделано в работе [Хегай и др., 2022], в которой, однако, не был учтен последний 2019 г. 24-го цикла СА). Такое сравнение приведено на рис. 4, который повторяет рис. 3 с той лишь разницей, что вместо величин I_{GCR} и I_{TSMB} на верхней панели приведена величина δ_{Year} (%). В интервале 2007–2011 г. так-

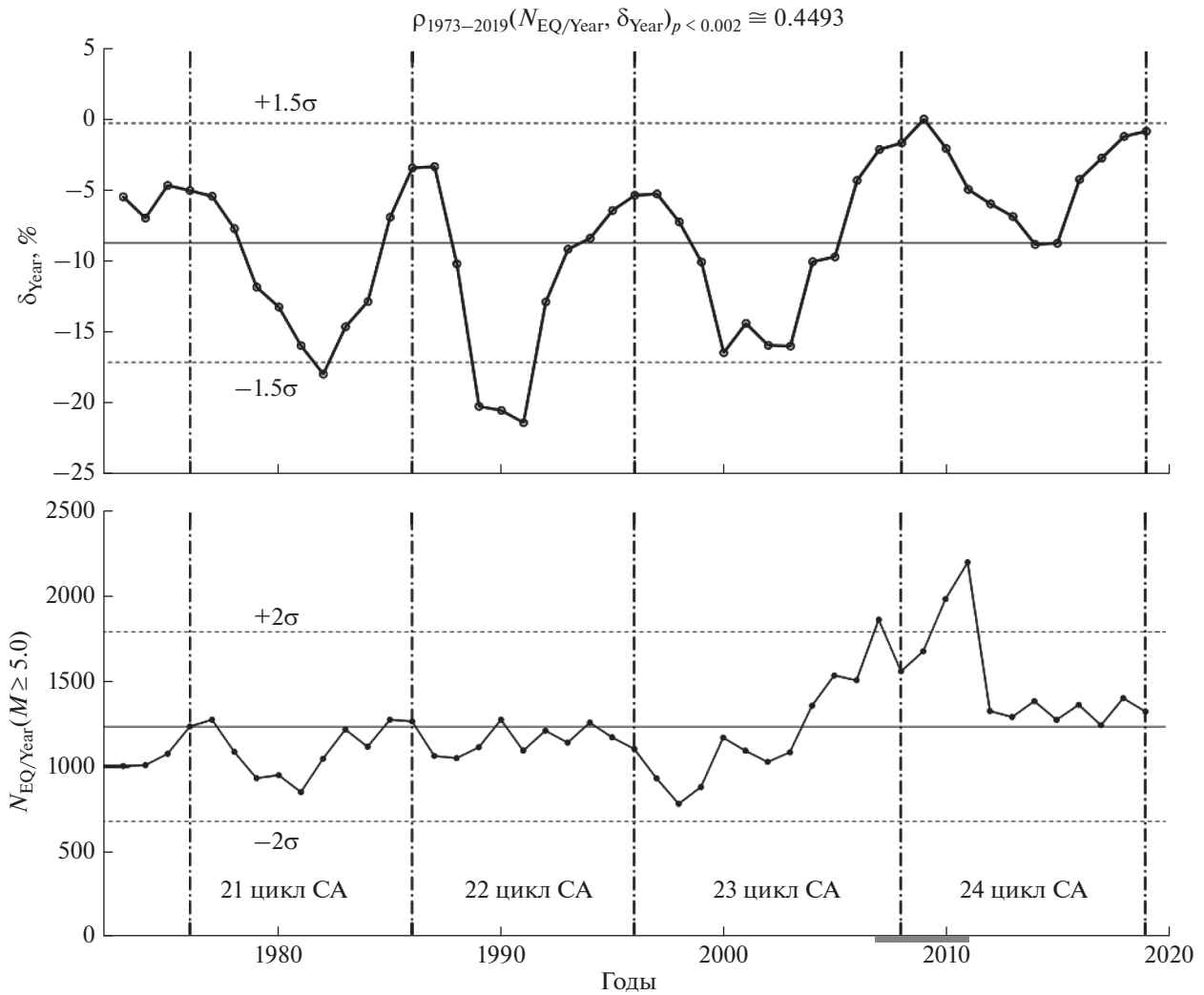


Рис. 4. То же, что и рис. 3, но вместо величин I_{GCR} и I_{TSMB} на верхней панели приведена величина δ_{Year} (%).

же наблюдается превышение верхней границы уровня $\langle \delta_{Year} \rangle + 1.5\sigma$, которое совпадает с превышением на этом же временном интервале уровня $\langle N_{EQ/Year}(M \geq 5.0) \rangle_{1973-2019} + 2\sigma$ в поведении $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$.

Получается, что $\rho_{1973-2019}(N_{EQ/Year}, \delta_{Year})_p < 0.002 \cong 0.4493$, тогда $abs\{\rho_{1973-2019}(N_{EQ/Year}, \delta_{Year})_p < 0.002\} - abs\{\rho_{1973-2019}(N_{EQ/Year}, F_{10.7Year})_p < 0.004\} = 0.4493 - 0.4139 = 0.0354$. К чему приводит такое небольшое различие в абсолютных величинах соответствующих коэффициентов корреляции, показывает рассмотрение, проведенное ниже.

Для разделения эффектов влияния на САЗ (т.е. на вариации $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$) двух различных факторов: СА (т.е. величины годового потока солнечного излучения на длине волны 10.7 см, взятого как сумма соответствующих среднемесячных потоков – $F_{10.7Year}$) и вариаций интенсивности ГКЛ (δ_{Year}) можно использовать метод

частной корреляции, позволяющий оценить взаимосвязь между двумя переменными, при исключении влияния других переменных (см., напр., [Брукс и Карузерс, 1963]). Так, в случае трех переменных, коэффициент частной корреляции ρ_{12-3} между переменными x_1 и x_2 при исключении влияния третьей переменной x_3 может быть записан как $\rho_{12-3} = (\rho_{12} - \rho_{13}\rho_{23}) / [(1 - \rho_{13}^2)(1 - \rho_{23}^2)]^{1/2}$, где ρ_{ij} – коэффициенты корреляции между переменными x_i и x_j . Коэффициент частной корреляции показывает тесноту взаимосвязи двух переменных относительно друг друга, без учета влияния третьей переменной. Вычисленные таким образом коэффициенты частной корреляции оказываются следующими:

$$\rho(\delta_{Year} \rightarrow N_{EQ/Year}) \cong \rho_{1973-2019}(N_{EQ/Year}, \delta_{Year})_{-F_{10.7Year}} \cong 0.1979 \quad (\text{исключено влияние } F_{10.7Year})$$

Таблица 1. Параметры станций нейтронных мониторов из NMDB, данные которых использовались в работе

Название станции	h , м	R , ГВ	φ , град	λ , град
Thule (THUL)	26	0.3	76.5 N	68.7 W
Oulu (OULU)	15	0.81	65.05 N	25.47 E
Kerguelen (KERG)	33	1.14	49.35 S	70.25 E
Newark (NEWK)	50	2.4	39.68 N	75.75 W
Hermanus (HRMS)	26	4.58	34.43 S	19.23 E
Tsumeb (TSMB)	1240	9.15	19.2 S	17.58 E

Примечание. h – высота над уровнем моря; R – жесткость; φ – географическая широта; λ – географическая долгота.

$$\rho(F10.7_{\text{Year}} \rightarrow N_{\text{EQ/Year}}) \equiv \rho_{1973-2019}(N_{\text{EQ/Year}}, F10.7_{\text{Year}})_{-\delta_{\text{Year}}} \cong -0.0488 \text{ (исключено влияние } \delta_{\text{Year}})$$

откуда следует, что $\text{abs}\{\rho(\delta_{\text{Year}})/\rho(F10.7_{\text{Year}})\} \cong 4.057$. Таким образом, получается, что влияние вариаций интенсивности ГКЛ (вне атмосферы и магнитосферы Земли на расстоянии 1 а. е.) на поведение $N_{\text{EQ/Year}}$ оказывается гораздо более существенным, чем воздействие на $N_{\text{EQ/Year}}$ собственно вариаций СА, которые отражаются в изменениях величины $F10.7_{\text{Year}}$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные выше результаты, основанные на количественных оценках, прежде всего свидетельствуют в пользу того, что уровень относительной интенсивности первичных потоков ГКЛ (δ_{Year}), измеренной вне атмосферы и магнитосферы Земли на расстоянии 1 а. е. (как независимая величина) в большей степени влияет на изменение уровня САЗ ($N_{\text{EQ/Year}}(M \geq 5.0)$), чем вариации собственно СА (мерой которой служит $F10.7_{\text{Year}}$). Такое более сильное влияние ГКЛ на САЗ может определяться ролью ГКЛ в формировании облачности и процессов тропического и внетропического циклоногенеза, определяющих мощь и количество основных барических структур атмосферы, которые могут стать триггерами “созревших” очагов землетрясений [Сытинский, 1989; Барляева и др., 2000; Carslaw et al., 2002; Боков и Сытинский, 2002; Боков, 2011; Боков и др., 2011; Боков и Воробьев, 2014; Боков и Воробьев, 2016; Соболев и Закржевская, 2020; Хегай и др., 2022] на траекториях своих движений. Так как квадрат коэффициента корреляции называется коэффициентом детерминации, и он показывает долю вариации результативного признака, объясненную вариацией факторного признака, то $\{\rho_{1973-2019}(N_{\text{EQ/Year}}, \delta_{\text{Year}})_p < 0.002\}^2 \cong 0.4493^2 \approx 0.2$, и в исследуемой ситуации примерно только 20% общей вариальности $N_{\text{EQ/Year}}(M \geq 5.0)$, характеризующей САЗ, может быть объяснено изменениями δ_{Year} в рамках линейной однофакторной модели. Следовательно, интенсивность вариаций САЗ

определяется далеко не единственным, но существенным фактором δ_{Year} , характеризующим вариации интенсивности ГКЛ.

В современных исследованиях инициация коровых землетрясений тропическими циклонами уже была рассмотрена на ряде конкретных примеров в работе [Костин и др., 2020]. Авторы этой работы показали, что при прохождении тропическим циклоном пограничных областей больших литосферных плит могут произойти безфоршоковые землетрясения магнитудой $M > 4.6$ на границах малых литосферных плит глубиной около 30 км. Физический механизм этого явления связан с литосферной передачей дополнительного момента сил из области разрежения над тропическим циклоном. Так, синхронное резкое падение давления над литосферными плитами, вызванное ураганами в восточной части и тайфунами в западной части Тихого океана, привело к изменению момента сил, воздействующих на малые литосферные плиты: Бирманскую, Сандвическую, Панамскую. В результате 24–26 июня 1992 г. на их границах произошли безфоршоковые литосферные землетрясения с магнитудой $M \sim 4.6-5.9$ на глубине ~ 30 км. Этот механизм обсуждался ранее в работе [Kostin et al., 2019]. Развитие исследований в этом направлении в работе [Костин и др., 2021] обнаруживает, что возникновение и развитие мощных источников воздействия на атмосферу – тропических циклонов и сильных литосферных землетрясений взаимосвязаны. Эта взаимосвязь проявляется следующим образом: в области разрежения тропических циклонов литосферные плиты резко приподнимаются, а на краях опускаются. Вследствие этого происходит сброс напряжений внутри твердой Земли, т.е. тропический циклон является триггером землетрясения. В свою очередь, акустическое воздействие сильных землетрясений на области барических тропических возмущений или ослабленный тропический циклон может интенсифицировать их.

Как показывает проведенное нами исследование, именно землетрясения центральной зоны (см. рис. 2) – в тропиках и субтропиках – составляют основной массив всех землетрясений

$N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ в 21–24-м циклах СА, что согласуется с концепцией, представленной в работе [Костин и др., 2021].

5. ВЫВОДЫ

1. Показано, что глобально, в интервале с 2007 по 2011 г., число сильных (магнитуда $M \geq 5.0$) коровых (глубина гипоцентра $0 \leq h \leq 60$ км) землетрясений в году $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$, принятое как мера интенсивности сейсмической активности Земли, значительно превосходит верхнюю границу уровня в два стандартных отклонения, и максимальное относительное отклонение (в 2011 г.) от среднего, рассчитанного с 1973 по 2019 г. (21–24-й циклы СА), составляет $\approx 78\%$. Такая ситуация наблюдается в конце 23 и начале 24-го циклов СА. Указанный временной промежуток характеризуется максимальной интенсивностью ГКЛ на расстоянии 1 а. е. вне магнитосферы Земли на фиксированной жесткости 10 ГВ за весь период наблюдений (с пятидесятих годов прошлого столетия по настоящее время), а величина относительной интенсивности ГКЛ (δ_{Year}) превосходит в 2009 г. полтора стандартных отклонения от своей средней величины, вычисленной на интервале с 21-го по 24-й цикл СА.

2. В среднем, за период с 1973 по 2019 г., суммарное количество землетрясений $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$ северной (North) и южной (South) зон составляет 65% от их количества, произошедших в центральной (Center) зоне, ограниченной географическими параллелями на широтах $\varphi = \pm 30^\circ$. Исключение составляет лишь 2011 г., когда это отношение равно $\cong 1.36$ и суммарное число землетрясений северной и южной зон превосходит число землетрясений, случившихся в центральной зоне. В 2010 г. наблюдается существенное преобладание числа землетрясений в южной зоне над их числом в северной (обычно – наоборот). Отмеченные особенности наблюдаются в начале 24-го цикла СА и в пределах того же интервала, когда поток ГКЛ на расстоянии 1 а. е. вне магнитосферы Земли на фиксированной жесткости 10 ГВ особенно интенсивен (на этом же временном промежутке существенно увеличивается и количество землетрясений центральной зоны).

3. Все проведенные в работе количественные оценки свидетельствуют в пользу того, что уровень относительной интенсивности первичных ГКЛ (δ_{Year}), измеренной вне атмосферы и магнитосферы Земли на расстоянии 1 а. е. (как независимая величина) в большей степени влияет на изменение уровня САЗ ($N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$), чем вариации собственно СА (мерой которой служит $F_{10.7Year}$). Такое более сильное влияние ГКЛ на САЗ может определяться важнейшей ролью этих частиц в формировании глобальной облачности и

процессов тропического и внетропического циклоногенеза, определяющих мощь и количество основных барических структур атмосферы, которые могут стать триггерами “созревших” очагов землетрясений на траекториях своих движений. Однако, в исследуемой ситуации примерно только 20% общей варибельности $N_{EQ/Year}(M \geq 5.0)$, характеризующей САЗ, может быть объяснено изменениями δ_{Year} в рамках линейной однофакторной модели.

4. Описанный в работе сценарий связи между ГКЛ и САЗ опирается на ряд других исследований (см. работу [Хегай и др., 2022] и ссылки в ней), не противоречит проанализированным комплексным экспериментальным данным и частично объясняет наблюдаемые вариации САЗ.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность NOAA National Centers for Environmental Information (NCEI), USA и Space Weather Prediction Center National Oceanic and Atmospheric Administration, USA, геофизические данные которых были использованы в данной работе, а также United States Geological Survey's (USGS) Earthquake Hazards Program за предоставление доступа к данным по землетрясениям. Авторы также благодарны коллективам мировой сети станций космических лучей, обеспечивающим данные непрерывной регистрации нейтронной компоненты: (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf), кроме этого, мы благодарим базу данных NMDB (www.nmdb.eu), созданную в рамках программы FP7 Европейского Союза (контракт № 213007), за возможность использования большого объема данных мировой сети нейтронных мониторов. Работа базируется также на экспериментальных данных УНУ № 85 “Российская национальная сеть станций космических лучей”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда РФФ, грант № 20-72-10023 (Абуниин А.А., Абунина М.А., Белов А.В. – Выводы № 2 и 3) и Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ, грант № 18-52-34004 (Абуниин А.А. – Вывод № 1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Барляева Т.В., Морозова А.Л., Пудовкин М.И. Влияние космических факторов на развитие землетрясений / Геофизические методы исследования Земли и недр. Материалы Международной научно-практической конференции молодых ученых и специалистов “Геофизика-99” (Санкт-Петербург, 9–12 ноября 1999 г.). Ред. В.Н. Страхов, В.П. Кальварская, М. С. 8–19. 2000.
- Белов С.В., Шестопалов И.П., Харин Е.П. О взаимосвязях эндогенной активности земли с солнечной и

- геомагнитной активностью // ДАН. Геофизика. Т. 428. № 1. С. 104–108. 2009.
- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г. и др. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.
<https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Белов А.В., Гущина Р.Т., Шлык Н.С., Янке В.Г. Сравнение долговременных изменений потока космических лучей по данным сети наземных детекторов, PAMELA И AMS-021 // Известия РАН. Серия физическая. Т. 85. № 9. С. 1347–1350. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521090040>
- Боков В.Н., Сытинский А.Д. Оперативный краткосрочный прогноз землетрясений на основе сейсмо-синоптического метода (результаты годового испытания) / Проблемы прогнозирования чрезвычайных ситуаций и их источников. Научно-практическая конференция. 26–27 июня 2001 г. МЧС России, Центр “Антистихия”, М. С. 34–39. 2002.
- Боков В.Н. Когда содрогнется Земля? Краткосрочные прогнозы землетрясений // Наука и жизнь. № 9. С. 47–57. 2011.
- Боков В.Н., Гутишабаш Е.Ш., Потиха Л.З. Атмосферные процессы как триггерный эффект возникновения землетрясений // Учен. зап. РГГМУ. № 18. С. 173–184. 2011.
- Боков В.Н., Воробьев В.Н. Мониторинг геофизических предвестников и прогноз землетрясений // Учен. зап. РГГМУ. № 36. С. 128–138. 2014.
- Боков В.Н., Воробьев В.Н. Прогнозы сейсмических событий с использованием геофизических и атмосферных предвестников // Учен. зап. РГГМУ. № 44. С. 141–148. 2016.
- Брукс К., Карузерс Н. Применение статистических методов в метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 416 с. 1963.
- Дорман Л.И. Метеорологические эффекты космических лучей. М.: Наука, 210 с. 1972.
- Ишков В.Н. Периоды “пониженной” и “повышенной” солнечной активности: наблюдательные особенности и ключевые факты / Солнечная и солнечно-земная физика-2013. Ред. Ю.А. Наговицын. Санкт-Петербург: Изд.-во ВВМ, С. 111–114. 2013.
- Ким Г.А., Покровская И.В., Шарков Е.А. Глобальный тропический циклогенез: широтное распределение энергозапаса по данным спутникового мониторинга // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 3. № 1. С. 287–295. 2006.
- Костин В.М., Беляев Г.Г., Овчаренко О.Я., Трушкина Е.П. Взаимосвязь развития тропических циклонов и отдельных сильных землетрясений в июне 1992 по данным мониторинга плазмы ионосферы со спутника Космос-1809 // Материалы 18-й Всероссийской открытой конференции “Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса”. Москва: ИКИ РАН, 2020. С. 401.
<https://doi.org/10.21046/18DZZconf-2020a>
- Костин В.М., Беляев Г.Г., Овчаренко О.Я., Трушкина Е.П. Мониторинг параметров плазмы верхней ионосферы для выявления мощных естественных и техногенных источников воздействия на атмосферу из опыта работы спутника Космос-1809 // Материалы 19-й Международной конференции “Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса”. М.: ИКИ РАН, 2021. С. 412.
<https://doi.org/10.21046/19DZZconf-2021a>
- Соболев Г.А., Закржевская Н.А. Локальные тектонические деформации и близкие по месту и времени землетрясения // Вулканология и сейсмология. № 3. С. 3–11. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0203030620030074>
- Сытинский А.Д. О связи землетрясений с солнечной активностью // Физика Земли. № 2. С. 13–30. 1989.
- Сытинский А.Д., Боков В.Н., Оборин Д.А. Зависимость циркуляции атмосферы Земли от процессов на Солнце и в межпланетной среде // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 43. № 1. С. 136–142. 2003.
- Хегай В.В. О корреляции между сильными землетрясениями и уровнем солнечной активности в 21, 22 и 23 циклах // Астрономия-2018. Т. 2. Солнечно-земная физика – современное состояние и перспективы. Ред. В.Н. Обридко. М.: Тривант. С. 262–265. 2018.
<https://doi.org/10.31361/eaas.2018-2.066>
- Хегай В.В., Легенька А.Д., Абуниин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Гайдаш С.П. Солнечная активность, вариации галактических космических лучей и глобальная сейсмичность Земли // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 62. № 1. С. 40–51. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022010102>
- Шестопалов И.П., Харин Е.П. О связи сейсмичности Земли с солнечной и геомагнитной активностью / Сб. докл. Солнечно-земные связи и электромагнитные предвестники землетрясений. III Междунар. конф. с. Паратунка Камч. обл. 16–21 августа 2004. Петропавловск-Камч.: ИКИР ДВО РАН. С. 130–141. 2004.
- Belov A., Eroshenko E., Yanke V. et al. The Global Survey Method applied to ground-level cosmic ray measurements // Solar Physics. V. 293. I. 4. AN 68. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s11207-018-1277-6>
- Carlsaw K.S., Harrison R.G., Kirkby J. Cosmic rays, clouds, and climate // Science. V. 298. P. 1732–1737. 2002.
<https://doi.org/10.1126/science.1076964>
- http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf
- <http://isccp.giss.nasa.gov/>
- https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/noontime-flux/penticton/penticton_averaged/
- <https://www.nmdb.eu/nest/>
- <https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>
- <https://www.usgs.gov/>

- *Kostin V., Belyaev B., Ovcharenko O., Trushkina E.* Features of some interacting tropical cyclones in the Indian Ocean after the Mount Pinatubo eruption // *International Journal of Engineering Research & Science*. 2019. V. 5(9). P. 19–26.
<https://doi.org/10.5281/zenodo.3465257>
- *Marsh N.D., Svensmark H.* Low cloud properties influenced by cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* V. 85. Iss. 23. P. 5004–5007. 2000.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.5004>
- *Mironova I.A., Aplin K.L., Arnold F., Bazilevskaya G.A., Harrison R.G., Krivolutsky A.A., Nicoll K.A., Rozanov E.V., Turunen E., Usoskin I.G.* Energetic Particle Influence on the Earth’s Atmosphere // *Space Sci. Rev.* V. 194. P. 1–96. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0185-4>
- *Svensmark H., Friis-Christensen E.* Variations of cosmic-ray flux and global cloud coverage – a missing link in solar-climate relationships // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 59. Iss. 11. P. 1225–1232. 1997.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(97\)00001-1](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(97)00001-1)
- *Yasue S., Mori S., Sakakibara S., Nagashima K.* Coupling coefficients of cosmic ray daily variations for neutron monitor stations. Nagoya, 225 p. № 7. 1982.

УДК 53.01

ВОЗМУЩЕНИЕ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

© 2022 г. В. М. Сорокин¹, *, А. К. Яценко¹, Г. Ю. Мушкарев¹

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

*e-mail: sova@izmiran.ru

Поступила в редакцию 27.01.2022 г.

После доработки 31.03.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассмотрена модель генерации акустико-гравитационной волной колебаний геомагнитного поля с периодами (5–10) мин, которые наблюдаются во время воздействия на ионосферу ионизирующего излучения солнечных вспышек. Проведен анализ магнитограмм на различных расстояниях от подсолнечной точки на поверхности Земли, на которых наблюдается колебательный режим возмущения геомагнитного поля. Проведен расчет концентрации электронов и проводимости в нижней ионосфере, а также характеристик источника тепла и силы Ампера, возникающих в результате изменения электрического тока. Рассмотрена генерация импульса акустико-гравитационных волн этими источниками в нижней ионосфере. Распространение этих волн в проводящей ионосфере сопровождается возмущением электрического тока и магнитного поля. Проведен расчет временной зависимости магнитного поля, результаты которого сопоставлены с магнитограммами. Показано, что данная модель может быть использована для интерпретации данных регистрации колебаний геомагнитного поля в диапазоне (5–10) мин.

DOI: 10.31857/S0016794022050157

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивные исследования геомагнитных эффектов солнечных вспышек (geomagnetic solar flare effect Sfe) были проведены в течение Международного Геофизического Года (IGY). В работе [Nagata, 1966] обсуждаются результаты этих исследований. Установлено, что кратковременные всплески вариаций геомагнитного поля на солнечной полусфере возникают в результате увеличения концентрации электронов и ионов в нижней ионосфере под действием ионизирующего излучения солнечных вспышек. Это подтверждается по совокупности всесторонних данных, связанных с явлениями, наблюдаемыми в течение МГГ. Было сделано заключение, что основной процесс, приводящий к наблюдаемым явлениям, заключается в следующем.

- Ионизирующее излучение солнечных вспышек производит дополнительную концентрацию электронов и ионов $\Delta n(t)$ в дополнение к их нормальной концентрации n_0 .

- Увеличение концентрации ионов и электронов $\Delta n(t)$ приводит к увеличению проводимости

ионосферы $\Delta\sigma(t)$ по сравнению с ее нормальной проводимостью σ_0 , где $\Delta\sigma(t)/\sigma_0 \sim \Delta n(t)/n_0$.

- Электрическое динамо-поле \mathbf{E} мало меняется. Ионосферный электрический ток \mathbf{j} представляет собой сумму токов $\mathbf{j}(t) = \mathbf{j}_0 + \Delta\mathbf{j}(t) = [\sigma_0 + \Delta\sigma(t)]\mathbf{E}$ и, следовательно, $\Delta\mathbf{j}(t) = \Delta\sigma(t)\mathbf{E}$, так как $\mathbf{j}_0 = \sigma_0\mathbf{E}$. Таким образом возмущение тока $\Delta\mathbf{j}(t)$ производит соответствующие геомагнитные эффекты солнечных вспышек.

- Поглощение радиоволн ионосферой примерно пропорционально $\int v_e n(t) dl$, где v_e – частота столкновения электронов, а $\int dl$ обозначает интеграл вдоль пути распространения радиоволн. Дополнительное поглощение пропорционально $\int \Delta n(t) dl$, которое может связано с внезапным ионосферным возмущением.

Многочисленные работы по геомагнитным эффектам солнечных вспышек, проводимые совместно с одновременными наблюдениями ионосферных возмущений подтвердили это заключение. Selvakumaran et al. [2015] провели исследова-

ния возмущения ионосферы в активный период солнечного цикла. Анализировалась регистрация сигналов передатчика с частотой 19.8 КГц на низкоширотной обсерватории во время солнечных вспышек. Показано, что параметры D -области ионосферы сильно зависят от локального времени появления солнечных вспышек и их класса. Максимальное значение концентрации электронов может увеличиваться в 80 раз по сравнению с нормальным дневным значением. Было найдено, что концентрация электронов растет экспоненциально с увеличением потока излучения солнечной вспышки, а увеличение горизонтальной компоненты магнитного поля связано с ростом ионосферной токовой струи над экваториальной станцией.

Дальнейшие исследования позволили обнаружить одновременное появление Sfe в темной полусфере и, в некоторых случаях, увеличение времени запаздывания максимума всплеска геомагнитного поля с увеличением расстояния от солнечного зенита в освещенной полусфере. В работе [Ohshio, 1964] показано, что форма возмущения магнитного поля в ночной и дневной полусферах мало отличаются друг от друга. Кроме того, возмущения магнитного поля наблюдаются в полярных областях. Ohshio [1964] интерпретировал наблюдения геомагнитных эффектов солнечных вспышек в ночной полусфере протеканием туда индукционного электрического тока из освещенной ионосферы в результате быстрого роста ее проводимости. Sastri [1975] изучал геомагнитные возмущения, наблюдаемые в ночной и дневной полусферах. Сравнительный анализ показал, что возмущения геомагнитного поля в ночной полусфере характеризуются более медленным ростом и затуханием, чем в дневной полусфере.

Изучение связи Sfe с экваториальной электроструей проведено на меридиональной цепи магнитных обсерваторий в работе [Rastogi et al., 1999]. Анализировались три компонента магнитного поля. Полученные результаты подтвердили существование зональной и меридиональной компонент ионосферных токов над экваториальными широтами на основе суточных вариаций горизонтальных компонент возмущения магнитного поля. Различные аспекты эффективности солнечных вспышек, генерирующих магнитные возмущения, обсуждаются в работе [Curto, 2020]. Рассматриваются модели глобальных явлений, необходимые для понимания солнечно-земной системы, а также временные характеристики электрических токов, производящих Sfe. Анализируется возможность оценки параметров больших вспышек, подвергающих-технологические системы опасности, используя ионосферные и магнитные данные.

Kato et al. [1959] регистрировали геомагнитные пульсации с периодами 70–100 с, связанные с Sfe

в больших вспышках. Они предположили, что гидромагнитные осцилляции, возбуждаемые увеличением излучения в атмосфере, могут быть их возможной причиной. Pintér [1968] наблюдал одновременное начало геомагнитных пульсаций Sfe, совпадающее с импульсной фазой развития рентгеновского излучения. Kuwashima and Uwai [1985] нашли связь между показателем роста Sfe и их эффективностью в возбуждении пульсаций. Пространственные особенности распределения электрических токов в ионосфере, магнитные поля которых связаны с эффектом солнечной вспышки Sfe, рассмотрены в работе [Пархомов и др., 2010]. Показано, что большие потоки рентгеновского и гамма-излучения сопровождаются глобальными Sfe. Возмущения геомагнитного поля наблюдаются как в высоких широтах, так и в ночной полусфере.

Таким образом, проводимые наблюдения и теоретические исследования показали, что ионизирующее излучение солнечных вспышек оказывает значительное влияние на состояние ионосферы. Метелкин и др. [1982] показали возможность генерации геомагнитного поля с периодами в сотни секунд акустико-гравитационной волной (АГВ), возникающей в результате импульсного нагрева нижней ионосферы ионизирующим излучением солнечных вспышек. Ниже приведен пример магнитограмм, в которых наблюдается колебательный режим возмущения геомагнитного поля во время солнечной вспышки, полученных на различных расстояниях от подсолнечной точки. Развита модель генерации АГВ импульсным воздействием ионизирующего излучения солнечной вспышки на ионосферу. Проведен расчет геомагнитных вариаций, возникающих в результате распространения АГВ в ионосфере.

2. НАБЛЮДЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим пример возмущения геомагнитного поля двумя солнечными вспышками классов X2.2 и X1.5, которые наблюдались 10.06.2014 г. Первая вспышка началась в 11:36, плотность потока излучения достигла максимума в 11:42, она закончилась в 11:44. Ее длительность составила 8 мин. Вторая вспышка возникла в 12:36, плотность потока излучения достигла максимума в 12:52, закончилась она в 13:03. Длительность этой вспышки составила 27 мин. Планетарный Kp -индекс в это время равнялся 2. На рис. 1 приведена зависимость плотности потока излучения от времени. Данные получены из архива NASA (<https://umbra.nascom.nasa.gov/goes/fits>). Для непосредственного доступа к первичным записям применяется специализированная библиотека программ SunPy (<https://sunpy.org/>) и разработанная программа на языке Python ([ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 62 № 5 2022](https://py-</p></div><div data-bbox=)

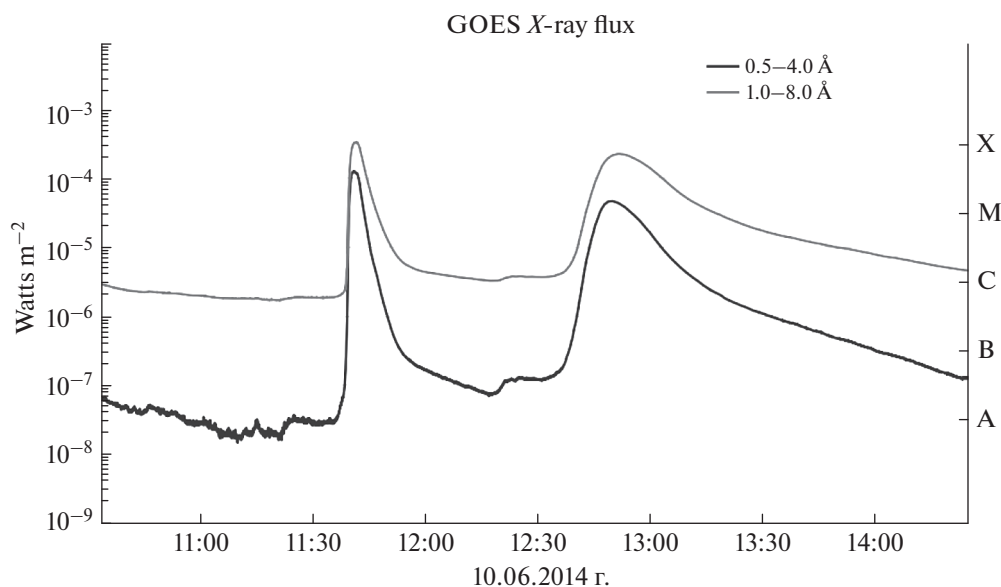


Рис. 1. Зависимость от времени потока рентгеновского излучения солнечных вспышек классов X2.2 и X1.5. Начало первой вспышки в 11:36, длительность вспышки 8 мин. Начало второй вспышки в 12:36, длительность вспышки 27 мин.

thon.org/). Верхний график соответствует потоку излучения в интервале энергий (2.48–12.4) КэВ или (0.1–0.8) нм, а нижний график соответствует потоку излучения в интервале (4.96–62.0) КэВ или (0.05–0.4) нм. Амплитуда первой вспышки составляет 2.2×10^{-4} Вт/м², а второй вспышки 1.5×10^{-4} Вт/м². Как следует из графика, плотность потока излучения уменьшается с ростом энергии излучения.

Ионизация нижней ионосферы этими импульсами излучения привела к возмущению геомагнитного поля. Проведен анализ магнитограмм, полученных на геомагнитных обсерваториях ТАМ, ЕВР, МВО, РЕГ, CLF, BDV, координаты которых и расстояния до подсолнечной точки в 12:00 приведены в табл. 1. Для анализа использовались магнитограммы, приведенные на сайте (<https://www.intermagnet.org/index-eng.php>). Для каждой вспышки на всех обсерваториях наблюдаются подобные сигналы. На рис. 2 на левой панели представлены примеры магнитограмм и динамические спектры возмущения магнитного поля, полученные на трех обсерваториях во время наблюдения первой солнечной вспышки. Графики расположены сверху вниз последовательно для станций ТАМ, МВО, РЕГ. По вертикальной оси отложена индукция геомагнитного поля в нТл, а по горизонтальной оси отложено время UT. Спектры рассчитывались с использованием программы на языке Python (<https://www.python.org/>), с использованием дополнительных библиотек для научных вычислений: Matplotlib (<https://matplotlib.org/>), NumPy (<https://numpy.org/>), SciPy

(<https://scipy.org/>). По вертикальной оси отложены частоты в интервале от 6 до 20 мГц. Справа на шкале отложена величина отношения в децибелах амплитудного значения гармоники к амплитуде максимальной гармоники в спектре. На правой панели рис. 2 приведены примеры магнитограмм и динамические спектры, полученные на тех же обсерваториях во время наблюдения второй солнечной вспышки. Графики расположены сверху вниз последовательно для станций ТАМ, МВО, РЕГ. Из графиков следует, что характер возмущения магнитного поля этими двумя вспышками различен. Колебательный характер возмущения поля первой короткой вспышкой с большей амплитудой более выражен, чем возмущения поля второй более длительной вспышкой. Для каждой вспышки магнитограммы на всех обсерваториях подобны. На магнитограммах наблюдаются колебания с периодом порядка (6–7) мин или с частотой (2.4–2.8) мГц во время обеих вспышек. Динамические спектры возмущений магнитного поля свидетельствуют о появлении колебаний как во время короткой, так и длинной вспышки. Однако, во время более длинной вспышки не наблюдается первого всплеска возмущения поля, который явно выражен во время короткой вспышки.

3. НАГРЕВ ИОНОСФЕРЫ ИМПУЛЬСОМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Поглощение импульса ионизирующего излучения солнечной вспышки приводит к дополнительной ионизации нижней ионосферы и, соот-

Таблица 1. Список пунктов наблюдения и их координат

Код IAGA	Название	Страна	Координаты	Расстояние (км)
TAM	Tamanrasset	Алжир	22.7900 N, 5.5300 E	400
EBR	Ebro	Испания	40.9570 N, 0.3330 E	1000
MBO	Mbour	Сенегал	14.3800 N, 16.9700 W	1000
PEG	Pedeli	Греция	38.1000 N, 23.9000 E	1500
CLF	Chambon-la-Foret	France	48.0250 N, 2.2600 E	1500
BDV	Budkov	Чехия	49.0800 N, 14.0200 E	1600

Примечание. В правой колонке приведены расстояния от пункта наблюдения до подсолнечной точки.

ветственно, к возмущению ее проводимости. Это возмущение проводимости в геоэлектрическом поле сопровождается появлением импульса электрического тока, который приводит к выделению тепла и возникновению силы Ампера в нижней ионосфере. Возникновение источника тепла и силы Ампера сопровождается генерацией АГВ, которая, распространяясь в нижней ионосфере, формирует дополнительный электрический ток и магнитное поле. Рассмотрим характеристики источника АГВ в нижней ионосфере, появление которого вызвано возмущением ее проводимости. Введем декартовую систему координат с осью z , направленной вертикально вверх. Плоскость $z = 0$ совпадает с поверхностью Земли, а на высоте $z = z_1$ расположен проводящий слой ионосферы. Ось x направлена вдоль меридиана к экватору, а ось y направлена на восток. Вектор индукции геомагнитного поля \mathbf{B} расположен в плоскости (x, z) под углом α к оси z , как показано на рис. 3. Возмущение магнитного поля, генерируемое АГВ, много меньше геомагнитного поля $\mathbf{b} \ll \mathbf{B}$. Вектор напряженности геоэлектрического поля \mathbf{E} расположен в горизонтальной плоскости (x, y) под углом β к оси x . Как показано в Приложении 1, возмущение проводимости ионосферы мало меняет внешнее электрическое поле, поэтому ниже воспользуемся приближением, в котором ионосферное электрическое поле не испытывает возмущения и совпадает с фоновым полем.

Электрический ток плотностью \mathbf{j} в движущейся со скоростью \mathbf{V} проводящей ионосфере определяется из обобщенного закона Ома:

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}_0, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_0 – невозмущенное электрическое поле; \mathbf{V}_0 – скорость ветра в ионосфере; \mathbf{v} – скорость газа в АГВ; \mathbf{B}_0 – невозмущенное магнитное поле; $\hat{\sigma}$ – тензор проводимости ионосферы. Горизонтальный масштаб возмущения проводимости ионосферы солнечной вспышкой много больше вертикального масштаба изменения проводимости. Следовательно, в уравнении непрерывности тока в ионосфере $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ будем пренебрегать гори-

зонтальными производными $\partial_{x,y} \approx 0$. Для области углов α , не слишком близких к 90° , т.е. за исключением области вблизи экватора, закон Ома (1) для горизонтальных компонент плотности тока \mathbf{j}_\perp представим в виде (см. Приложение 1):

$$\mathbf{j}_\perp = \hat{\sigma}_\perp (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_\perp, \quad \mathbf{j}_\perp = \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\hat{\sigma}_\perp = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_p}{\cos^2 \alpha} & -\frac{\sigma_H}{\cos \alpha} \\ \frac{\sigma_H}{\cos \alpha} & \sigma_p \end{pmatrix},$$

где $\sigma_{p,H}$ – проводимости ионосферы Педерсена и Холла соответственно. Ионизация ионосферы импульсным потоком излучения солнечной вспышки приводит к возмущению концентрации электронов $n(z, t) = n_0(z) + n_1(z, t)$, где $n_0(z)$ – невозмущенное высотное распределение концентрации электронов; $n_1(z, t)$ – его возмущение солнечной вспышкой. Соответственно, компоненты тензора проводимости ионосферы можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \sigma_p(z, t) &= \sigma_{p0}(z) + \sigma_{p1}(z, t), \\ \sigma_H(z, t) &= \sigma_{H0}(z) + \sigma_{H1}(z, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma_{p0}(z), \sigma_{H0}(z)$ – невозмущенное высотное распределение компонент тензора проводимости; $\sigma_{p1}(z, t), \sigma_{H1}(z, t)$ – его возмущение солнечной вспышкой. Будем полагать, что возмущение проводимости определяется, в основном, изменением концентрации электронов:

$$\begin{aligned} \sigma_{p1}(z, t) &= \sigma_{p0}(z) \frac{n_1(z, t)}{n_0(z)}, \\ \sigma_{H1}(z, t) &= \sigma_{H0}(z) \frac{n_1(z, t)}{n_0(z)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для расчетов будем использовать высотное распределение концентрации электронов $n_0(z)$, которое приведено на сайте (http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/iri_vitmo.html), и высотные распределения компонент тензора проводимости $\sigma_{p0}(z)$,

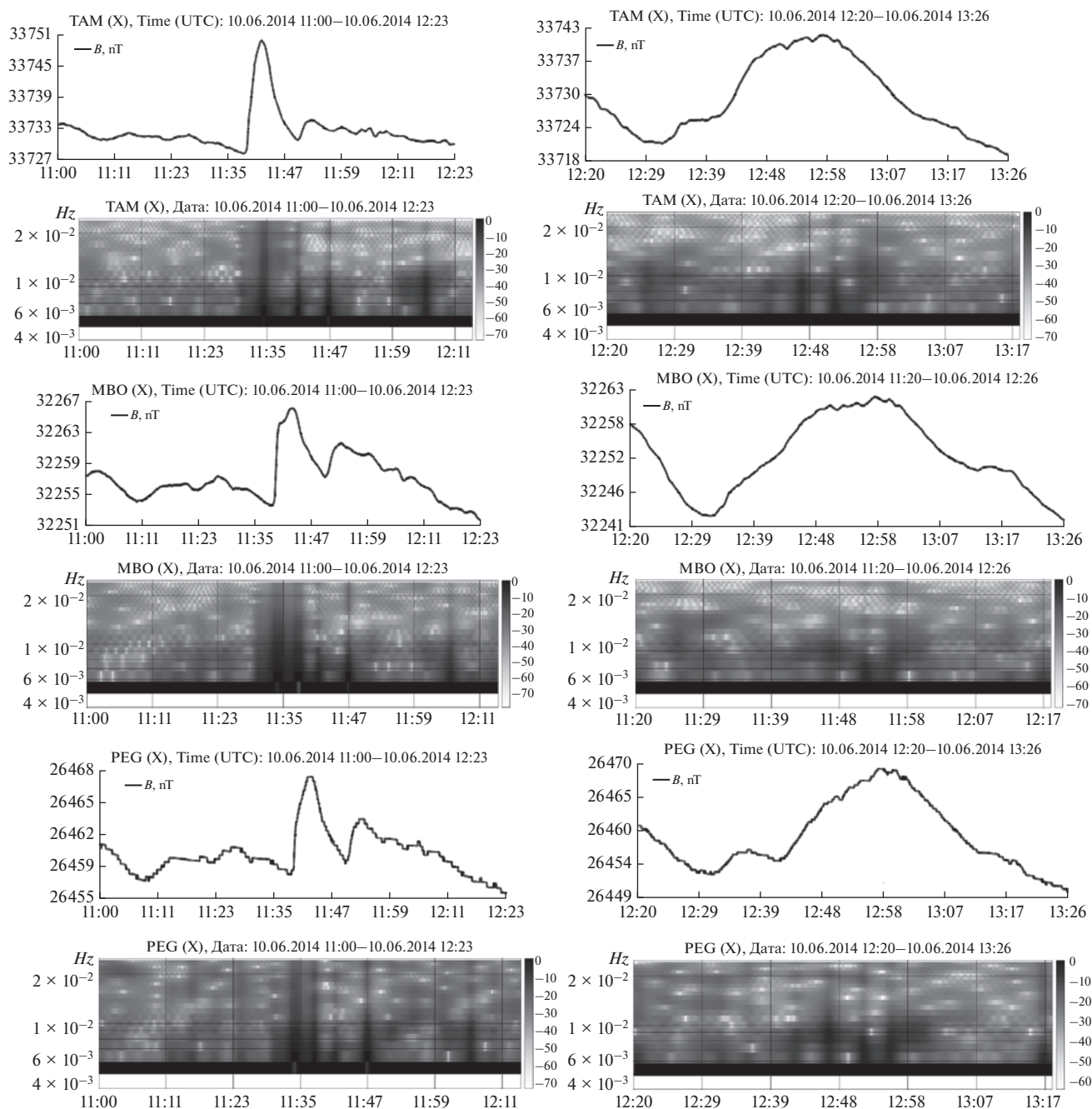


Рис. 2. Примеры магнитограмм, полученных на станциях (сверху вниз) TAM, MBO, PEG, и динамических спектров во время первой вспышки с 11:20 до 12:19 (левая панель) и второй вспышки с 12:20 до 14:19 (правая панель), которые произошли 10.06.2014 г.

$\sigma_{H_0}(z)$, которые приведены на сайте (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ionocond/sigcal/index.html>).

Концентрация электронов определяется из уравнения ионизационно-рекомбинационного баланса:

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial t} = q(z,t) - \alpha(z)n^2(z,t),$$

где $q(z,t) = q_0(z) + q_1(z,t)$ – скорость образования ионов; $\alpha(z)$ – коэффициент электрон-ионной рекомбинации. Представим все величины суммой их невозмущенных значений и возмущений, вызванных импульсом ионизирующего излучения солнечной вспышки $q_1(z,t)$. Получим уравнение возмущения электронной концентрации:

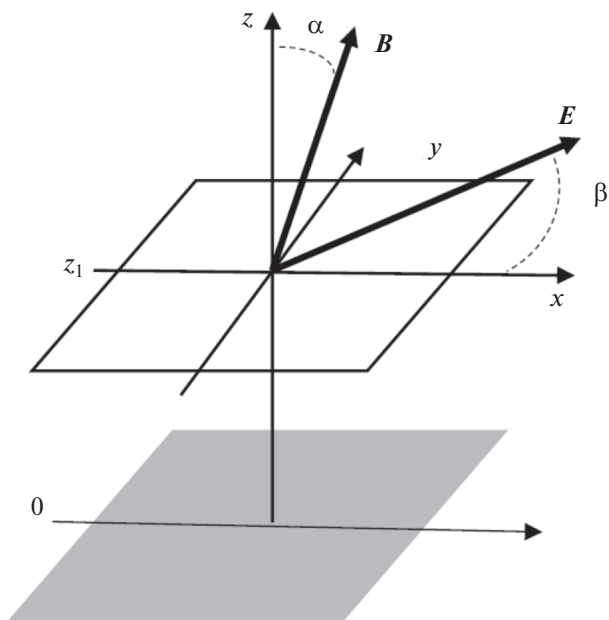


Рис. 3. Локальная система координат.

$$\frac{\partial n_1(z, t)}{\partial t} = q_1(z, t) - \alpha(z) \left[2n_0(z)n_1(z, t) + n_1^2(z, t) \right], \quad (5)$$

$$n_0(z) = \sqrt{q_0(z)/\alpha(z)}.$$

Будем полагать, что максимум спектра излучения соответствует энергии излучения, поглощающегося в нижней ионосфере. Для монохроматического ионизирующего излучения с частотой, соответствующей энергии максимума энергетического спектра, скорость образования ионов определяется формулой Чепмена [Ratcliffe, 1972]:

$$q_1(z, t) = q_m(t) \exp \left[-\frac{z - z_m}{H} - \sec \chi \exp \left(-\frac{z - z_m}{H} \right) \right], \quad (6)$$

$$q_m(t) = \frac{CW(t)}{H},$$

где H – высота однородной атмосферы; $W(t)$ – поток энергии вспышки в единицу времени; z_m – высота максимального поглощения излучения; χ – зенитный угол Солнца; $C = 1.89 \times 10^{17} \text{ Дж}^{-1}$ [Ришбет и Гарриот, 1975]. Возмущения электронной концентрации рассчитаны с помощью численного решения уравнений (5) и (6). Использована зависимость потока энергии от времени $W(t)$ для обеих вспышек согласно спутниковым данным наблюдений, приведенным на рис. 1. Для решения выбраны следующие параметры: $\alpha = 10^{-13} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [Антонова и др., 1996], $\chi = 5.3^\circ$, высота максимума слоя Чепмена $z_m = 120 \text{ км}$. На рис. 4 приведены графики высотной зависи-

мости концентрации электронов, изменившейся под действием первой и второй вспышек в различные моменты времени. Из графиков следует, что характер высотной зависимости электронной концентрации в обоих случаях сходный, характерная длительность возмущения составляет $\sim 500 \text{ с}$ для первой короткой и 3000 с для второй длинной вспышки. Уравнения (5) и (6) позволяют найти возмущения проводимости ионосферы (4), возникающие в результате импульсного воздействия ионизирующего излучения солнечной вспышки. Характерное время рекомбинации для вспышек составляет $1/\alpha n_{e0}(z_m) \sim 100 \text{ с}$.

Изменение проводимости (3) ионосферы во внешнем геоэлектрическом поле \mathbf{E} приводит к возмущению электрического тока, выделению тепла, возникновению силы Ампера и генерации АГВ. Количество тепла в единице объема и в единицу времени Q , выделяющегося в ионосфере в результате возмущения тока, определяется по формуле [Lu et al., 1995; Vasyliūnas, 2005]:

$$Q = \mathbf{j}_\perp \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_\perp.$$

Воспользовавшись законом Ома (2), получим:

$$Q = (\sigma_{p0} + \sigma_{p1}) \left[\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + (E_y + vB \sin \alpha)^2 \right].$$

Количество тепла, выделяющегося в ионосфере в невозмущенном состоянии равно:

$$Q_0 = \sigma_{p0} \left(\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + E_y^2 \right).$$

Дополнительный источник тепла $Q_1 = Q - Q_0$, возникающий в результате возмущения проводимости и электрического тока в ионосфере, определяется равенством

$$Q_1 = \sigma_{p1} \left[\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + (E_y + vB \sin \alpha)^2 \right] + \sigma_{p0} \left[(E_y + vB \sin \alpha)^2 - E_y^2 \right].$$

Полагая, что скорость газа в АГВ много меньше скорости ветра в ионосфере $v \ll V_0$, получим:

$$Q_1 = \sigma_{p1} \left(\frac{E_x^2}{\cos^2 \alpha} + E_y^2 \right) = \sigma_{p1} E^2 \left(\frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} + \sin^2 \beta \right). \quad (7)$$

Равенство (7) позволяет рассчитать объемную плотность мощности источника тепла в проводящем слое ионосферы, возникающем в результате поглощения в ней излучения солнечной вспышки. Сравним поток тепловой энергии W_T , выделившийся в ионосфере, с потоком поглощенной энергии излучения. Из равенства (7) получим:

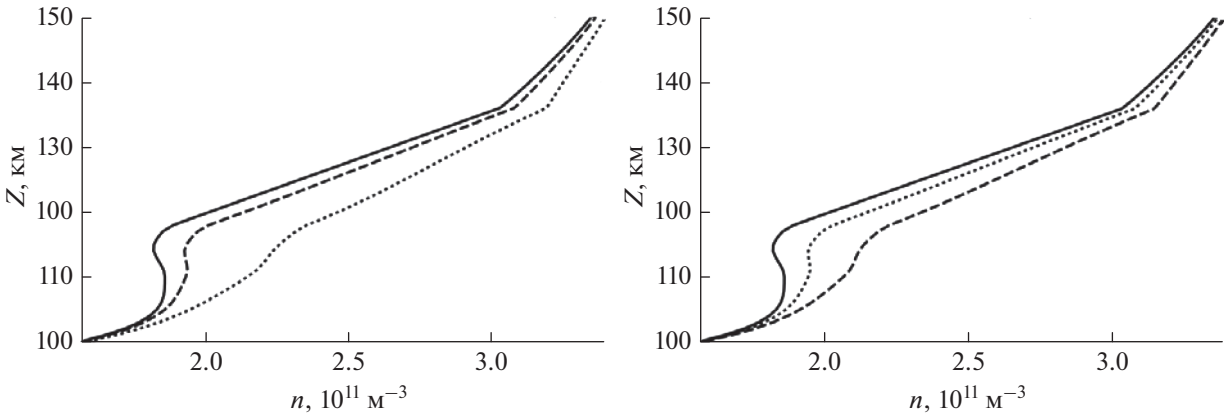


Рис. 4. Изменение концентрации электронов в ионосфере под действием ионизирующего излучения солнечной вспышки. Левая панель – первая вспышка, правая панель – вторая вспышка. Сплошная, штриховая и пунктирная линии соответствуют моментам времени $t = 0$ (невозмущенная концентрация электронов), $t = 50$ с, $t = 200$ с.

$$W_T = \int_0^{\infty} Q_1(z) dz \approx \approx \Sigma_{p0} E^2 \frac{n_1}{n_0} \left(\frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} + \sin^2 \beta \right) \approx \Sigma_{p0} E^2 \frac{n_1}{n_0} \quad (8)$$

В случае, когда длительность вспышки τ много меньше времени релаксации электронов $\tau \ll 1/\alpha n_0$, максимальное возмущение их концентрации n_1 определяется из решения уравнения (5), которое имеет вид:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{2q_m \tau \exp(-2\alpha n_0 t)}{2n_0 + q_m \tau [1 - \exp(-2\alpha n_0 t)]}$$

При $t = 0$ возмущение концентрации электронов максимально:

$$n_1/n_0 \approx q_m \tau / n_0 \sim CW \tau / H n_0.$$

Воспользовавшись равенствами (6) и (8), получим:

$$\frac{W_T}{W} \sim \Sigma_{p0} E^2 \frac{C \tau}{n_0 H} \quad (9)$$

Для оценки примем следующие значения величин: $\Sigma_{p0} = 10$ См, $E = 3 \times 10^{-3}$ В/м, $n_0 = 10^{11}$ $1/\text{м}^3$, $C = 1.89 \times 10^{17}$ $1/\text{Дж}$, $\tau = 3 \times 10^2$ с, $H = 10^4$ м. Подставляя эти значения в формулу (9), получим $W_T/W \approx 6$. В случае, когда длительность вспышки τ много больше времени релаксации электронов $\tau \gg 1/\alpha n_0$, максимальное возмущение их концентрации n_1 определяется из условия $dn_1/dt = 0$ в уравнении (5). Получим:

$$\frac{n_1}{n_0} \approx \sqrt{1 + \left(\frac{q_m}{\alpha n_0} \right)^2} - 1 \sim \frac{CW}{\alpha H n_0^2}.$$

Воспользовавшись равенствами (6) и (8), получим:

$$\frac{W_T}{W} \sim \Sigma_{p0} E^2 \frac{C}{\alpha n_0^2 H} \quad (10)$$

Подставляя в формулу (10) соответствующие значения величин, получим $W_T/W \sim (2-6)$. Из формул (9) и (10) следует, что плотность потока выделившейся тепловой энергии в нижней ионосфере превышает плотность потока энергии солнечной вспышки, поглощенной в нижней ионосфере. Реализация триггерного механизма генерации геомагнитных возмущений осуществляется за счет энергии внешнего источника геоэлектрического поля.

4. ГЕНЕРАЦИЯ АГВ ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ В ИОНОСФЕРЕ

Пространственно-временное распределение вертикальной компоненты скорости $v_z \equiv v$ в АГВ, генерируемой нестационарным возмущением проводимости ионосферы $\hat{\sigma}_{\perp}(z, t)$, $\hat{\sigma}_{\perp}(z, t) = \hat{\sigma}_{\perp 0}(z) + \hat{\sigma}_{\perp 1}(z, t)$ и распространяющейся вдоль оси z , получим из системы уравнений движения, непрерывности и энергетического баланса в адиабатическом приближении [Григорьев, 1999]:

$$\rho \frac{dv}{dt} + \nabla p - \rho g = \mathbf{f}, \quad \frac{d\rho}{dt} + \nabla(\rho v) = 0, \\ \frac{dp}{dt} - a^2 \frac{d\rho}{dt} = (\gamma - 1) Q,$$

где \mathbf{f} – объемная плотность действующей на газ силы ($\text{Н}/\text{м}^3$); Q – объемная плотность мощности источника тепла ($\text{Вт}/\text{м}^3$); ρ – плотность газа; p – давление газа; \mathbf{v} – скорость газа; $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$, $a^2 = \gamma p/\rho$ – квадрат адиабатической скорости звука; $\gamma = 1.4$ – показатель адиабаты; \mathbf{g} – ускорение свободного падения. Пред-

полагая, что отклонение параметров среды от их равновесных значений мало, все величины зависят только от переменных z, t , эту систему запишем в линейном приближении по возмущениям:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial p_1}{\partial z} - \rho_1 g + f_1, \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{d\rho_0(z)}{dz} v + \rho_0(z) \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial p_1}{\partial t} + \frac{dp_0(z)}{dz} v - a^2 \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{d\rho_0(z)}{dz} v \right) &= (\gamma - 1) Q_1, \\ f &= (\mathbf{j}_{\perp 1} \times \mathbf{B})_z = -j_{y1} B \sin \alpha. \end{aligned} \quad (11)$$

В системе уравнений (11) обозначено: $\rho_{0,1}, p_{0,1}$ – фоновые значения плотности и давления воздуха и их возмущения; Q_1 – дополнительная плотность мощности источника (7), выделившаяся в результате возмущения проводимости ионосферы; f_1 – дополнительная плотность силы Ампера, возникающая в результате возмущения электрического тока в проводящем слое ионосферы. Выражение для f_1 получаем из равенства (2):

$$f_1 = -B \sin \alpha \times \left[\frac{\sigma_{H1}}{\cos \alpha} E_x + \sigma_{p1} (E_y + v B \sin \alpha) + \sigma_{p0} v B \sin \alpha \right].$$

Полагая, что скорость газа в АГВ много меньше скорости ветра в ионосфере $v \ll V_0$, получим:

$$f_1 = -BE \sin \alpha \left(\sigma_{H1} \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \sigma_{p1} \sin \beta \right). \quad (12)$$

Равенство (12) определяет плотность силы Ампера, действующей на ионосферу в результате возмущения ее проводимости и электрического тока. На рис. 5 приведены результаты расчета высотного распределения объемной плотности мощности источника тепла $Q_1(z)$, рассчитанного по формуле (7), и мощности силы Ампера $Q_1(z) = |f_1(z)| E/B$, рассчитанного по формуле (12) для обеих вспышек. Выбраны значения: $\alpha = 67^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $E = 5.66$ мВ/м, $B = 3.6 \times 10^{-5}$ нТл. Из графиков следует, что источники генерации АГВ расположены на высотах 110–120 км. Их амплитуда достигает величины $(6-7) \times 10^{-9}$ Вт/м³.

Из системы (11) получим волновое уравнение, определяющее скорость газа v в изотермической атмосфере:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \frac{F}{a^2 \rho_0(0)} \exp\left(\frac{z}{H}\right), \\ F &= (\gamma - 1) \frac{\partial Q_1}{\partial z} + \frac{\partial f_1}{\partial t}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $H = a^2/\gamma g$ – высота однородной атмосферы. Из равенств (7) и (12) получим выражение для функции F :

$$F = (\gamma - 1) E^2 \frac{\partial \sigma_{p1}}{\partial z} \left(\frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} + \sin^2 \beta \right) - \left(\frac{\partial \sigma_{H1}}{\partial t} \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \frac{\partial \sigma_{p1}}{\partial t} \sin \beta \right) BE \sin \alpha. \quad (14)$$

Равенство (14) описывает источник, генерирующий АГВ в нижней ионосфере. Первое слагаемое соответствует импульсному нагреву, а второе слагаемое соответствует действующей силе Ампера. Оценим их соотношение. Величина первого слагаемого $\sigma E^2/H$, величина второго слагаемого $\sigma EB/\tau$, где H – вертикальный масштаб изменения проводимости, а τ – период изменения поля. Полагая $E \sim 10^{-3}$ В/м, $B \sim 5 \times 10^{-5}$ Тл, $H \sim 10^4$ м, $\tau \sim 4 \times 10^2$ с получим, что величины слагаемых $E\tau/BH \sim 1$ одного порядка, что соответствует результатам расчета, приведенным на рис. 5.

Проведя в равенстве (13) замену переменных $v = u \exp(z/2H)$, получим уравнение для u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{1}{4H^2} u = \frac{F}{a^2 \rho_0(0)} \exp\left(\frac{z}{2H}\right). \quad (15)$$

Источник F , генерирующий АГВ, определяется по формуле (14).

Выберем начало координат $z = 0$ на поверхности Земли. Уравнение (15) следует решать с граничным условием $u(0, t) = 0$. Так как $z \rightarrow -\infty$ амплитуда скорости v в АГВ экспоненциально убывает, то будем пренебрегать ее отражением от поверхности Земли и, следовательно, для решения уравнения (15) воспользуемся граничными условиями $u(\pm\infty, t) = 0$. Решение уравнения получено методом функций Грина (см. Приложение 2) для изотермической атмосферы без вязкости. Вертикальная компонента скорости v газа в АГВ, генерируемой возмущением ионосферной проводимости Педерсена $\sigma_{p1}(z, t)$, определяется формулами:

$$\begin{aligned} v(z, t) &= -\frac{\exp(z/2H)}{a\rho_0(0)} \times \\ &\times \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dz' G(z - z', t - t') \exp(z'/2H) F(z', t'), \\ G(z, t) &= J_0 \left[\omega_a \sqrt{t^2 - (z/a)^2} \right] \eta(t - |z|/a), \end{aligned} \quad (16)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя; $\eta(x)$ – функция Хэвисайда; H – высота однородной атмосферы; $\omega_a = a/2H$; $\rho_0(0)$ – плотность воздуха на поверх-

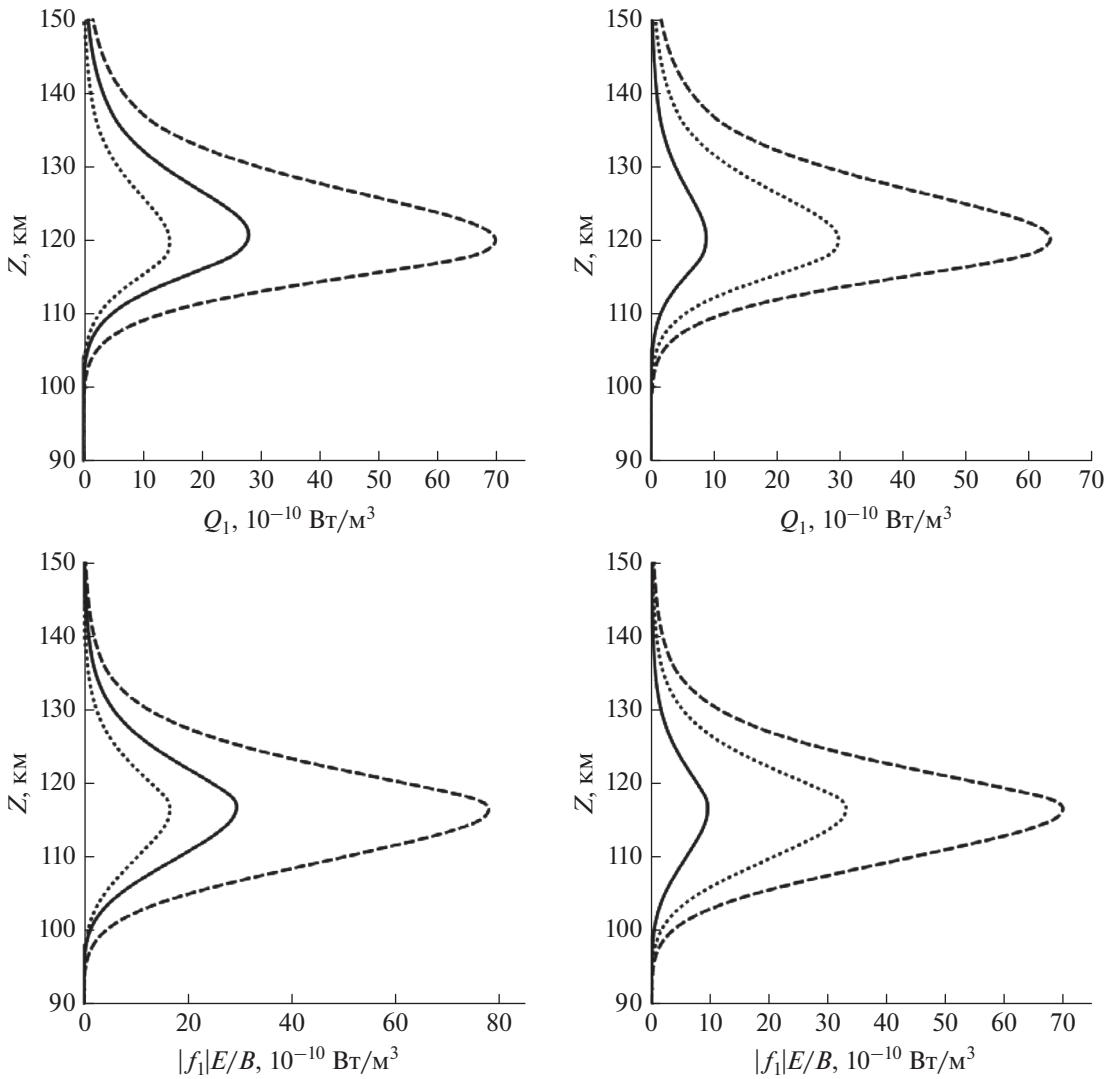


Рис. 5. Высотная зависимость объемной плотности мощности источника тепла и силы Ампера, возникающего в результате поглощения излучения солнечной вспышки. Левая панель – первая вспышка, правая панель – вторая вспышка. Сплошная, штриховая и пунктирная линии соответствуют моментам времени $t = 50$ с, $t = 200$ с, $t = 400$ с.

ности Земли, функция F определяется формулой (14).

5. УРАВНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Геомагнитное поле \mathbf{B} определяется из уравнения Максвелла, в котором пренебрегается током смещения:

$$\nabla \times \mathbf{B}_\perp = \mu_0 \hat{\sigma}_\perp (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_\perp.$$

Подставляя в это равенство $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$, $\hat{\sigma}_\perp = \hat{\sigma}_{\perp 0} + \hat{\sigma}_{\perp 1}$ и полагая, что невозмущенное значение магнитного поля удовлетворяет равенству $\nabla \times \mathbf{B}_0 = \mu_0 \hat{\sigma}_{\perp 0} \mathbf{E}$, для возмущения магнитного поля \mathbf{b} получим уравнение:

$$\nabla \times \mathbf{b} = \mu_0 \hat{\sigma}_{\perp 1} \mathbf{E} + \mu_0 (\hat{\sigma}_{\perp 0} + \hat{\sigma}_{\perp 1}) \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0.$$

Компоненты этого равенства имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{db_x}{dz} &= \mu_0 \left(\sigma_{H1} \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \sigma_{P1} \sin \beta \right) E + \\ &\quad + \mu_0 (\sigma_{P0} + \sigma_{P1}) v B \sin \alpha, \\ \frac{db_y}{dz} &= -\mu_0 \left(\sigma_{P1} \frac{\cos \beta}{\cos^2 \alpha} - \sigma_{H1} \frac{\sin \beta}{\cos \alpha} \right) E + \\ &\quad + \mu_0 (\sigma_{H0} + \sigma_{H1}) v B \tan \alpha. \end{aligned} \tag{17}$$

Рассмотрим влияние проводимости Земли на характеристики возмущения магнитного поля. Полагаем, что проводимость σ ионосферы сосредоточена в тонком слое на высоте $z = z_1$. Электрический ток плотностью j протекает вдоль оси y и

изменяется по гармоническому закону $\exp(-i\omega t)$. Из уравнений Максвелла следует уравнение для электрического поля:

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + i\omega\mu_0\sigma E_y = -i\omega\mu_0 j.$$

Интегрируя это уравнение по z , получим граничное условие для тонкого проводящего слоя ионосферы:

$$\left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\} + i\omega\mu_0 \Sigma E_y = -i\omega\mu_0 J, \quad \{E_y\} = 0, \quad z = z_1,$$

где Σ – интегральная проводимость; J – поверхностная плотность тока; фигурными скобками $\{ \}$ обозначен скачок величины. В слое Земля–ионосфера электрическое поле удовлетворяет уравнению $d^2 E_y / dz^2 = 0$, которое имеет решение $E_y = E_0 + E_1(z/z_1)$. Граничное условие для касательной компоненты электрического поля на поверхности Земли имеет вид

$$\left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\} = \{E_y\} = 0, \quad z = 0.$$

Электрическое поле в земле с проводимостью σ_g удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + i\omega\mu_0\sigma_g E_y = 0, \quad z < 0,$$

решение которого при $z < 0$ имеет вид $E_y = E_0 \exp(\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_g} z)$. Воспользовавшись граничными условиями и уравнением Максвелла, получим возмущение магнитного поля на поверхности проводящей Земли в виде

$$b_x = -\frac{1}{i\omega} \frac{dE_y}{dz} = \frac{\mu_0 J}{1 + \varepsilon},$$

$$\varepsilon = \frac{i\omega\mu_0 \Sigma}{\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_g}} \left(1 + z_1 \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_g} \right).$$

Параметр ε определяет влияние проводимости земли на величину возмущения магнитного поля на ее поверхности. Для оценки ε примем значения величин: $\omega \sim 0.01 \text{ с}^{-1}$, $\sigma_g \sim 10^{-3} \text{ См/м}$, $\Sigma \sim 10 \text{ См}$, $z_1 \sim 100 \text{ км}$. Получим, что $\varepsilon \sim 0.02 \ll 1$. Следовательно, проводимость земли при $z < 0$ мало влияет на возмущение магнитного поля при $z = 0$, которое формируется электрическим током в ионосфере. Компоненты возмущения определяются формулами (17).

Интегрируя по z равенства (17) с граничным условием $\mathbf{b}(\infty) = 0$, получим компоненты возмущения магнитного поля на поверхности Земли в виде:

$$b_x(t) = -\mu_0 \left[\Sigma_{H1}(t) \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} + \Sigma_{P1}(t) \sin \beta \right] E - \mu_0 B \sin \alpha \int_0^\infty \sigma_P(z,t) v(z,t) dz,$$

$$b_y(t) = \mu_0 \left[\Sigma_{P1}(t) \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} - \Sigma_{H1}(t) \sin \beta \right] \frac{E}{\cos \alpha} - \mu_0 B \tan \alpha \int_0^\infty \sigma_H(z,t) v(z,t) dz,$$

$$\Sigma_{P1,H1}(t) = \int_0^\infty \sigma_{P1,H1}(z,t) dz,$$

$$\sigma_{P,H}(z,t) = \sigma_{P0,H0}(z) + \sigma_{P1,H1}(z,t).$$

Первые слагаемые в равенствах (18) описывают изменение геомагнитного поля, которое повторяет зависимость излучения вспышки от времени. Интегралы в этих равенствах описывают колебания магнитного поля, генерируемые распространением АГВ в нижней ионосфере. Ниже приведены результаты расчета по формуле (18) возмущения магнитного поля на геомагнитной станции ТАМ, расположенной на расстоянии $\sim 400 \text{ км}$ от подсолнечной точки для первой вспышки. Для этого проведен расчет временной зависимости интегральной проводимости в равенстве (4) с использованием решения уравнения (5) для возмущения концентрации электронов под действием источника со скоростью ионизации (6), приведенные на рис. 4. Скорость газа АГВ в интегралах (18) получена из решения уравнения (15). Результаты расчета возмущения магнитного поля во время первой вспышки приведены на рис. 6. Для расчета выбраны следующие значения компонент фонового электрического поля $E_{x0} = E_{y0} = 4 \text{ мВ/м}$, наклонение геомагнитного поля $\alpha = 23^\circ$. Расчеты показали, что вслед за первым всплеском излучения вспышки наблюдаются колебания магнитного поля с периодом $\sim 400 \text{ с}$. Характер рассчитанной зависимости магнитного поля от времени согласуется с результатами наблюдения. На рис. 7 приведены результаты расчета колебаний магнитного поля, генерируемых АГВ первой и второй вспышкой. Эти колебания описывают интегралы в формулах (18). На левой панели приведены результаты расчета колебаний магнитного поля, возникающих под действием АГВ, генерируемых излучением первой вспышки с коротким фронтом нарастания потока излучения $\sim 100 \text{ с}$. На правой панели приведены результаты расчета колебаний магнитного поля под действием АГВ, генерируемых излучением второй более длинной вспышки с фронтом нарастания потока излучения $\sim 700 \text{ с}$. Расчеты показали, что первая вспышка сопровождается колебательным режимом возмущения. Вторая

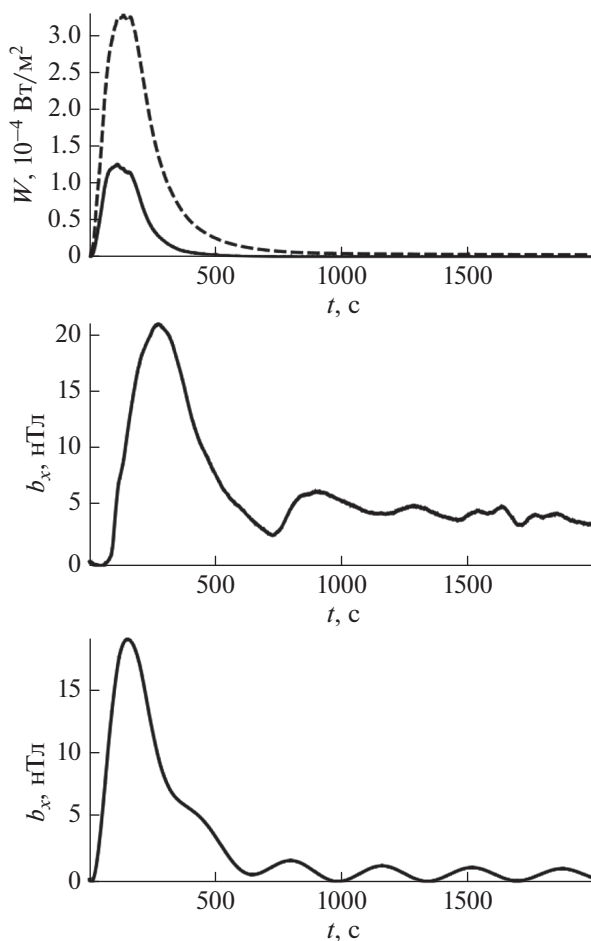


Рис. 6. Результаты расчета геомагнитного возмущения, генерируемого поглощением излучения первой солнечной вспышки. Верхняя панель — поток излучения, средняя панель — магнитограмма, нижняя панель — результаты расчета.

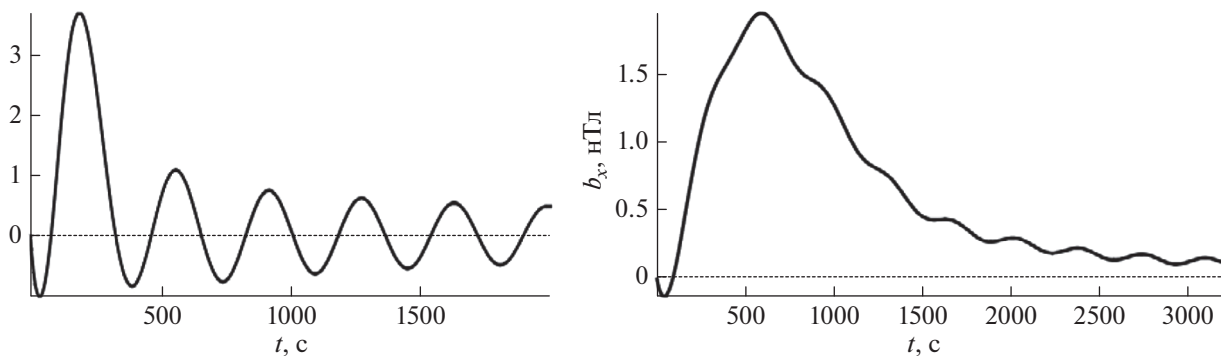


Рис. 7. Зависимость от времени амплитуды геомагнитных возмущений, генерируемых импульсом АГВ, возникающим в результате поглощения излучения солнечных вспышек. Левая панель — первая вспышка, правая панель — вторая вспышка.

вспышка сопровождается колебаниями значительно меньшей амплитуды. Длительность второй вспышки превышает длительность первой вспышки в 3–4 раза. Изменение характера колебаний магнитного поля в зависимости от дли-

тельности вспышки промоделировано на примере зависимости плотности потока энергии излучения от времени, выбранной в виде

$$W(t) = 4W_m \exp(-\ln 2t/t_m)[1 - \exp(-\ln 2t/t_m)],$$

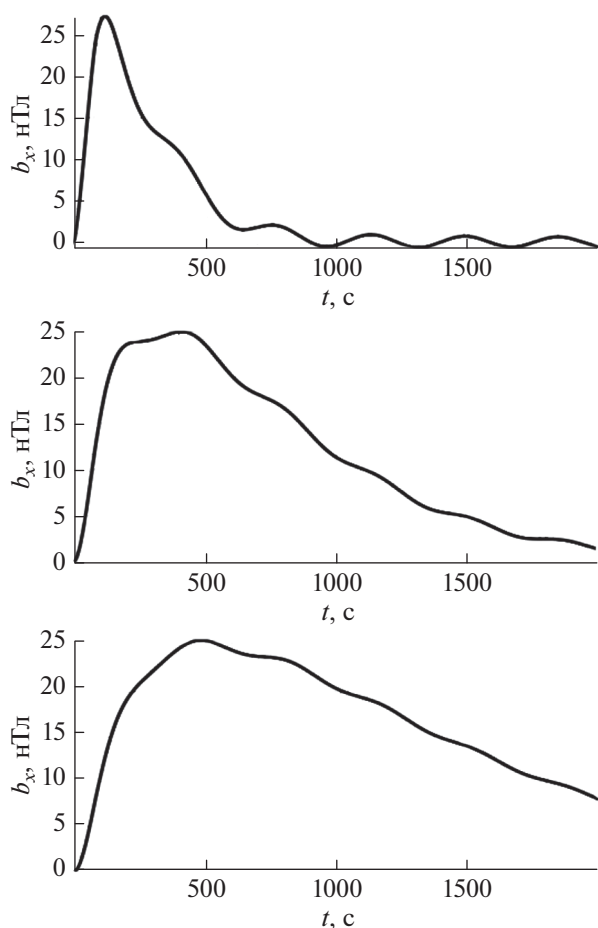


Рис. 8. Моделирование зависимости формы возмущения магнитного поля от длительности потока излучения солнечной вспышки.

где W_m — максимум плотности потока излучения, который достигается в момент времени $t = t_m$. Для расчета выбрано значение $W_m = 5 \times 10^{-4}$ Вт/м². На рис. 8 приведены графики зависимости амплитуды возмущения магнитного поля от времени, меняющиеся с увеличением длительности вспышки. На верхнем графике выбрана длительность вспышки, соответствующая $t_m = 100$ с, на среднем графике $t_m = 300$ с, на нижнем графике $t_m = 500$ с. Из расчетов следует, что с увеличением длительности вспышки амплитуда колебаний магнитного поля убывает. Наиболее интенсивные колебания возникают в случае, когда длительность действия источника порядка периода собственных колебаний атмосферы в гравитационном поле, которые характеризуются частотой Брента–Вяйсяля $\omega_g = \sqrt{(\gamma - 1)g/\gamma H}$, где γ — показатель адиабаты; g — ускорение свободного падения; H — высота однородной атмосферы. Для

изотермической атмосферы $\omega_g \approx 2 \times 10^{-2}$ 1/с, что соответствует периоду 314 с. Такая ситуация реализуется во время первой вспышки. Амплитуда колебаний уменьшается с увеличением длительности источника АГВ по сравнению с периодом их собственных колебаний, что и наблюдается во время второй вспышки.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ магнитограмм и их динамических спектров показал, что поглощение ионизирующего излучения солнечных вспышек классов X2.2 и X1.5 сопровождается колебаниями магнитного поля с периодами порядка (5–10) мин. На примере двух вспышек с различной длительностью показано, что чем короче вспышка, тем сильнее выражен колебательный характер возмущения. Для объяснения природы колебаний развита модель их формирования АГВ, возникающими в результате поглощения ионизирующего излучения солнечных вспышек в нижней ионосфере. Показано, что ионизация ионосферы в проводящей области изменяет в ней электрический ток. Это приводит к выделению тепла и появлению силы Ампера, генерирующих АГВ в результате триггерного механизма. Выделяющаяся энергия в нижней ионосфере, необходимая для генерации АГВ, значительно превышает поглощенную энергию излучения солнечной вспышки. Энергия излучения солнечной вспышки является триггером для выделения энергии электрического тока, протекающего в ионосфере. Распространение импульса АГВ в ионосфере формирует колебания геомагнитного поля с периодами 5–10 мин. Наблюдаемое возмущение геомагнитного поля содержит квазистатическую составляющую, которая повторяет зависимость излучения вспышки от времени, и колебательную составляющую, которая связана с генерацией АГВ в нижней ионосфере. Величина их периодов совпадает с периодами собственных колебаний атмосферы в гравитационном поле, характеризующихся частотой Брента–Вяйсяля. Расчеты показали, что амплитуда колебаний убывает с ростом длительности импульса излучения. Эффективность их генерации возрастает в случае, когда длительность действия источника порядка периода собственных колебаний АГВ. Следует отметить, что импульсное изменение тока в ионосфере может генерировать колебания магнитосферного резонатора, однако периоды этих колебаний значительно короче тех, которые рассмотрены в работе. Результаты расчетов, проведенных в рамках рассмотренной модели, согласуются с наблюдениями колебаний магнитного поля во время солнечных вспышек.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Электрическое и геомагнитное поля в движущейся со скоростью \mathbf{V} проводящей ионосфере, определяются из уравнений Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \hat{\sigma}(\mathbf{E} + \mathbf{E}_d) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

где $\mathbf{E}_d = \mathbf{V} \times \mathbf{B}$ – постоянное электрическое динамо-поле. При отсутствии нестационарных возмущений постоянное и потенциальное электрическое поле \mathbf{E}_0 удовлетворяет уравнениям:

$$\nabla \cdot \hat{\sigma}(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_d) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E}_0 = 0.$$

Нестационарное возмущение проводимости генерирует дополнительное электрическое поле $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E} - \mathbf{E}_0$, которое в квазистационарном приближении удовлетворяет уравнению

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\sigma} \mathbf{E}_1) = -\mu_0 \left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_d).$$

После окончания переходного процесса, вызванного нестационарным возмущением проводимости $\partial/\partial t = 0$, получаем равенство $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) = 0$. Возмущение электрического поля на бесконечности равно нулю, следовательно имеем $\mathbf{E}_1 = 0$. Таким образом, для медленных процессов можно полагать, что геоэлектрическое поле совпадает с полем в невозмущенном состоянии $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$. Характерная длительность переходного процесса равна $\tau = \mu_0 \sigma L^2$, где L – характерный пространственный масштаб процесса. Полагая $\sigma \sim 10^{-4}$ С/м, $L \sim 10^5$ м, получим $\tau \sim 1$ с. Так как в данной работе рассматриваются процессы с характерными временами более 100 с, то будем использовать приближение $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$.

Закон Ома в ионосфере имеет вид: $\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E}$. Тензор проводимости ионосферы $\hat{\sigma}$ в принятой системе координат определяется матрицей:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_l \sin^2 \alpha + \sigma_p \cos^2 \alpha & -\sigma_H \cos \alpha & -(\sigma_l - \sigma_p) \cos \alpha \sin \alpha \\ \sigma_H \cos \alpha & \sigma_p & \sigma_H \sin \alpha \\ -(\sigma_l - \sigma_p) \cos \alpha \sin \alpha & -\sigma_H \sin \alpha & \sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha \end{pmatrix},$$

где $\sigma_{l,p,H}$ – продольная проводимость и проводимости Педерсена и Холла соответственно.

Примем горизонтально-однородное приближение (в котором $\partial_{x,y} \approx 0$), справедливое вследствие больших горизонтальных масштабов возмущений ионосферы, генерируемых солнечными вспышками. В этом приближении уравнение непрерывности тока $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ имеет вид $dj_z/dz = 0$, $j_z = \text{const}(z)$. Так как на нижней границе ионосферы $j_z = 0$, то в ионосфере $j_z = 0$. Данное условие в законе Ома определяет связь между вертикальной и горизонтальными компонентами электрического поля:

$$E_z = -\frac{-(\sigma_l - \sigma_p) \cos \alpha \sin \alpha E_x - \sigma_H \sin \alpha E_y}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}.$$

Подставляя это равенство в закон Ома для горизонтальных компонент вектора плотности тока, получим:

$$\mathbf{j}_\perp = \hat{\sigma}_\perp \mathbf{E}_\perp, \quad \hat{\sigma}_\perp = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix},$$

где компоненты тензора $\hat{\sigma}_\perp$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\sigma_p \sigma_l}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}, \\ \sigma_{xy} &= -\frac{\sigma_H \sigma_l \cos \alpha}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}, \\ \sigma_{yx} &= -\sigma_{xy}, \quad \sigma_{yy} = \sigma_p + \frac{\sigma_H^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_l \cos^2 \alpha + \sigma_p \sin^2 \alpha}. \end{aligned}$$

В ионосфере на высотах $z > 80$ km выполняется условие $\sigma_l \gg \sigma_{p,H}$. Следовательно, для углов α , не слишком близких к 90° , т.е. за исключением области вблизи экватора, тензор проводимости $\hat{\sigma}_\perp$ имеет вид:

$$\hat{\sigma}_\perp = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_p}{\cos^2 \alpha} & -\frac{\sigma_H}{\cos \alpha} \\ \frac{\sigma_H}{\cos \alpha} & \sigma_p \end{pmatrix}.$$

Следует отметить, что неравенство $\sigma_l \gg \sigma_{p,H}$ приводит к условию обращения в нуль продольной компоненты электрического поля $E_\parallel = E_x \sin \alpha + E_z \cos \alpha = 0$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Уравнение (15) будем решать методом функций Грина. Функцию $u(z, t)$ представим в виде свертки функции Грина и источника:

$$u(z, t) = - \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dz' G(z - z', t - t') U(z', t').$$

Под интегралом обозначена функция:

$$U(z, t) = \frac{1}{a\rho_0(0)} \exp\left(\frac{z}{2H}\right) F(z, t).$$

Функция Грина $G(z, t)$ определяется из уравнения

$$\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \frac{1}{4H^2} G = -\frac{1}{a} \delta(z) \delta(t),$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Для решения этого уравнения применим к нему преобразование Лапласа по времени:

$$\tilde{G}(z, s) = \int_0^{\infty} G(z, t) \exp(-st) dt.$$

Воспользовавшись начальными условиями для функции Грина:

$$G(z, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial G}{\partial t} \right|_{t=0} = a\delta(z),$$

получим уравнение для образа Лапласа функции Грина:

$$\frac{d^2 \tilde{G}}{dz^2} - \frac{1}{a^2} (s^2 + \omega_a^2) \tilde{G} = -\frac{2}{a} \delta(z), \quad \omega_a = a/2H.$$

Из этого уравнения следуют граничные условия:

$$\left\{ \tilde{G} \right\}_{z=0} = 0, \quad \left\{ \frac{d\tilde{G}}{dz} \right\}_{z=0} = -\frac{2}{a},$$

где фигурными скобками обозначен скачок соответствующей величины при $z = 0$. Воспользовавшись граничными условиями, получим решение уравнения для образа Лапласа функции Грина, убывающее при $|z| \rightarrow \infty$, в виде:

$$\tilde{G}(z, s) = \frac{\exp\left[-\frac{|z|}{a} \sqrt{\omega_a^2 + s^2}\right]}{\sqrt{\omega_a^2 + s^2}}.$$

Произведя обратное преобразование Лапласа [Бейтмен и Эрдейи, 1969], получим функцию Грина уравнения (15):

$$G(z, t) = J_0 \left[\omega_a \sqrt{t^2 - (z/a)^2} \right] \eta(t - |z|/a),$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя, $\eta(x)$ – функция Хэвисайда. Следовательно, решение уравнения (13) имеет вид:

$$v(z, t) = - \frac{\exp(z/2H)}{a\rho_0(0)} \times \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dz' G(z - z', t - t') \exp(z'/2H) F(z', t'),$$

$$G(z, t) = J_0 \left[\omega_a \sqrt{t^2 - (z/a)^2} \right] \eta(t - |z|/a),$$

где H – высота однородной атмосферы; a – скорость звука; $\omega_a = a/2H$; $\rho_0(0)$ – плотность воздуха на поверхности Земли; E_x, E_y – компоненты фонового электрического поля; α – угол между вектором геомагнитного поля и положительным направлением оси z .

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 01201356396 и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ и Государственного фонда естественных наук Китая в рамках научного проекта № 21-55-53053.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Антонова П.А., Иванов–Холодный Г.С., Чертопруд В.Е. Аэрономия слоя E // М.: Янус, 168 с. 1996.

– Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. Т. 1. М.: Наука, 344 с. 1969.

– Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (Обзор) // Изв. вузов Радиофизика. Т. 42. № 1. С. 3–24. 1999.

– Метелкин Е.В., Сорокин В.М., Федорович Г.В. О природе колебаний геомагнитного поля, генерируемых солнечными вспышками // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 22. № 5. С. 803–808. 1982.

– Пархомов В.А., Дмитриев А.В., Базаржанов А.Д. Пространственные особенности токовых систем SFE-вспышек, сопровождающихся гамма-излучением // Солнечно-земная физика. Вып. 15. С. 107–117. 2010.

– Ришбет Т., Гарриот О.К. Введение в физику ионосферы. Л.: Гидрометеиздат., 304 с. 1975.

– Curto J.J. Geomagnetic solar flare effects: a review // J. Space Weather Space Clim. V. 10. № 27. P. 1–15. 2020. <https://doi.org/10.1051/swsc/2020027>

– Kato Y., Tamao T., Saito T. Geomagnetic pulsation accompanying the intense solar flare // J. Geomagn. Geoelectr. V. 10. P. 203–207. 1959.

– Kuwashima M., Uwai T. Solar flare effects on the magnetic variations // Mem. Kakioka. Magn. Obs. V. 21. № 1. P. 1–14. 1985.

– Lu G., Richmond A.D., Emery B.A., Roble R.G. Magnetosphere-ionosphere-thermosphere coupling: Effect of neutral winds on energy transfer and field-aligned current // J. Geophys. Res. V. 100. P. 19643. 1995. <https://doi.org/10.1029/95JA00766>

– Nagata T. Solar flare effect on the geomagnetic field // J. Geomagn. Geoelectr. V. 18. P. 197–219. 1966.

- *Ohshio M.* Solar flare effect on geomagnetic variation // J. Radio Res. Lab. Japan. V. 11. № 58. P. 377–491. 1964.
- *Pintér S.* Solar flare X-ray emission producing geomagnetic pulsations // Bull. Astron. Inst. Czech. V. 19. P. 97–99. 1968.
- *Rastogi R.G., Pathan B.M., Rao D.R.K., Sastry T.S., Sastri J.H.* Solar flare effects on the geomagnetic elements during normal and counter electrojet periods // Earth. Planets. Space. V. 51. P. 947–957. 1999.
- *Ratcliffe J.A.* An introduction to the ionosphere and magnetosphere. Cambridge: University Press. 256 p. 1972.
- *Sastri J.H.* Night time geomagnetic effects of solar flares // Ann. Geophys. V. 31. P. 389–393. 1975.
- *Selvakumaran R, Mauryab A.K., Gokania S.A., Veendharia B., Kumarc S., Venkateshamb K., Phanikumard D.V., Singhe A.K., Siinghf D., Singhb R.* Solar flares induced D-region ionospheric and geomagnetic perturbations // J. Atmos. Sol-Terr. Phys. V. 123. P. 102–112. 2015. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.12.009>
- *Vasyliūnas V.M.* Meaning of ionospheric Joule heating // J. Geophys. Res. V. 110. A02301. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010615>

УДК 523.98;550.388.2

СРЕДНЕСРОЧНЫЙ ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ЕЖЕДНЕВНЫМ ДАННЫМ

© 2022 г. Т. Л. Гуляева^{1, *}, Р. А. Гуляев^{1, **}¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: gulyaeva@izmiran.ru

**e-mail: rgulyaev@izmiran.ru

Поступила в редакцию 16.02.2022 г.

После доработки 03.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Эмпирические ионосферные модели отображают зависимость ключевых ионосферных характеристик от 12-месячных сглаженных индексов солнечной активности. Эти индексы определяются с запаздыванием на 6 мес. по отношению к текущему моменту времени, поэтому для применения модели в реальном времени используется прогноз солнечной активности, погрешности которого влияют на точность ионосферного прогноза. Для управления ионосферной моделью в реальном времени можно использовать 81-дневные сглаженные прокси-индексы солнечной активности, включающие ежедневные индексы за предыдущие 40 дней, наблюдение или прогноз на текущий день и прогноз на последующие 40 дней. В данной работе предложен способ прогноза солнечной активности на 45 дней (MSA45), равно пригодный для применения с индексами потока солнечного радиоизлучения $F10.7$ и числа солнечных пятен SSN2. Модель основана на подобию данных в текущей фазе солнечного цикла с индексами солнечной активности в аналогичной фазе предыдущего солнечного цикла. Входными параметрами модели являются ежедневные индексы солнечной активности $F10.7$ или SSN2 за 45 предыдущих дней (d_{-45}, \dots, d_{-1}), фаза солнечного цикла $\Phi(d)$ для текущего дня и ежедневные индексы солнечной активности за 45 последующих дней (d_1, \dots, d_{45}) в соответствующей фазе Φ предшествующего солнечного цикла. Прогноз числа солнечных пятен SSN2 на 45 дней выполнен впервые с точностью от 5.1 ед. при низкой и до 23.1 ед. при высокой солнечной активности. Сравнение прогноза индекса $F10.7$ по модели MSA45 с прогнозом этого параметра US-AF-45DF и с наблюдательными данными показало улучшение точности прогноза от 15% в максимуме до 50% в минимуме солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0016794022040095

1. ВВЕДЕНИЕ

Изменчивость солнечной активности (СА) лежит в основе регулярных и иррегулярных изменений в ионосфере. Спектр изменений максимальной плотности электронов в ионосфере включает 11-летние изменения с солнечным циклом (СЦ), 27-дневные изменения с солнечным оборотом, 24-часовые (суточные) изменения и краткосрочные (минуты и секунды) возмущения в ионосфере [Liu et al., 2011]. Одиннадцатилетний цикл формируется под влиянием эволюции солнечного динамо, генерирующего магнитное поле Солнца, со сменой знака магнитной полярности в полярных областях на Солнце каждые 11 лет [Balogh et al., 2014]. Многие явления в околоземном пространстве показывают зависимость от 11-летней цикличности, в том числе и ионосферные процессы.

Одиннадцатилетние изменения СА принято оценивать 12-месячными скользящими средними значениями числа солнечных пятен SSN, наблюдения которых имеются на протяжении 400 лет, включая достоверный ряд ежедневных значений числа солнечных пятен с 1849 г. [Clette et al., 2014]. Эти 12-месячные сглаженные индексы SSN_{12} используются в эмпирических ионосферных моделях в качестве управляющих параметров, наряду с другими индексами СА [Gulyaeva and Bilitza, 2012; Gulyaeva et al., 2018; Laštovička et al., 2019; Данилов и Константинова, 2020; Деминов и др., 2020; Данилов, 2021; Shubin and Gulyaeva, 2021, 2022]. 12-месячные индексы для данного месяца рассчитываются как среднее значение индексов за 6 предшествующих месяцев и 6 последующих месяцев, центрированное на данный месяц. Таким образом, они отображают состояние СА с запаздыванием в 6 мес. по отношению к текущему моменту. Для использования ионосферной модели в

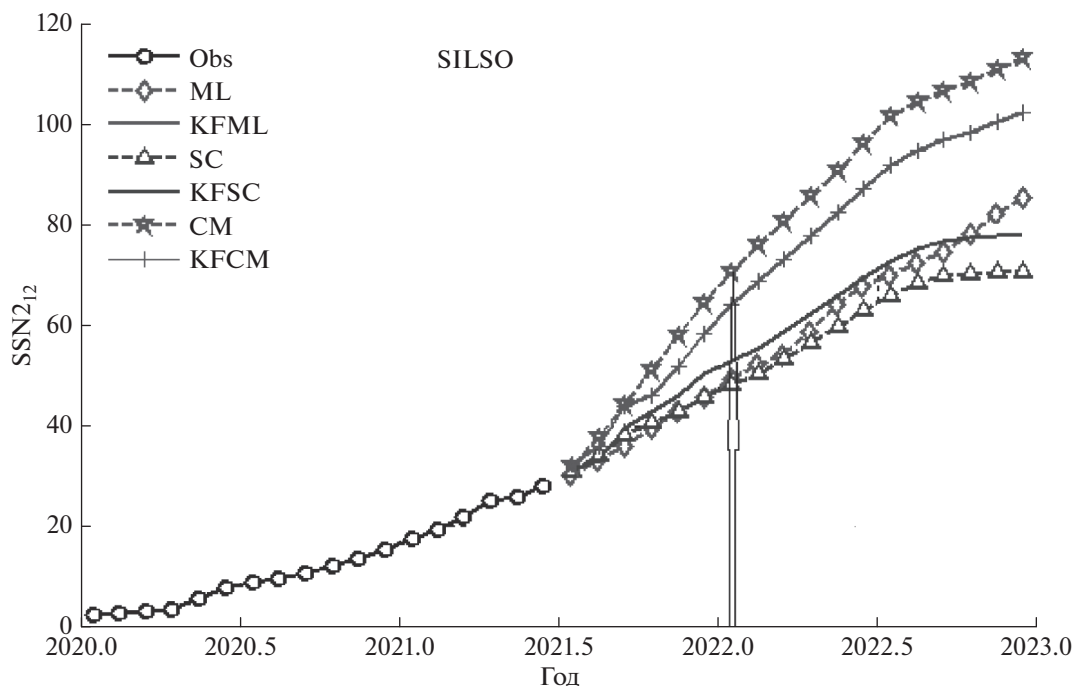


Рис. 1. Наблюдения и прогноз 12-месячных сглаженных чисел солнечных пятен серии SSN2 в январе 2022 г. по данным SILSO. Метод прогноза: ML – McNish, Lincoln; SC – Standard Curve; CM – Combined method; KFML, KFSC, KFCM – Kalman filter optimization.

реальном времени применяется прогноз 12-месячных сглаженных индексов на последние 6 мес., что увеличивает погрешность модельных расчетов за счет погрешности прогноза СА [Гуляева, 2016; Gulyaeva, 2019].

На рисунке 1 приведен пример ряда наблюдаемых и прогнозируемых 12-месячных сглаженных чисел солнечных пятен серии SSN2 в январе 2022 г. согласно Международному центру данных SILSO в Бельгии (<https://wwwbis.sidc.be/silso/>). Последнее наблюдаемое значение 12-месячного сглаженного индекса относится к июню 2021 г. Стрелкой показан прогноз в текущий момент времени – январь 2022 г. Адаптивный фильтр Кальмана (KF) (Kalman, 1960) применяется к другим методам прогноза 12-месячного сглаженного числа солнечных пятен для уточнения прогноза отсутствующих сглаженных индексов за последние 6 месяцев к заданному моменту времени (Podladchikova and Van der Linden, 2012). Однако даже с применением фильтра Кальмана видно различие прогнозов от 5 до 45 единиц, так что погрешность прогноза SSN2 сопоставима по величине с ежедневными наблюдаемыми значениями солнечных пятен в январе 2022 г.

При сравнении различных индексов СА для управления ионосферными моделями было показано преимущество комбинированного индекса потока солнечного радиоизлучения $F10.7_p$ для повышения точности модели [Liu et al., 2006]. Ин-

декс $F10.7_p$ отображает интенсивность солнечного потока ультрафиолетового излучения и рекомендуется для использования в ионосферных моделях с учетом наличия многолетних записей и надежной доступности в реальном времени. Индекс $F10.7_p$ используется вместо индекса потока радиоизлучения Солнца на волне 10.7 см. Он включает в себя полу-сумму ежедневного значения $F10.7$ и 81-дневного скользящего среднего, $F10.7_A$, центрированного на данный день. Для расчета прокси-индекса $F10.7_A$ используются индексы за 81 день, включая данные за предыдущие 40 дней, текущий день и последующие 40 дней. Термин “прокси” используется в качестве “заместителя” основного измеренного индекса, в данном случае он характеризует сглаженное 81-дневным фильтром значение потока солнечного радиоизлучения на волне 10.7 см.

Долговременные изменения индекса $F10.7_A$ и аналогичного индекса числа солнечных пятен $SSN2_A$ иллюстрируются на рис. 2а, б. Здесь показаны ежедневные значения числа солнечных пятен SSN2 с 1848 г. и $F10.7$ с 1947 г. по 2021 г. и соответствующие им 81-дневные сглаженные индексы $SSN2_A$ и $F10.7_A$. Видно, что сглаженные индексы $SSN2_A$ и $F10.7_A$ хорошо отображают долговременные изменения СА и в этом качестве пригодны для использования с ионосферной моделью.

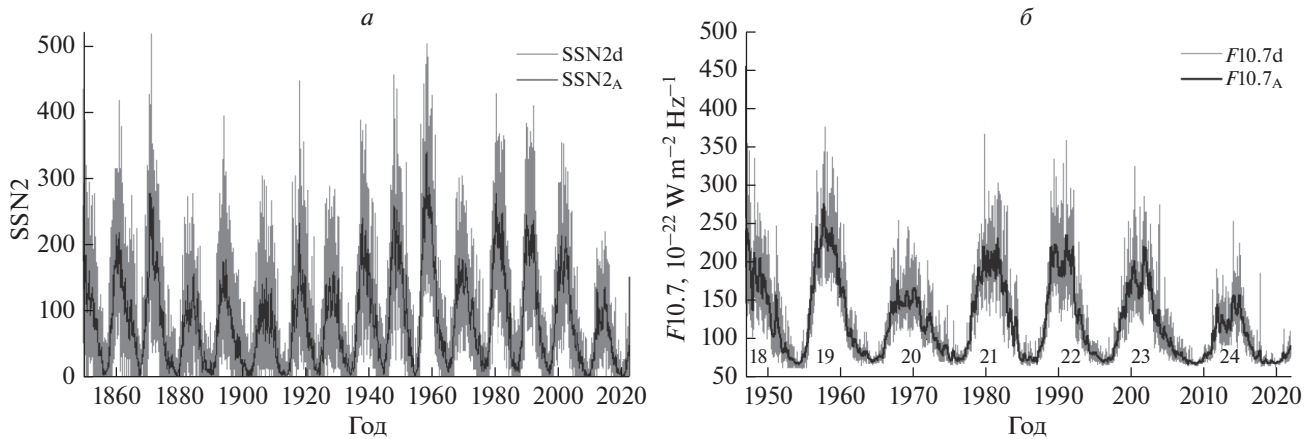


Рис. 2. Долговременные изменения ежедневных значений индексов солнечной активности и 81-дневного скользящего среднего: (а) число солнечных пятен SSN2; (б) поток солнечного радиоизлучения F10.7.

Для определения прокси-индекса типа $F10.7_A$ или аналогичного прокси-индекса по числу солнечных пятен $SSN2_A$ в реальном времени мы имеем наблюдаемые ежедневные значения индексов $F10.7$ и $SSN2$ за предыдущие 40 дней. К ним необходимо добавить прогноз ежедневных индексов на текущий день и прогноз для последующих 40 дней. Такого типа прогноз на 45 дней имеется в открытом доступе в Интернет для индекса $F10.7$ (USAF-45DF), предоставляемый ежедневно Центром прогноза космической погоды NOAA/SWPC (<https://swpc-drupal.woc.noaa.gov/products/usaf-45-day-ap-and-f107cm-flux-forecast>). Методика расчета USAF-45DF неизвестна, а использование результатов прогноза зависит от регулярной доступности в сети. Метода среднесрочного прогноза числа солнечных пятен $SSN2$ на 45 дней до настоящего времени не существует, а он также необходим для управления ионосферной моделью. Поэтому необходимо разработать независимый метод прогноза двух параметров СА – числа солнечных пятен $SSN2$ и потока солнечного радиоизлучения $F10.7$ на 45 дней.

Целью данной работы является разработка модели прогноза солнечной активности по индексам $F10.7$ и $SSN2$ на 45 дней (MSA45) для использования с ионосферной моделью в реальном времени.

2. МЕТОД ПРОГНОЗА

Представим ежедневные индексы СА в зависимости от фазы Φ солнечного цикла:

$$\Phi = \pm \frac{Yd - m}{M - m}, \quad (1)$$

$$Yd = Y + \frac{(doy - 1)}{nnd}. \quad (2)$$

Здесь параметр Yd означает день года, представленный в виде суммы: года Y и дробной части (формула 2), выраженной через номер дня в году doy и годового числа дней nnd (366 в високосном году и 365 дней в остальные годы). В данной статье под понятием фазы роста солнечного цикла понимается отрезок времени $[m, M]$ от точки минимума цикла m до точки максимума M , фаза спада $[M, m]$ – от максимума M до минимума m СЦ. Момент Yd относится к ближайшей паре предельных значений: $m \leq Yd \leq M$ или $M \geq Yd \geq m$. Знак “+” в формуле (1) относится к восходящей ветви СЦ, знак “–” к нисходящей ветви.

Ежедневные индексы $F10.7$ приведены на рис. 3а и индексы $SSN2$ на рис. 3б для СЦ22 и СЦ23 в зависимости от фазы Φ , где фаза роста показана для значений $0 \leq \Phi \leq 1$, и фаза спада для значений $-1 \leq \Phi \leq 0$. На практике фаза роста СЦ предшествует фазе спада цикла, но здесь они показаны в зависимости от Φ , меняющейся от -1 до $+1$. Видно подобие изменения тех и других классов индексов в двух последовательных циклах.

Более детально подобие ежедневных индексов в 22, 23 и 24-м солнечных циклах иллюстрируется в таблице 1. В ней приводится коэффициент корреляции Пирсона:

$$\rho = \frac{\sum_1^n (y_i - y_m)(x_i - x_m)}{\sqrt{\sum_1^n (y_i - y_m)^2} \sqrt{\sum_1^n (x_i - x_m)^2}}, \quad (3)$$

где n – число сравниваемых индексов в паре двух солнечных циклов; y_i и x_i – индивидуальные значения индексов в каждом из циклов, представленные в зависимости от фазы цикла Φ ; y_m и x_m – средние значения индексов за каждый СЦ. Из таблицы 1 виден высокий уровень корреляции

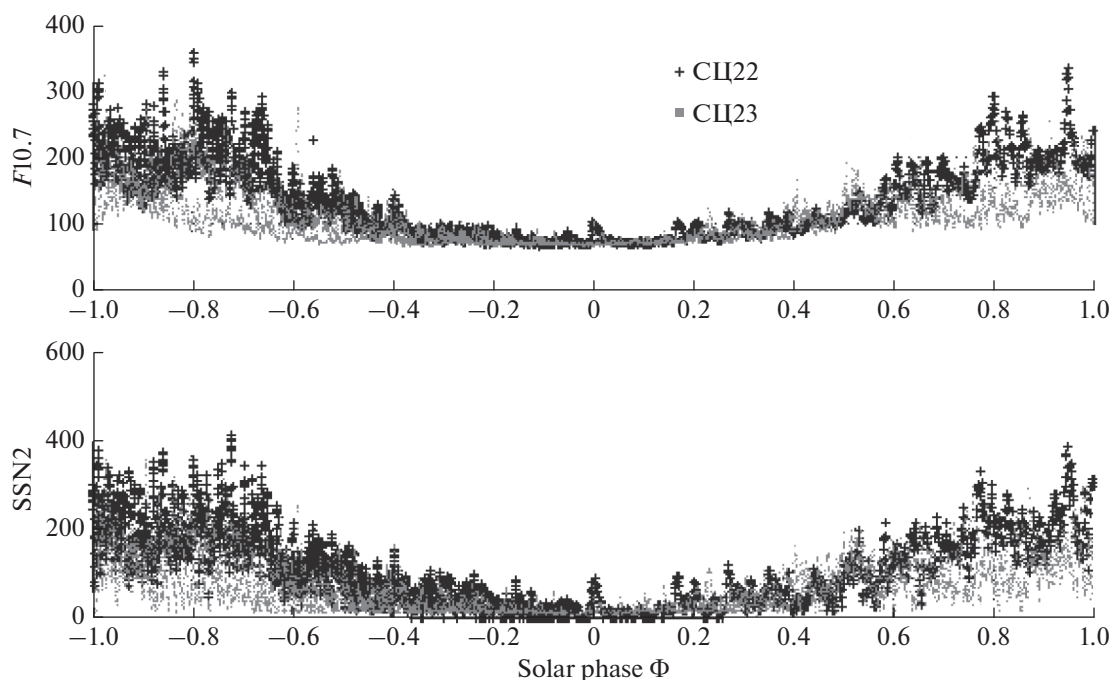


Рис. 3. Ежедневные индексы солнечной активности в зависимости от фазы солнечного цикла Φ в 22 и 23-м циклах СА: (а) поток солнечного радиоизлучения $F10.7$; (б) число солнечных пятен $SSN2$.

($\rho \geq 0.8$) во всех случаях. Наиболее высокий коэффициент корреляции ($\rho \geq 0.98$, выделенный жирным шрифтом) наблюдается между парами индексов $F10.7$ и $SSN2$ для одного и того же СЦ. Мы приходим к выводу, что для среднесрочного прогноза ежедневных индексов на 45 дней в текущем СЦ можно использовать базу данных в предыдущем СЦ для соответствующих значений фазы цикла Φ .

Не уменьшая общности, будем считать, что высокая корреляция между индексами в двух последовательных циклах сохраняется также на малых промежутках времени. В частности, рассмотрим промежуток в течение 45 дней, предшествующих выбранному значению фазы цикла Φ в текущем цикле, и сравним его с изменениями индекса в предыдущем СЦ. Будем обозначать ряд индексов текущего СЦ как “модельную” серию

(MS), а предыдущего СЦ как “тренировочную” серию (TS). Аппроксимация зависимости между этими наборами данных выражается полиномом 2-й степени (формула 4а):

$$f(x) = p_1x^2 + p_2x + p_3. \quad (4a)$$

В уравнении (4а) переменная x представляет ряд ежедневных индексов из TS в течение -45 дней ($d_{TS} = -45d_{TS} \dots -1d_{TS}$) до момента Φ , переменная y из MS изменяется в течение -45 дней ($d_{MS} = -45d_{MS} \dots -1d_{MS}$) до момента Φ , а коэффициенты p_1, p_2, p_3 определяются статистически методом наименьших квадратов.

Для прогноза на последующие 45 дней ($d_{MS} = 1d_{MS} \dots 45d_{MS}$) используем формулу (4б) с подстановкой коэффициентов p_1, p_2, p_3 из уравне-

Таблица 1. Коэффициент корреляции между ежедневными индексами солнечной активности $SSN2$ и $F10.7$ в солнечных циклах (СЦ) 22, 23 и 24, представленными в зависимости от фазы солнечного цикла Φ

Индекс(СЦ)	SSN2(22)	SSN2(23)	SSN2(24)	$F10.7(22)$	$F10.7(23)$	$F10.7(24)$
SSN2(22)	1.00	0.94	0.81	0.99	0.95	0.82
SSN2(23)		1.00	0.85	0.93	0.99	0.85
SSN2(24)			1.00	0.80	0.85	0.98
$F10.7(22)$				1.00	0.94	0.81
$F10.7(23)$					1.00	0.85
$F10.7(24)$						1.00

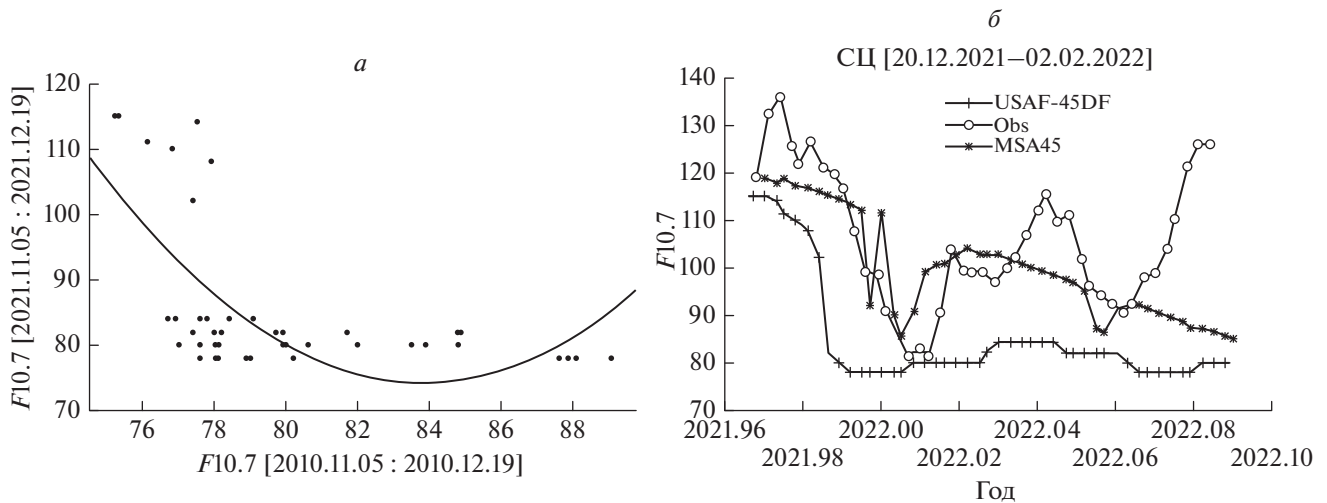


Рис. 4. (а) Связь между индексами $F10.7$, наблюдаемыми в текущем и предшествующем циклах СА в течение -45 дней до фиксированного значения Φ в начале прогноза. (б) Данные наблюдений и прогноз индекса $F10.7$ с 20.12.2021 г. по 2.02.2022 г.: модель MSA45 (звездочки) и USAF-45DF (крестики).

ния (4а) и дополнением калибровочного весового коэффициента w_d :

$$f(x) = w_d(p_1x^2 + p_2x + p_3). \quad (46)$$

Значения параметра x для прогноза вводятся в (46) из ежедневных наблюдений соответствующих индексов в TS для 45 дней ($d_{TS} = 1d_{TS} \dots 45d_{TS}$), начиная от значения Φ . Калибровочный весовой коэффициент w_d линейно изменяется ото дня ко дню $d = d_{MS}$ ($d = 1, \dots, 45$) по формуле:

$$w_d = w_{d-1} + (y(-1d_{MS}) / f(x(1d_{TS})) - 1) / 45. \quad (5)$$

Здесь параметр $w_0 = y(-1d_{MS})$ – последнее наблюдаемое значение индекса MS до начала прогноза. Величина $f(x(1d_{TS}))$ вычисляется по формуле (4а) с подстановкой индекса $x(1d_{TS})$. Весовые коэффициенты w_d в уравнении (46) позволяют улучшить прогноз путем масштабирования зависимости (4а) к наблюдаемым индексам в текущем СЦ.

Расчеты по указанной методике выполняются последовательно для индексов $F10.7$ и $SSN2$. В результате получаем прогноз каждого из указанных параметров на 45 дней. Прогноз $F10.7$ и $SSN2$ выполняется ежедневно, и результаты предоставляются в открытом доступе на сайте “Ионосферная погода” ИЗМИРАН (<https://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/>).

Связь между наборами соответствующих индексов за -45 дней до прогнозируемого начального значения Φ в модельном ряде MS от 5.11.2010 г. по 19.12.2010 г. и ряде TS от 5.11.2021 г. по 19.12.2021 г. приведена на рис. 4а. Аппроксимация полиномом 2-го порядка по формуле (4а) показана сплошной кривой. На рис. 4б приве-

дены данные наблюдений индекса $F10.7$ с 20.12.2021 г. по 2.02.2022 г. (кривая с кружочками) и результаты прогноза MSA45 по формулам (4а), (46) и (5) (кривая со звездочками). Для сравнения начерчен также прогноз USAF-45DF (штриховая кривая с крестиками) на тот же период времени. Среднеквадратичная ошибка прогноза MSA45 составляет 15.8 ед., что значительно меньше, чем ошибка прогноза USAF-45DF (24.4 ед.).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОГНОЗА

Результаты прогноза индекса $F10.7$ показаны на рис. 5а и индекса $SSN2$ на рис. 5б. Прогнозы на 45 дней представлены по модели MSA45, выполненные ежедневно в течение 12 дней с 19.12.2021 г. по 31.12.2021 г. Для сравнения показаны наблюдения (кривая с кружками) с 20.12.2021 г. по 2.02.2022 г. Виден последовательный сдвиг прогнозируемого ряда день ото дня. При этом сохраняется подобие формы между кривыми, основанное на соответствии результатов прогноза модельного ряда MS наблюдаемым данным ряда TS (формулы 4а, б–5), которое медленно изменяется на отрезке длиной в 45 дней, со сдвигом на 1 день ото дня ко дню в течение 13 последовательных дней.

На рисунке 6 приведены примеры прогноза на 45 дней по модели MSA45 для низкой СА (вверху, 2008 г.) и высокой СА (внизу, 2015–2016 гг.). Левая часть относится к индексу $SSN2$, правая часть – к индексу $F10.7$. Прогноз сравнивается с наблюдениями (кривая с кружками). Кроме того, для сравнения приведен прогноз USAF-45DF параметра $F10.7$ (рис. 6б, ε – штриховая линия). Среднеквадратичное отклонение прогноза MSA45 со-

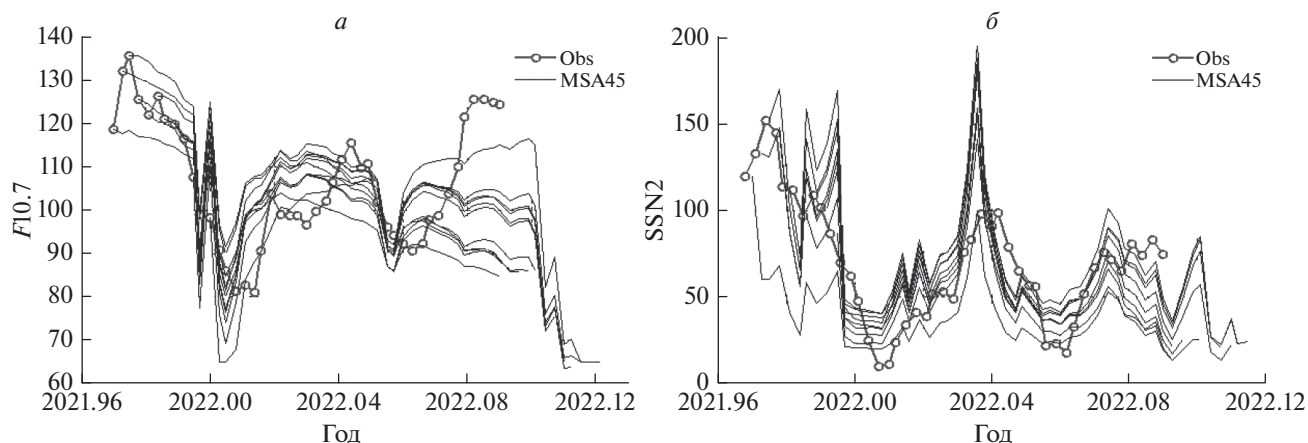


Рис. 5. Данные наблюдений и результаты прогноза, выполненные ежедневно в течение 12 дней с 19.12.2021 г. по 31.12.2021 г.: (а) индекс $F10.7$; (б) индекс $SSN2$.

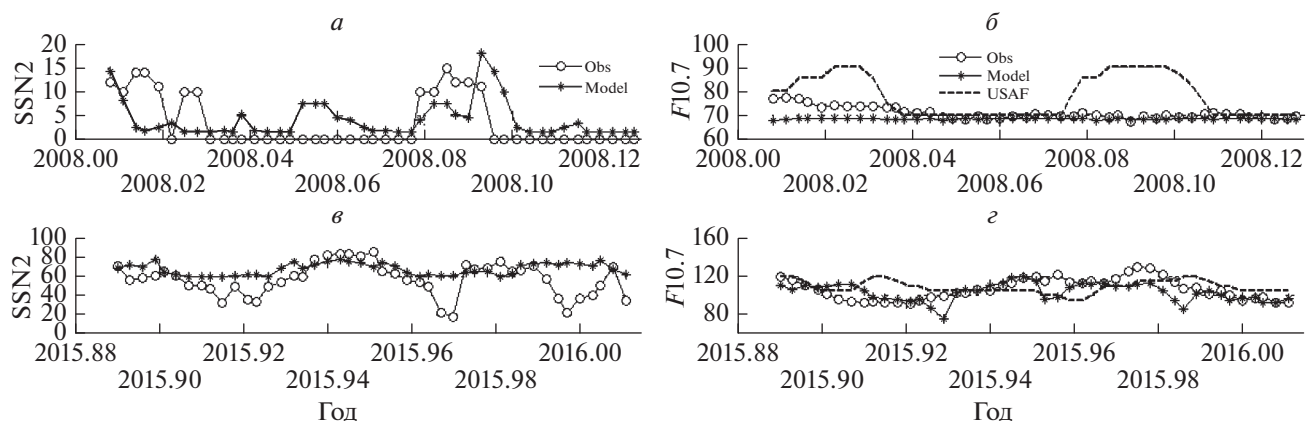


Рис. 6. Сравнение наблюдений и прогноза на 45 дней для низкой CA (а, б) и высокой CA (в, г). (а, в) данные и прогноз по модели MSA45 индекса $SSN2$; (б, г) данные и прогноз по модели MSA45 и USAF-45DF индекса $F10.7$.

ставляет (в единицах индекса): (а) 5.1; (б) 2.7; (в) 23.1; (г) 31.0. Среднеквадратичное отклонение прогноза USAF-45DF составляет: (б) 10.6; (г) 35.6, что превышает погрешность прогноза MSA45 от 15% в максимуме CA до 50% в минимуме CA. Результаты показывают улучшение точности прогноза по модели MSA45 по сравнению с прогнозом USAF-45DF.

4. ВЫВОДЫ

Разработан метод прогноза солнечной активности на 45 дней (MSA45) с использованием индекса потока солнечного радиозлучения, $F10.7$, и числа солнечных пятен, $SSN2$. Модель основана на подобию данных в текущей фазе солнечного цикла с индексами CA в аналогичной фазе предыдущего солнечного цикла. Входными параметрами модели являются ежедневные индексы

CA $F10.7$ или $SSN2$ за 45 предыдущих дней (d_{-45}, \dots, d_{-1}), фаза солнечного цикла $\Phi(d)$ для текущего дня, и ежедневные индексы CA за 45 последующих дней (d_1, \dots, d_{45}) дней в соответствующей фазе Φ предшествующего солнечного цикла.

Предлагается использовать прогноз на 45 дней для определения 81-дневного сглаженного прокси-индекса CA для управления эмпирическими ионосферными моделями вместо прогноза 12-месячных сглаженных индексов солнечной активности, которые запаздывают на 6 месяцев по отношению к текущему моменту времени. Прогноз числа солнечных пятен $SSN2$ на 45 дней выполнен впервые с точностью от 5.1 ед. при низкой CA до 23.1 ед. при высокой CA. Сравнение прогноза индекса $F10.7$ по модели MSA45 с прогнозом этого параметра USAF-45DF и с наблюдательными данными показало улучшение точности прогноза от 15% в максимуме CA до 50% в минимуме CA.

Наш метод прогноза может быть применен к любым индексам солнечной активности, если имеются непротиворечивые данные измерений этого индекса в текущем и предыдущем солнечном цикле.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую признательность редактору журнала и уважаемым рецензентам статьи за уделенное время и внимание, а также за ценные замечания и предложения. Мы ценим роль редактора и рецензентов в процессе публикации наших работ, которые являются их первыми читателями и квалифицированными критиками.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке совместного проекта Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 19-52-250001_Кипр_а, и Национального исследовательского фонда Кипра RPF Bilateral/Russia(RFBR)1118/0004 (RENAM).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гуляева Т.Л. Модификация индексов солнечной активности в международной справочной модели ионосферы IRI и IRI-Plas в связи с пересмотром ряда чисел солнечных пятен // Солнечно-земная физика. Т. 2. № 3. С. 59–68. <https://doi.org/10.12737/20872>. <https://naukaru.ru/ru/nauka/issue/660/view>. 2016.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Тренды параметров слоя F2 и 24-й цикл солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 619–630. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020050041>
- Данилов А.Д. Индексы солнечной активности в 24-м цикле и поведение слоя F2 ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 2. С. 218–223. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021020048>
- Деминов М.Г., Непомнящая Е.В., Обридко В.Н. Индексы солнечной активности для параметров ионосферы в циклах 23 и 24 // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 1. С. 3–8. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020010058>
- Balogh A., Hudson H.S., Petrovay K., von Steiger R. Introduction to the solar activity cycle: Overview of causes and consequences // Space Sci. Rev. V. 186. N 1. P. 1–15. 2014.
- Clette F., Svalgaard L., Vaquero J.M., Cliver E.W. Revisiting the sunspot number: a 400-year perspective on the solar cycle // Space Sci. Rev. V. 186. P. 35–103. 2014.
- Gulyaeva T.L., Bilitza D. Towards ISO Standard Earth Ionosphere and Plasmasphere Model // New Developments in the Standard Model. Ed. R.J. Larsen. P. 1–39. New York: NOVA. Hauppauge. <https://ftp.izmiran.ru/pub/izmiran/SPIM/NOVA2012GulyaevaBilitza.pdf>. 2012. <https://ftp.izmiran.ru/pub/izmiran/SPIM/NOVA2012GulyaevaBilitza.pdf>
- 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. Solar-Terr. Phys. V. 172. P. 122–128. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.03.025>
- Gulyaeva T.L. Predicting indices of the ionosphere response to solar activity for the ascending phase of the 25th solar cycle // Adv. Space Res. V. 63. Is. 5. P. 1588–1595. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.11.002>
- Kalman R.E. A new approach to linear filtering and prediction problems // Trans. ASME J. Basic Eng. V. 82. P. 35. 1960.
- Laštovička J., Burešová D., Kouba D., Križan P. Stability of solar correction for calculating ionospheric trends // Ann. Geophys. V. 34. P. 1191–1196. 2019.
- Liu L., Wan W., Ning B. et al. Solar activity variations of the ionospheric peak electron density // J. Geophys. Res. – Space. V. 111. A08304. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006JA011598>
- Liu L.B., Wan W.X., Chen Y.D., Le H.J. Solar activity effects of the ionosphere: A brief review // Chinese Sci. Bull. V. 56. N 12. P. 1202–1211. 2011. <https://doi.org/10.1007/s11434-010-4226-9>
- Podladchikova T., Van der Linden R. A Kalman Filter Technique for Improving Medium-Term Predictions of the Sunspot Number // Solar Phys. V. 277. P. 397–416. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9899-y>
- Shubin V.N., Gulyaeva T.L. Solar forcing on the ionosphere: Global model of the F2 layer peak parameters driven by re-calibrated sunspot numbers // Acta Astronautica. V. 179. P. 197–208. 2021. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.10.029>
- Shubin V.N., Gulyaeva T.L. Global mapping of Total Electron Content from GNSS observations for updating IRI-Plas model // Adv. Space Res. V. 69. № 1. P. 168–175. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.09.032>

УДК 551.510.537

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОВЫХ ПРОТОНОВ В ПЛОСКОСТИ МАГНИТНОГО ЭКВАТОРА ПЛАЗМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ИНТЕРБОЛ-1

© 2022 г. Г. А. Котова¹, *, В. В. Безруких¹¹Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 25.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

По измерениям холодной (<1 эВ) плазмы во внутренней магнитосфере Земли определялись плотность и температура протонов, а также потенциал космического аппарата, с помощью широкоугольного анализатора, работавшего на космическом аппарате ИНТЕРБОЛ-1. Анализировались значения этих величин, зарегистрированные вблизи плоскости геомагнитного экватора. Получены количественные выражения для распределения плотности и температуры протонов в плоскости магнитного экватора плазмосферы во всем диапазоне параметра Мак-Иллвайна L (расстояние до центра Земли в радиусах Земли в экваториальной плоскости). Температура протонов в плазмосфере существенно зависит от локального времени и определяется, в основном, температурой плазмы в нижележащей ионосфере. Скорость возрастания температуры протонов в плазмосфере относительно температуры электронов в ионосфере зависит от фазы цикла солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0016794022050066

1. ВВЕДЕНИЕ

За много лет исследования плазмосферы Земли, прямых измерений плотности и температуры тепловых протонов проведено очень мало [Котова, 2007]. Распределения плотности в глубине плазмосферы в экваториальной плоскости получены, главным образом, по измерениям вистлеров [Carpenter, 2004, и ссылки там], вне этой плоскости – по волновым измерениям на различных космических аппаратах [Gurnett et al., 1995; Reinisch et al., 2000; Sheley et al., 2001 и др.]. В отличие от плотности, температура ионов может быть измерена только в прямых экспериментах, и поэтому массив данных о температуре плазмы в плазмосфере более ограничен. Наиболее полные данные были получены с помощью широкоугольных масс-спектрометров с тормозящим потенциалом RIMS на космических аппаратах Dynamic Explorer DE-1 и DE-2 [Comfort, 1986, 1996]. По этим данным подробно изучена динамика температуры протонов на утренней и вечерней сторонах плазмосферы. Более современные исследования, например, на спутниках CLUSTER проводились только на внешних магнитных оболочках плазмосферы на $L > 4$ [Darrouzet et al., 2009].

В первых работах по данным ИНТЕРБОЛа-1 [Kotova et al., 2002a, б] рассматривались все полученные данные о плотности (N) и температуре (T)

протонов во внутренней магнитосфере между магнитными оболочками $L \sim 2$ и $L \sim 5$ (L – параметр Мак Иллвайна). Отмечалось увеличение температуры с ростом L и возрастание температуры с локальным временем от полуночи к полудню. Падение плотности с увеличением L оценивалось, как $N \sim L^{-\alpha}$, $\alpha = 3.7–4.0$. В этих работах не делалось различия между плазмосферой и пограничным слоем плазмосферы и пренебрегалось зависимостью плотности от геомагнитной широты. Следует отметить, что область магнитосферы Земли выше ионосферы, в которой доминирующую роль играет холодная плазма с энергией менее 1–2 эВ, делится на область собственно плазмосферы и пограничный слой плазмосферы. Пограничным слоем плазмосферы называется область толщиной от $0.1 L$ до $1.5 L$, заполненная холодной плазмой и примыкающая к плазмопаузе (определение плазмопаузы рассмотрено в конце раздела 2) с ее внешней стороны. Плотность плазмы в этой области спадает экспоненциально с увеличением L [Carpenter and Lemaire, 2004; Kotova et al., 2018].

Наиболее подробно плотность электронов в плазмосфере при $L > 2$ проанализирована в работе [Carpenter, Anderson, 1992] по данным исследования вистлеров и данным волнового эксперимента на спутнике ISEE-1. Авторами определен

профиль плотности электронов “насыщенной” плазмосферы. Распределение плотности электронов в плазмосфере и в “провале” вне плазмосферы на $L > 3$ анализировалось по данным о частоте верхнего гибридного резонанса, полученным на спутнике CRRES [Sheeley et al., 2001]. На более глубоких L -оболочках измерения не проводились. Распределение плотности электронов в экваториальной плоскости и вдоль магнитных силовых линий рассматривалось также в работе [Denton et al., 2004] по волновым измерениям на спутнике POLAR. Модели плотности электронов и массовой плотности ионов в экваториальной плоскости, выполненные по наземным измерениям и волновым данным прибора RPI космического аппарата IMAGE, были представлены в работе [Verube et al., 2005]. В этой работе также не делалось различия между плазмосферой и пограничным слоем плазмосферы.

В настоящее время разработано достаточно много эмпирических [например, Reinisch et al., 2009] и физических моделей плазмосферы [Piergard et al., 2009], но все они требуют значительных вычислений и плохо подходят для быстрых оценок средней плотности и температуры тепловой плазмы, которые часто необходимы для анализа физических процессов в околоземном пространстве: распространения различных волн, оценок заряда космического аппарата и т.д.

Целью настоящей работы является получение аналитических выражений для описания распределения плотности и температуры протонов в плоскости магнитного экватора, а также анализ скорости увеличения температуры протонов в плазмосфере относительно температуры электронов в ионосфере.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Напомним, что спутник ИНТЕРБОЛ-1 был запущен 3 августа 1995 г. на орбиту с параметрами: апогей $\sim 200\,000$ км, перигей ~ 500 км, наклонение 63.8° и период обращения вокруг Земли ~ 90 ч. В начальный период после запуска спутник достигал внутренней L – оболочки $L_{\min} \sim 1.4$. Позднее, в результате эволюции орбиты, ее перигей поднялся, и в 1997–1998 г. спутник только изредка попадал в плазмосферу и регистрировал холодную плазму. Например, 27 декабря 1997 г. минимальное расстояние от центра Земли до спутника на орбите (перигей орбиты) было $R_{\min} = 4.77 R_E$ (R_E – радиус Земли), а $L_{\min} \sim 4.92$. С 1999 г. и до конца активной работы спутника перигей орбиты понижался. На каждой орбите спутника ИНТЕРБОЛ-1 минимальные значения L наблюдались вблизи магнитного экватора, и это позволяет проанализировать динамику параметров хо-

лодной плазмы в плоскости магнитного экватора в зависимости от L . Для измерения тепловой плазмы на спутнике был установлен комплекс аппаратуры Альфа-3, включавший широкоугольный анализатор с тормозящим потенциалом ПЛ-48, данные которого и будут рассмотрены ниже. Спектры измерялись в течение 2 с с периодичностью от 30 с до 5 мин в зависимости от телеметрической моды.

Методика обработки данных и получения значений плотности, температуры и потенциала космического аппарата описана в работах [Безруких и др., 1998; Kotova et al., 2014]. В работе [Kotova et al., 2002a] температура протонов, полученная в утреннем и вечернем секторах плазмосферы на космическом аппарате ИНТЕРБОЛ-1, сравнивалась с температурой, измеренной в тех же секторах прибором DE-1/RIMS. Было продемонстрировано хорошее согласие температур. На рис. 1 аналогичное сравнение показано для значений плотности протонов. Плотность протонов, полученная по данным DE-1/RIMS (крестики на рис. 1), усреднялась по интервалам $\Delta L = 0.2$ (рис. 6 в работе [Comfort et al., 1988]). Приведены также допустимые интервалы изменения средних значений плотности, равные одному стандартному отклонению значений при усреднении. Из всех данных ИНТЕРБОЛа-1 для сравнения отбирались данные по магнитному локальному времени (точки на рис. 1) в соответствии с интервалами времени, выбранными для данных DE-1. Ни данные DE-1, ни данные ИНТЕРБОЛа-1 не разделялись по уровню геомагнитной активности. Рисунок 1 демонстрирует хорошее согласие значений плотности, рассчитанных по данным DE-1, полученным в 1981 г., и по данным ИНТЕРБОЛа-1, полученным в 1995–2000 г. Наблюдающаяся немного меньшая плотность плазмы в плазмосфере при $L < 3$ по данным ИНТЕРБОЛа-1, чем по данным DE-1, вероятно, связана с различным средним уровнем геомагнитной возмущенности во время наблюдений [Park et al., 1978; Котова, 2007]. В период измерений на DE-1 магнитная активность в среднем была повышенной [Comfort et al., 1988], в то время, как измерения на ИНТЕРБОЛе-1 по большей части относятся к периодам слабой и умеренной геомагнитной активности. Следует отметить, что значимых различий между плотностью протонов на утренней стороне плазмосферы и на вечерней ни по данным DE-1, ни по данным ИНТЕРБОЛ-1 не обнаружено.

Еще одно свидетельство высокого качества данных было получено в работе [Kotova et al., 2014], где анализировалось значение электрического потенциала космического аппарата в зависимости от положения области оптической тени Земли. Потенциал космического аппарата является дополнительным свободным параметром, помимо плотности и температуры протонов, ко-

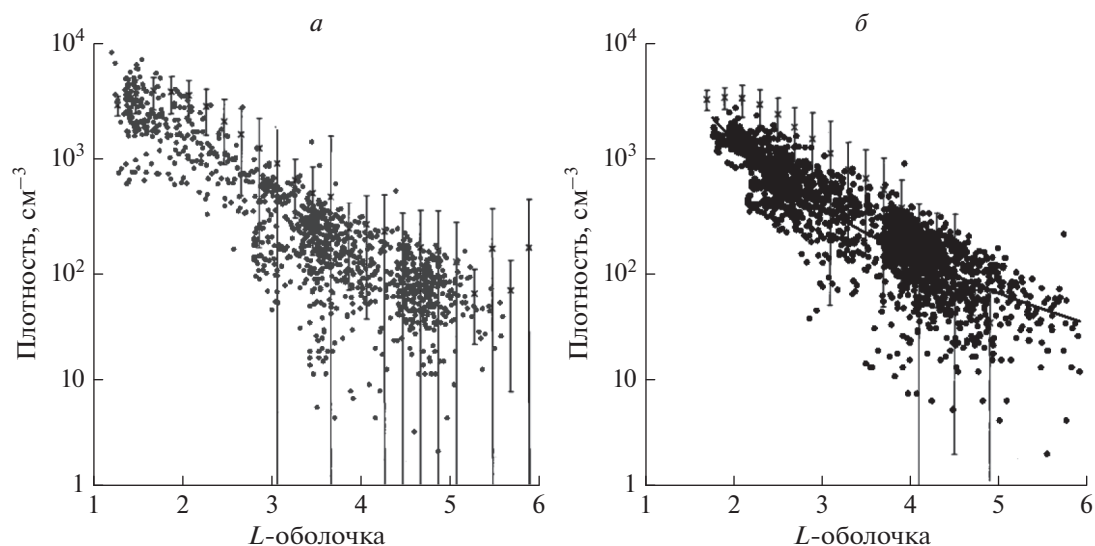


Рис. 1. Сравнение плотности протонов, измеренной на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 (точки), со средними значениями плотности протонов, измеренной на спутнике DE-1 (крестики с допустимыми интервалами), в вечернем 18–22 ч (а) и утреннем 07–11 ч (б) – секторах плазмосферы.

торый удается определить при обработке измеренных энергетических спектров протонов. Оказалось, что рассчитанный потенциал аппарата всегда резко падает при входе спутника в оптическую тень планеты. Это безусловно подтверждает правильность рассчитанных характеристик плазмы.

Для дальнейшего анализа данных для каждого пролета спутника через магнитосферу выбирались и усреднялись измерения вблизи плоскости геомагнитного экватора в интервале изменения геомагнитной широты λ : $-7^\circ < \lambda < +7^\circ$. Также учитывались только измерения внутри плазмосферы, т.е. значение L , соответствующее измерениям вблизи геомагнитного экватора, должно быть меньше магнитной оболочки плазмосферы L_p , которая определялась по критерию работы [Carpenter, Anderson, 1992]: внутренняя граница области, где плотность плазмы падает в 5 или более раз при изменении L на 0.5. В случаях, когда плотность падает постепенно с увеличением L , принималась во внимание величина L_p , полученная при моделировании [Веригин и др., 2012, Kotova et al., 2015]. В указанных работах представлена полуэмпирическая физическая модель плазмосферы Земли, позволяющая по данным измерений холодной плазмы вдоль одного пролета спутника восстановить распределение плазмы во всей плазмосфере и определить положение плазмосферы. В модели использованы теоретические выражения, описывающие распределение плазмы в плазмосфере для случаев теплового равновесия и бесстолкновительного начального частичного заполнения плазмосферных оболочек. Плазмосфера определялась как последняя за-

мкнутая линия потока плазмы. В работе [Котова и др., 2017] было показано, что модельное положение плазмосферы приблизительно совпадает с L_p , определенным по описанному выше формальному критерию. Таким образом, был отобран массив данных о плотности и температуре протонов в плоскости геомагнитного экватора при различных значениях L , магнитного локального времени MLT и мирового времени UT.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПРОТОНОВ В ПЛОСКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ЭКВАТОРА

На рисунке 2а показана зависимость плотности протонов N (см^{-3}) из выбранного массива данных по измерениям на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 в плоскости геомагнитного экватора плазмосферы от L -оболочки. Зависимость аппроксимирована кривой (черная линия):

$$N = 6500L^{-2.7}. \quad (1)$$

Коэффициент детерминации (R^2), полученной кривой, $R^2 = 0.85$, весьма высок. На рис. 2б показаны значения плотности протонов внутри плазмосферы, спроецированные на плоскость геомагнитного экватора вдоль соответствующих L -оболочек по модели [Веригин и др., 2012]. Эти значения плотности соответствуют тем пролетам спутника, когда данных было достаточно для восстановления плотности во всей меридиональной плоскости плазмосферы [Веригин и др., 2012]. Сплошной черной линией показана зависимость (1). В этом случае коэффициент детерминации $R^2 = 0.75$ также высокий. Таким образом,

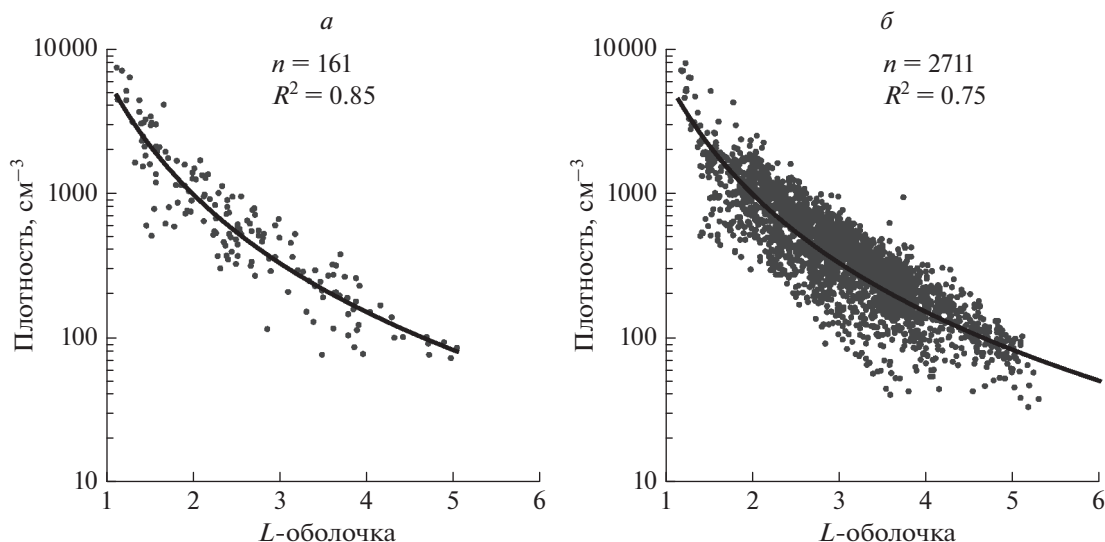


Рис. 2. Зависимость плотности протонов, измеренной на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 в плоскости магнитного экватора плазмы (а), и плотности, измеренной в плазмосфере и спроецированной на плоскость магнитного экватора вдоль силовых линий магнитного поля (б), от расстояния до центра Земли в радиусах Земли. Указаны число точек (n) и коэффициент детерминации (R^2).

соотношение (1) хорошо описывает как данные полученные непосредственно в экваториальной плоскости, так и данные, спроецированные на эту плоскость.

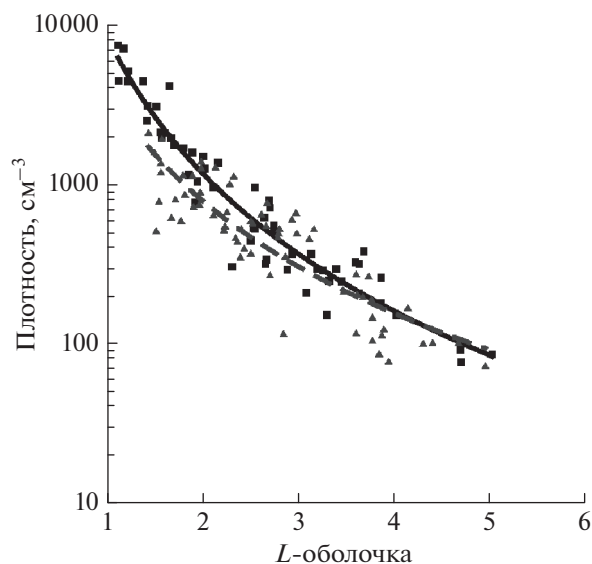


Рис. 3. Зависимость плотности протонов, измеренной на спутнике ИНТЕРБОЛА-1 в плоскости магнитного экватора плазмы, для двух интервалов MLT: дневные часы 09.00–18.00 (квадратики) и ночные часы 21.00–06.00 (треугольники). Соответствующие степенные аппроксимации: для квадратиков – сплошная линия, для треугольников – пунктирная линия.

Для анализа влияния магнитного локального времени (MLT) на зависимость плотности протонов в экваториальной плоскости на рис. 3 измерения разделены на 2 группы: выполненные днем с 09.00 MLT до 18.00 MLT (квадратики) и ночью с 21.00 MLT до 06.00 MLT следующего дня (треугольники). Значимого различия дневных и ночных зависимостей изменения плотности протонов с расстоянием от Земли в экваториальной плоскости не выявлено.

4. ВАРИАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОТОНОВ В ПЛОСКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ЭКВАТОРА

Ранее по данным ИНТЕРБОЛА-1 было показано, что, в отличие от плотности, температура протонов существенно зависит от локального времени измерений [Kotova et al., 2002a]. Поэтому на рис. 4 зависимости измерений температуры от L рассмотрены для тех же двух временных интервалов, что и на рис. 3. Измерения, проведенные днем с 09.00 MLT до 18.00 MLT (квадратики) и ночью с 21.00 MLT до 06.00 MLT следующего дня (треугольники). Очевидно, что температура днем выше, чем ночью.

Получены следующие степенные зависимости, описывающие увеличение температуры T (К) с ростом L в плоскости магнитного экватора:

$$\text{для дневного времени} - T = 4200L^{0.42}, \quad (2)$$

$$\text{для ночного времени} - T = 3700L^{0.38}. \quad (3)$$

Коэффициент детерминации для зависимости (2) $R^2 = 0.64$ достаточно высокий, для зависимости (3) похуже $R^2 = 0.315$. Видно, что температура возрастает к плазмопаузе с увеличением расстояния от Земли, и температура протонов днем в среднем выше на 15–20%, чем ночью.

Вообще говоря, температура в плазмосфере существенно определяется температурой ниже лежащей ионосферы. В работе [Kotova et al., 2008] температура протонов в плазмосфере, полученная по данным спутника МАГИОН-5, сравнивалась с температурой электронов в верхней ионосфере на высоте 840–860 км по данным спутников DMSP F12–F15. Рассматривались вариации этого отношения температур в зависимости от магнитного локального времени. Следует отметить, что высота перигея орбиты спутника МАГИОН-5 почти не изменялась, и плоскость геомагнитного экватора пересекалась этим спутником при близких значениях параметра L , но при разных локальных временах. Напротив, высота перигея орбиты спутника ИНТЕРБОЛ-1 все время изменялась, и это дает возможность рассмотреть зависимость отношения температур в плазмосфере и ионосфере в зависимости от L (рис. 5а). Отношение температур определялось аналогично тому, как это делалось в работе [Kotova et al., 2008]. Средняя вблизи экваториальной плоскости температура протонов в плазмосфере бралась из созданного массива данных, описанного выше в параграфе 2. Температура электронов выбиралась из данных по пролетам спутников DMSP F12–F15 (<http://cedar.openmadrigal.org/list>) на L -оболочке, которая соответствует измерениям ИНТЕРБОЛа-1, разница в MLT составляла не более 4-х ч, максимальная разница в UT составляла 2 ч. Средние значения отличия по временам MLT и UT составляли 1.4 ч и 45 мин, соответственно. Разницы между южным и северным полушариями не делалось. Если находилось несколько подходящих измерений в ионосфере, выбиралась температура электронов в ближайшей по времени и пространству точке к подножию силовой линии, на которой проводились измерения в плазмосфере.

Из рисунка 5а виден общий тренд увеличения отношения температур с расстоянием от Земли в экваториальной плоскости, но одновременно очевидно разделение данных по годам на 2 ветви. Отношение температур протонов в плазмосфере к температуре электронов в верхней ионосфере в годы высокой солнечной активности (рис. 5б) 1999–2000 г. растет с L гораздо быстрее, чем в годы низкой солнечной активности 1995–1997 г. Отношения температур, рассмотренные ранее по данным МАГИОНа-5, полученным в 1999–2001 г. для $L = 2.5–2.8$ и $L = 3.0–3.1$ (рис. 3 в работе [Kotova et al., 2008]) соответствуют аналогичным отношениям, полученным по данным

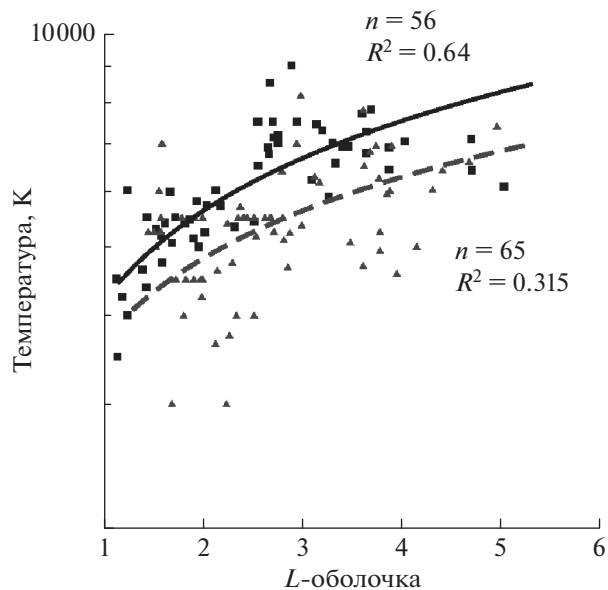


Рис. 4. Зависимость температуры протонов, измеренной на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 в плоскости магнитного экватора плазмосферы, для двух интервалов MLT: дневные часы 09.00–18.00 (квадратики) и ночные часы 21.00–06.00 (треугольники). Соответствующие степенные аппроксимации: для точек – сплошная линия, для треугольников – пунктирная линия.

ИНТЕРБОЛа-1 в годы высокой солнечной активности (звездочки на рис. 5а).

Тесная связь температуры в плазмосфере с температурой в ионосфере, а точнее с освещенностью ионосферы Солнцем, была продемонстрирована в работе [Kotova et al., 2014]. Тем не менее, приведем рис. 6, наглядно показывающий, что температура протонов в плазмосфере связана с освещенностью ионосферы в ближайшем основании силовой линии, на которой проводились измерения в плазмосфере, и не зависит от освещенности дальнего основания силовой линии. На рисунке 6 показаны температуры протонов, рассчитанные по данным спутника ИНТЕРБОЛ-1 и усредненные по 5-градусным интервалам зенитного угла основания силовой линии в ионосфере на высоте 200 км. На рисунке 6а рассматривается зенитный угол основания силовой линии, ближайшего к тому месту на силовой линии, где проводились измерения в плазмосфере ($zen1$). На рисунке 6б рассматривается зависимость от зенитного угла дальнего основания ($zen2$). Видно, что с уменьшением $zen1$ и приближением к области оптической тени в ближайшем основании силовой линии температура в плазмосфере уменьшается, напротив, от $zen2$ температура протонов в плазмосфере не зависит.

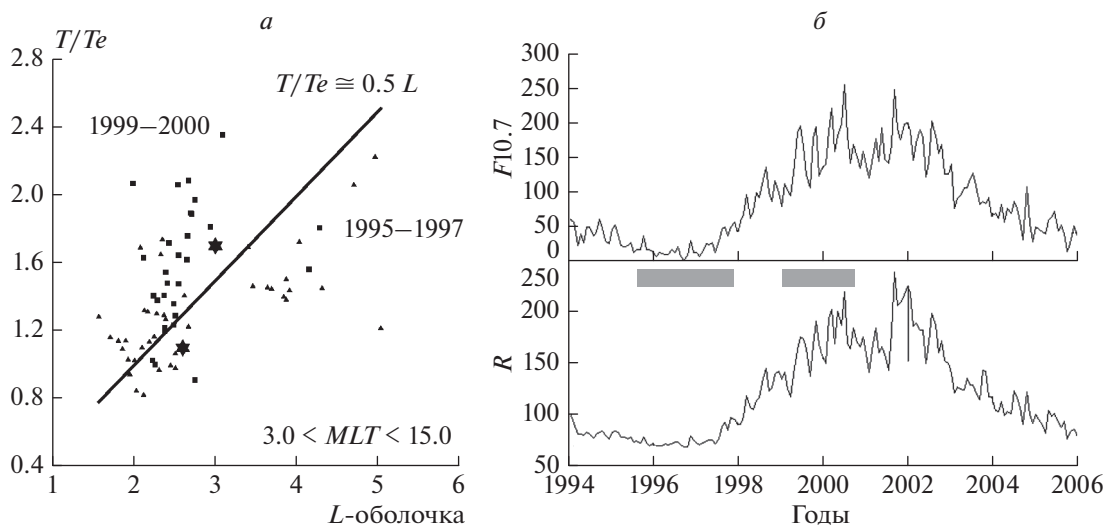


Рис. 5. (а) Изменение отношения температуры протонов, измеренной на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 в плоскости магнитного экватора плазмосферы, к температуре электронов в верхней ионосфере по данным спутников DMSP F12–15 (<http://cedar.openmadrigoal.org/list>) в зависимости от L в 1995–1997 г. (треугольники) и в 1999–2000 г. (квадратики). Сплошная линия – общая аппроксимационная зависимость. (б) Вариации числа солнечных пятен R и индекса $F10.7$ (10^{-22} Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$) в 1994–2005 г. (OMNIWeb Data Explorer (nasa.gov)). Серые прямоугольники на рис. 5б отмечают периоды измерений в плазмосфере на спутнике ИНТЕРБОЛ-1.

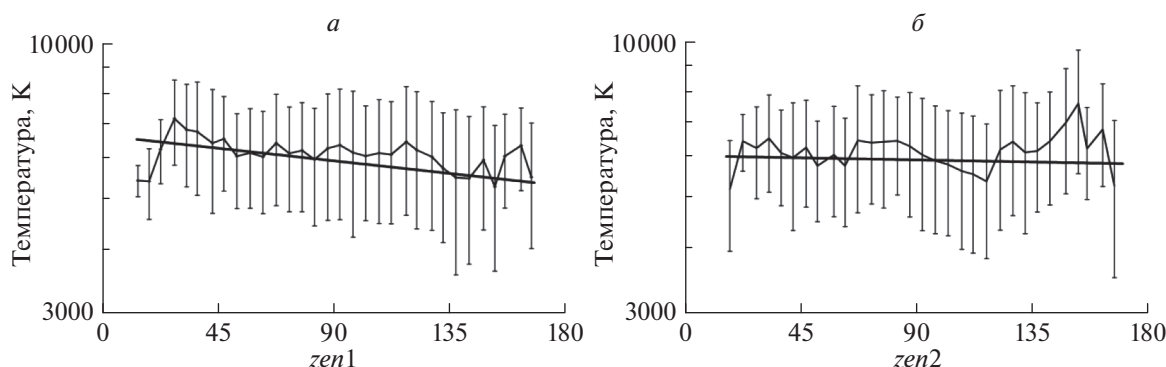


Рис. 6. Изменение средней температуры протонов (ломаные линии), измеренной на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 в плазмосфере, в зависимости от зенитных углов основания силовой линии, на которой проводились измерения в ионосфере на высоте 200 км над Землей: (а) – зависимость от зенитного угла основания силовой линии, ближайшего к точке измерения, (б) – от зенитного угла дальнего основания силовой линии. Прямые линии – аппроксимирующие зависимости.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Простую зависимость (1) плотности протонов в плоскости геомагнитного экватора от расстояния до центра Земли (L -оболочки) необходимо сравнить с полученными ранее эмпирическими зависимостями (рис. 7). При этом следует иметь в виду, что подавляющее большинство количественных зависимостей строились для плотности электронов в плазмосфере. Сопоставлять эти зависимости с распределением плотности протонов можно предполагая квазинейтральность плазмы и, строго говоря, только зная состав ионов в плазмосфере. Данные спутника DE-1 позволили оце-

нить ионный состав плазмосферы [Comfort et al., 1988; Craven, 1997]. Было показано, что на расстояниях от Земли больше двух ее радиусов в экваториальной плоскости содержание однозарядного гелия постепенно уменьшается, начиная с величин 10–20% от содержания ионов водорода, а содержание альфа-частиц и более тяжелых ионов составляет от долей до нескольких процентов. Аналогичные оценки содержания ионов гелия и кислорода в плазмосфере были получены по данным космических миссий CLUSTER и IMAGE [Darrouzet et al., 2009]. Таким образом, оцениваемая по волновым измерениям плотность элект-

тронов может превышать плотность протонов на 10–20%.

В работе [Carpenter, Anderson, 1992] выражением $N_e = 10^{(-0.3145L + 3.9043)}$ был аппроксимирован “профиль насыщения” плазмосферы, который определялся для геомагнитной широты в пределах 30° от экваториальной плоскости $-30^\circ < \lambda < 30^\circ$ в условиях длительного геомагнитно спокойного периода. Рассматривались гладкие бесструктурные профили и такие, в которых при $L = 3$ плотность была больше 1000/1.5. Естественно, вследствие специального отбора профилей плотности, полученный средний профиль плотности насыщения электронов более пологий, чем полученный в настоящей работе и других работах, и оцененная плотность насыщения близка к максимальной на данных магнитных оболочках.

По волновым данным спутника CRRES [Sheeley et al., 2001] для плотности электронов в плазмосфере в интервале $3 < L < 7$ была получена следующая формула: $N_e = 1390(3/L)^{4.8} \pm 440(3/L)^{3.6}$. Относятся ли рассматриваемые данные к плазмосфере или к области провала определялось по величине плотности на данной L -оболочке. Плотности выше выбранного критерия — $N_k = 10(6.6/L)^4$ — считались относящимися к плазмосфере, ниже к провалу. Это означает, что некоторая зависимость от L предполагалась с самого начала. По-видимому, пограничный слой плазмосферы относился иногда к плазмосфере, иногда к внешней области провала.

При анализе данных волнового эксперимента PWI на космическом аппарате POLAR плотность электронов, полученная вдали от экваториальной плоскости, переносилась на экватор с использованием выведенной авторами ранее формулы для изменения плотности вдоль магнитной силовой линии [Denton et al., 2004]. Рассматривались данные на $L > 2.5$ и разделялись на принадлежащие плазмосфере или “провалу” — области за плазмосферой — визуально. При этом профили с постепенно спадающей плотностью принимались за плазмосферные, если на больших расстояниях от Земли $L > 3$ плотность электронов была выше 300 см^{-3} . Такой отбор профилей в плазмосфере приводит к завышению плотности электронов в области $L \sim 3$.

На рис. 7 показана также зависимость, полученная [Verube et al., 2005] с помощью наземных волновых экспериментов. Эта зависимость соответствует нижней границе профиля [Sheeley et al., 2001]. Представленный на рис. 2 и 7 средний профиль плотности протонов по измерениям на космическом аппарате ИНТЕРБОЛ-1 в плоскости геомагнитного экватора проходит при $2 < L < 4$ несколько ниже профилей плотности электронов. По-видимому, отличие связано, главным образом, с различными методиками отбора данных, а

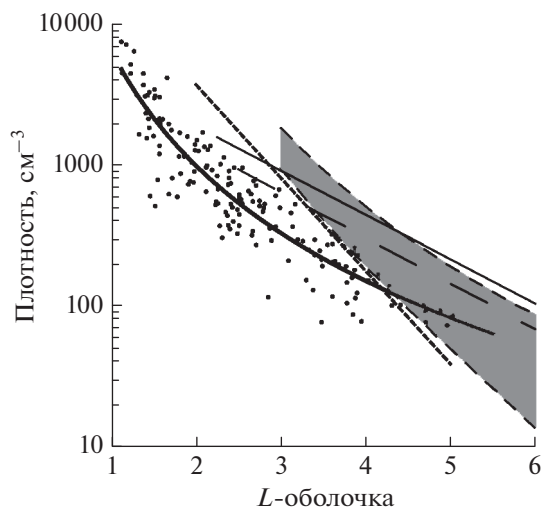


Рис. 7. Сравнение зависимости плотности протонов от L , измеренной на спутнике ИНТЕРБОЛ-1 в плоскости магнитного экватора плазмосферы (точки и сплошная жирная кривая (1)), с аналогичными зависимостями для плотности электронов. Сплошная тонкая линия — плотность насыщения, оцененная [Carpenter, Anderson, 1992], штриховые линии ограничивают область плотности электронов, полученную [Sheeley et al., 2001], линия из длинных штрихов — зависимость [Denton et al., 2004], пунктирная линия — зависимость [Verube et al., 2005].

также с различными способами переноса в экваториальную плоскость данных, полученных вне этой плоскости. Нельзя также забывать об отличии значений плотности электронов от плотности ионов из-за изменяющегося ионного состава плазмосферы. И, наконец, до сих пор не существовало эмпирических моделей, описывающих весь профиль плотности плазмосферной плазмы в плоскости геомагнитного экватора, начиная с высот $\sim 1200 \text{ км}$ ($L \sim 1.2$). Рассматривались данные за весь длительный период работы спутника и, конечно, полученный средний профиль относился к периодам низкой и умеренной магнитной активности.

По данным о температуре протонов, несмотря на большой разброс значений, в плоскости магнитного экватора определены два профиля (2) и (3), относящиеся к изменению дневной и ночной температуры протонов с расстоянием от Земли, соответственно. Эти профили показывают, что скорость роста температуры протонов практически не зависит от времени суток, но значение температуры днем в среднем выше, чем ночью.

Вариации температуры протонов в плазмосфере указывают на прямую связь с температурой электронов в ионосфере и на влияние освещенности ионосферы. Кулоновская длина свободного пробега электронов $\lambda_e = 1.3 \times 10^5 \ln(\Lambda)^{-1} T_e^2 N_e^{-1} \text{ см}$, где T_e и N_e — температура (К) и плотность элект-

тронов (см^{-3}), кулоновский логарифм $\ln(\Lambda) \approx 15-20$. В плазмосфере, кроме ее внешних областей ($L > \sim 5$), λ_c меньше длины силовой линии и плазму надо рассматривать, как столкновительную. Поэтому температуру ионов в плазмосфере главным образом определяют кулоновские столкновения электронов и ионов.

В работе [Kotova et al., 2008] по данным МАГИОНа-5 сравнивалось отношение температуры протонов в плазмосфере к температуре электронов в верхней ионосфере для двух диапазонов L : $2.5 < L < 2.8$ и $3 < L < 3.1$. Было показано, что температура протонов в экваториальной плоскости внутренней плазмосферы при $L = 2.5-2.8$ не более, чем на 20% превышает температуру электронов в верхней ионосфере на тех же L -оболочках при всех MLT , кроме послеполуночно-вечернего сектора. Однако на $L = 3.0-3.1$ и геомагнитной широте $\lambda \approx 15^\circ$ температура протонов в плазмосфере уже на 60–70% превышает температуру электронов в основании силовых линий в верхней ионосфере. Измерения на МАГИОНе-5 проводились в годы высокой солнечной активности 1999–2001 г. и разница в отношениях температур соответствует, показанной на рис. 5 для 1999–2000 г. по данным ИНТЕРБОЛа-1.

Дополнительно влияние температуры ионосферы на температуру плазмосферы видно из рис. 6, причем влияние на температуру плазмосферы оказывает температура ионосферы в ближайшем основании силовой линии.

6. ВЫВОДЫ

Получена формула для изменения плотности протонов с расстоянием от центра Земли во всей плазмосфере в плоскости геомагнитного экватора. Подтверждено, что плотность протонов в плазмосфере не зависит от местного локального времени.

В плоскости геомагнитного экватора получены количественные оценки возрастания температуры тепловых протонов с удалением от Земли, при этом, ожидаемо, в темное время суток температура протонов в среднем ниже на 15–20%, чем в светлое время. Скорость роста температуры протонов практически не зависит от времени суток.

Отношение температуры ионов в плазмосфере к температуре электронов верхней ионосферы возрастает с величиной L . В годы высокой солнечной активности рост указанного отношения температур происходит быстрее, чем в годы низкой активности.

Температура в плазмосфере определяется освещенностью ионосферы в ближайшем основании силовой линии и не зависит от освещенности противоположного полушария.

Количественные характеристики зависимости параметров протонов от расстояния до Зем-

ли в плоскости магнитного экватора можно использовать для анализа различных физических процессов в околоземной плазме.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны организаторам и создателям за возможность использования базы данных по параметрам солнечного ветра и индексам солнечной активности OMNIWeb Data Explorer (nasa.gov) и баз данных параметров ионосферы (<http://cedar.openmadrigal.org/list>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Безруких В.В., Барабанов Н.А. и др. Исследование малоэнергичной плазмы на борту Хвостового и Аврорального зондов: Аппаратура и предварительные результаты // Космич. исслед. Т. 36. С. 33–41. 1998.
- Котова Г.А. Плазмосфера Земли. Современное состояние исследований // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 47. № 4. С. 1–16. 2007.
- Веригин М.И., Котова Г.А., Безруких В.В., Акеньтиева О.С. Восстановление распределения плотности протонов в плазмосфере Земли по измерениям вдоль орбиты спутника ИНТЕРБОЛ-1 // Геомагнетизм и аэронавигация Т. 52. № 6. С. 763–768. 2012.
- Котова Г.А., Веригин М.И., Безруких В.В. Использование физического моделирования для выбора адекватного метода определения положения плазмопаузы // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 57. № 4. С. 409–417. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017040101>
- Berube D., Moldwin M.B., Fung S.F., Green J.L. A plasmaspheric mass density model and constraints on its heavy ion concentration // J. Geophys. Res. V. 110. A04212. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010684>
- Carpenter D.L., Remote sensing the Earth's plasmasphere // Rad. Sci. Bull. 308. P. 13–29. 2004.
- Carpenter D.L., Anderson R.R. An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 97. P. 1097–1108. 1992. <https://doi.org/10.1029/91JA01548>
- Carpenter D., Lemaire, J. The plasmasphere boundary layer. Ann. Geophys. V. 22. No. 12. P. 4291–4298. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-4291-2004>
- Comfort, R.H. Plasmasphere thermal structure as measured by ISEE-1 and DE-1 // Adv. Space Res. V.6. P. 31–40. 1986. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(86\)90314-5](https://doi.org/10.1016/0273-1177(86)90314-5)
- Comfort R.H. Thermal structure of the plasmasphere // Adv. Space Res. V. 17. P. (10)175–(10)184. 1996. <https://doi.org/10.1134/S0010952506050042>
- Comfort R.H., Newberry I.T., Chappell C.R. Preliminary statistical survey of plasmaspheric ion properties from observations by DE 1/RIMS // Geophys. monograph series – Modeling Magnetospheric plasma. V. 44. P. 107–114. 1988.
- Craven P.D., Gallagher D.L., Comfort R.H. Relative concentration of He+ in the inner magnetosphere as observed by the DE 1 retarding ions mass spectrometer // J. Geophys. Res. V. 102. № A2. P. 2279–2289. 1997. <https://doi.org/10.1029/96JA02176>

- *Darrouzet F., Gallagher D.L., André N. et al.* Plasmaspheric Density Structures and Dynamics: Properties Observed by the CLUSTER and IMAGE Missions // *Space Sci. Rev.* V. 145. P. 55–106. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9438-9>
- *Denton R.E., Meniotti J.D., Goldstein J., Young S.L., Anderson R.R.* Electron density in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 109. A09215. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010245>
- *Gurnett D.A., Persoon A.M., Randall R.E et al.* The POLAR Plasma Wave Instrument // *Space Sci. Rev.* V. 71. P. 583. 1995.
- *Kotova G.A., Bezrukikh V.V., Verigin M.I., Lezhen L.A.* Temperature and density variations in the dusk and dawn plasmasphere as observed by INTERBALL–TAIL in 1999–2000 // *J. Adv. Space Res.* V. 30. P. 1831–1834. 2002a.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00458-1](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00458-1)
- *Kotova G.A., Bezrukikh V.V., Verigin M.I., Lezhen L.A., Barabanov N.A.* Interball 1 / Alpha 3 cold plasma measurements in the evening plasmasphere: quiet and disturbed magnetic conditions // *J. Adv. Space Res.* V. 30. P. 2313–2318. 2002b.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)80256-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)80256-3)
- *Kotova G., Bezrukikh V., Verigin M., Smilauer J.* New aspects in plasmaspheric ion temperature variations from INTERBALL 2 and MAGION 5 measurements // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* V. 70. № 2–4. P. 399–406. 2008.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.054>
- *Kotova G.A., Verigin M.I., Bezrukikh V.V.* The effect of the Earth’s optical shadow on thermal plasma measurements in the plasmasphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 120. P. 9–14. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.08.013>
- *Kotova G.A., Verigin M.I., Bezrukikh V.V.* Physics-based reconstruction of the 3-D density distribution in the entire quiet time plasmasphere from measurements along a single pass of an orbiter // *J. Geophys. Res. Space Physics.* V. 120. P. 7512–7521. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021281>
- *Kotova G., Verigin M., Lemaire J., Pierrard V., Bezrukikh V., Smilauer J.* Experimental study of the plasmasphere boundary layer using MAGION 5 data // *J. Geophys. Res.* V. 123. P. 1251–1259. 2018.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024590>
- *Park C.G., Carpenter D.L., Wiggins D.B.* Electron density in the plasmasphere: whistler data on the solar cycle, annual, and diurnal variations // *J. Geophys. Res.* V. 83. P. 3137–3144. 1978.
<https://doi.org/10.1029/JA083iA07p03137>
- *Pierrard V., Goldstein J., André N., Jordanova V.K., Kotova G.A., Lemaire J.F., Liemohn M.W., Matsui H.* Recent progress in physics-based models of the plasmasphere // *Space Sci. Rev.* V. 145. P. 193–229. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9480-7>
- *Reinisch B. W., Haines D.M., Bibl K. et al.* The radio plasma imager investigation on the IMAGE spacecraft // *Space Sci. Rev.* V. 91. P. 319. 2000.
<https://doi.org/10.1023/A:1005252602159>
- *Reinisch B.W., Moldwin M.B., Denton R.E., Gallagher D.L., Matsui H., Pierrard V., Tu J.* Augmented empirical models of plasmaspheric density and electric field using IMAGE and CLUSTER data // *Space Sci. Rev.* V. 145. P. 231–261. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9481-6>
- *Sheeley B.W., Moldwin M.B., Rassoul H.K., Anderson R.R.* An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations // *J. Geophys. Res.* V. 106(A11). P. 25631–25641. 2001.
<https://doi.org/10.1029/2000JA000286>

УДК 550.385.37

ОТКЛИК ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА НА АТМОСФЕРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

© 2022 г. О. Н. Савина^{1, *}, П. А. Беспалов^{1, 2, **}¹Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики” (НИУ ВШЭ),
г. Нижний Новгород, Россия²Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), г. Нижний Новгород, Россия

*e-mail: onsavina@mail.ru

**e-mail: pbespalov@mail.ru

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 28.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассматривается влияние слабых внешних воздействий, связанных с инфразвуковыми волнами в ионосфере, на работу плазменного магнитосферного мазера. Показано, что если частота инфразвуковых волн близка к частоте собственных колебаний плазменного магнитосферного мазера, то в радиационных поясах могут возбуждаться квазипериодические (QP) электромагнитные излучения ОНЧ-диапазона с периодами повторения спектральных форм 10–300 с. Выяснено, что одной из возможных причин этого явления может стать модуляция добротности магнитосферного резонатора за счет изменения коэффициента отражения свистовых волн от ионосферы сверху атмосферными инфразвуковыми волнами. Для естественных атмосферных источников инфразвуковых возмущений с горизонтальными масштабами порядка 100 км проведены модельные расчеты глубины модуляции плотности энергии электромагнитных волн в трубке магнитного поля. Получено, что в утренней и дневной субавроральной магнитосфере даже слабые внешние воздействия приводят к появлению сигналов с достаточно большой глубиной модуляции (десятки процентов).

DOI: 10.31857/S001679402205011X

1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих случаях плазменный магнитосферный мазер (ПММ) в утренней и дневной субавроральной магнитосфере представляет собой высокодобротную колебательную систему, ответственную за возбуждение квазипериодических электромагнитных излучений ОНЧ-диапазона с периодами повторения спектральных форм 10–300 с. Сравнительно плотная замагниченная плазма и торцы ловушки образуют резонатор для ОНЧ-волн свистового диапазона, активным веществом служат высокоэнергичные электроны с энергией порядка 40 кэВ. Источник частиц играет роль накачки, а инверсия населенностей, связанная с поперечной анизотропией функции распределения энергичных электронов, обеспечивает циклотронную неустойчивость электромагнитных волн [Беспалов и Трахтенгерц, 1986]. Наличие у радиационных поясов собственной частоты, отвечающей периодическим процессам накопления энергичных частиц в радиационных поясах и их высывания в ионосферу во время импульсов электромагнитного излучения, является первопричиной квазипериодических ОНЧ-излучений. Эти излучения (их принято называть QP-излучениями) с

частотами в несколько килогерц обычно наблюдаются в утреннем и дневном секторах внутренней магнитосферы и имеют период повторения спектральных форм от нескольких секунд до нескольких минут (см., например, [Sato, Kokubun, 1980; Smith et al., 1998; Engebretson et al., 2004]). Они регистрируются как на космических аппаратах Cluster, Van Allen probes и THEMIS, например, [Hayosh et al., 2013; Titova et al., 2015; Nemes et al., 2016a, b], так и при наземных наблюдениях, например, [Маннинен и др., 2012; Manninen et al., 2013]. Во многих случаях наблюдения показывают одновременное появление модулированных шумовых излучений, геомагнитных пульсаций и высываний частиц в сопряженных областях ионосферы, например, [Распопов и Клейменова, 1977]. Такого типа свойства характерны для QP 1 излучений, вероятно, обусловленных изменениями инкремента циклотронной неустойчивости геомагнитными пульсациями сжатия.

Наряду с описанными выше, в ряде случаев наблюдаются QP 2 излучения с более четким повторением спектральных форм, не сопровождающиеся геомагнитными пульсациями. Природа таких излучений, вероятнее всего, связана с не-

устойчивостью стационарного состояния радиационных поясов [Беспалов, 1981] и развитием в них автоколебательного процесса [Bespalov, 1982].

Целью данной работы является изучение возможности резонансного влияния слабых внешних воздействий, обусловленных атмосферными инфразвуковыми возмущениями, на процессы в плазменном магнитосферном мазере. Обсуждается эффективность периодического воздействия на добротность магнитосферного резонатора электромагнитных волн ОНЧ-диапазона. В рамках модельных расчетов рассматривается долготная зависимость глубины модуляции плотности энергии электромагнитных волн в трубке магнитного поля.

2. ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДИНАМИКУ ПММ

Плазменный магнитосферный мазер представляет собой квазизамкнутую подсистему магнитосферы, в которой реализуется взаимодействие на циклотронном резонансе электронов радиационных поясов с электромагнитными волнами свистового диапазона. В утренней и дневной магнитосфере в этой подсистеме возможно существование слабозатухающих колебаний реализующихся по следующему сценарию: накопление энергичных частиц под действием источника обеспечивает достижение порога циклотронной неустойчивости; после этого происходит нарастание плотности энергии свистовых волн и, если добротность магнитосферного резонатора не очень велика, накопление частиц продолжается и их содержание превосходит стационарный уровень, при котором действие источника частиц компенсируется их высыпанием в ионосферу. После этого усиливаются высыпания в ионосферу, уменьшается число энергичных частиц, электромагнитные волны затухают, и система возвращается к состоянию, близкому к исходному.

В простейших случаях, когда мощность источников энергичных электронов сравнительно небольшая и по угловой зависимости совпадает с первой собственной функцией оператора квазилинейной пичч-угловой диффузии, анизотропия функции распределения и средняя частота электромагнитного излучения практически не меняются со временем. Тогда динамика сравнительно медленных процессов в ПММ описывается следующей системой уравнений балансного типа [Беспалов и Трахтенгерц, 1986]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \Omega_d \frac{\partial N}{\partial \psi} = -\delta(\psi) \varepsilon N - \frac{N}{T_l(\psi)} + J(\psi), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = h(\psi) \varepsilon N - v_{\text{eff}}(\psi) \varepsilon + a(\psi). \quad (2)$$

Здесь N – содержание энергичных электронов в трубке магнитного поля с единичным сечением на уровне ионосферы; $J(\psi)$ – мощность источников частиц в этой трубке, ψ – азимутальный угол; ε – средняя плотность энергии свистовых волн в трубке магнитного поля; T_l – среднее время жизни энергичных электронов в магнитной ловушке без учета влияния циклотронной неустойчивости; $v_{\text{eff}} = 2|\ln R|T_g^{-1}$ – декремент затухания свистовой волны, R – коэффициент отражения от ионосферы сверху; T_g – время группового распространения свистовых волн в магнитосферном резонаторе; Ω_d – средняя угловая скорость дрейфа электронов из-за неоднородности и кривизны магнитного поля; a – локальная мощность других возможных источников свистовых электромагнитных волн, связанных, например, с молниевыми разрядами в атмосфере.

Внутри плазмосферы обычно выполнено неравенство $\beta_* = (\omega_{pL}V/\omega_{BL}c)^2 \gg 1$, тогда значения δ и h можно оценить с помощью соотношений $\delta = \omega_{BL}/B_L^2$, $h = \omega_{BL}/(n_{pL}\sigma l)$, где L – параметр магнитной оболочки; ω_B и ω_p – циклотронная и плазменная частоты электронов; V – характерная скорость энергичных электронов; B_L – магнитное поле в вершине магнитной трубки; n_p – концентрация холодной плазмы; σ – пробочное отношение; l – длина магнитной трубки между сопряженными областями ионосферы.

Ограничимся рассмотрением сравнительно медленных и крупномасштабных внешних воздействий, таких, что выполнены неравенства $\Omega T_b \ll 1$, $\Omega T_g \ll 1$, $\Delta r/R_0 \leq 1$, $\Omega \sim \Omega_J$, где Ω и Δr – частота и пересчитанный на экваториальное сечение пространственный масштаб внешнего воздействия; T_b – период баунс-осцилляций; T_g – период группового распространения свистовых волн между сопряженными областями ионосферы; R_0 – радиус Земли. Анализ уравнений плазменного магнитосферного мазера вблизи состояния равновесия приводит к формулам для частоты колебаний [Беспалов, Трахтенгерц, 1986]

$$\Omega_J = (hJ)^{1/2}, \quad (3)$$

и декремента их затухания

$$v_J = hJ/2v_{\text{eff}}. \quad (4)$$

Для рассматриваемой нами задачи в утренней и дневной магнитосфере часто выполняется условие $v_J \ll \Omega_J$, т.е. характерное время затухания релаксационных колебаний много больше их периода. Для типичных условий в дневной магнитосфере период внешних воздействий, которые могут рассчитывать на резонансный отклик, ле-

жит в интервале от 10 до 300 секунд, а это характерные временные масштабы инфразвуковых волн, которые наблюдаются на ионосферных высотах.

Резонансное влияние на динамику плазменного магнитосферного мазера могут оказать сравнительно малые внешние воздействия, модифицирующие величины h и v_{eff} в усредненном уравнении переноса (2):

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = h \left(1 + \mu_1 \frac{b(t, \psi)}{B_L} \right) \varepsilon N - v_{\text{eff}} \left(1 - \mu_2 \frac{r(t, \psi)}{R} \right) \varepsilon + a(\psi). \quad (5)$$

Здесь в первом порядке теории возмущений учтено, что h и v_{eff} зависят от магнитного поля и коэффициента отражения от ионосферы сверху, $b(t, \psi)$ – возмущение полного магнитного поля $B_L + b$ в вершине силовой трубки магнитного поля; $\mu_{1,2} \sim 1$ – числовые коэффициенты; $r(t, \psi)$ – возмущение за счет внешнего воздействия коэффициента отражения $R + r$ свистовых волн от ионосферы сверху. Вопросы модуляции инкремента циклотронной неустойчивости при изменении величины h тщательно изучались как экспериментально, так и теоретически, например, [Беспалов и Клейменова, 1989] при рассмотрении формирования излучений *QP 1*, обусловленных гидромагнитными волнами сжатия в магнитосфере. В соответствии с уравнением (5) столь же эффективное воздействие на динамику ПММ может оказывать изменение декремента затухания v_{eff} , которое мы рассмотрим ниже. Отметим, что для управления режимами работы лабораторных лазерных систем широко используется именно модуляция добротности резонатора [Ханин, 1999].

3. МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА ИНФРАЗВУКОВЫМИ ВОЛНАМИ

Рассмотрим основные направления совершенствования пошаговой модели влияния атмосферных инфразвуковых волн на условия возбуждения электромагнитных излучений свистового диапазона в магнитосфере, которая была сформулирована в работах [Bespalov et al., 2003; Bespalov and Savina, 2012].

3.1. Инфразвуковые волны в атмосфере

В настоящее время на основании многочисленных экспериментальных и теоретических исследований установлено, что на высотах ионосферы существуют инфразвуковые возмущения интересующих нас временных и пространствен-

ных масштабов, например, [Hines, 1972; Lay and Shao, 2011; Nishioka et al., 2013; Pilger et al., 2013]. Опубликованы данные о возмущениях полной электронной концентрации ионосферы с периодами менее пяти минут, коррелирующих с наземными источниками, обусловленными землетрясениями, вулканами и наземными взрывами [Dautermann et al., 2009; Liu et al., 2011].

При решении задачи о распространении акустико-гравитационных волн с периодами от 10 до 300 с возникает ряд трудностей. Основными представляются учет реалистичных высотных профилей параметров атмосферы указанных масштабов и нелинейность, связанная с экспоненциальным ростом возмущения скорости с высотой. В работах [Савина и Беспалов, 2014; Bespalov and Savina, 2015] авторами была показана возможность фильтрации акустико-гравитационных волн из-за неоднородности температурного профиля. Эффект проявляется при достижении волной уровня, на котором для инфразвука с частотой Ω и горизонтальным волновым вектором k_{\perp} выполняется условие: $k_{\perp} = \Omega/c_s$, где c_s – скорость звука. Этот эффект подтверждает возможность накопления энергии инфразвуковых волн на высотах области *D* и *E* ионосферы и образование волноводных каналов. Используя подход, применяемый в этих работах, мы провели численный анализ, выбирая высотные профили температуры атмосферы и вязкости в соответствии с моделью MSIS-E-90 [Hendin, 1991]. На рисунке 1а представлены зависимости характерных параметров акустико-гравитационных волн от высоты, построенные в соответствии с этой моделью (15:00 UT 10.08.2012 в области 65° N, 45° E). Результаты расчета зависимости амплитуды возмущения вертикальной скорости $|W|$ и давления $|P|$ от вертикальной координаты z приведены на рис. 1б (в подписи к рисунку нулевой индекс отмечает значение величины на поверхности Земли, ρ_0 – плотность невозмущенной атмосферы на поверхности Земли). При расчетах использовалась формальная замена переменных для возмущения вертикальной скорости $w = |W(z)| \exp\left(\int dz/2H + ik_{\perp}x - i\Omega t\right)$ и возмущения давления $p = |P(z)| \exp\left(-\int dz/2H + ik_{\perp}x - i\Omega t\right)$, где H – высота однородной атмосферы, x – горизонтальная координата. Расчет с учетом вязкости проводился по методике, предложенной в работе [Савина и Беспалов, 2014]. Из рисунка видно, что для волны с периодом 150 с ($\Omega/\Omega_{g0} \approx 2.1$) и горизонтальным масштабом порядка 100 км фильтрацию можно ожидать на высоте порядка 160 км, где Ω_{g0} – значение частоты Брента–Вяйсяля на поверхности Земли, вычисленное для изотермической атмосферы. В этом

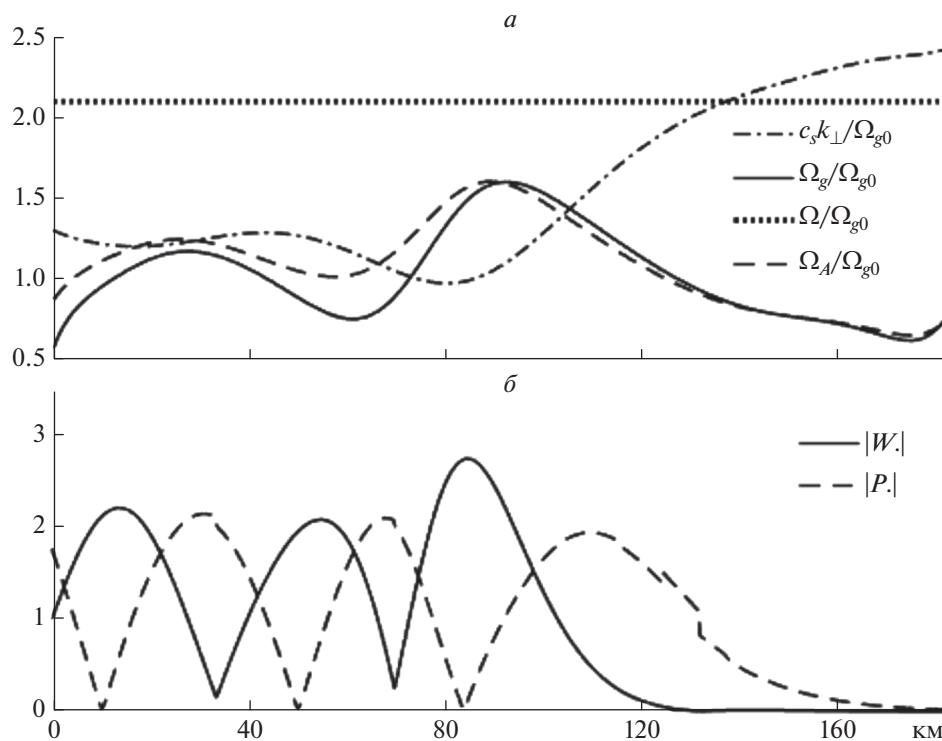


Рис. 1. Высотная зависимость нормированных: (а) — предельной акустической частоты Ω_A/Ω_{g0} (штриховая кривая), частоты Брандта Ваясяля Ω_g/Ω_{g0} (сплошная кривая), величин $c_s k_\perp/\Omega_{g0}$ (штрих-пунктирная кривая) и Ω/Ω_{g0} (пунктир); (б) — амплитуды волновых возмущений для вертикальной скорости $|W_*| = |W(z)|/|W_0|$ (сплошная кривая) и давления $|P_*| = |P(z)|/\rho_0 c_{s0}^2$ (штриховая кривая).

случае расположенный на Земле источник инфразвуковых возмущений формирует стоячую структуру до высот области E . Отметим, что высота уровня, на котором происходит фильтрация, определяется температурным профилем атмосферы и зависит от горизонтального масштаба и частоты инфразвука.

Есть еще одна возможность возникновения на ионосферных высотах атмосферных возмущений с частотой, близкой к частоте Ω_J — это обусловленная высокими градиентами температуры неустойчивость атмосферы в условиях, когда частота Брента–Ваясяля становится больше предельной акустической частоты [Савина, 2001].

3.2. Вариации электронной концентрации в ионосфере и модуляция добротности ПММ

Акустико-гравитационные волны, возникающие в результате естественных процессов, могут обеспечивать возмущения ионосферной плазмы. Для оценки возмущений концентрации электронов под действием инфразвука мы воспользуемся подходом, развитым в работах Б.Н. Гершмана [Гершман, 1974], предполагая, что ионосферная

плазма на высотах порядка 110 км представляет собой малую примесь в атмосферной среде. Для электронов и ионов записываются обычные уравнения двух-жидкостной квази-гидродинамики. Инфразвуковая волна входит в эти уравнения через соударения нейтралов с электронами и ионами. При оценке возмущения концентрации электронов n можно использовать уравнение [Bespalov and Savina, 2012]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{v_{in}^2 + \Omega_B^2 \cos^2 \chi}{v_{in}^2 + \Omega_B^2} \left(n w - D_a \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right\}. \quad (6)$$

Здесь v_{in} — частота соударений ионов с нейтралами; Ω_B — ионная циклотронная частота; χ — угол между магнитным полем и вертикалью; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; w — вертикальная скорость нейтральных частиц в инфразвуковой волне. Если предположить, что имеется бегущая по горизонтальной координате x неоднородная инфразвуковая волна $w(x, z, t) = A(z) \sin(\Omega t - k_\perp x)$ с амплитудой $A(z)$, то сравнительно малые вариации концентрации электронов определяются выражением

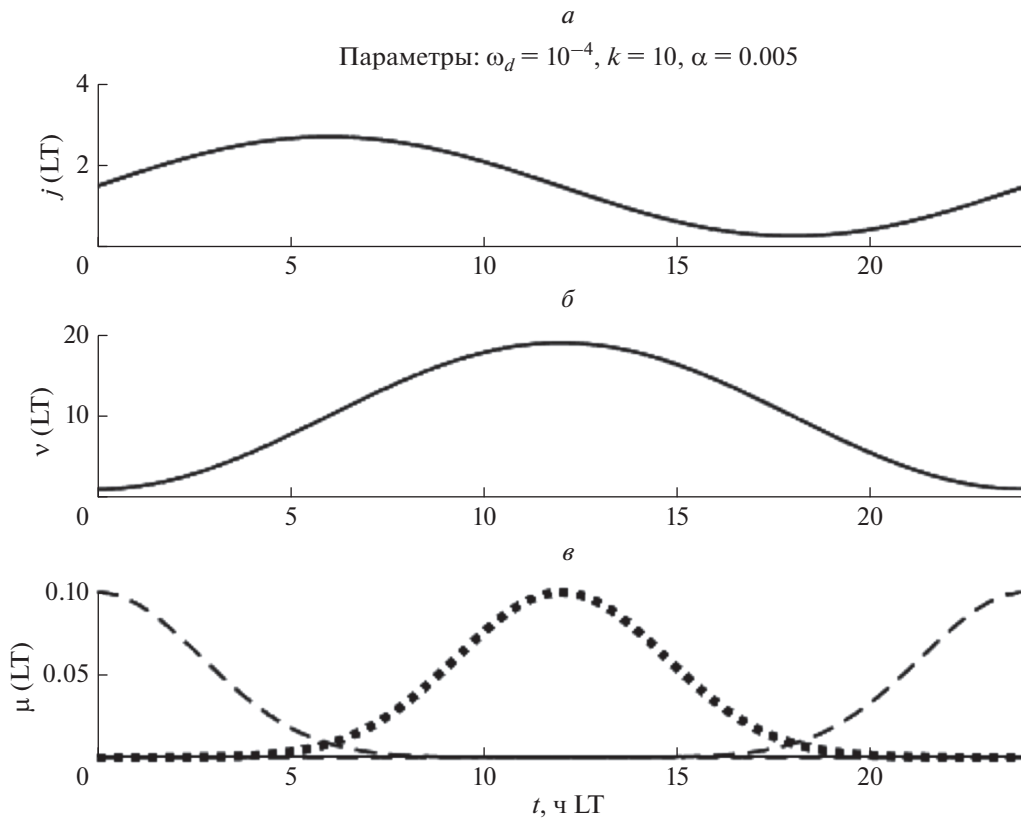


Рис. 2. Зависимость от местного времени мощности источников частиц в трубке магнитного поля (а), декремента затухания свистовой волны от местного времени (б) и амплитуды инфразвуковой волны (в).

$$\delta n = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_{in}^2 + \Omega_B^2 \cos^2 \chi}{v_{in}^2 + \Omega_B^2} n_0 A(z) \right) \cos(\Omega t - k_{\perp} x). \quad (7)$$

Модуляция будет более заметной в утренней ионосфере, где градиенты стационарной электронной концентрации больше, чем в дневной. Отметим, что в сравнительно длинной инфразвуковой волне происходит модуляция не только локальной концентрации, но и полного содержания электронов в ионосфере.

3.3. Модуляция коэффициента отражения свистовых волн от ионосферы инфразвуковыми волнами

Вернемся к системе уравнений (1) и (2), описывающих динамику сравнительно медленных процессов в ПММ, в которые входит усредненный декремент затухания свистовых волн ν_{eff} , который определяется выражением

$$\nu_{\text{eff}} = 2 |\ln R| T_g^{-1}, \quad (8)$$

где R – коэффициент отражения от ионосферы сверху; T_g – время группового распространения свистовых волн в магнитосферном резонаторе.

Хорошо известно, что в реальных условиях затухание свистовых волн в магнитосферном резонаторе определяется множеством факторов, например, рефракцией волн и затуханием в магнитной трубке. Однако стабильно важной причиной является затухание волн в ионосфере, которое определяет коэффициент отражения. В случае наличия слабых инфразвуковых возмущений в ионосфере для оценки коэффициента отражения $R + r$ падающих из магнитосферы по нормали электромагнитных волн можно воспользоваться соотношениями [Bespalov et al., 2003]

$$R \approx 1 - \frac{2\omega_p \omega^{1/2} H \nu_{\text{en}}}{c(\omega_B |\cos \chi|)^{3/2}}, \quad (9)$$

$$r \approx - \frac{\omega_p \omega^{1/2} \nu_{\text{en}}}{\Omega c(\omega_B |\cos \chi|)^{3/2}} A \cos \Omega t = -r_0 \cos \Omega t, \quad (10)$$

из которых следует, что коэффициент отражения испытывает модуляцию на частоте инфразвуковой волны. Как показал анализ и численные расчеты, свистовые волны эффективнее затухают в дневной ионосфере. Это связано с тем, что дневная нижняя граница ионосферы является менее резкой, чем ночная, и свистовые волны могут

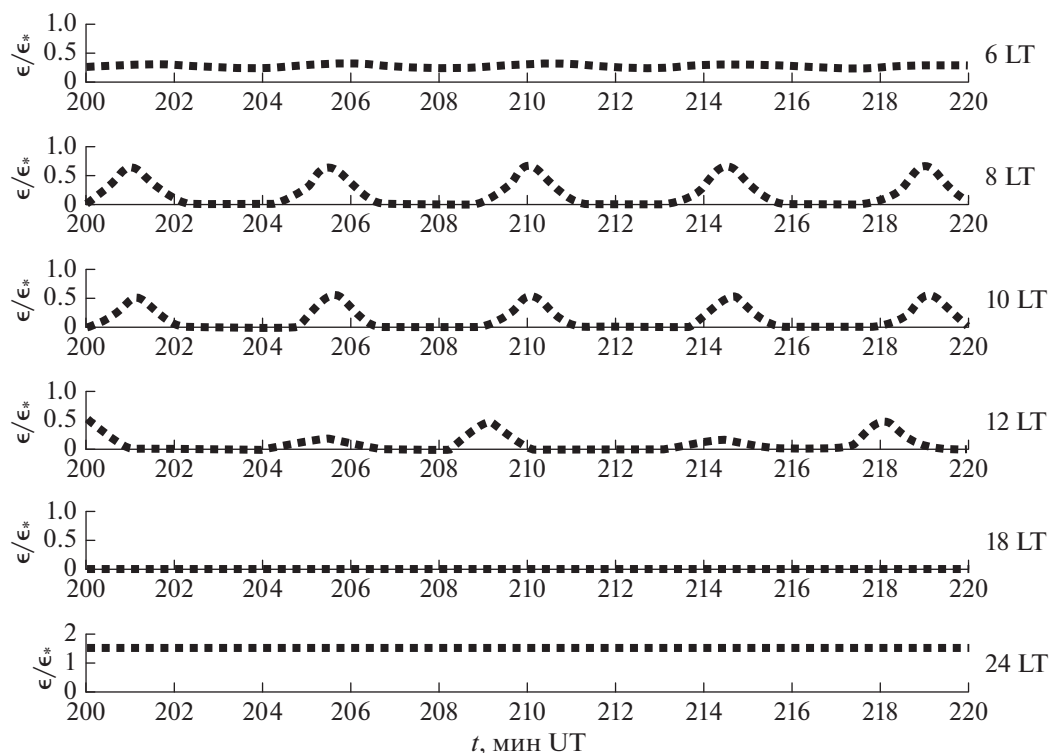


Рис. 3. Зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от времени (UT) в разные моменты местного времени (LT), если максимальная амплитуда инфразвуковых возмущений имеет место в полдень.

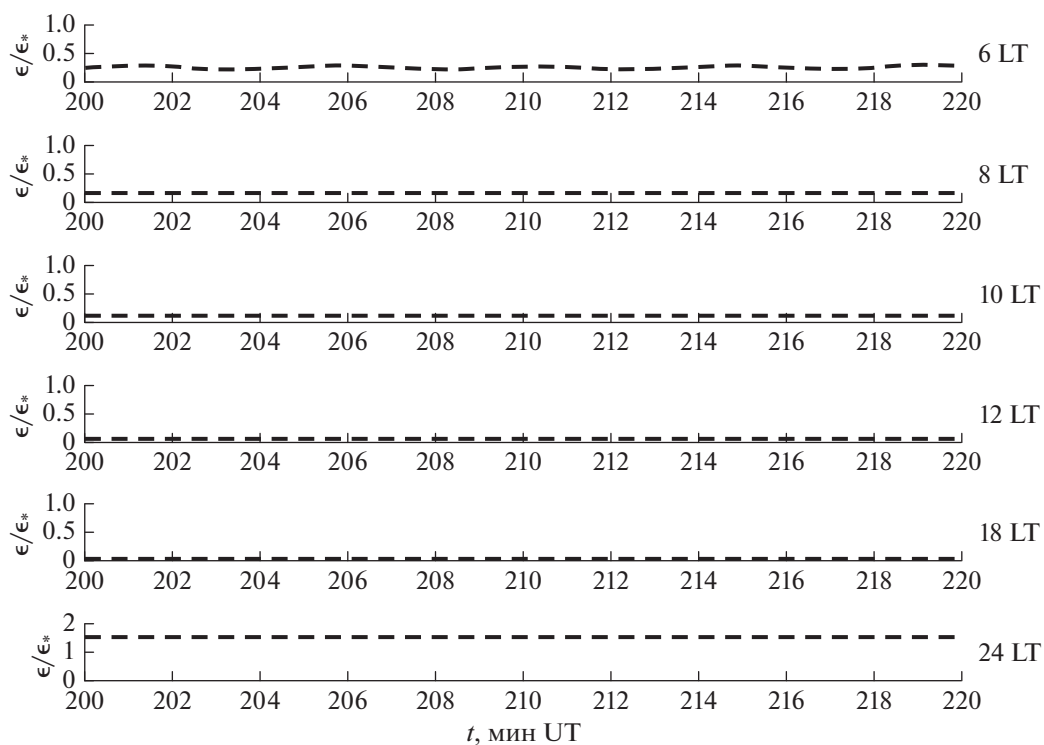


Рис. 4. Зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от времени (UT) в разные моменты местного времени (LT), если максимальная амплитуда инфразвуковых возмущений имеет место в полночь.

проникать в область сильного затухания, где $v_{en} \sim \omega_{Be}$. Для случая наклонного падения результаты расчета коэффициента отражения приведены в работах [Vespalov et al., 2018; Мизонова и Беспалов, 2021], на основании которых при разумных амплитудах инфразвуковой волны глубина модуляции логарифма коэффициента отражения от утренней ионосферы может меняться на величину порядка десяти–пятнадцати процентов.

3.4. Некоторые результаты численных расчетов

Запишем систему уравнений (1) и (2) для плазменного магнитосферного мазера в безразмерных переменных с учетом распространяющейся по долготе атмосферной инфразвуковой волны

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial \tau} = -\tilde{\epsilon} \tilde{N} - \frac{\tilde{N}}{\tau_0} + j - \omega_d \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \psi}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial \tau} = \tilde{\epsilon} \tilde{N} - v_* [1 + \mu \cos(\tau - k\psi)] \tilde{\epsilon} + \alpha, \quad (12)$$

где $\tau = \Omega t$, $\tau_0 = \Omega T_l$, $\omega_d = \frac{\Omega_d}{\Omega}$, $v_* = \frac{v_{eff}}{\Omega}$, $j = \frac{hJ}{\Omega^2}$, $\alpha = \frac{\delta a}{\Omega^2}$, $\tilde{N} = \frac{hN}{\Omega}$, $\tilde{\epsilon} = \frac{\epsilon}{\epsilon_*}$, $\epsilon_* = \frac{\Omega}{\delta}$, $\mu = \frac{r_0}{R}$.

При проведении численного анализа уравнений (11), (12) было учтено, что $\tau_0 \gg 1$, $j \sim 1$, $v_* \geq 1$, в установившемся режиме $\tau \gg 1$, в размерных величинах горизонтальная длина инфразвуковой волны принималась равной 100 км, локальная мощность других возможных источников свистовых электромагнитных волн выбиралась малой ($\alpha = 0.005$). В результате была получена и проанализирована зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от местного времени. Использованные в расчетах модельные зависимости от местного времени мощности источников энергичных частиц в трубке магнитного поля и декремента затухания свистовой волны представлены на рис. 2а, 2б. Для инфразвуковой волны отдельно рассматривались две возможности: максимум амплитуды инфразвуковой волны в полдень (точечная линия на рис. 2в) и в полночь (штриховая линия на рис. 2в). Зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от времени приведена на рис. 3 и 4. Из графиков, приведенных на рис. 3 видно, что даже малое инфразвуковое возмущение ($\mu < 0.1$) в дневной ионосфере может стать причиной сильной модуляции плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля в дневной и утренней магнитосфере, где мощность источников не существенна, а затухание электромагнитных волн в магнитосферном резонаторе значительно. Для аналогичных инфразвуковых возмущений в ночные часы, где затухание элек-

тромагнитных волн в магнитосферном резонаторе намного меньше, чем днем, уровень стационарного значения плотности энергии свистовых волн намного выше, но модуляция практически отсутствует (рис. 4). В вечернем секторе магнитосферы мощность источников энергичных электронов не достаточна для достижения порога циклотронной неустойчивости.

Вызванная инфразвуковыми волнами модуляция средней плотности энергии свистовых волн, вероятно, объясняет природу некоторых типов *QP* излучений, которые наблюдаются в отсутствие гидромагнитных волн сжатия с периодом повторения спектральных форм, лежащем в диапазоне атмосферных возмущений с периодами 10–300 с.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, атмосферные инфразвуковые волны могут влиять на процессы в электронных радиационных поясах и стать причиной формирования квазипериодических ОНЧ-излучений. Для таких процессов наиболее благоприятны следующие условия:

- инфразвуковая волна должна иметь период от 10 до 300 с;
- горизонтальный масштаб инфразвуковой волны должен быть порядка 100 км;
- процесс может происходить в утренней и дневной магнитосфере на субавроральных широтах.

Различные природные явления возбуждают интенсивные инфразвуковые волны: извержения вулканов, землетрясения и сильные грозы. Волны с периодами 10–300 с и горизонтальными масштабами порядка 100 км наблюдаются в ионосфере. Из-за возможности резонансного влияния на работу плазменного магнитосферного мазера можно ожидать корреляции появления инфразвуковых волн в атмосфере с наблюдаемыми в магнитосфере квазипериодическими ОНЧ-излучениями.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-00397).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беспалов П.А. Самомодуляция излучения плазменного циклотронного “мазера” // Письма в ЖЭТФ. Т. 33. В. 4. С. 192–195. 1981.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры. Горький: ИПФ РАН, 190 с. 1986.

- Беспалов П.А., Клейменова Н.Г. Влияние геомагнитных пульсаций на свистовые излучения вблизи плазмоспаузы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 29. № 2. С. 177–191. 1989.
- Беспалов П.А., Мизонова В.Г. Коэффициент отражения свистовых волн от ионосферы при нормальном падении // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 1. С. 1–5. 2004.
- Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М. Наука. 1974. 257 с.
- Мизонова В.Г., Беспалов П.А. Особенности пространственного распределения пучка излучения свистового диапазона, падающего на ночную ионосферу сверху // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 723–734. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021060110>
- Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 3. ОНЧ-излучения. Л.: ЛГУ, 144 с. 1977.
- Савина О.Н. Колебания солнечной атмосферы, связанные с неустойчивостью акустико-гравитационных волн // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 44. № 9. С. 750–755. 2001.
- Савина О.Н., Беспалов П.А. Особенности фильтрации длинных акустико-гравитационных волн в безветренной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 57. № 2. С. 129–136. 2014.
<https://doi.org/10.1007/s11141-014-9497-6>
- Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 368 с. 1999.
- Bepalov P.A. Self-excitation of periodic cyclotron instability regimes in a plasma magnetic trap // Physica Scripta. V. T2/2. P. 576–579. 1982.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/1982/T2B/044>
- Bepalov P.A., Mizonova V.G., Savina O.N. Magnetospheric VLF response to the atmospheric infrasonic waves // Adv. Space Res. V. 31. P. 1235–1240. 2003.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00936-5](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00936-5)
- Bepalov P.A., Savina O.N. Magnetospheric VLF response to the atmospheric infrasonic waves // Earth Planets Space. V. 64. P. 451–458. 2012.
<https://doi.org/10.5047/eps.2011.05.024>
- Bepalov P.A., Savina O.N. Exponential and local Lamb waves in the nonisothermal atmosphere as an obstacle to the acoustic-gravity disturbance propagation up to the ionosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 123. P. 137–143. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.01.002>
- Bepalov P.A., Misonova V.G., Savina O.N. Reflection from and transmission through the ionosphere of VLF electromagnetic waves incident from the mid-latitude magnetosphere // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. V. 175. P. 40–48. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.018>
- Dautermann T., Calais E., Mattioli G.S. Global Positioning System detection and energy estimation of the ionospheric wave caused by the 13 July 2003 explosion of the Soufriere Hills Volcano, Montserrat // J. Geophys. Res. V. 114. B02202. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2008JB005722>
- Engebretson M.J., Posh J.L., Halford A.J. et al. Latitudinal and seasonal variations of quasiperiodic and periodic VLF emission in the outer magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 105. A05216. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010335>
- Hayosh M.F., Nemec F., Santolik O., Parrot M. Statistical investigation of VLF quasiperiodic emissions measured by the DEMETER spacecraft // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. P. 8063–8072. 2014.
<https://doi.org/10.1029/2013JA019731>
- Hemdin A.E. Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. V. 96. P. 1159–1172. 1991.
<https://doi.org/10.1029/90JA02125>
- Hines C.O. Gravity waves in the atmosphere // Nature. V. 239. P. 73–78. 1972.
<https://doi.org/10.1038/239073a0>
- Lay E.H., Shao X.-M. High temporal and spatial-resolution detection of D-layer fluctuations by using time-domain lightning waveforms // J. Geophys. Res. V. 116. A01317. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016018>
- Liu J.-Y., Chen C.-H., Lin C.-H., Tsai H.-F., Chen C.-H., Kamogawa M. Ionospheric disturbances triggered by the 11 March 2011 m9.0 Tohoku earthquake. J. Geophys. Res. V. 116. A06319. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011JA016761>
- Manninen J., Kleimenova N.G., Kozyreva O.V., Bepalov P.A. Non-typical ground-based quasi-periodic VLF emissions observed at $L \sim 5.3$ under quiet geomagnetic condition at night // J. Atmos. Solar-Nerr. Phys. V. 99. P. 123–128. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.05.007>
- Nemec F., Hospodarsky G., Pickett J.S., Santolik O. et al. Conjugate observations of quasiperiodic emissions by the Cluster, Van Allen Probes, and THEMIS spacecraft // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 121. P. 7647–7663. 2016a.
<https://doi.org/10.1002/2016JA022774>
- Nemec F., Bezděková B., Manninen J., Parrot M., Santolik O., Hayosh M., Turunen T. Conjugate observations of a remarkable quasiperiodic event by the low-altitude DEMETER spacecraft and ground-based instruments // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 121. P. 8790–8803. 2016b.
<https://doi.org/10.1002/2016JA022968>
- Nishioka M., Tsugawa T., Kubota M., Ishii M. Concentric waves and short-period oscillations observed in the ionosphere after the 2013 Moore EF5 tornado // Geophys. Res. Lett. V. 40. P. 5581–5586. 2013.
<https://doi.org/10.1002/2013GL057963>
- Pilger C., Schmidt C., Streicher F., Wüst S. Airglow observations of orographic, volcanic, and meteorological infrasound signatures // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 104. P. 55–66. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.08.008>
- Sato N., Kokubun S. Interaction between ELF-VLF emissions and magnetic pulsations: Quasi-periodic ELF-VLF emissions associated with Pc 3–4 magnetic pulsations and their geomagnetic conjugacy // J. Geophys. Res. V. 95. № A1. P. 101–113. 1980.
- Smith A.J., Engebretson M.J., Klatt E.M., Inan U.S., Arnoldy R.L., Fukunishi H. Periodic and quasiperiodic ELF/VLF emissions observed by an array of Antarctic stations // J. Geophys. Res. V. 103. № A10. P. 611–622. 1998.
<https://doi.org/10.1029/98JA01955>
- Titova E.E., Kozelov B.V., Demekhov A.G., Manninen J., Santolik O., Kletzing C.A., Reeves G. Identification of the source of quasiperiodic VLF emissions using ground-based and Van Allen Probes observations // Geophys. Res. Lett. V. 42. P. 6137–6145. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015GL064911>

УДК 550.386.6

НАЛОЖЕНИЕ АВРОРАЛЬНЫХ ТОКОВ В ОБЛАСТИ РАЗРЫВА ХАРАНГА

© 2022 г. А. Н. Зайцев^{1, *}, К. Х. Канониди^{1, **}, В. Г. Петров^{1, ***}¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: zait@izmiran.ru

**e-mail: kkkh@izmiran.ru

***e-mail: vpetrov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 04.02.2022 г.

После доработки 15.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

По данным наземных магнитометров найдены и описаны случаи наложения авроральных электроструй в зоне полярных сияний в моменты развития разрыва Харанга. Показано, что в области разрыва Харанга формируются особые условия развития элементов токовых систем, которые можно учесть только при специальном методе разделения типа вариаций по морфологическим признакам. При точности определения положения электроструй по наземным данным в пределах десятков километров для высоты слоя E ионосферы в 115 км схождение электроструй составляет 20–30 км. Обнаруженные свойства токов при формировании разрыва Харанга следует учесть при построении эквивалентной ионосферной токовой системы, которая определяет динамику развития суббурь.

DOI: 10.31857/S0016794022050170

1. ВВЕДЕНИЕ

В середине прошлого века L. Harang [Harang, 1946] опубликовал результаты исследований характера полярных геомагнитных возмущений на цепочке магнитометров вдоль меридиана Шпицберген–Тромсе–Потсдам. Были детально изучены вариации возмущенного магнитного поля по трем компонентам и обнаружено, что пространственное распределение поля возмущений состоит из двух частей, определяемых положительными и отрицательными бухтами в горизонтальной компоненте поля и разрыва (discontinuity) между ними в вечерние часы местного времени.

В итоге Международного Геофизического Го-да 1957–1958 г. были получены данные большого числа полярных обсерваторий, на основе которых выполнены детальные исследования пространственно-временных характеристик полярных геомагнитных возмущений [Фельдштейн и Зайцев, 1965; Feldstein and Zaitzev, 1968]. Было отмечено, что разрыв Харанга представляет собой важную часть токовых систем, связанных с развитием авроральных суббурь [Kamide et al., 1982; Untiedt and Baumjohann, 1993]. Под магнитными суббурями мы будем в дальнейшем понимать проявления магнитных возмущений в авроральной зоне, связанных с развитием авроральной суббури [Akasofu, 1994]. Кроме данных наземных магнитометров, важным средством исследований

стали наблюдения на спутниках, которые подтвердили, что токовые системы охватывают всю магнитосферу [Kunkel et al., 1986]. Благодаря совместным наблюдениям на земле и в космосе были выявлены определяющие элементы полярных геомагнитных возмущений, такие, как овал полярных сияний, токи, текущие вдоль силовых линий, взрывные процессы в хвосте магнитосферы, приводящие к развитию магнитных суббурь. При этом было установлено, что эквивалентная токовая система магнитной суббури формируется тремя источниками: восточной и западной электроструями, текущими вдоль овала полярных сияний, и токов в полярной шапке [Feldstein and Zaitzev, 1968].

Следующим шагом в детальном изучении характера токовых систем был анализ данных плотных цепочек магнитометров, установленных в высоких широтах по программе МИМ “Международные Исследования Магнитосферы”, выполненной в 1976–1986 г. [Untiedt and Baumjohann, 1993]. По мере развития средств наблюдений на земной поверхности (сети магнитометров, радаров, камер всего неба и т.д.), систем спутников на ближних и дальних орбитах (ИНТЕРБОЛ, THEMIS, SWARM, MMS, AMPERE и т.д.) были определены основные параметры элементов токовых систем в масштабах всей магнитосферы. По мере накопления огромного числа фактов и все большей детализации наблюдаемых явлений

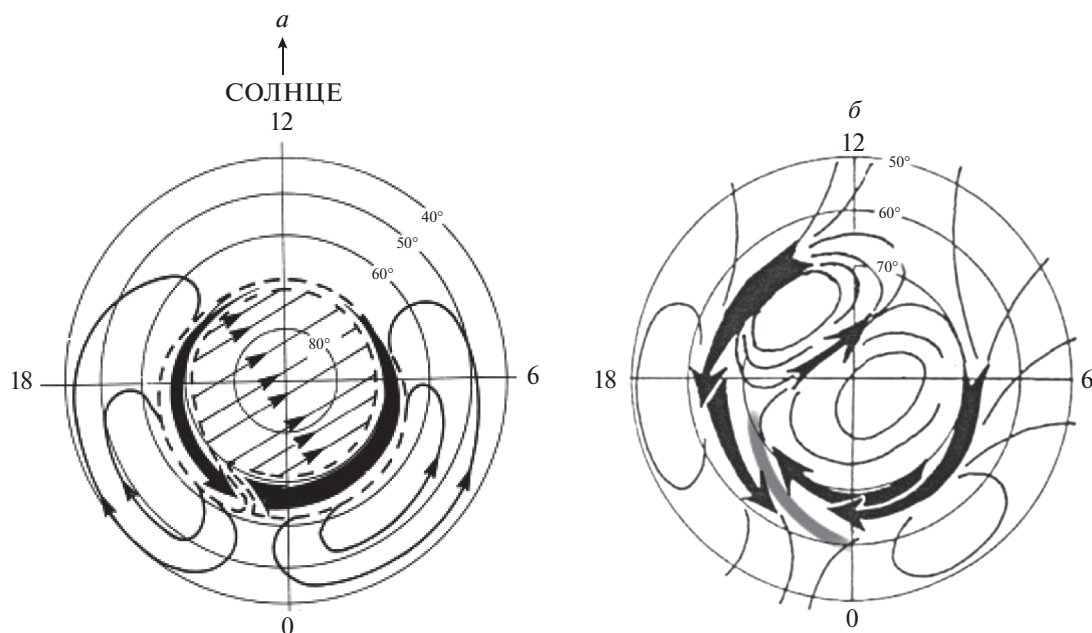


Рис. 1. Положение разрыва Харанга в схеме токов, принятой при анализе данных наблюдений бариевых облаков [Халипов и др., 2000] (а), и по данным наземных магнитометров для токовой системы суббури [Feldstein, Zaitzev, 1968] (б).

стало возможным перейти к решению задачи точного количественного описания наблюдаемых магнитных возмущений. Оказалось, что разрыв Харанга представляет собой сложную структуру, меняющуюся в пространстве и во времени, зависящую от времени суток и времени года и меняющуюся под действием условий в слое E ионосферы [Kamide and Akasofu, 1976; Kunkel et al., 1986].

На рисунке 1 приведены наиболее распространенные схемы эквивалентных токовых систем, принятые при обсуждении токовых систем в ионосфере для случаев суббурь, на которых видно положение разрыва Харанга. Схема токов рис. 1а была подтверждена экспериментально при ракетных экспериментах с запуском облаков бария [Wescott et al., 1970]. Было показано, что разрыв Харанга представляет собой переход между полярными электроструями. Изучение движения облаков на линии разрыва Харанга показало, что изменение направления их дрейфа происходило в течение нескольких секунд и на расстояниях в единицы километров. Резкое изменение направления электрического поля в зоне разрыва Харанга подтверждается и данными наземных [Despirak et al., 2021] и спутниковых снимков полярных сияний [Nishimura et al., 2010, Zou et al., 2009].

На рисунке 1б представлена схема эквивалентных токов суббури, полученная по наземным данным магнитометров, где положение разрыва Харанга условно показано толстой линией. В основе схемы — главные элементы токовой системы: западная электроструя, текущая вдоль овала

полярных сияний, восточная электроструя в вечерние часы, примыкающая к овалу полярных сияний, и токовый вихрь в полярной шапке, отражающий процесс высыпания частиц солнечного ветра [Feldstein and Zaitzev, 1968].

На схеме отмечено два типа суббурь с наличием двух типов электроструй, имеющих токи противоположного направления. Взрывные суббури — струи, вплотную сходящиеся ввечерние-околополуночные часы, и конвективные суббури, отражающие дрейфовые процессы в магнитосфере при их переносе на высоты ионосферы. Отсюда были определены два типа разрывов Харанга — **discontinuity** — разрыв параметров полей и токов, проявляющийся при анализе мгновенных детальных распределений в магнитном поле и — **reversal** — разворот или реверс в параметрах конвекции, как правило, проявляющийся при площадных наблюдениях с помощью радаров [Vanhamäki et al., 2009]. Многие исследователи при тщательном анализе данных также обнаруживали — **superimposed overlapping** — наложение и взаимодействие ионосферных токов или электрических полей восточной и западной электроструй на высотах ионосферы [Kundel et al., 1986]. Простое перечисление отличий в параметрах токов в области разрыва Харанга показывает сложность анализа результатов измерений. Очевидно, необходимо найти дополнительные параметры и свойства наблюдаемых явлений. Наземные магнитограммы дают возможность ввести и выделить дополнительные свойства токов, наблюдаемых в разрыве

Харанга. Таким образом, дальнейшие исследования пошли по пути изучения тонкой структуры разрыва Харанга и его временных изменений. С 1992 г. по 2019 г. было проведено 14 (!) международных конференций “International Conference on Substorms”, на которых вопрос физики и морфологии явлений авроральных суббурь и области разрыва Харанга был одной из основных тем для обсуждений.

Целью данной работы является анализ пространственно-временных характеристик ионосферных токов в зоне разрыва Харанга на основе данных наземных магнитометров.

2. НАБЛЮДЕНИЯ РАЗРЫВА ХАРАНГА НА П-ВЕ ЯМАЛ

Исследование детальных пространственно-временных характеристик токовых систем с опорой на специальные сети наблюдений продолжает оставаться актуальным направлением изучения динамики ионосферных токовых систем суббурь. В рамках программы “Международные Исследования Магнитосферы” в ИЗМИРАН был организован проект “Геомагнитный меридиан — 145”. Плотная цепочка магнитометров была развернута на Ямале, а ее продолжение включало средние широты и обсерватории в Индии [Зайцев и др., 2018; Kotikov, 1987]. Сеть магнитометров ГМ-145 включала более 30 точек наблюдений. Данные за период 1972–1992 г. в виде микрофильмов были разосланы по сети МЦД. Ведущие геофизические институты ААНИИ, ПГИ и СПб ИЗМИРАН также уделили большое внимание развитию плотных сетей магнитометров в высоких широтах.

После 1986 года аналоговые магнитно-вариационные станции постепенно были заменены на цифровые станции, их расположение представлено на рис. 2. Цифровые данные за период 1986–1996 г. были сформированы в виде базы 1-мин данных, которые затем стали основой исследований в последующие годы (www.cosmos.ru/mag-base/). К сожалению, после 1991 г. поддержка проекта “Геомагнитный меридиан 145” была прекращена и постепенно сеть прекратила свою работу. После проведения очередного Международного Полярного Года 2007–2008 г. был поставлен вопрос о возобновлении наблюдений на Ямале. Начиная с 2013 года, удалось возобновить наблюдения на 4 точках, что, в сочетании с обсерваториями Амдерма и Диксон (ААНИИ) и Норильск (ИСЗФ), позволило продолжить исследование полярных геомагнитных возмущений по сети магнитометров на Ямале. В табл. 1 приведены географические и геомагнитные координаты станций, которые использовались в поиске событий, проявляющихся как разрыв Харанга. Такие события определялись по эффекту наложения

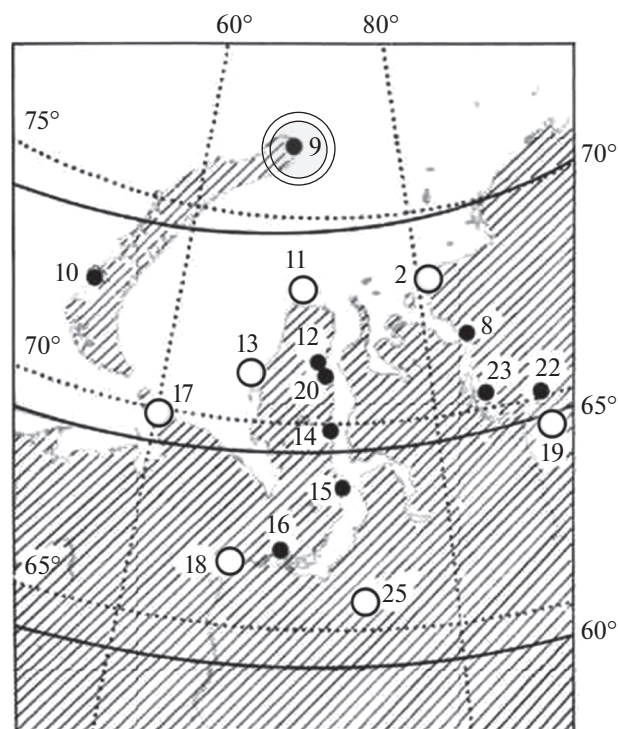


Рис. 2. Карта-схема сети магнитометров, работавших на Ямале с 1972 г., магнитометры, работавшие в период 2013–2021 г. выделены белыми кружочками.

магнитных полей восточной и западной электро-струй [Zaitsev, 1978].

За период 2016–2020 г. наблюдалось достаточно много случаев проявления разрыва Харанга. Для данной работы нами были выбраны три случая, которые относились к разным сезонам. Наличие магнитных данных в нескольких точках на одном меридиане позволяет сделать не только качественное описание структуры токов в зоне разрыва, но и количественно оценить положение и интенсивность токов восточной и западной электро-струй.

3. ОЦЕНКА ПОЛОЖЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО ТОКА

Магнитное поле затухает при удалении от тока, поэтому большие вариации магнитного поля создаются, в основном, токами, расположенными вблизи места наблюдения. В ионосфере Земли в слое E имеется высоко проводящая область, расположенная на высоте 110–130 км, и можно считать, что, в основном, вариации магнитного поля создаются токами, текущими на высоте $h = 115$ км. При простейшей аппроксимации токов токовой линией (I) силовые линии магнитного поля, создаваемого таким током, имеют форму окружностей, и вектор магнитного поля в любой

Таблица 1. Географические и исправленные геомагнитные координаты пунктов наблюдений на “Геомагнитном меридиане 145°” в высоких широтах

Код	Пункт наблюдений	Географические координаты		Исправленные геомагнитные координаты	
		широта, N	долгота, E	широта, N	долгота, E
DIK	Диксон	73.52°	80.68°	69.59°	156.42°
BEY	Белый	73.30°	70.00°	68.20°	145.90°
KHS	Харасавэй	71.18°	66.86°	66.40°	142.10°
NOR	Норильск	69.35°	88.20°	65.30°	162.65°
AMD	Амдерма	69.60°	61.40°	66.04°	136.48°
SAH	Салехард	66.52°	66.67°	63.04°	141.69°
NAD	Надым	65.53°	72.50°	61.85°	145.60°

точке направлен перпендикулярно к линии, направленной от точки измерения на ток, а величина вариации магнитного поля (T в А/м) вычисляется по формуле:

$$T = \frac{I}{2\pi r}.$$

Если подставить в эту формулу числовые значения всех коэффициентов и преобразовать к обычно применяемым единицам измерения (нТл), то получится:

$$T = 200 \frac{I}{r},$$

где T – величина вариации магнитного поля, нТл; I – ток в ионосфере, кА; r – расстояние от точки наблюдения вариации до места протекания тока, км. Магнитное поле на магнитометрах, работающих в системе координат, связанных с направлением местного магнитного поля, компоненту, направленную по местному геомагнитному полю к северу, северную компоненту обозначают как H или Bh , перпендикулярную ей направленную к востоку – как D (в нТл) или E , Z -компоненту – как Z или Bz . Если обозначить расстояние до точки, расположенной под током как x , тогда $r^2 = h^2 + x^2$, где h – высота тока над поверхностью Земли, и, следовательно, расстояние по горизонтали до линейного тока вычисляются по простой формуле

$$x = \frac{hBz}{Bh}. \quad (1)$$

Такое представление, конечно, является сильным упрощением реальной картины, но для оценки положения токов по данным вариаций магнитного поля в одной точке наблюдений приемлемо, так как для применения более сложных методов данных недостаточно.

4. АНАЛИЗ ДАННЫХ

В нашем распоряжении имелись данные по 7 пунктам наблюдений на п-ве Ямал и вблизи него, представленные на рис. 2 и в табл. 1. Для анализа случаев наложения магнитных полей электроструй было выбрано два пункта – о. Белый (Б), *BEY*, и пос. Харасавэй (Х), *KHS* по которым имелись наиболее длинные ряды совместных измерений. Расстояние между пунктами по меридиану около 260 км. Во многих случаях вид вариаций по этим станциям имеет близкое подобие, но вместе с тем можно найти случаи больших расхождений. Для анализа нами были выбраны случаи, когда при развитой восточной электроструе, т.е. на фоне положительной бухты в H -компоненте, наблюдалось резкое уменьшение значения H , по морфологическим признакам вызванное сильным западным током, т.е. формированием отрицательной бухтой. Рассмотрим последовательно эти три примера геомагнитных возмущений и проанализируем свойства токов, формирующих картину разрывов Харанга.

На рисунке 3 представлен пример суббури 06.12.2016 г. Активный период длился в интервале 11:00–15:00 UT, амплитуда положительной вариации H была около 125 нТл, отрицательной вариации H составляла около 300 нТл. Наложение полей в 12:00–14:00 UT в виде разрыва Харанга выделено штрихованной линией, которая показывает предполагаемое поле восточного тока. В первую очередь, наложение магнитных полей прослеживается в H -компоненте магнитометра о. Белый, где начало развития восточной электроструи четко прослеживается как плавный рост H вплоть до момента 12:00 UT. В этот момент по всем трем компонентам магнитного мы видим начало развития западной электроструи, меняющей знак вариаций H -компоненты. Вариации в пос. Харасавэй повторяют вариации о. Белый, хотя вариации в H -компоненте не показывают такого большого влияния западной электроструи, как это видно по магнитометру о. Белый. Проведя

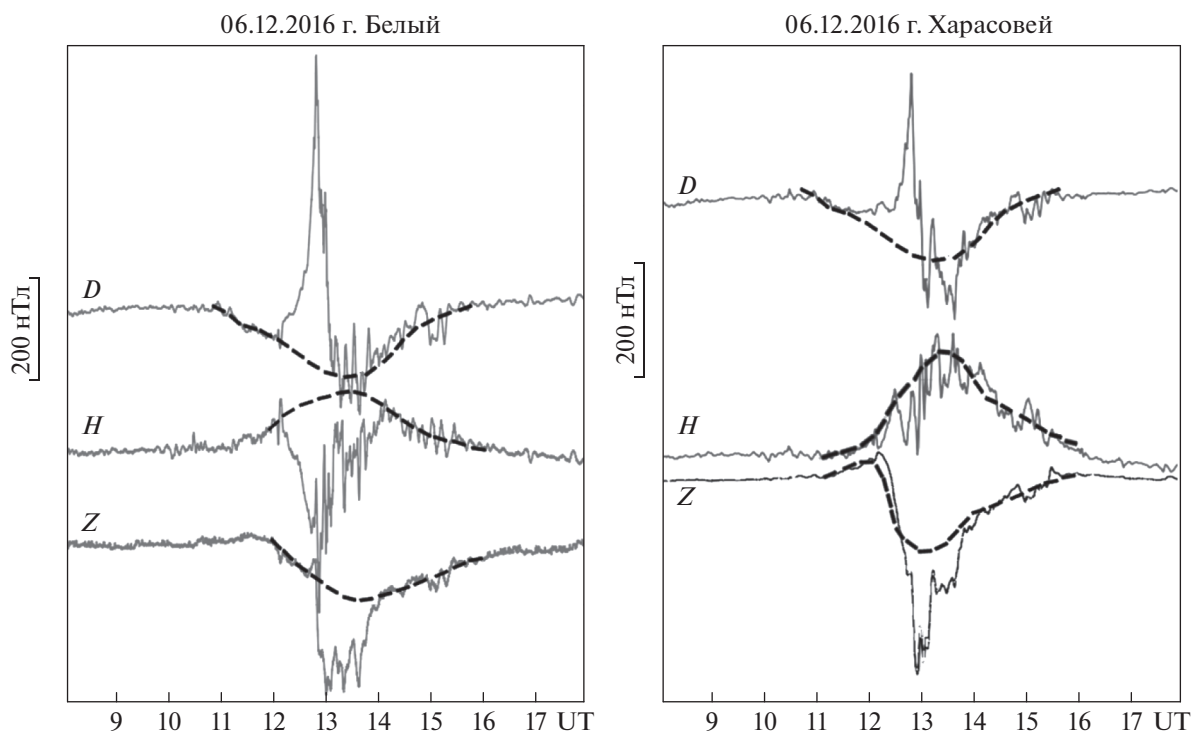


Рис. 3. Суббури 06.12.2016 г. с наложением токов по данным о. Белый и пос. Харасовэй. Активный период 11:00–15:00 UT, наложение токов 12:00–4:00 UT выделено штриховой линией, которая показывает магнитное поле восточного тока.

условную штриховую линию показывающую поле, предположительно создаваемого восточным током, мы можем сделать оценку величины и направления токов. Уровень спокойного поля уверенно определяется как прямая линия, соединяющая начало и конец периода суббури. Следует отметить наличие быстрых флуктуаций (пульсаций) магнитного поля, характерных для суббурь [Рахматулин и др., 1979], как на о. Белый, так и в пос. Харасовэй. Пульсации в вариации D -компоненты (на всех рисунках D – это восточная компонента магнитного поля измеренная в нТл) показывает быстрые изменения направления токов, что допускает наличие токового вихря в структуре взрывной западной электроструи. Подобные явления характерны для суббурь и часто наблюдались по данным плотных сетей магнитометров в Канаде и Скандинавии [Untiedt et al., 1993; Kunkel et al., 1986; Vanhamäki et al., 2009].

На рисунке 4 представлен пример следующей магнитной суббури 27.04.2018 г. в период времени 15:00–19:00 UT, активный период составлял 2 ч., с 15:40 до 17:30 UT. Суббури наблюдалась в период равноденствия, амплитуда положительной вариаций H -компоненты составляет около 100 нТл, отрицательной – около 300 нТл. По данным о. Белый и пос. Харасовэй мы видим наложение магнитных полей, подтверждающих наличие разрыва Харанга. Этот момент выделен штриховой

линией. Наложение положительного и отрицательного возмущения четко прослеживается в H -компоненте как на о. Белый, так и в пос. Харасовэй. Мы видим развитие положительной бухты, а в момент 15:40 UT резкое начало отрицательной бухты, сформированной электроструей западного направления. Это вступление прослеживается по всем компонентам, благодаря чему удается провести штрих-линию, которая показывает поле восточной электроструи. Изменения Z -компоненты на этих двух станциях также подтверждает наличие наложения токов – для восточного тока знак вариации сохраняется весь активный период с 14:00 до 20:00 UT, а знак Z -вариации для периода западной струи на о. Белом положительный 16:00–17:00 UT, а по магнитометру пос. Харасовэй – отрицательный, что показывает, что центр возникшей электроструи находится между этими пунктами.

На рисунке 5 представлен пример суббури 21.05.2020 г. с наложением полей восточного и западного токов подобно тому, что мы видели на предыдущих рис. 3 и рис. 4. Наложение западной электроструи на восточную наблюдается в период 14:00–16:00 UT на фоне длительного развития положительной бухты от 11:00 до 18:00 UT. Такой вид суббурь характерен для летнего сезона, что видно и по балансу амплитуд – положительная бухта в H имеет величину около 130 нТл на обеих

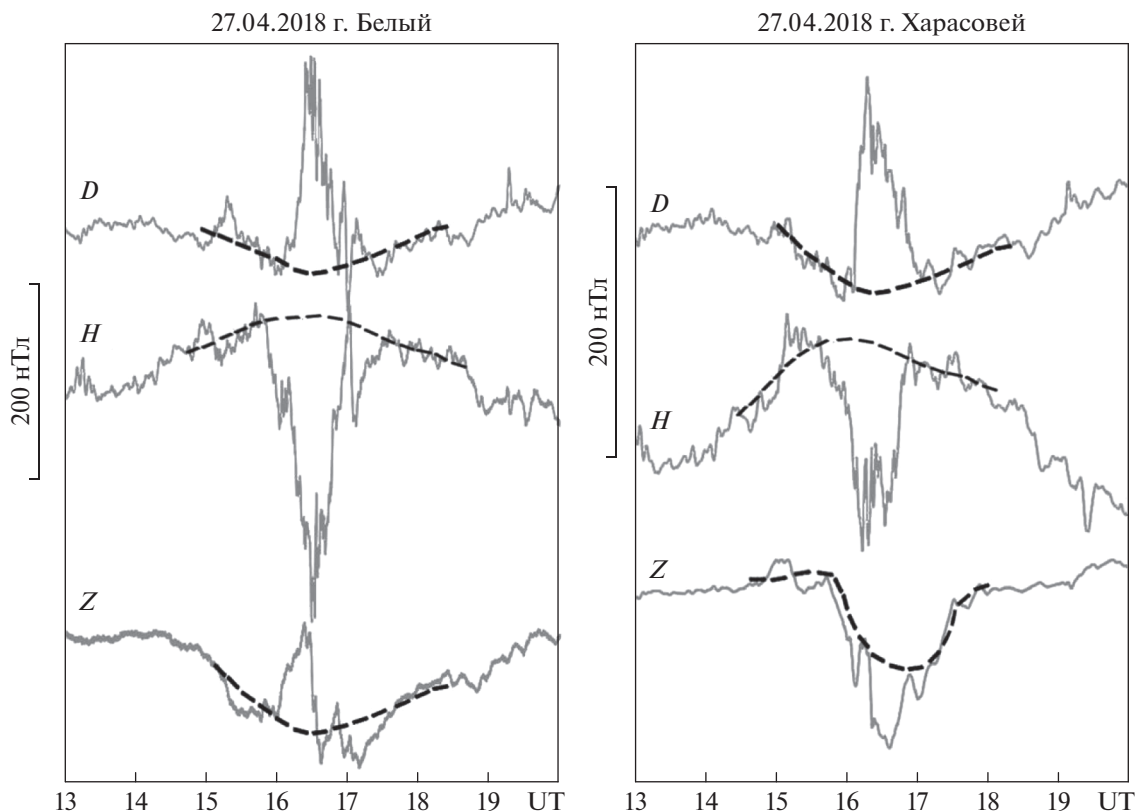


Рис. 4. Суббуря 27.04.2018 г. с наложением токов по данным о. Белый и пос. Харасовэй. Активный период 14:00–20:00, наложение токов 15:40–17:30 UT выделено штриховой линией, которая показывает магнитное поле восточного тока.

станциях, отрицательная бухта в виде импульса на о. Белый имеет амплитуду более 200 нТл, по магнитометру пос. Харасовэй — около 200 нТл. Восточная электроструя (положительная бухта) наблюдается весь период 12:00–18:00 UT, соотношение токов разных направлений 1 : 2. Наложение полей хорошо видно по Z -компоненте — знак Z меняется при развитии западной электроструи, что подтверждает наложение струйных токов. Сходство вариаций по D -компоненте подтверждает, что имеет место развитие струйных токов, которые сохраняют свое направление весь период развития суббури. При этом удается провести штрих-линии, показывающие возможное разделение полей, создаваемых восточной и западной электроструями.

Представленные три случая суббури, показанных на рис. 3, рис. 4 и рис. 5 с явным наложением магнитных полей токов разных направлений, позволяют описать характер разрыва Харанга как сложное явление. Мы вычислили направление и силу токов по H - и D -компонентам, по Z -компоненте определили положение центров электроструй. На рисунке 6 приведена условная схема положения токов, для трех разобранных случаев, на которых токи направлены поперек меридиана.

На схеме положение магнитометра о. Белый обозначено буквой “Б”, магнитометра пос. Харасовэй буквой “Х”. Расстояние между точками наблюдений 260 км, высота токового слоя условно принята в 110 км. Выбраны моменты времени, когда величина токов наибольшая, и факт сближения токов вполне достоверен. Токи условно изображены в виде отдельных токовых струй, интенсивность токов дана не в амперах, а в единицах создаваемого ими поля в нТл, они пропорциональны. Положение стрелок указывает положение западной (стрелка влево) и восточной (вправо) электроструй, определенных по данным одной и другой станций (буквы Б и Х у основания стрелок). Различие в положении электроструй, определенное по данным разных станций, объясняется слишком сильным упрощением применяемой модели электроструи. Вместе с тем, для случая 21.06.2020 г. наблюдаем почти идеальное совпадение в положении электроструй в пределах точности расчетов.

В случае 06.12.2016 г., выделен момент в 13:00 UT, который показывает, что центры токов разнесены на расстояние примерно 330 км, причем, западный ток находится на 80 км севернее о. Белый, восточный ток — прямо над Харасовэем. Наложение

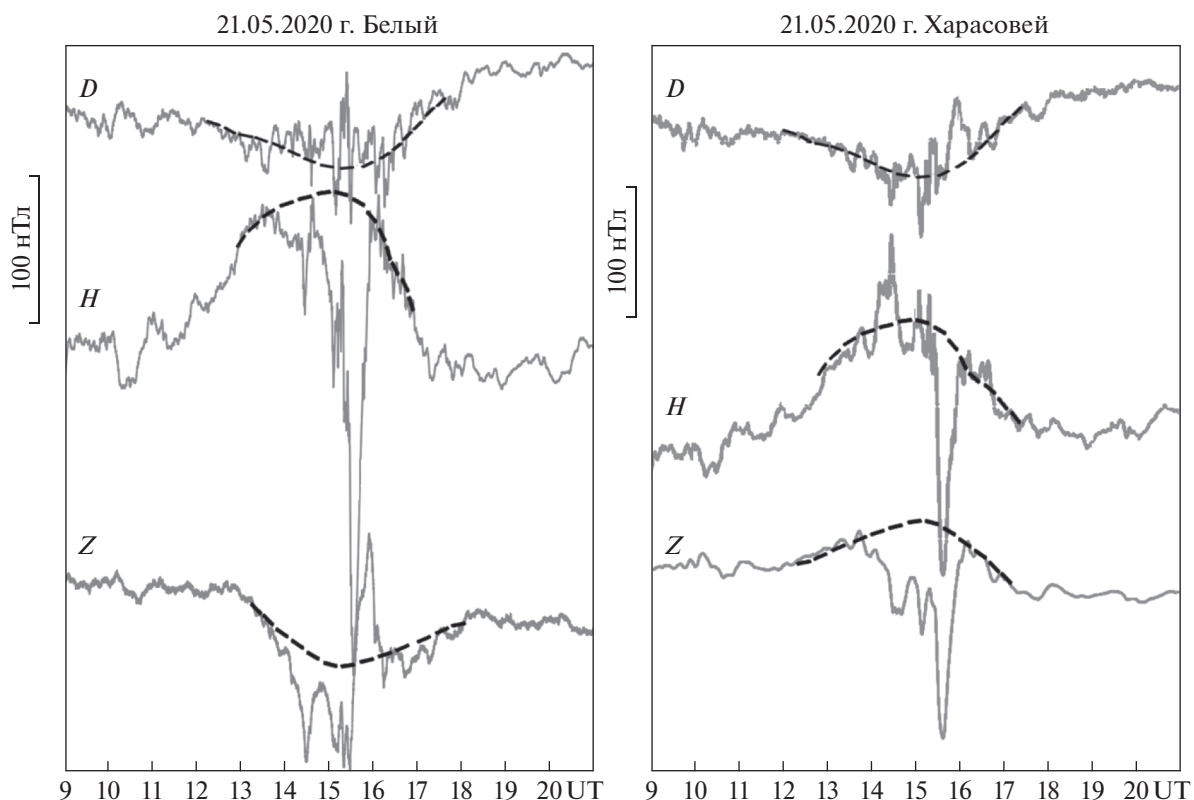


Рис. 5. Суббурия 21.05.2020 г. с наложением токов по данным о. Белый и пос. Харасовэй. Активный период 11:00–18:00 UT, наложение токов 13:30–16:20 UT выделено штриховой линией, которая показывает магнитное поле восточного тока.

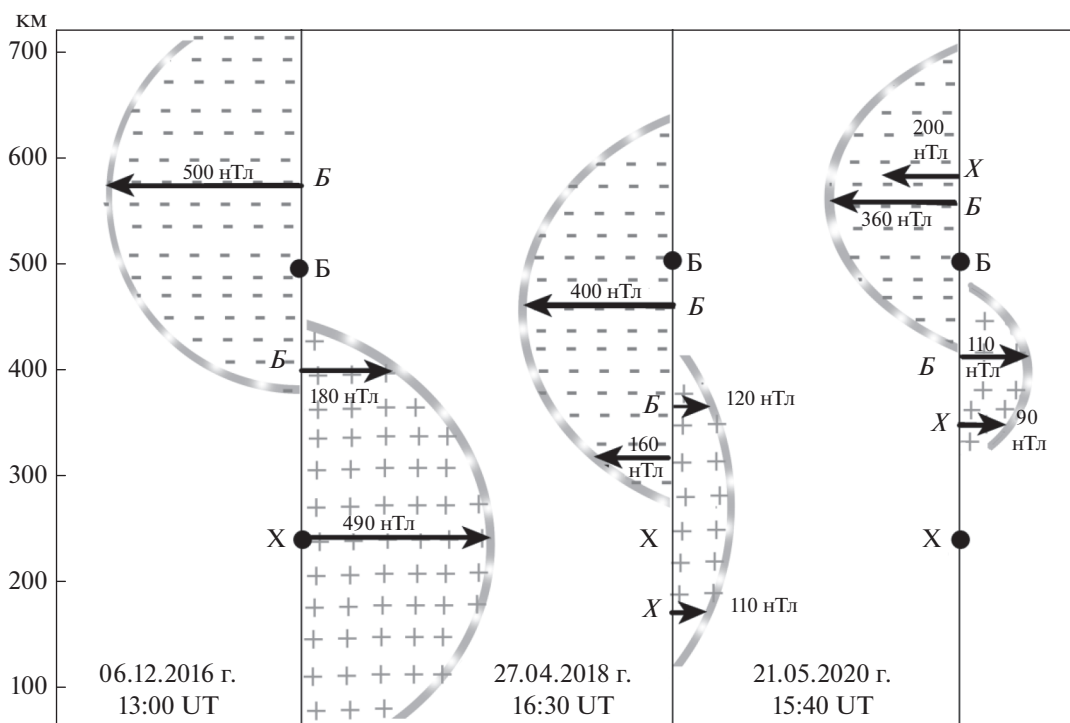


Рис. 6. Меридиональные сечения токов над Ямалом по данным наблюдений на о. Белый и пос. Харасовэй для трех событий наложения токов. Токи условно изображены в виде отдельных токовых струй, имеющих наложение друг на друга.

ние полей вполне определенно имеет место, так как по магнитограмме о. Белый мы имеем увеличение поля на 180 нТл, которое определено магнитным полем восточного тока и понижение поля на 500 нТл. По магнитометру п. Харасовэй имеем рост положительной бухты до 490 нТл, понижение поля определить в этот момент не удается, так как западный ток на магнитограмме Харасовэя очень мал.

Случай 27.04.2018 г., выделен момент 16:30 UT. Амплитуда суббури небольшая, характер вариаций четко прописан и показывает наличие токов по обоим пунктам наблюдений. Как и следует ожидать, западный ток (резкое отрицательное понижение магнитного поля) детально видно по магнитограмме о. Белый, амплитуда возмущения, создаваемого током, 400 нТл. Одновременно виден эффект присутствия восточного тока, величина 120 нТл. Магнитограмма Харасовэя показывает наличие восточного тока в 110 нТл, при этом западный ток имеет величину в 160 нТл. При таком балансе токов мы видим достаточно сильное сближение токов, расчетное расстояние между центрами электроструй составляет около 200 км. Остается кардинальный вопрос — как это возможно при известных параметрах ионосферы. Ссылаясь на исследования характера электрических полей с помощью бариевых облаков [Wescott et al., 1970], отметим, что расстояние между областями электрических полей разных знаков составляло примерно несколько километров. Таким образом, можно допустить что расстояние токов разного направления в разрыве Харанга вполне может составить первый десяток километров. Представляется возможным проследить развитие этой суббури и свойств разрыва Харанга с привлечением данных радара обс. Арти [Oinats et al., 2012] и спутниковой системы AMPERE [Anderson et al., 2000], что мы планируем сделать в следующей публикации.

Для случая 21.05.2020 г. нами выбран момент 15:40 UT, когда наблюдаются максимальное развитие западной электроструи, что хорошо видно на рис. 5. По результатам расчетов положение электроструй оказались близким друг другу, центры электроструй — в пределах 150 км, и вариации магнитных полей подобны. Это указывает на возможность протекания встречных токов при минимальном зазоре между ними. Амплитуда возмущений по магнитограммам всего 200–360 нТл для западной струи, и 90–140 нТл для восточной струи. Отношение силы токов между струями составляет ~2, как и следует ожидать для суббурь в летний сезон.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование пространственно-временных характеристик полярных магнитных возмущений

существенно продвинуло наше представления о токовых системах в магнитосфере Земли. Было показано, что наземные вариации магнитного поля отражают существование самых разных токов: авроральных электроструй, токов обтекания на поверхности магнитосферы, взрывных токов, сопровождающих суббури, токов магнитосферной конвекции, токов вдоль силовых линий, кольцевых токов внутри магнитосферы и токов вдоль ее хвоста. При этом баланс между токами и их вклад в общее поле возмущений все время меняется, как и космическая погода. Один из узловых моментов — сближение токов в разрыве Харанга, с которым предстоит детальнее разобраться и определить его свойства. Следует отметить, что токи в разрыве Харанга известны много лет, но до сих пор нет консенсуса в их определении. Впрочем, консенсуса нет и по другой масштабной проблеме — физике авроральной суббури. Два класса возмущений в магнитосфере определены вполне достоверно — это процессы конвекции и процессы взрывного характера. При этом в этих классах есть много различий по масштабу и по времени. Соответственно, и разрыв Харанга представляет собой многофакторный процесс.

Анализ выбранных случаев позволяет подтвердить ранее сделанное предположение — разрыв Харанга представляет собой наличие токовых струй противоположного направления, близко расположенных друг от друга. Магнитное поле электроструй можно разделить на составные части, скачок в параметрах ионосферы и в электрическом поле показывает быстрое изменение параметров на расстояниях в десятки километров и, возможно, на еще более коротких дистанциях.

В дополнение к наземным геомагнитным наблюдениям исследования токовых систем сегодня проводят с помощью спутников, ракет, радаров и других инструментов, что позволяет перейти к изучению детальной картины токов в системе “солнечный ветер—магнитосфера—ионосфера”. При этом характер токов в области взаимодействия электроструй в разрыве Харанга остаются без детального описания, так как прямые измерения токов на высотах стоя E ионосферы остаются труднодоступными [Халипов и др., 2001], а большая изменчивость системы токов снижает достоверность статистических обобщений.

Создание плотных цепочек магнитометров вдоль меридианов в зоне полярных сияний [Kamide et al., 1982; Untiedt et al., 1993; Kunkel et al., 1986; Зайцев и др., 2018], позволяет детально исследовать характер взаимодействия токов в области разрыва Харанга. Оказалось, что в большинстве случаев зазор между токами представляет собой плавный переход в пространственном распределении полей и токов. В тоже время в отдельных случаях хорошо видно, что происходит сбли-

жение токов разного направления так, как будто токи наложены друг на друга, что показано на рис. 4–6. Тщательный анализ отобранных случаев позволяет выявить знакопеременные бухты и подтвердить именно наличие сближения электро-струй разного направления.

Это удалось сделать при использовании метода разделения ионосферных токов по исходной магнитограмме путем разделения наблюдаемой вариации магнитного поля на поле, создаваемое восточной и западной электроструями, по морфологическим признакам. Эффект наложения магнитных полей токов или эффект сложения магнитных полей от токов разных направлений наблюдается в области разрыва Харанга, и фактически разрыв Харанга представляет собой область взаимодействия электроструй разных направлений.

6. ВЫВОДЫ

На основе проведенного анализа магнитограмм по сети станций на п-ове Ямал и детального изучения магнитограмм о. Белый и пос. Харасовэй были обнаружены знакопеременные бухты, отображающие наложение авроральных токов в области разрыва Харанга. Характер разрывов Харанга по наземным магнитным данным определяется наличием суббурь двух типов: конвективных и взрывных. Как правило, конвективный характер имеют суббури при формировании восточной электроструи, взрывные суббури формируют западную струю, которая наложена на восточную. Наблюдается расположение центров разнонаправленных потоков на расстояниях менее 100 км друг от друга на высоте слоя *E* ионосферы, и этот факт должен быть принят в расчет при построении эквивалентных токовых систем.

Впервые предложен метод разделения магнитных полей ионосферных токов разного направления по морфологическим признакам, а именно, по исходной магнитограмме с помощью интерполяции магнитных вариаций. Эффект наложения токов или эффект сложения магнитных полей токов разных направлений наблюдается в области разрыва Харанга, который и представляет собой область взаимодействия электроструй разных направлений.

Дальнейшее исследование свойств токов в разрыве Харанга с анализом распределения магнитных возмущений по данным спутниковой системы AMPERE и сравнение с данными радара SuperDARN в обс. Арти, покрывающего Ямал, помогут выявить наличие вихревых образований токов. Дальнейшее исследование большего числа случаев в сопоставлении с дополнительными данными позволит представить более детальную картину токов в области разрыва Харанга.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты, представленные в этой статье, основаны на данных пунктов наблюдений на Ямале, благодаря работе наблюдателей о. Белый и пос. Харасовэй, которые в условиях Арктики помогают ученым. Также выражаем благодарность сотрудникам ИЗМИРАН подержавших работы на “Геомагнитном меридиане 145”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в ИЗМИРАН в рамках Государственного задания № 01201356397.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Амиантов А.С., Зайцев А.Н., Одинцов В.И., Петров В.Г.* Вариации магнитного поля Земли — база цифровых данных магнитных обсерваторий России за период 1984–2000 гг. на CD-ROM. 2001. <http://www.cosmos.ru/magbase/>
- *Зайцев А.Н., Канониди К.Х., Петров В.Г.* Перспективы развития геофизического полигона на Ямале // Тр. Второй Всероссийской конф. “Гелиогеофизические исследования в Арктике”. Мурманск, 24–26 сентября 2018 г. Ред. Сафаргалеева Н.Н. Мурманск: изд-во ПГИ. С. 43–46. 2018.
- *Куркин И.И., Кутелев К.А., Ойнац А.В., Nishitani N.* Перспективы применения радаров SUPERDARN для мониторинга динамики ионосферы в России // Физические основы приборостроения. Т. 1. № 3(4). 2012. <https://doi.org/10.25210/jfop-1203-003018>
- *Рахматулин Р.А., Пархомов В.А., Вакулин Ю.И.* Динамика аврорального электроджета и иррегулярных пульсаций во взрывную фазу суббури // Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца. М.: Наука, Вып. 46. С. 89–94. 1979.
- *Фельдштейн Я.И., Зайцев А.Н.* Возмущенные солнечно-суточные вариации в высоких широтах в период ММГ // Геомагнетизм и аэронамия. Т. 5 № 3. С. 481–487. 1965.
- *Халипов В.Л., Гальперин Ю.И., Степанов А.Е., Шестакова Л.В.* Формирование поляризованного джета в ходе взрывной фазы суббури: результаты наземных измерений // Космич. исслед. Т. 39. Вып. 3. С. 244–253. 2001.
- *Akasofu S-I.* The development of the auroral substorm // Planet Space Sci. V. 12. № 273–282. 1964.
- *Anderson B.J., Takahashi K., Toth B.A.* Sensing global Birkeland currents with Iridium engineering magnetometer data // Geophys. Res. Lett. V. 27. 2000. <https://doi.org/10.1029/2000GL000094>
- *Despirak I.V., Kozelova T.V., Kozelov B.V., Lubchich A.A.* Observations of substorm activity from the data of MAIN camera system and THD satellite in the plasma sheet // Proc. XLIV Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”. Apatity, 15–19 March 2021 Ed. A.A. Lubchich. P. 16–19. 2021.
- *Feldstein Y.I., Zaitzev A.N.* Sd-variation of the magnetic field in high latitudes with different intensity of magnetic disturbances // Annales Geoph. V. 24. № 2. P. 1–8. 1968.

- *Harang L.* The mean field of disturbance of polar geomagnetic storms // *Terr. Magn. Atmos. Electr.* V. 51. 1946. <https://doi.org/10.1029/TE051i003p00353>
- *Iijima T., Potemra T.A.* Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms // *J. Geophys. Res.* V. 83. P. 599–615. 1978.
- *Kamide Y., Akasofu S.-I.* The Auroral electrojet and field-aligned current // *Planet. Space Sci.* V. 24. 1976. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(76\)90017-9](https://doi.org/10.1016/0032-0633(76)90017-9)
- *Kamide Y., Ahn B.-H., Akasofu S.-I. et al.* Global distribution of ionospheric and field-aligned currents during substorms as determined from six IMS meridian chains of magnetometers: Initial results // *J. Geophys. Res.* V. 87. 1982. <https://doi.org/10.1029/JA087iA10p08228>
- *Kotikov A.L., Latov Y.A., Troshichev O.A.* Structure of auroral electrojets by the data from a meridional chain of magnetic stations // *Geophysica.* V. 23. P. 143–154. 1987.
- *Kunkel T., Untiedt J., Baumjohann W., Greenwald R.* Electric fields and currents at the Harang discontinuity: a case study // *J. Geophys. Res.* V. 59. P. 73–86. 1986.
- *Nishimura Y., Lyons L., Zou S., Angelopoulos V., Mende S.* Substorm triggering by new plasma intrusion: THEMIS all-sky imager observations // *J. Geophys. Res.* V. 115. A07222. 2010. <https://doi.org/10.1029/2009JA015166>
- *Untiedt J., Baumjohann W.* Studies of polar current systems using the IMS Scandinavian magnetometer array // *Space Sci. Rev.* V. 63. P. 245–390. 1993.
- *Vanhamäki H., Kauristie K., Amm O., Senior A., Lummerzheim D., Milan S.* Electrodynamics of an omega-band as deduced from optical and magnetometer data // *Ann. Geophys.* V. 27. 2009. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-3367-2009>
- *Wescott E.M., Stolarik J.D., Heppner J.P.* Auroral and Polar Cap Electric Fields from Barium Releases / Springer. Dordrecht. Particles and Fields in the Magnetosphere. V. 17. P. 229–238. 1970. https://doi.org/10.1007/978-94-010-3284-1_22
- *Zaitsev A.N.* Polar cap geomagnetic variations studies // *Antarctic J. USA.* V. 13. № 4. P. 212–214. 1978.
- *Zou S., Lyons L.R., Nicolls M.J., Heinselman C.J., Mende S.B.* Nightside ionospheric electrodynamics associated with substorms: PFISR and THEMIS ASI observations. // *J. Geophys. Res.* V. 114. A12301. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009JA014259>

УДК 550.385.4

ЭФФЕКТ ПРЕРЫВАНИЯ “СЕРПЕНТИННОЙ ЭМИССИИ” (*SE*) В ПОЛЯРНОЙ ШАПКЕ ВО ВРЕМЯ ВНЕЗАПНЫХ НАЧАЛ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ (*SSC*)

© 2022 г. Н. А. Куражковская¹, *, Б. И. Клайн¹, **¹Геофизическая обсерватория Борок филиал Института физики Земли
им. О.Ю. Шмидта РАН (ГО Борок ИФЗ РАН), пос. Борок (Ярославская обл.), Россия

*e-mail: knady@borok.yar.ru

**e-mail: klain@borok.yar.ru

Поступила в редакцию 31.01.2022 г.

После доработки 21.02.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

Проведено исследование поведения несущей частоты электромагнитного излучения в диапазоне (0.1–5 Гц) типа “серпентинной эмиссии” (Serpentine Emission – *SE*), наблюдаемой в области полярной шапки во время внезапных начал геомагнитных бурь (Sudden Storm Commencement – *SSC*). Для анализа использованы уникальные аналоговые магнитные записи Антарктической обсерватории Восток (исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -85.41^\circ$, $\Lambda' = 69.01^\circ$), оцифрованные с высокой частотой (20 Гц) и находящиеся в свободном доступе на сайте Мирового Центра Данных по Солнечно-Земной Физике, Москва. Обнаружено, что в момент *SSC* в обл. Восток наблюдалось шумовое широкополосное электромагнитное излучение в диапазоне Pc1–2 с резким передним фронтом, которое приводило к нарушению режима генерации “серпентинной эмиссии”. Нарушение возбуждения *SE* проявлялось в прерывании несущей частоты излучения с последующим возобновлением. В работе исследовано 92 случая наблюдений *SSC*, к которым имелись данные регистрации *SE*. Эффект прерывания *SE* во время *SSC* отмечался в более чем 80% случаев независимо от того, развивалась или нет впоследствии геомагнитная буря и от ее интенсивности. Непрерывно продолжающаяся часами и даже сутками “серпентинная эмиссия” во время *SSC* в доминирующем числе случаев прерывалась примерно на 2–3 ч, что существенно меньше средней длительности главной фазы и продолжительности самой бури. Показано, что несущая частота *SE* плавно снижалась примерно за 2 ч до момента *SSC*. Предполагается, что межпланетное возмущение, следующее за фронтом ударной волны, возбуждает широкополосное шумовое излучение в полярной шапке, которое нарушает режим генерации *SE*.

DOI: 10.31857/S0016794022040101

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультранизкочастотное (УНЧ) электромагнитное излучение с глубокой модуляцией несущей частоты в диапазоне Pc1–2 (0.1–5 Гц), названное “серпентинной эмиссией” (Serpentine Emission – *SE*), имеет почти полувековую историю исследований, начиная с пионерских работ [Гульельми и Довбня, 1973, 1974; Гульельми и др., 1975]. Динамический спектр этого излучения представляет собой непрерывно извивающуюся полосу шириной ~ 0.1 Гц, напоминающую ползущую змею, что и привело авторов [Гульельми и Довбня, 1973] присвоить ему такое название.

Первоначально *SE* была обнаружена по данным наблюдений магнитного поля в обсерватории Восток, расположенной вблизи южного геомагнитного полюса (Антарктида). В дальнейшем аналогичное излучение было зарегистрировано

на других высокоширотных обсерваториях Арктики и Антарктики [Asheim, 1983; Morris and Cole, 1987].

Главной морфологической закономерностью *SE* является глубокая модуляция несущей частоты с квазипериодом от 1 до 60 мин. Примеры наблюдения *SE* с различными периодами модуляции несущей частоты приведены, например, в работе [Довбня и Потапов, 2018]. Другая характерная особенность *SE* – перманентность. Непрерывная продолжительность наблюдения *SE* может составлять от нескольких часов до нескольких суток. “Серпентинная эмиссия” наблюдается преимущественно в условиях спокойной или умеренно-возмущенной магнитосферы ($Kp \sim 0-3$) [Довбня и Потапов, 2018].

В одной из первых работ [Гульельми и Довбня, 1973] по исследованию свойств “серпентинной

емиссии” в области полярной шапки было выдвинуто предположение о возбуждении *SE* в межпланетной среде в результате циклотронной неустойчивости. Обнаружение корреляции несущей частоты *SE* с вариацией косинуса угла ψ между векторами скорости плазмы и межпланетного магнитного поля (ММП) косвенно подтвердило внемагнитосферное происхождение этого вида геомагнитных пульсаций [Гульельми и Довбня, 1974; Гульельми и др., 1975]. Другим косвенным подтверждением внемагнитосферного происхождения *SE* явилось обнаружение в спектре частотной модуляции “серпентинной эмиссии” колебаний с периодом ~ 5 мин [Гульельми и др., 2015; Guglielmi et al., 2015; Довбня и др., 2017], который формально совпадал с 5-минутными колебаниями фотосферы Солнца [Прист, 1985]. Авторы работ [Гульельми и др., 2015; Guglielmi et al., 2015] полагают, что обнаруженная 5-минутная модуляция *SE* может быть генетически связана с 5-минутными колебаниями поверхности Солнца. В настоящее время, учитывая экспериментальные закономерности *SE* (перманентность наблюдения, характерный диапазон частот, глубокая модуляция несущей частоты) и теоретические обоснования, предполагается, что данное излучение самовозбуждается в результате ионно-циклотронной неустойчивости плазмы, а ее частота модулируется волнами Альвена, исходящими от Солнца [Гульельми и др., 2015; Guglielmi et al., 2015].

Следует отметить, что многие аспекты морфологических закономерностей *SE* продолжают оставаться малоизученными. Например, связь “серпентинной эмиссии” с другими геофизическими процессами практически не исследовалась, за исключением работы [Довбня и др., 1994], в которой анализировалась динамика периода модуляции *SE* перед мощными протонными вспышками на Солнце. По данным регистрации УНЧ-колебаний в диапазоне 0.01–1.5 Гц в южной полярной шапке было показано, что квазипериод модуляции несущей частоты *SE* возрастает в среднем от 30 до 60 мин примерно за сутки перед вспышками на Солнце и достигает своего максимума в среднем через 5–10 ч после вспышки. При этом было обращено внимание на тот факт, что к моменту внезапного начала геомагнитных бурь излучение прекращалось.

Известно, что импульсы SSC являются следствием взаимодействия межпланетных ударных волн с магнитосферной Земли [Araki, 1994]. SSC приводят к возбуждению магнитогидродинамических волн (МГД-волн) в широком диапазоне частот как на средних и низких широтах, так и в полярных областях магнитосферы, например, [Saito and Matsushita, 1967; Shumilov et al., 1996; Куражковская и др., 1996; Клейменова и др., 1999; Kerttula et al., 2001]. В связи с вышесказанным, неожиданным является факт прекращения “сер-

пентинной эмиссии” во время наблюдения SSC. Поскольку исследование в то время выполнялось на ограниченном материале (имелись данные спектрального анализа электромагнитного излучения только за интервалы времени, предшествующие шести событиям протонных вспышек на Солнце), не было возможности исследовать поведение “серпентинной эмиссии” во время других случаев наблюдения SSC. Из вышесказанного следует, что изучение воздействия внезапных начал магнитных бурь на генерацию “серпентинной эмиссии”, несомненно, представляет интерес и требует дальнейшего исследования.

В 2020 г. в свободном доступе появились уникальные данные аналоговой регистрации короткопериодных вариаций геомагнитного поля, полученные на высокочувствительных индукционных магнитометрах советскими Антарктическими экспедициями на станции Восток за период 1966–1973 гг. и оцифрованные с высокой частотой (20 Гц) [Пилипенко и др., 2020]. Это значительно расширило возможности для дальнейшего исследования закономерностей “серпентинной эмиссии”.

Целью данной работы является исследование влияния внезапных начал магнитных бурь на возбуждение “серпентинной эмиссии”.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Для исследования были использованы оцифрованные аналоговые магнитные записи в формате WAV Антарктической обсерватории Восток (исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -85.41^\circ$, $\Lambda' = 69.01^\circ$) за период 1966 (ноябрь, декабрь), 1968 (март–июль), 1970–1972, 1973 (январь–март) гг. из Мирового Центра Данных (МЦД) по Солнечно-Земной Физике (Москва) (http://www.wdcb.ru/arctic_antarctic/antarctic_magn_4.ru.html). Информация о времени наблюдения импульсов SSC получена также из МЦД (<http://www.wdcb.ru/stp/data/sudden.com/ssc.dat>). Данные графического представления *Dst*-индекса для визуального просмотра его динамики и идентификации геомагнитных бурь получены из Мирового центра данных в Киото (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/index.html). Кроме того, использовались среднечасовые данные параметров плазмы солнечного ветра, межпланетного магнитного поля (ММП) и индексов геомагнитной активности (*Kp*, *Dst* и *AE*) из базы данных OMNI, полученные с вебсайта (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>).

Программное обеспечение позволяло выполнять непрерывный анализ динамических спектров УНЧ-колебаний, полученных по цифровой регистрации магнитного поля в обсерватории Восток в течение нескольких часов и даже суток. За анализируемый период отбирались дни одно-

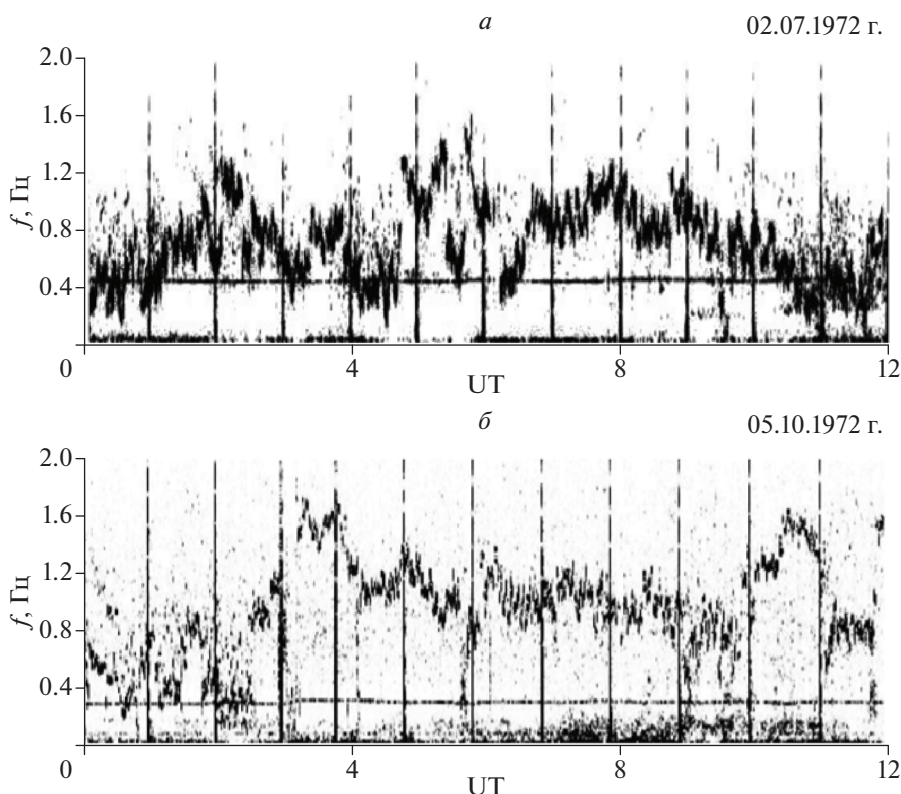


Рис. 1. Примеры динамических спектров “серпентинной эмиссии”, наблюдаемой в obs. Восток (а) — 02.07.1972 г. и (б) — 05.10.1972 г. при слабой геомагнитной активности ($K_p \sim 0-1$).

временных наблюдений внезапных начал магнитных бурь и “серпентинной эмиссии”. Всего было проанализировано 92 случая наблюдения SSC, к которым имелись данные регистрации *SE*. В качестве примера на рис. 1 приведены фрагменты динамических спектров “серпентинной эмиссии”, наблюдаемой в obs. Восток: (а) — 02.07.1972 г. и (б) — 05.10.1972 г. в интервале времени 0–12 UT. Как уже упоминалось выше, динамический спектр эмиссии имеет вид непрерывно извивающейся полосы и отражает характерную особенность *SE* — глубокую модуляцию несущей частоты. В спектре эмиссии видны различные периоды модуляции несущей частоты. Оба случая *SE* наблюдались в условиях спокойной магнитосферы ($K_p \sim 0-1$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. “Серпентинная эмиссия” анализировалась на достаточно больших временных интервалах, охватывающих несколько часов до и после момента SSC. В результате анализа полученных динамических спектров *SE* было обнаружено, что в момент SSC в obs. Восток наблюдается шумовое широкополосное электромагнитное излучение в диапазоне Pc1–2 с резким передним фронтом. В это же время происходит нарушение режима ге-

нерации “серпентинной эмиссии”, которая прерывается на несколько часов, и затем вновь возобновляется. Подобная тенденция поведения “серпентинной эмиссии” в полярной шапке во время SSC, а именно, прерывание ее режима в момент прихода ударной волны к Земле наблюдалась в более чем 80% случаев (75 из 92 случаев).

На рисунке 2 показаны примеры наблюдения *SE* в дни с SSC, отражающие типичное поведение эмиссии в момент прихода ударной волны. На обоих рисунках вверху представлена динамика среднечасовых значений наиболее геоэффективных параметров солнечного ветра: динамического давления солнечного ветра (P_{dyn}) и B_z -компоненты ММП, резкие изменения которых свидетельствуют о подходе к Земле неоднородности солнечного ветра и соответственно о внезапном начале бури. В средней части рисунков показаны фрагменты наблюдений “серпентинной эмиссии” до и после момента SSC. Внизу рисунков даны вариации Dst - и AE -индексов, характеризующих развитие геомагнитной бури и суббуревой активности в ночном секторе магнитосферы, соответственно. Моменты SSC обозначены вертикальной стрелкой.

Остановимся подробнее на приведенных примерах. Так, на рис. 2а представлен фрагмент на-

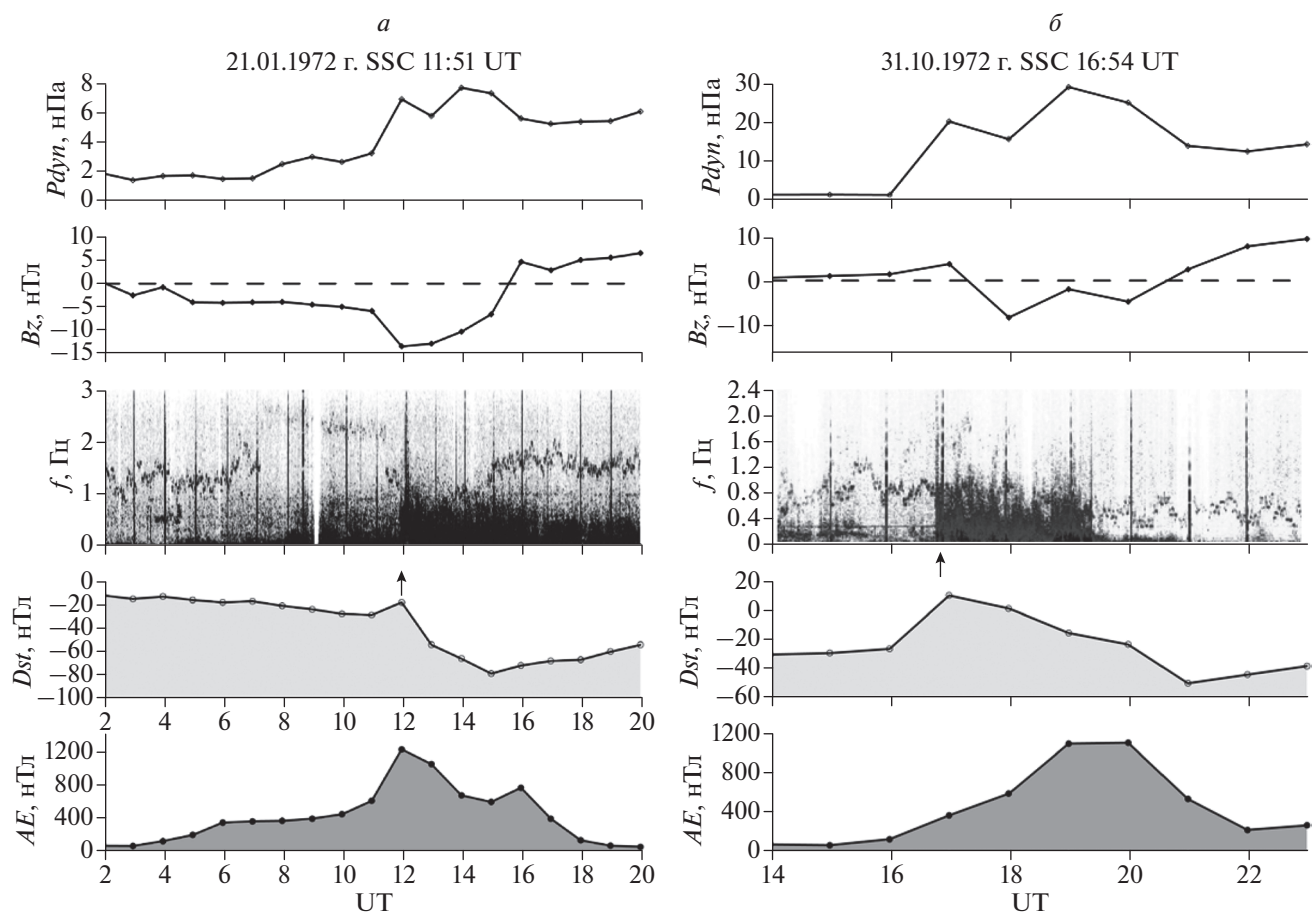


Рис. 2. Примеры нарушения режима генерации “серпентинной эмиссии” в obs. Восток во время SSC: (а) – 21.01.1972 г. (11.51 UT) и (б) – 31.10.1972 г. (16.54 UT). В верхней части рисунков даны вариации B_z -компоненты ММП и динамического давления солнечного ветра (P_{dyn}), внизу – вариации Dst - и AE -индексов. Моменты SSC обозначены вертикальной стрелкой.

блюдения SE 21.01.1972 г. на интервале времени 02–20 UT. Видно, что в момент SSC в obs. Восток происходит нарушение режима генерации “серпентинной эмиссии” возникшим шумовым широкополосным электромагнитным излучением с резким передним фронтом. Эмиссия прерывается примерно на 1 ч, затем режим возбуждения восстанавливается. В данном случае развивается умеренная магнитная буря с минимальной величиной $Dst = -79$ нТл, которая в главную фазу сопровождается развитием суббури с интенсивностью более 1200 нТл. Фрагмент наблюдения SE 31.10.1972 г. на интервале 14–23 UT показан на рис. 2б. В этом примере в момент SSC (16.54 UT) также наблюдается широкополосное возмущение, нарушившее режим генерации SE . При этом развивается буря с минимальной величиной $Dst = -50$ нТл и суббури с интенсивностью более 1100 нТл. Примерно через 2.5 часа после момента SSC возбуждение эмиссии продолжается. В обоих случаях вблизи магнитопаузы регистрировалось увеличение динамического давления солнечного

ветра и больших отрицательных значений B_z -компоненты ММП, отражающих появление межпланетных возмущений, которые следуют за фронтом ударной волны.

3.2. Далее перейдем к статистическому анализу всех случаев “серпентинной эмиссии” во время SSC. Первоначально мы методом наложения эпох проанализировали динамику параметров плазмы солнечного ветра и ММП с целью выяснения межпланетных условий, на фоне которых происходит нарушение режима возбуждения SE . Рассматривались следующие параметры плазмы солнечного ветра и ММП: концентрация N , скорость V , динамическое давление солнечного ветра $P_{dyn} = \rho V^2$ (ρ – плотность плазмы), модуль напряженности B , B_x -, B_y -, B_z -компоненты ММП, β параметр, равный отношению теплового давления к магнитному: $\beta = NkT/(B^2/8\pi)$, где N и T – плотность (см^{-3}) и температура ($^\circ\text{K}$) плазмы протонов солнечного ветра, B – величина межпланетного магнитного поля (нТл). Параметры сол-

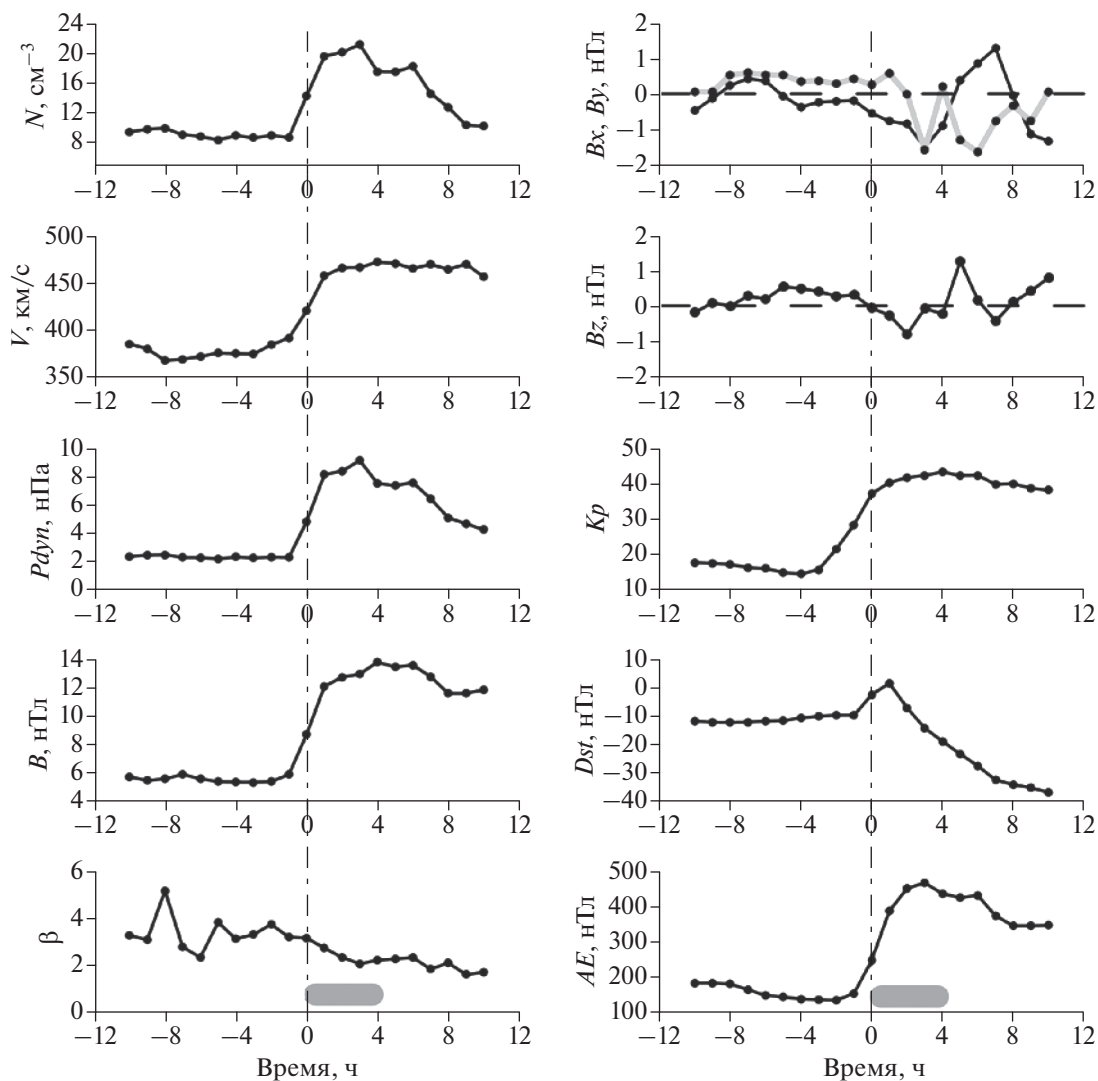


Рис. 3. Динамика усредненных параметров плазмы солнечного ветра, ММП и геомагнитных индексов, полученная методом наложения эпох для случаев нарушения режима возбуждения “серпентинной эмиссии” в обл. Восток.

нечного ветра и ММП анализировались в солнечно-эклиптической системе координат. Кроме того, оценивался уровень геомагнитной активности до и после момента SSC по величинам Kp -, Dst - и AE -индексов, которые отражают планетарную возмущенность, интенсивность магнитосферных кольцевых токов во время магнитных бурь и суббуревую активность, соответственно. Величина Kp индекса бралась, как принято в базе данных OMNI. За реперную точку принимался момент SSC. Все параметры анализировались на интервале 10 ч до и 10 ч после SSC.

На рисунке 3 представлена динамика усредненных часовых значений параметров, перечисленных выше. Внизу рисунка серыми толстыми линиями обозначена средняя продолжительность прерывания SE после SSC. Из рисунка 3 видно, что до момента SSC поведение параметров N , V ,

$Pdyn$, B и Bz -компоненты ММП соответствовало спокойному солнечному ветру. В их динамике до SSC не наблюдалось резких вариаций, и они были относительно стабильны. Вариация усредненных значений Kp -, Dst - и AE -индексов до момента SSC свидетельствовала о слабой планетарной возмущенности, возмущенности в средних и экваториальных широтах, а также авроральной активности. Именно такие спокойные условия в солнечном ветре и магнитосфере Земли благоприятны для наблюдения “серпентинной эмиссии” в полярной шапке.

В момент прихода ударной волны наблюдается увеличение плотности, скорости, рост динамического давления солнечного ветра и скачок модуля напряженности ММП от 1.5 до 2–3 и более раз. Резкие вариации параметров N , V , $Pdyn$, B в момент SSC неоднократно отмечались в публикациях.

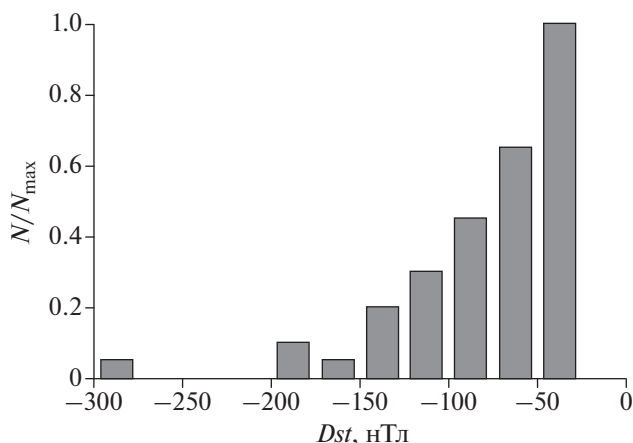


Рис. 4. Распределение минимальных значений Dst -индекса, характеризующих интенсивность геомагнитных бурь, возникающих после SSC.

Во время SSC, кроме отмеченных резких флуктуаций в динамике N , V , P_{dyn} , B , также наблюдаются изменения в поведении B_x — (черная кривая), B_y — (серая кривая) и B_z -компонент ММП. Так, B_z -компонента изменяет направление с северного на южное. Хотя в динамике B_x и B_y не наблюдалось резкой смены направления вблизи реперной точки в отличие от B_z -компоненты, но видно постепенное увеличение отрицательных значений этих компонент вблизи момента SSC. Величина параметра β , равная ~ 3 до момента SSC постепенно уменьшается, и становится близкой к 1 к моменту минимального значения Dst -индекса. Временной ход Kp -, Dst - и AE -индексов после SSC соответствует росту глобальной геомагнитной активности, развитию бурь и росту суббуревой активности. После SSC с появлением возмущенного солнечного ветра режим генерации SE нарушается. Таким образом, поведение рассмотренных параметров (рис. 3) отражает состояние межпланетной среды, на фоне которой происходит генерация SE и последующее нарушение ее режима.

3.3. Необходимо отметить, что в некоторых случаях после прихода к поверхности магнитосферы фронта ударной волны магнитные бури не развивались. Однако эмиссия прерывалась в момент SSC независимо от того, впоследствии развивалась буря или нет. Также на факт прерывания SE не влияла интенсивность развивающихся бурь после SSC. На рисунке 4 показано распределение минимальных величин Dst -индекса, характеризующих интенсивность геомагнитных бурь, возникающих после SSC. Для удобства анализа число геомагнитных бурь нормировано на их максимальное число. Согласно критерию из работы [Loewe and Prölss, 1997] по величине минимального значения Dst в нанотеслах различают три ти-

па геомагнитных бурь: слабые ($-50 < Dst \leq -30$), умеренные ($-100 < Dst \leq -50$) и сильные ($Dst \leq -100$) бури. Из рисунка 4 видно, что прерывание SE наблюдалось после случаев SSCs, которые стимулировали развитие бурь с различной интенсивностью от $Dst = -30$ нТл до $Dst = -300$ нТл. Однако в большинстве случаев к прерыванию SE приводили умеренные и слабые бури, судя по классификации бурь по величине Dst_{min} [Loewe and Prölss, 1997]. Тем не менее, независимо от типа бурь и их интенсивности имел место факт прерывания “серпентинной эмиссии” после момента SSC.

На рисунке 5а представлено нормированное на максимальное число событий распределение продолжительности временных интервалов (t), в течение которых “серпентинная эмиссия” не наблюдалась после момента SSC. В основном эмиссия прерывалась на 2–3 ч, хотя иногда величина t достигала 8–10 и более часов при среднем значении 4.0 ± 0.3 ч. Заметим, что продолжительность прерывания SE значительно больше длительности импульсов SSC, которая примерно составляет 2–10 мин. Сравним продолжительности интервала прерывания эмиссии с длительностями главной фазы бурь (τ). Используя данные Dst -индекса, мы оценили длительности главной фазы бурь. Длительность главной фазы бурь определялась от момента резкого уменьшения Dst -индекса до момента достижения его минимального значения, аналогично процедуре, описанной в работе [Ермолаев и др., 2007]. На рис. 5б показано нормированное на максимальное число случаев распределение длительностей главной фазы анализируемых бурь. В доминирующем числе случаев величина τ составляет 6–7 ч при среднем значении 10.9 ± 0.6 ч. Таким образом, сравнивая два распределения (рис. 5) мы приходим к заключению, что продолжительность интервалов прерывания SE существенно меньше длительностей главной фазы бурь и, соответственно, продолжительности самой бури.

3.4. Кроме эффекта нарушения режима генерации SE во время SSC, нами замечено, что во многих случаях наблюдается снижение несущей частоты (f) SE в течение некоторого интервала времени до момента наблюдения SSC. Для того чтобы выделить общие закономерности поведения несущей частоты SE в период, предшествующий моменту SSC был использован метод наложения эпох. За реперную точку принималось время наблюдения SSC. По динамическим спектрам SE оценивалась средняя несущая частота эмиссии на каждом временном интервале продолжительностью 30 мин в течение 5 ч до момента наблюдения SSC. На рисунке 6 показана динамика f , полученная методом наложения эпох по всем анализируемым случаям наблюдения SE . Из рисунка 6 видна четкая тенденция понижения несущей частоты SE примерно за 2 ч до момента

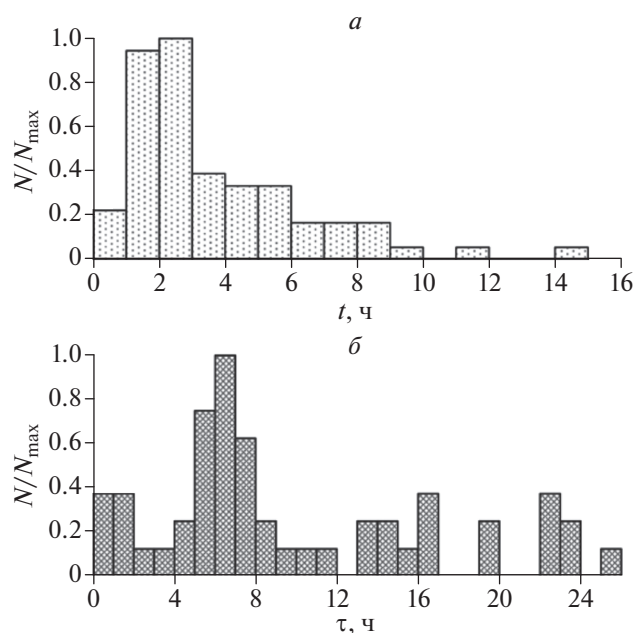


Рис. 5. Гистограммы: (а) — длительностей временных интервалов (t) прерывания “серпентинной эмиссии” после момента SSC и (б) — продолжительностей главной фазы магнитных бурь.

SSC. Зависимость усредненной несущей частоты SE от времени имеет нелинейный характер. Для наглядности показана аппроксимация экспериментальных данных ортогональным полиномом третьей степени. Коэффициент корреляции составляет 0.96, что свидетельствует о довольно хорошем соответствии экспериментальных данных аппроксимирующей кривой.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В область полярной шапки, в которой наблюдается “серпентинная эмиссия”, проектируются высокоширотные силовые линии открытого хвоста магнитосферы. Как известно [Нишида, 1980], магнитное поле в полярных шапках связано с ММП. Именно сюда непосредственно проникает плазма солнечного ветра и происходит непрерывное вторжение заряженных частиц из каспа. В полярных шапках магнитосферы наблюдается широкий спектр магнитных возмущений. В результате проведенного исследования в обл. Восток было обнаружено широкополосное электромагнитное излучение, возникающее в момент SSC. Обнаруженное излучение по своему внешнему виду и диапазону частот подобно шумовому излучению, которое после SSC наблюдается на широте полярного каспа и в авроральном овале [Куражковская и др., 1997; Safargaleev et al., 2010]. Продолжительность шумового излучения совпадает с характерным временем прерывания эмиссии

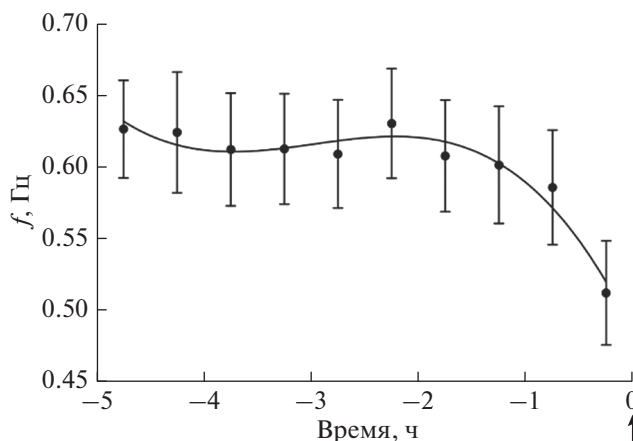


Рис. 6. Динамика несущей частоты (f) SE, полученная методом наложения эпох на интервале времени 5 ч, предшествующих моменту SSC. Нулевая точка на горизонтальной оси соответствует моменту SSC (показано стрелкой). Вертикальными линиями обозначены стандартные ошибки средних значений.

сии (в среднем 4 ч). Этот временной интервал значительно меньше длительности главной фазы (в среднем 10 ч) и продолжительности самой бури (рис. 5). Поскольку шумовое излучение наблюдается в обл. Восток независимо от того, развивается или нет буря после SSC, а также от интенсивности впоследствии возникающей бури, именно приход ударной волны к Земле можно рассматривать как основной триггер, прерывающий режим SE. Вместе с тем, временной интервал нарушения режима эмиссии существенно больше продолжительности импульса SSC (2–10 мин). Следовательно, время прерывания эмиссии может определяться только продолжительностью магнитосферных возмущений (несколько часов), которые следуют за фронтом ударной волны.

Анализ межпланетной обстановки показал, что электромагнитное излучение с глубокой модуляцией несущей частоты в полярной шапке прерывается, как только магнитосфера переходит в возмущенное состояние (рис. 3). Возмущенность магнитосферы связана с изменением условий в солнечном ветре и, главным образом, с процессами пересоединения силовых линий геомагнитного и межпланетного полей после поворота вертикальной компоненты ММП к югу ($B_z < 0$) [Прист и Форбс, 2005]. Благоприятным условием для развития процессов пересоединения является турбулентность плазмы [Lazarian et al., 2020]. Одним из параметров, контролирующих развитие процесса пересоединения [Phan et al., 2010] и уровень турбулентности плазмы солнечного ветра [Wang et al., 2018], является плазменный параметр β . Так, в работе [Trenchi et al., 2008] отмечается, что пересоединение наиболее вероятно при величине параметра $\beta \leq 2$. Согласно спутниковым

наблюдениям [Wang et al., 2018] в солнечном ветре достигается наибольшая степень турбулентности при $0.1 < \beta < 1.3$. Анализ динамики параметра β (рис. 3) показал, что до момента SSC в солнечном ветре плазменное давление доминирует над магнитным давлением ($\beta > 1$). После момента SSC величина параметра β солнечного ветра приближается к 1, устанавливается баланс теплового и магнитного давления. Факт понижения параметра $\beta \sim$ до 1.5 после момента SSC свидетельствует о максимальной турбулентности плазмы в потоках солнечного ветра. По-видимому, интенсивность шумовых излучений, возникающих после прихода к земной поверхности неоднородностей солнечного ветра с высокотурбулизованной плазмой, в несколько раз превышает амплитуду SE , что и приводит к нарушению режима ее генерации.

Если исходить из того, что источником энергии возникающих интенсивных шумовых излучений являются процессы пересоединения, то необходимо отметить, что область их локализации, скорее всего, смещена к флангам магнитосферы. Согласно [Hoshi et al., 2018], при отрицательном направлении V_x -компоненты ММП область пересоединения на магнитопаузе смещается от подсолнечной точки к югу. Действительно V_x -компонента ММП после момента SSC имеет отрицательное направление (рис. 3). В связи с этим можно предположить возможность проникновения возмущений, возникающих в результате процесса пересоединения, с южного фланга магнитосферы в область каспа и далее в полярную шапку.

С другой стороны, турбулентность плазмы солнечного ветра рассматривается в качестве драйвера геомагнитной активности, особенно в высоких широтах магнитосферы [D'Amicis et al., 2020]. Как показало проведенное исследование, после момента SSC плазма солнечного ветра характеризуется высоким уровнем турбулентности ($\beta \sim 1.5$), что также может быть источником шумового излучения, прерывающего “серпентинную эмиссию”. Результаты экспериментальных и теоретических исследований последних лет свидетельствуют о том, что турбулентность плазменного слоя хвоста определяет магнитосферную динамику, например, [Antonova and Stepanova, 2021]. При этом нельзя исключить и роль тока хвоста магнитосферы как источника геомагнитных возмущений в полярных широтах [Antonova et al., 2018]. Таким образом, турбулентность плазмы солнечного ветра в области пересоединения, по-видимому, может быть одним из ключевых факторов, влияющих на динамику SE .

Как уже отмечалось выше, примерно за 2 ч до момента SSC несущая частота “серпентинной эмиссии” постепенно уменьшается. Судя по вариации параметров солнечного ветра и ММП ни

один из параметров N , V , P_{dyn} , B , которые могли бы оказывать влияние на динамику несущей частоты SE , не обнаруживают подобного поведения к моменту SSC. Следовало ожидать, что эффект понижения несущей частоты может быть связан с постепенным изменением угла ψ от 0 до $\pi/2$ перед SSC [Гульельми и Довбня, 1974; Гульельми и др., 1975], который ответственен за глубокую модуляцию несущей частоты SE . Однако оказалось, что вариация $\cos\psi$, полученная методом наложения эпох для анализируемых событий (здесь мы не приводим динамику $\cos\psi$ и опишем ее словами), не испытывает каких-либо существенных изменений вблизи реперной точки. Величина $\cos\psi$ была ~ 1 как до момента SSC, так и после. Таким образом, обнаруженную нами закономерность снижения несущей частоты перед приходом фронта ударной волны не представляется возможным объяснить вариацией угла между скоростью и вектором напряженности ММП [Гульельми и Довбня, 1974; Гульельми и др., 1975]. Согласно [Гульельми и др., 2015; Guglielmi et al., 2015] “серпентинная эмиссия” возбуждается в солнечном ветре в результате ионно-циклотронной неустойчивости. В рамках этой гипотезы трудно понять понижение несущей частоты SE , поскольку величина магнитного поля начинает возрастать к моменту SSC. Альтернативным объяснением факта падения несущей частоты SE , с нашей точки зрения, могло быть предположение о том, что возбуждении SE происходит не в плазме солнечного ветра, а вблизи области пересоединения, в которой магнитные поля солнечного ветра и магнитосферы аннигилируют. Однако, исходя из имеющихся данных, не представляется возможным однозначно определить область генерации “серпентинной эмиссии”.

Заметим, что факт прерывания SE в момент SSC не находит аналогии с возбуждением других УНЧ-колебаний. По обыкновению эффект импульсов SSC проявляется либо в возбуждении режимов УНЧ-волн, либо в усилении интенсивности геомагнитных пульсаций, наблюдавшихся до момента SSC [Saito and Matsushita, 1967; Shumilov et al., 1996; Куражковская и др., 1996; Клейменова и др., 1999; Kerttula et al., 2001]. “Серпентинная эмиссия” в отличие других типов геомагнитных пульсаций в момент SSC прерывается. В рамках данной работы мы хотели обратить внимание на эту особенность поведения “серпентинной эмиссии”, морфологические закономерности которой и механизм генерации во многом остаются неясными.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа одновременных наблюдений “серпентинной эмиссии”, регистрируемой в полярной шапке, и внезапных начал геомагнит-

ных бурь обнаружено, что в момент SSC в обл. Восток наблюдалось шумовое широкополосное электромагнитное излучение в диапазоне Pc1–2 с резким передним фронтом, которое приводило к нарушению режима генерации “серпентинной эмиссии”. Нарушение возбуждения SE проявлялось в прерывании несущей частоты излучения с последующим возобновлением. По-видимому, интенсивность возникшего шумового излучения значительно больше амплитуды SE. Исследование параметров межпланетной среды показало, что наиболее благоприятными условиями для генерации SE являются спокойный солнечный ветер и слабая геомагнитная активность. Резкие флуктуации параметров солнечного ветра и ММП, возникающие в момент SSC способствуют нарушению режима генерации SE. Эффект прерывания SE отмечается в более чем 80% случаев независимо от того, развивается или нет впоследствии геомагнитная буря и от ее интенсивности. В доминирующем числе случаев время прерывания SE составляет ~2–3 ч, что значительно меньше продолжительности главной фазы и продолжительности самой бури. Показано, что несущая частота SE снижается примерно за 2 ч до момента SSC. Предполагается, что межпланетное возмущение, следующее за фронтом ударной волны, возбуждает широкополосное шумовое излучение в полярной шапке, которое нарушает режим генерации SE.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Мирного Центра Данных по Солнечно-Земной Физике (Москва) за предоставление открытого доступа к уникальным цифровым данным регистрации магнитного поля с высоким разрешением в Антарктической обсерватории Восток. Также авторы благодарны создателям базы данных OMNI (Goddard Space Flight Center, NASA, USA) и World Data Centre for Geomagnetism (Kyoto) за возможность использования параметров солнечного ветра, ММП и данных *Kp*-, *AE*-, и *Dst*-индексов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Геофизической обсерватории Борок Института физики Земли РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Гульельми А.В., Довбня Б.В. Гидромагнитное излучение межпланетной плазмы // Письма в ЖЭТФ. Т. 18. № 10. С. 601–604. 1973.
– Гульельми А.В., Довбня Б.В. Наблюдение геомагнитных пульсаций в диапазоне 0–2 Гц с глубокой модуляцией несущей частоты в полярной шапке // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 14. № 5. С. 868–870. 1974.

– Гульельми А.В., Довбня Б.В., Клайн Б.И. Возбуждение геомагнитных пульсаций типа “серпентинная эмиссия” в межпланетной плазме // Докл. АН СССР. Т. 221. № 6. С. 1314–1317. 1975.

– Гульельми А.В., Потапов А.С., Довбня Б.В. О происхождении частотной модуляции серпентинной эмиссии // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 2. С. 85–90. 2015.

<https://doi.org/10.12737/9617>

– Довбня Б.В., Зотов О.Д., Клайн Б.И., Куражковская Н.А. Динамика излучения типа SE перед мощными протонными вспышками на Солнце // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 34. № 3. С. 188–191. 1994.

– Довбня Б.В., Клайн Б.И., Гульельми А.В., Потапов А.С. Спектр частотной модуляции серпентиной эмиссии как отражение спектра солнечных колебаний // Солнечно-земная физика. Т. 3. № 1. С. 59–62. 2017.

<https://doi.org/10.12737/23043>

– Довбня Б.В., Потапов А.С. Исследование частотной модуляции серпентинной эмиссии // Физика Земли. № 5. С. 19–26. 2018.

<https://doi.org/10.1134/S0002333718050058>

– Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю., Лодкина И.Г., Николаева Н.С. Статистическое исследование гелиосферных условий, приводящих к магнитным бурям // Космич. исслед. Т. 45. № 1. С. 3–11. 2007.

– Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Биттерли Ж., Шотт Ж.-Ж. Геомагнитные пульсации диапазона Pc3–5 на широтах полярного каспа во время SC и их глобальный отклик // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 39. № 4. С. 29–38. 1999.

– Куражковская Н.А., Клайн Б.И., Довбня Б.В. Роль Vx-компоненты в генерации электромагнитного излучения в диапазоне частот 0.01–1.0 Гц во время SC // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 37. № 4. С. 151–154. 1997.

– Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 299 с. 1980.

– Пилипенко В.А., Довбня Б.В., Мартинес-Беденко В.А., Добровольский М.Н. Геомагнитные наблюдения на станции Восток советских Антарктических экспедиций: научная проблематика и архив данных // Вестн. ОНЗ РАН. Т. 12. NZ4003. 2020.

<https://doi.org/10.2205/2020NZ000366>

– Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 592 с. 1985.

– Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения. М.: Физматлит, 592 с. 2005.

– Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Riazanseva M.O., Vovchenko V.V., Pulinetz M.S., Znatkova S.S., Sotnikov N.V. Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere // J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys. V. 177. P. 103–114. 2018.

<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.013>
– Antonova E.E., Stepanova M.V. The impact of turbulence on physics of the geomagnetic tail // Front. Astron. Space Sci. 8:622570. 2021.

<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.622570>
– Araki T. A physical model of the geomagnetic sudden commencement // Solar Wind Sources of Magnetospheric

- Ultra-Low-Frequency Waves, Geophys. Monogr. Ser. V. 81 / edited by M. J. Engebretson, K. Takahashi, M. Scholer. AGU, Washington, D. C. P. 183. 1994.
- *Asheim S.* Serpentine emissions in the polar magnetic field. Report 83–38. Institute of Physics, University of Oslo, 8 pp. 1983.
- *D’Amicis R., Telloni D., Bruno R.* The effect of solar-wind turbulence on magnetospheric activity // *Front. Phys.* 8, 604857. 2020.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2020.604857>
- *Guglielmi A., Potapov A., Dovbnaya B.* Five-minute solar oscillations and ion-cyclotron waves in the solar wind // *Solar Phys.* V. 290. № 10. P. 3023–3032. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11207-015-0772-2>
- *Hoshi Y., Hasegawa H., Kitamura N., Saito Y., Angelopoulos V.* Seasonal and solar wind control of thereconnection line location on the Earth’s dayside magnetopause // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 123. P. 7498–7512. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025305>
- *Kerttula R., Mursula K., Pikkarainen T.* Storm-time Pc1 activity at high and middle latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 106. NO A4. P. 6213–6227. 2001.
<https://doi.org/10.1029/2000JA900125>
- *Lazarian A., Eyink G.L., Jafari A., Kowal G., Li H., Xu S., Vishniac E.T.* 3D Turbulent Reconnection: Theory, Tests & Astrophysical Implications // *Phys. Plasmas.* V. 27. 012305. 2020.
<https://doi.org/10.1063/1.5110603>
- *Loewe C.A., Pröls G.W.* Classification and Mean Behavior of Magnetic Storms // *J. Geophys. Res.* V. 102. NO. A7. P. 14209–14213. 1997.
<https://doi.org/10.1029/96JA04020>
- *Morris R.J., Cole K.D.* “Serpentine emission” at the high latitude Antarctic station, Davis // *Planet. Space Sci.* V. 35. P. 313–328. 1987.
- *Phan T.D., Gosling J.T., Paschmann G., Pasma C., Drake J.F., Øieroset M., Larson D., Lin R.P., Davis M.S.* The dependence of magnetic reconnection on plasma β and magnetic shear evidence from solar wind observation // *Astrophys J. Lett.* 719: L199–L203. 2010.
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/719/2/L199>
- *Safargaleev V., Kozlovsky A., Honary F., Voronin A., Turunen T.* Geomagnetic disturbances on ground associated with particle precipitation during SC // *Ann. Geophys.* V. 28. P. 247–265. 2010.
<https://doi.org/10.5194/angeo-28-247-2010>
- *Saito T., Matsushita S.* Geomagnetic pulsations associated sudden commencements and sudden impulses // *Planet. Space Sci.* V.15. P. 573–587. 1967.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(67\)90163-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(67)90163-8)
- *Shumilov O., Kasatkina E., Raspopov O., Hansen T., Frank-Kamenetsky A.* Sudden-commencement-triggered pulsations at high latitudes and their sources in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 101. NO A8. P. 17,355–17,363. 1996.
<https://doi.org/10.1029/96JA00400>
- *Trenchi L., Marcucci M.F., Pallochia G., Consolini G., Bavassano Cattaneo M.B., Di Lellis A. M., Reme H., Kistler L., Carr C.M., Cao J.B.* Occurrence of reconnection jets at the dayside magnetopause: Double Star observations // *J. Geophys. Res.* V. 113. A07S10. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012774>
- *Wang X., Tu C.-Y., He J.-S., Wang L.-H.* Ion-scale spectral break in the normal plasma beta range in the solar wind turbulence // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 123. P. 68–75. 2018.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024813>

ИНДЕКС СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ДЛЯ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ E -СЛОЯ НА СУБАВРОРАЛЬНЫХ ШИРОТАХ

© 2022 г. М. Г. Деминов¹ *, Д. Д. Рогов²

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

²Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.02.2022 г.

После доработки 28.03.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

На основе анализа данных субавроральных ионосферных станций в дневные часы при низкой геомагнитной активности получено, что индекс $P = 0.5(F_1 + F_{81})$ является оптимальным индексом солнечной активности для ежедневных значений критической частоты E -слоя foE , где F_1 и F_{81} – поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в данный день и среднее за 81 день значение этого потока. Стандартные отклонения σ зависимости foE от P максимальны для зимы. В этот сезон для станций Салехард и Люкселе, которые расположены на полярном круге и вблизи него, величина σ существенно больше, чем для ст. Ленинград. Подстановка индекса P в модели ИПГ, IRI или NeQuick позволяет использовать эти модели для вычисления ежедневных значений foE . На основе предварительного анализа получено, что модель NeQuick точнее моделей ИПГ и IRI для зимы и равноденствий. Для лета эти модели обладают примерно одинаковой точностью с небольшим преимуществом модели ИПГ. Для станций Салехард и Люкселе зимой при $foE < 2$ МГц даже модель NeQuick занижает значения foE в среднем примерно на 0.2 МГц. Поиск причин этого свойства ионосферы требует специального рассмотрения.

DOI: 10.31857/S0016794022050042

1. ВВЕДЕНИЕ

Между ионосферой средних широт и авроральной области расположена субавроральная ионосфера [Гальперин и др., 1990]. Слой E ионосферы в дневные часы на субавроральных и более низких широтах образуется, в основном, в результате ионизации атмосферы крайним ультрафиолетовым и мягким рентгеновским излучением Солнца и определяется балансом ионизационно-рекомбинационных процессов [Solomon, 2006; Pavlov and Pavlova, 2013]. Для этих процессов в качестве индикаторов солнечной активности обычно используют линейную комбинацию индексов F_1 и F_{81} – потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в данный день и среднего за 81 день значения этого потока, центрированного на данный день. Например, индекс $P = (F_1 + F_{81})/2$ использован в моделях солнечного излучения EUVAC [Richards et al., 1994] и HEUVAC [Richards et al., 2006]. В модели крайнего ультрафиолетового излучения Солнца для вычисления общей циркуляции атмосферы использованы линейные комбинации индексов F_1 и F_{81} [Solomon and Qian, 2005].

В базовой версии международной справочной модели ионосферы (IRI) использован индекс Rz_{12} для оценки критической частоты E -слоя foE , где Rz_{12} – среднее за 12 месяцев число солнечных пятен [Bilitza, 2018]. Эта версия модели дает средние за месяц (медианные) значения foE . Дополнительный анализ показал, что модель IRI можно применить и для вычисления ежедневных значений foE , если использовать индексы F_1 или F_{81} вместо Rz_{12} с учетом корреляционной связи между солнечными индексами Rz и F [Yang et al., 2017]. При этом индекс F_{81} дает большее увеличение точности вычисления foE по модели IRI, чем F_1 [Yang et al., 2017]. Анализ ежедневных данных ст. Москва без разделения на сезоны показал, что для коэффициента корреляции foE с линейной комбинацией F_1 и F_{81} существует широкий максимум вблизи $P = (F_1 + F_{81})/2$ [Антонова и др., 1996]. Тем не менее, для ст. Москва двухкомпонентная модель foE с индексом P не намного точнее однокомпонентных моделей foE с индексами F_1 или F_{81} [Антонова и др., 1996]. Более детальный анализ показал, что индекс P является оптимальным ин-

дексом солнечной активности для ежедневных значений foE на средних широтах [Деминов, 2022a]. Кроме того, было получено, что величина стандартного отклонения зависимости foE от P в дневные часы различна для разных сезонов и в разных областях средних широт [Деминов, 2022a].

Свойства foE в освещенной Солнцем субавроральной ионосфере и на средних широтах могут не совпадать по многим причинам. К ним относится увеличенная концентрация окиси азота $n(\text{NO})$, которая максимальна в авроральной области и может быть значительна на субавроральных широтах [Barth et al., 2003]. В свою очередь, увеличение $n(\text{NO})$ может привести к увеличению foE [Swider and Keneshea, 1993]. Высыпания энергичных электронов в плазмосфере (вблизи плазмоспаузы) из-за их взаимодействия с электромагнитными волнами КНЧ-ОНЧ-диапазона, по-видимому, могут быть причиной дополнительного увеличения foE на субавроральных широтах даже при низкой геомагнитной активности [Лайонс и Уильямс, 1987; Tsurutani et al., 2019; He et al., 2020; Ma et al., 2021]. Это определило целесообразность поиска оптимального индекса солнечной активности для foE на субавроральных широтах. Решение данной задачи для освещенной Солнцем субавроральной области E ионосферы при низкой геомагнитной активности было главной целью данной работы. Ниже представлены результаты решения этой задачи. Они включают не только определение оптимального индекса солнечной активности для foE с учетом сезонных особенностей изменений foE , но и оценку эффективности включения этого индекса в известные эмпирические модели ионосферы для вычисления foE на субавроральных широтах.

2. МЕТОДИКА

Для анализа использованы имеющиеся данные foE станций Ленинград (Leningrad, 60.0° N, 30.7° E, $\Phi = 55.8^\circ$ N), Люкселе (Lycksele, 64.7° N, 18.8° E, $\Phi = 61.3^\circ$ N) и Салехард (Salekhard, 66.5° N, 66.5° E, $\Phi = 61.5^\circ$ N) в дневные часы при низкой геомагнитной активности в интервале 1960–1998 гг., где в скобках указаны географические координаты и исправленные геомагнитные широты Φ этих станций. Широты Φ ионосферных станций получены по Интернет (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo>) для 1980 г., что примерно соответствует середине анализируемого интервала времени.

Для поиска оптимального индекса солнечной активности для foE конкретной станции использован массив данных foE этой станции. Этот массив использован для определения коэффициентов уравнения регрессии:

$$r(F) = (foE / foE(66)_{\text{IRI}})^4 = a + b(F - 66) \pm \sigma, \quad (1)$$

где

$$F = kF_1 + (1 - k)F_{81}, \quad (2)$$

foE – критическая частота E -слоя, полученная по данным ионосферной станции для конкретных геофизических условий (географические широта и долгота, год, день года, местное время, индекс солнечной активности F), $foE(66)_{\text{IRI}}$ – критическая частота E -слоя по базовой модели IRI для этих геофизических условий за одним исключением: индекс солнечной активности $F = 66$. Задаваемый параметр k может изменяться в диапазоне 0–1; $F = F_{81}$ для $k = 0$, $F = F_1$ для $k = 1$. В этом диапазоне можно найти параметр $k = k^*$, который удовлетворяет условию минимума стандартного отклонения σ уравнения регрессии (1), т.е. отклонения вычисленных по этому уравнению значений $r(F)$ от измеренных значений. Подстановка параметра $k = k^*$ в уравнение (2) дает оптимальный индекс солнечной активности $F = F^*$ для вычисления foE в ионосфере над данной ионосферной станцией по уравнению (1) или по одной из эмпирических моделей ионосферы, т.е. решение поставленной задачи.

Дополнительные условия, которые были приняты для получения устойчивых закономерностей, следующие. В уравнении (1) использованы средние из трех часовых значений $r(F)$ для данного дня: местный полдень, один час до и один час после полудня. Данные foE для каждого часа обычно определены по мировому времени, поэтому местный полдень в данном случае означает ближайшее к полудню измерение foE . Из этих трех часовых значений $r(F)$ в данный день оставляются значения, которые соответствуют низкой геомагнитной активности: $Kp^* < 2.3$. Кроме того, если для данного дня число значений $r(F)$ меньше двух, то данный день исключается из рассмотрения. Индекс Kp^* определен по средневзвешенному (с весовым коэффициентом $\tau = 0.6$) индексу геомагнитной активности $ap(\tau)$ [Деминов и др., 2021]:

$$Kp^* = 2.1 \ln(0.2ap(\tau) + 1), \quad (3)$$

$$ap(\tau) = (1 - \tau)(ap_0 + ap_{-1}\tau + ap_{-2}\tau^2 + \dots),$$

ap_0 , ap_{-1} и т.д. – значения ap -индекса в данный, предыдущий и т.д. трехчасовые интервалы.

В полдень экваториальная граница диффузных высыпаний электронов $\Phi_m = 69^\circ$ для $Kp^* = 2.3$ согласно модели [Деминов и др., 2021]. Более детальная модель этих высыпаний в виде зависимости Φ_m от AE -индекса геомагнитной активности дает $\Phi_m = 71^\circ$ в полдень для $AE = 280$ [Wu et al., 2021], что примерно соответствует $Kp = 2.3$ с учетом связи между индексами AE и Kp [Старков, 1994]. Эти оценки и дополнительный анализ по-

казали, что обычно в интервале 11–13 LT при низкой геомагнитной активности ($Kp^* < 2.3$) анализируемые станции расположены к экватору от авроральной области, т.е. соответствуют субавроральной области. Отметим, что станции Салехард и Люкселе расположены на полярном круге и вблизи него соответственно. Следовательно, перечисленные условия и станции подобраны так, чтобы крайнее ультрафиолетовое излучение Солнца было основным источником ионизации атмосферы в области E ионосферы на рассматриваемых широтах. Это косвенно учтено при записи уравнения (1).

В базовой модели IRI уравнение (1) имеет вид:

$$r_{\text{IRI}} = (foE_{\text{IRI}}/foE(66)_{\text{IRI}})^4 = 1 + B(\text{COV} - 66), \quad (4)$$

где $B = 0.0094$, COV – среднее за 12 месяцев значение индекса солнечной активности F [Bilitza, 2018]. Отметим, что в базовой модели IRI для вычисления foE использована эмпирическая модель [Kouris and Muggleton, 1973a, 1973b]. Более детальная модель (ниже она названа моделью ИПГ) показывает, что коэффициент B может зависеть от широты и сезона [Нусинов, 1988, 2004; Nusinov, 2006]. Модель foE [Titheridge, 1996] в NeQuick [Nava et al., 2008] также содержит зависимость от сезона коэффициента, аналогичного коэффициенту B в уравнении (4). Это означает, что искомым коэффициентом $k = k^*$ в уравнении (2) может зависеть от сезона. Здесь использовано разделение месяцев года по сезонам аналогично принятому в модели NeQuick: зима (11, 12, 1, 2), равноденствие (3, 4, 9, 10), лето (5, 6, 7, 8), где в скобках указан номер месяца.

Итак, задача определения оптимального индекса солнечной активности для foE в дневные часы (11–13 LT) при низкой геомагнитной активности ($Kp^* < 2.3$) по базе данных анализируемых станций на субавроральных широтах сводится к поиску коэффициента $k = k^*$ в уравнении (2) для каждого сезона, который удовлетворяет условию минимума стандартного отклонения σ уравнения регрессии (1). Результаты решения этой задачи приведены ниже.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

На рисунке 1 показаны зависимости стандартных отклонений σ уравнения регрессии (1) от параметра k для каждого сезона, полученные по данным foE станций Ленинград, Люкселе и Салехард. Для этого по данным конкретной станции в интервале 1960–1998 гг. в дневные часы (11–13 LT) данного сезона при $Kp^* < 2.3$ для каждого значения параметра k (с шагом 0.05 в интервале от 0 до 1) были вычислены коэффициенты уравнения регрессии (1) и стандартное отклонение σ этого уравнения. На следующем этапе из массива ис-

ключались данные, которые удовлетворяли условию $r(F) > 3\sigma$, и вычисления повторялись. В результате были получены зависимости σ от k . На рисунке 1 они аппроксимированы полиномом пятой степени для большей наглядности. Из данных на этом рисунке видно, что для всех приведенных случаев наблюдаются широкие минимумы σ , где $k = k^*$, которые расположены в диапазоне $0.35 < k^* < 0.65$. Для каждого случая отклонение σ для $k = 0.5$ от σ для $k = k^*$ не превышает 0.1%. Следовательно, параметр $k = k^* = 0.5$ в уравнении (2) обеспечивает минимальные (или близкие к минимальным) значения σ для каждого из рассмотренных случаев. Параметру $k = 0.5$ в уравнении (2) соответствует индекс

$$P = (F_1 + F_{81})/2. \quad (5)$$

Следовательно, индекс P – оптимальный индекс солнечной активности для foE на субавроральных широтах, что является решением поставленной задачи. Тем не менее, из данных на рис. 1 следует, что для каждого из приведенных случаев разница в значениях σ для $k = 0.5$ и $k = 0$ или $k = 1$ не превышает 2%, т.е. преимущества индекса P по сравнению с индексами F_1 или F_{81} слабо выражены.

Из данных на рис. 1 можно видеть, что для всех анализируемых станций самые высокие значения σ наблюдаются для зимы, и в этот сезон они максимальны для станций Люкселе и Салехард. Для ст. Ленинград значения σ в равноденствие и летом почти совпадают, для ст. Салехард значения σ в равноденствия больше, чем летом. В результате, для ст. Салехард амплитуда годовых изменений σ больше, чем для ст. Люкселе и, тем более, для ст. Ленинград.

Подстановка индекса P вместо F в уравнение регрессии (1) позволяет получить значимые коэффициенты этого уравнения по данным ионосферной станции для конкретных условий, например, для полудня. В известных глобальных эмпирических моделях используются другие индексы солнечной активности. Например, в базовой модели IRI используется индекс COV (см. уравнение (4)). В этих моделях можно заменить используемый индекс солнечной активности на P для вычисления ежедневных значений foE и коэффициентов уравнения регрессии (1) по глобальным моделям для заданных координат ионосферной станции. Для предварительной оценки такой возможности можно сопоставить зависимости $r(F)$ от $F = P$ по уравнениям регрессии (1), построенные по данным ионосферной станции и глобальным моделям IRI [Bilitza, 2018], NeQuick [Nava et al., 2008] или ИПГ [Nusinov, 2006] для координат этой станции. На рис. 2 представлены результаты такого сопоставления для станций Салехард и Ленинград для трех сезонов в полдень при низкой геомагнитной активности ($Kp^* < 2.3$) и не очень высокой солнечной активности ($P <$

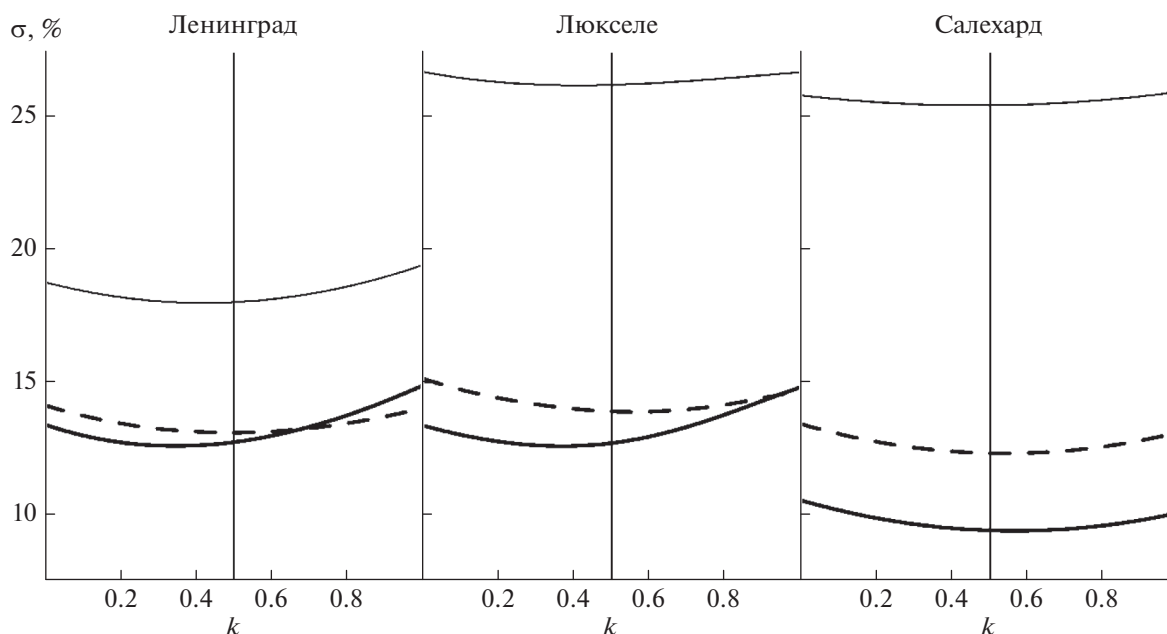


Рис. 1. Зависимости стандартных отклонений σ уравнения регрессии (1) от параметра k в уравнении (2), полученные по данным foE станций Ленинград, Люкселе и Салехард в дневные часы для зимы (тонкие линии), равноденствия (штриховые линии) и лета (толстые линии).

< 200). Последнее условие связано с тем, что уравнение регрессии (1) перестает быть линейным при высокой солнечной активности. Из данных на этом рисунке видно, что модель NeQuick точнее моделей ИПГ и IRI для зимы и равноденствий. Для лета эти модели обладают примерно одинаковой точностью с небольшим преимуществом модели ИПГ. Для зимы модель NeQuick является самой точной из рассмотренных, тем не менее, для ст. Салехард она дает заниженные значения $r(F)$ по сравнению с экспериментальными данными. Следовательно, для ст. Салехард зимой в полдень (и вблизи полудня) характерны не только высокая изменчивость $r(F)$ (рис. 1), но и сильное отклонение средних экспериментальных значений $r(F)$ от полученных даже по модели NeQuick (рис. 2). Дополнительные оценки показали, что свойства уравнений регрессии (1) для станций Люкселе и Салехард отличаются не сильно, поэтому зависимости $r(F)$ от $F = P$ для ст. Люкселе во многом подобны приведенным на рис. 2 для ст. Салехард.

Для приложений могут быть полезны средние арифметические (d) и среднеквадратичные (σ) отклонения измеренных значений foE от вычисленных по выбранным моделям. Для станций Ленинград и Салехард они приведены в табл. 1. Данные в этой таблице показывают, что изменения σ лежат в диапазоне 0.1–0.2 МГц. Эти данные подтверждают, что для зимы и равноденствия модель NeQuick точнее моделей ИПГ и IRI, в том числе, за счет относительно низкого значения d для

NeQuick. Для лета модель ИПГ точнее моделей IRI и NeQuick, но разница в величине σ не превышает 0.014 МГц.

Сопоставление экспериментальных данных foE с результатами расчетов foE по модели NeQuick для зимы в полдень при низкой геомагнитной ($Kp^* < 2.3$) и не очень высокой солнечной ($P < 200$) активностях позволяет получить дополнительные сведения об особенностях foE для этих условий (рис. 3). Для наглядности, на этом рисунке точками показаны каждые пятые сопоставления foE по модели и экспериментальным данным. Сплошные линии на этом рисунке соответствуют идеальному варианту совпадения foE по экспериментальным данным и модели. Из данных на рис. 3 следует, что для ст. Ленинград критическая частота $foE > 1.8$ МГц, и систематическая разница между экспериментальными и вычисленными по модели NeQuick частотами foE незначительна. Для ст. Салехард на частотах $foE < 2$ МГц модель NeQuick занижает экспериментальные данные foE и в среднем эта разница составляет 0.2 МГц. Для ст. Люкселе характерна аналогичная тенденция.

ОБСУЖДЕНИЕ

Приведенные на рис. 1 значения σ для станций Ленинград, Люкселе и Салехард показывают, что для равноденствия и лета они отличаются не сильно. Аналогичным свойством обладают среднеширотные станции на географических широтах

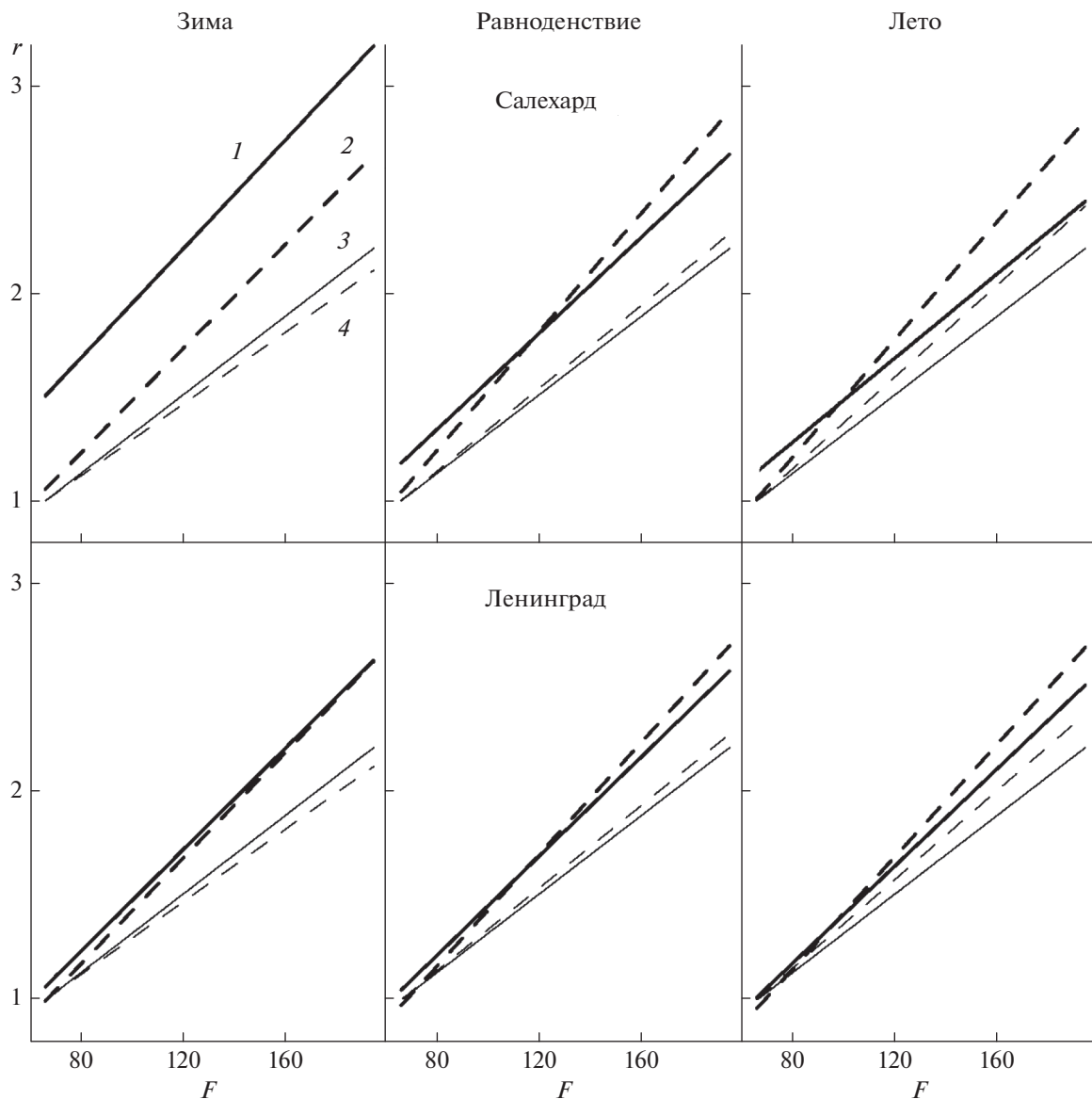


Рис. 2. Зависимость $h'(F)$ от $F = P$ по уравнению (1) для координат станций Салехард и Ленинград в полдень при низкой геомагнитной активности для зимы, равноденствия и лета по экспериментальным данным (1) и моделям NeQuick (2), IRI (3) и ИПГ (4).

тах $\varphi > 50^\circ \text{ N}$, включая станцию Юлиусру/Рюген (Juliusruh/Rugen, 54.6° N , 13.4° E , $\Phi = 50.8^\circ \text{ N}$) [Деминов, 2022a]. Более детальный анализ показал, что для лета и равноденствия в полдень (и вблизи полудня) при низкой геомагнитной активности свойства foE на средних ($\varphi > 50^\circ \text{ N}$) и субавроральных широтах во многом подобны, включая зависимости foE от зенитного угла Солнца, сезона и солнечной активности. Из данных на рис. 1 и приведенных в работе [Деминов, 2022a] результатов следует, что в дневные часы во все сезоны индекс $P = (F_1 + F_{81})/2$ является оптимальным индексом солнечной активности для foE на средних и субавроральных широтах.

При прочих равных условиях зенитный угол Солнца χ максимален зимой и увеличивается с ростом широты. Например, в полдень зимой (первого января) $\chi = 82.9, 87.6$ и 89.4° для станций Ленинград, Люкселе и Салехард. Напомним, что в данном случае ноябрь, декабрь, январь и февраль соответствуют зиме, поэтому середина этого сезона примерно соответствует первому января. Крайнее ультрафиолетовое излучение Солнца является источником как прямой ионизации атмосферы, так и ионизации из-за этого излучения, рассеянного геокороной, т.е. верхними слоями нейтральной атмосферы Земли [Каширин, 1986; Titheridge, 2003]. Зимой в полночь второй источ-

Таблица 1. Средние арифметические (d) и среднеквадратичные (σ) отклонения (в МГц) измеренных foE от вычисленных по моделям ИПГ, IRI и NeQuick для станций Ленинград и Салехард для зимы, равноденствия и лета в полдень при низкой геомагнитной ($Kp^* < 2.3$) и не очень высокой ($P < 200$) солнечной активности в интервале 1960–1998 гг.

Модель	Зима		Равноденствие		Лето	
	d	σ	d	σ	d	σ
	Ленинград					
ИПГ	0.06	0.133	0.05	0.111	0.02	0.095
IRI	0.05	0.125	0.06	0.116	0.05	0.109
NeQuick	0.00	0.118	0.00	0.102	-0.01	0.103
	Салехард					
ИПГ	0.16	0.197	0.10	0.138	0.05	0.108
IRI	0.15	0.188	0.11	0.146	0.08	0.122
NeQuick	0.01	0.171	0.01	0.101	-0.01	0.110

ник ионизации атмосферы (назовем его ночным источником) становится преобладающим, и foE равно 0.7 МГц по модели NeQuick. В модели NeQuick для больших зенитных углов Солнца ($\chi > 86.2^\circ$) учтено плавное уменьшение foE с увеличением χ за счет замены χ на эффективный зенитный угол χ_{eff} . В данном случае для ст. Салехард в полдень зимой $\chi = 89.4^\circ$ и $\chi_{\text{eff}} = 88.0^\circ$. В результате, по модели NeQuick для ст. Салехард в полдень зимой при низкой солнечной активности $foE = 1.2$ МГц без учета ночного источника ионизации атмосферы и $foE = 1.4$ МГц с учетом этого источника. Более детальный анализ показал, что для зимы в полдень на субавроральных широтах повышенная точность модели NeQuick (относительно моделей IRI и ИПГ, см. рис. 2) обусловлена более корректным учетом зависимости foE от

зенитного угла Солнца χ при больших значениях χ , включая учет ночного источника ионизации атмосферы.

Тем не менее, даже модель NeQuick для зимы в полдень на субавроральных широтах занижает критическую частоту E -слоя для низких значений этой частоты ($foE < 2$ МГц) в среднем примерно на 0.2 МГц (рис. 3). Этот эффект наиболее ярко выражен для ст. Салехард и практически отсутствует для ст. Ленинград (рис. 3). Последнее связано с тем, что частоты $foE < 2$ МГц для ст. Ленинград наблюдались очень редко. Поэтому можно ожидать, что данный эффект характерен для зенитных углов Солнца больше $\sim 85^\circ$ – 86° . Приведенные данные не позволяют судить о существовании этого эффекта для $\chi > 90^\circ$.

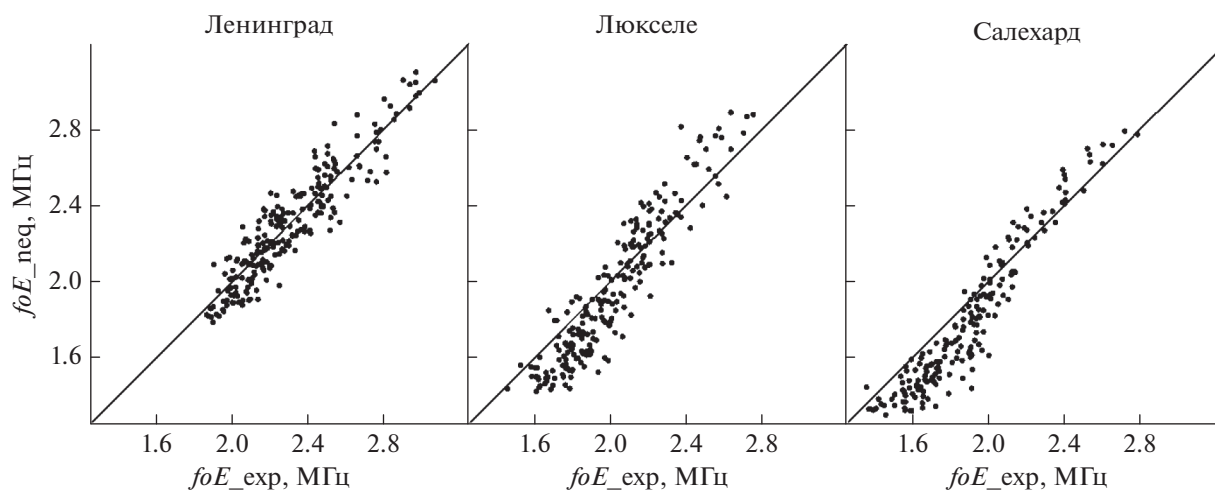


Рис. 3. Сопоставление доступных экспериментальных данных критической частоты слоя (foE_{exp}) в интервале 1960–1998 гг. для полудня при низкой геомагнитной активности с результатами расчетов (foE_{neq}) по модели NeQuick для ионосферных станций Ленинград, Люкселе и Салехард. Для наглядности, точками показаны каждые пятые сопоставления foE по модели и экспериментальным данным.

Причины приведенной ошибки модели NeQuick на субавроральных широтах неизвестны, и анализ этих причин требует специального рассмотрения. Здесь отметим только некоторые из возможных причин. Зависимость foE от χ при высоких значениях χ может быть недостаточно точной по модели NeQuick. Одной из причин этого может быть увеличенная концентрация окиси азота $n(\text{NO})$, которая максимальна в авроральной области и значительна на субавроральных широтах [Barth et al., 2003]. В свою очередь, увеличение $n(\text{NO})$ может привести к увеличению foE [Swider and Keneshea, 1993]. Высыпания энергичных электронов в плазмосфере (вблизи плазмопаузы) из-за их взаимодействия с электромагнитными волнами КНЧ-ОНЧ-диапазона, по-видимому, могут быть причиной дополнительного увеличения foE на субавроральных широтах даже при низкой геомагнитной активности [Лайонс и Уильямс, 1987; Tsurutani et al., 2019; He et al., 2020; Ma et al., 2021]. На этом пути, по-видимому, важен анализ свойств E -слоя ионосферы субавроральных широт для большего диапазона изменений зенитного угла Солнца и местного времени.

Использование индекса $P = 0.5(F_1 + F_{81})$ для вычисления foE по выбранным моделям затруднено для текущего времени, поскольку для вычисления F_{81} необходимы данные F_1 на 40 дней вперед. Одним из вариантов решения этой задачи может быть замена индекса F_{81} в данный день на $F(T, N)$ – кумулятивный (средневзвешенный с характерным временем T в сутках) индекс солнечной активности, вычисленный по индексам F_1 в данный и предыдущие N дней:

$$F(T, N) = \sum_{n=0}^N F_1(-n) \tau^n / \sum_{n=0}^N \tau^n,$$

где $\tau = \exp(-1/T)$, индекс $n = 0$ соответствует данному дню, $T = 27$ и $N = 81$ [Деминов, 2022б]. По предварительным оценкам, замена F_{81} на $F(27, 81)$ не приводит к заметным изменениям foE , вычисленных по выбранным моделям. Например, такая замена дает разницу меньше 0.01 МГц в значениях среднеквадратичных отклонений σ моделей для приведенных в таблице данных. Тем не менее, целесообразен анализ эффективности замены F_{81} на $F(27, 81)$ в вычислениях foE для более широкого набора гелиогеофизических условий, что выходит за рамки данной работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен поиск оптимального индекса солнечной активности для вычисления foE на субавроральных широтах на основе анализа имеющихся данных критической частоты foE станций Ленинград, Люкселе и Салехард в дневные часы (11–13 LT) при низкой геомагнитной активности

($Kp^* < 2.3$) в интервале 1960–1998 гг. Получены следующие выводы.

1. Индекс $P = 0.5(F_1 + F_{81})$ является оптимальным индексом солнечной активности для ежедневных значений критической частоты E -слоя foE , где F_1 и F_{81} – поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в данный день и среднее за 81 день значение этого потока.

2. Стандартные отклонения σ зависимости foE от P максимальны для зимы. В этот сезон для станций Салехард и Люкселе, которые расположены на полярном круге и вблизи этого круга, величина σ существенно больше, чем для ст. Ленинград.

3. Подстановка индекса P в модели ИПГ, IRI или NeQuick позволяет использовать эти модели для вычисления ежедневных значений foE . На основе предварительного анализа получено, что модель NeQuick точнее моделей ИПГ и IRI для зимы и равенденствий. Для лета эти модели обладают примерно одинаковой точностью с небольшим преимуществом модели ИПГ. Для станций Салехард и Люкселе зимой при $foE < 2$ МГц даже модель NeQuick дает заниженные значения foE в среднем примерно на 0.2 МГц. Поиск причин этого свойства ионосферы требует специального рассмотрения.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят WDC for Solar-Terrestrial Physics, Великобритания за данные foE ионосферных станций и индексы солнечной активности (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdccc1/>); WDC for Geomagnetism, Япония, за данные ap -индекса (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при частичной поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.Е. Аэрoномия слоя E (учет вариаций УФ-излучения и геомагнитных возмущений). М.: Янус, 168 с. 1996.
- Гальперин Ю.И., Сивцева Л.Д., Филиппов В.М., Халипов В.Л. Субавроральная верхняя ионосфера. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 192 с. 1990.
- Деминов М.Г. Индекс солнечной активности для критической частоты E-слоя на средних широтах // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 62. № 2. С. 206–210. 2022а.
- Деминов М.Г. Эффективный индекс солнечной активности для краткосрочного прогноза среднего индекса этой активности // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 62. № 3. С. 302–306. 2022б.

- Демин М.Г., Шубин В.Н., Бадин В.И. Модель критической частоты E-слоя для авроральной области // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 5. С. 610–617. 2021.
- Каширин А.И. Фотоионизация в ночной ионосфере // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 26. № 4. С. 563–568. 1986.
- Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. Количественный подход: Пер. с англ. М.: Мир, 312 с. 1987.
- Нусинов А.А. Детерминированная модель среднеширотного и экваториального E-слоя (описание и сравнительные характеристики точности) // Ионосферные исслед. № 44. С. 94–99. 1988.
- Нусинов А.А. Ионосфера как природный детектор для исследования долговременных изменений потоков солнечного геоэффективного излучения // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 44. № 6. С. 779–786. 2004.
- Старков Г.В. Статистические зависимости между индексами магнитной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 34. № 1. С. 129–131. 1994.
- Barth C.A., Mankoff K.D., Bailey S.M., Solomon S.C. Global observations of nitric oxide in the thermosphere // J. Geophys. Res. V. 108. № A1. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009458>
- Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11. 2018.
- He Z., Yu J., Chen L., Xia Z., Wang W., Li K., Cui J. Statistical study on locally generated high-frequency plasmaspheric hiss and its effect on suprathermal electrons: Van Allen Probes observation and quasi-linear simulation // J. Geophys. Res. – Space. V. 125. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028526>
- Kouris S.S., Muggleton L.M. Diurnal variation in the E-layer ionization // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. P. 133–139. 1973a.
- Kouris S.S., Muggleton L.M. World morphology of the Appleton E-layer seasonal anomaly // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. P. 141–151. 1973b.
- Ma Q., Li W., Zhang X.-J., Bortnik J., Shen X.-C., Connor H.K. et al. Global survey of electron precipitation due to hiss waves in the Earth's plasmasphere and plumes // J. Geophys. Res. – Space. V. 126. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029644>
- Nava B., Coisson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 70. P. 1856–1862. 2008.
- Nusinov A.A. Seasonal-latitudinal variations of ionospheric E-layer critical frequencies dependence on solar activity in empirical models // Adv. Space Res. V. 37. P. 433–436. 2006.
- Pavlov A.V., Pavlova N.M. Comparison of NmE measured by the boulder ionosonde with model predictions near the spring equinox // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 102. P. 39–47. 2013.
- Richards P.G., Fennelly J.A., Torr D.G. EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations // J. Geophys. Res. V. 99. P. 8981–8992. 1994.
- Richards P.G., Woods T.N., Peterson W.K. HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model // Adv. Space Res. V. 37. P. 315–322. 2006.
- Solomon S.C. Numerical models of the E-region ionosphere // Adv. Space Res. V. 37. P. 1031–1037. 2006.
- Solomon S.C., Qian L. Solar extreme-ultraviolet irradiance for general circulation models // J. Geophys. Res. V. 110. № A10306. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011160>
- Swider W., Keneshea T.J. The quiet sunrise E region: Enhancements at high latitudes in winter due to increased nitric oxide // J. Geophys. Res. V. 98. № A2. P. 1725–1728. 1993.
- Titheridge J.E. Re-modeling the ionospheric E region // Kleinheubacher Berichte. V. 39. P. 687–696. 1996.
- Titheridge J.E. Ionisation below the night F2 layer – a global model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 65. P. 1035–1052. 2003.
- Tsurutani B.T., Park S.A., Falkowski B.J., Bortnik J., Lakhina G.S., Sen A. et al. Low frequency ($f < 200$ Hz) polar plasmaspheric hiss: coherent and intense // J. Geophys. Res. – Space. V. 124. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2019JA027102>
- Wu C., Ridley A.J., DeJong A.D., Paxton L.J. FTA: A feature tracking empirical model of auroral precipitation // Space Weather. V. 19. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020SW002629>
- Yang Z., Ssessanga N., Tran L.T., Bilitza D., Kenpankho P. On improvement in representation of foE in IRI // Adv. Space Res. V. 60. P. 347–356. 2017.

УДК 550.388.2

ДЕТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ СЛОЯ F2 ПЕРЕД МАГНИТНЫМИ БУРЯМИ

© 2022 г. А. Д. Данилов¹, *, А. В. Константинова¹¹Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова Росгидромета (ИПП), г. Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 07.04.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Выполнен детальный анализ зависимости количества событий (отклонений критической частоты $foF2$ в предбуревые дни от $foF2$ для спокойных геомагнитных условий) и величины отклонений критической частоты от интенсивности предстоящей бури и солнечной активности. Для разделения эффектов зависимости от разных параметров зависимость от солнечной активности рассматривается для узких интервалов индекса Dst , характеризующего интенсивность бури, а зависимость от интенсивности бури – для узких интервалов индекса $F10.7$, характеризующего солнечную активность. Подтверждены выводы об уменьшении числа указанных событий при увеличении отрицательной величины Dst (усилении бури) и $F10.7$ (росте солнечной активности). Получено, что для подавляющего большинства ситуаций наблюдается увеличение интенсивности рассматриваемых событий при усилении бури и уменьшение при росте $F10.7$. Анализ зависимости количества возмущений $foF2$ в предбуревые дни от интенсивности бури с разделением эффектов по дням подтверждает результаты аналогичного анализа, проведенного авторами ранее без разделения данных по дням. Кроме того, получено, что с удалением от момента начала бури (с переходом от нулевого дня к остальным дням) как количество событий (отклонений $foF2$), так и величина отклонений критической частоты уменьшаются.

DOI: 10.31857/S0016794022050030

1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих исследованиях отмечался тот факт, что в течение 2–3 дней перед магнитными бурями наблюдаются возмущения критической частоты слоя F2 ионосферы – отклонения от спокойных условий. Обзор указанных исследований и подробное обсуждение проблемы можно найти в работах [Danilov and Konstantinova, 2019, 2021; Данилов и Константинова, 2019; Данилов, 2022].

Ранее был выполнен детальный анализ поведения критической частоты $foF2$ в течение трех дней, предшествующих магнитной буре, по наблюдениям методом вертикального зондирования на станциях Slough (Chilton) и Juliusruh [Константинова и Данилов, 2020, 2021; Данилов и Константинова 2020а, б; 2021а, б, в]. Было получено, что указанные отклонения демонстрируют хорошо выраженную и статистически значимую зависимость от пяти параметров: сезона, интенсивности магнитной бури, уровня солнечной активности, местного времени начала магнитной бури SO и времени между событием и моментом SO. Поясним, что анализируются отклонения критической частоты с амплитудой, превышающей 20%, в течение трех дней до начала геомагнитной бури

от значения этой частоты в спокойных геомагнитных условиях.

Недавно авторы провели ряд новых исследований по детальному анализу указанных выше зависимостей. С результатами этих исследований можно ознакомиться в серии публикаций в электронном журнале “Гелиогеофизические исследования” [Данилов и Константинова 2022а, б, в, г]. Были предприняты попытки разделения эффектов зависимостей от разных параметров, найденных ранее (прежде всего – от солнечной активности и интенсивности магнитной бури, а также сезона). Были получены и принципиально новые результаты. В частности, был проанализирован вклад каждого из четырех анализируемых предбуревых дней в наблюдаемые зависимости от интенсивности бури и солнечной активности. Было изучено изменение интенсивности анализируемых событий (отклонений $foF2$ от спокойных условий) с изменением солнечной активности и интенсивности бури.

В данной работе мы приводим описание основных результатов, полученных в указанной серии публикаций, отсылая читателей за деталями к оригинальным статьям.

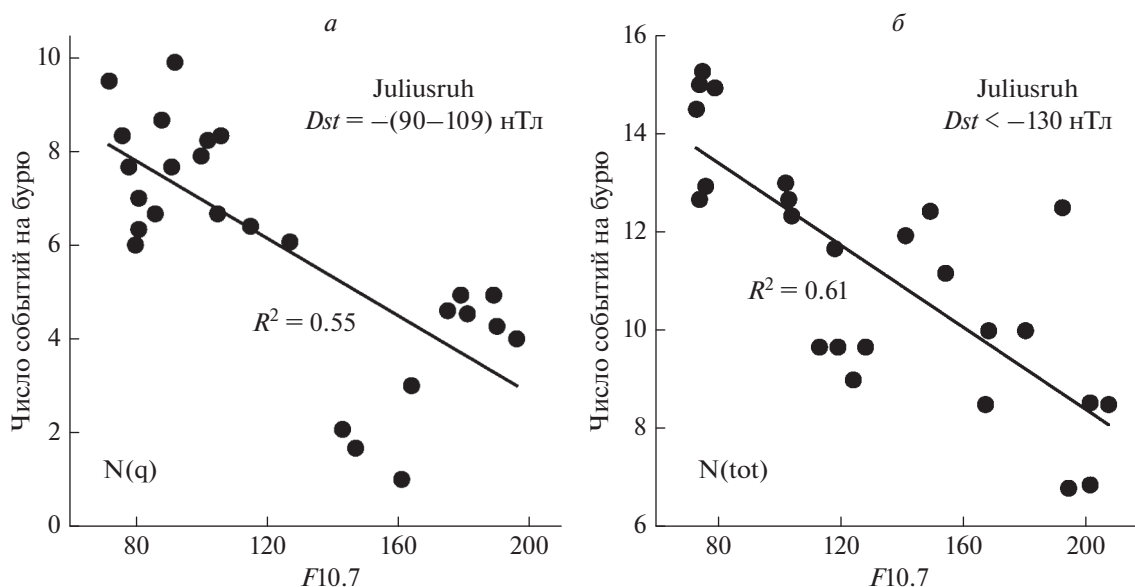


Рис. 1. Зависимость $N(q)$ и $N(tot)$ от $F10.7$ для разных интервалов Dst (ст. Juliusruh).

Мы использовали тот же метод анализа, что и в указанных выше предыдущих публикациях: сравнивали поведение $foF2$ в течение трех предбуревых дней с двумя версиями спокойных условий: по фоновой модели, используемой в прогностической программе SIMP [Лещинская и Михайлов, 2016] (опция m), и по выбранному спокойному дню (опция q). Мы накладывали определенные ограничения на анализируемые предбуревые дни и на спокойный день. За деталями мы отсылаем читателей к публикациям Константиновой и Данилова [2020, 2021].

2. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

В указанных выше работах авторов зависимости от интенсивности бури (амплитуда наибольшего отрицательного значения Dst) и солнечной активности (индекс $F10.7$) строились для всех имеющихся данных. Это означает, что в зависимости, скажем, $N(tot)$ от $F10.7$ точка на $F10.7 = 85$ является усреднением $N(tot)$ по всем бурям, которые попали в интервал $F10.7 = 80-89$. Но в этот интервал попали бури из разных сезонов и с разными величинами Dst . Понятно, что желательно попытаться найти зависимость от $F10.7$, “очищенную” от зависимостей от сезона и интенсивности геомагнитной бури.

Такая работа для обеих станций была проделана Даниловым и Константиновой [2022a, б]. Рассматривалась зависимость $N(q)$, $N(m)$ и $N(tot)$ от $F10.7$ для интервалов $Dst = -(30-49)$ нТл, $-(50-69)$ нТл, $-(70-89)$ нТл, $-(90-109)$ нТл, $-(110-129)$ нТл, и <-130 нТл. Результаты рас-

смотрения показали, что в большинстве случаев наблюдается статистически значимая зависимость количества событий от $F10.7$ для каждого из указанных интервалов Dst .

Примеры таких зависимостей приведены на рисунках 1 и 2 для обеих станций и разных интервалов Dst . Приведенные на рисунках величины коэффициента определенности для F-теста Фишера R^2 показывают, что при имеющемся количестве точек статистическая значимость получаемых зависимостей превышает 99%.

Отметим важный момент. На рисунках 1 и 2 обращает на себя внимание тот факт, что разброс точек существенно больше, чем на графиках соответствующих зависимостей в работах Константиновой и Данилова [2020, 2021]. Это объясняется следующими обстоятельствами. В указанных работах каждая точка на рисунке представляла собой усредненное значение многих (2–3 десятка) точек в соответствующем интервале $F10.7$ шириной в 10 единиц. На рисунках 1 и 2 точки приведены для каждой бури без усреднения. Поскольку каждой буре соответствуют свои значения сезона, LT SO и Dst внутри рассматриваемого интервала Dst , разброс точек неизбежен. Важно, что рисунки 1 и 2 дают ту же зависимость $N(q)$ и $N(tot)$, что была получена в предыдущих работах, т.е. падение величин N с ростом $F10.7$.

Поскольку существует зависимость числа событий N от сезона, мы постарались, избавиться от этой зависимости. Для этого мы рассмотрели отдельно зимние месяцы и месяцы равноденствия. Естественно, количество точек в рассматриваемом интервале Dst при этом уменьшалось.

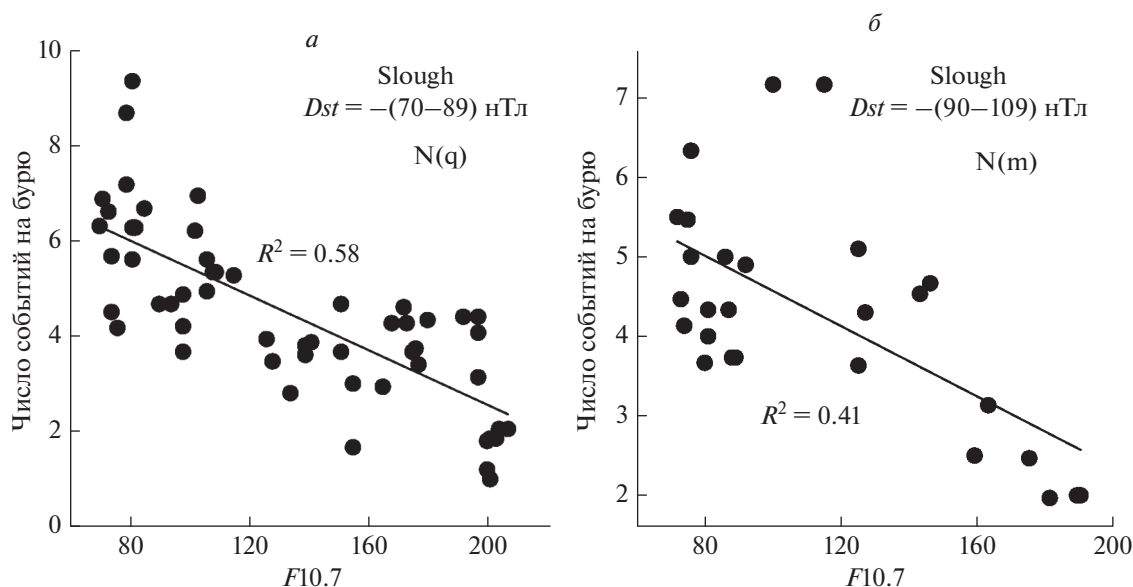


Рис. 2. Зависимость $N(q)$ и $N(tot)$ от $F10.7$ для разных интервалов Dst (ст. Slough).

Для половины рассмотренных интервалов Dst количество точек оказывалось слишком мало для анализа зависимостей для отдельных сезонов, но для интервалов $Dst = -(30-49)$ нТл, $-(50-69)$ нТл и $-(70-89)$ нТл такую зависимость получить удалось. Оказалось, что при рассмотрении отдельного сезона (зимы или равноденствия) зависимость от $F10.7$ становится лучше выраженной, чем при рассмотрении всех сезонов.

Пример указанного эффекта в интервале $Dst = -(50-69)$ нТл для обеих станций приведен на рисунках 3 и 4. Видно, что при использовании всех точек (рис. 3а и 4а) наблюдается заметный разброс точек и величина R^2 невелика. Однако за счет большого числа точек обеспечивается высокое значение статистической значимости S . Количество бурь для зимних месяцев значительно меньше, но зависимость выражена гораздо лучше и величины $R^2 = 0.69$ и 0.64 обеспечивают высокую статистическую значимость ($S > 99\%$). Все сказанное выше относится также к переходу ото всех бурь только к равноденственным бурям, что показано на рис. 5.

Таким образом, анализ зависимости количества событий (предвестников) от солнечной активности показывает, что эта зависимость (уменьшение N с ростом $F10.7$) статистически значима при анализе данных в узком интервале величин Dst (чтобы исключить зависимость от интенсивности бури). Это подтверждает вывод об уменьшении N с ростом $F10.7$, полученный в предыдущих работах на основании анализа всего массива бурь.

Получено также, что при анализе бурь в данном интервале Dst , относящихся к одному кон-

кретному сезону, зависимость от $F10.7$ становится лучше выраженной (см. рис. 3–5).

3. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ БУРИ

Зависимость параметров предбуревых отклонений $foF2$ от интенсивности магнитной бури представляет первостепенный интерес, поскольку она является одним из основных аргументов в пользу того, что эти отклонения являются предвестниками бури.

Анализ, аналогичный описанному выше для зависимости от $F10.7$, был проведен и для зависимости от Dst (Данилов и Константинова [2022а, б]). Она рассматривалась для следующих интервалов $F10.7$: 65–79, 80–99, 100–119, 120–139, 140–159, 160–179 и 180–207.

Получено статистически значимое падение $N(q)$, $N(m)$ и $N(tot)$ с увеличением интенсивности бури. Когда имелось достаточное количество бурь, строилась зависимость этих величин от Dst отдельно для зимы и равноденствия. При этом, несмотря на уменьшение количества анализируемых бурь, зависимость от Dst становилась лучше выраженной.

Так, для ст. Juliusruh для интервала $F10.7 = 65-79$ при рассмотрении данных за все сезоны значимую зависимость от Dst удается получить только для $N(q)$. Видимо, в этот интервал $F10.7$ попадают “ошибочные” m -точки, которые нарушают зависимость для $N(m)$ при использовании всех точек в данном интервале. При переходе к анализу только зимних точек в этом интервале $F10.7$ и для $N(m)$, и для $N(tot)$ получаются зависимости с ве-

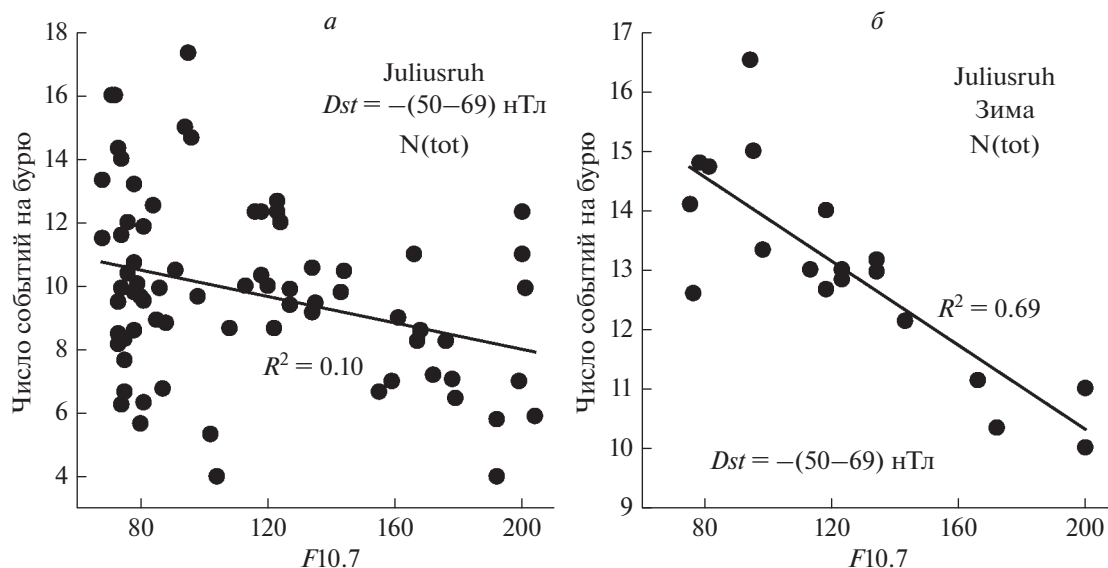


Рис. 3. Изменение характера зависимости от $F10.7$ при переходе ото всех точек в заданном интервале Dst (а) к только зимним точкам (б) (ст. Juliusruh).

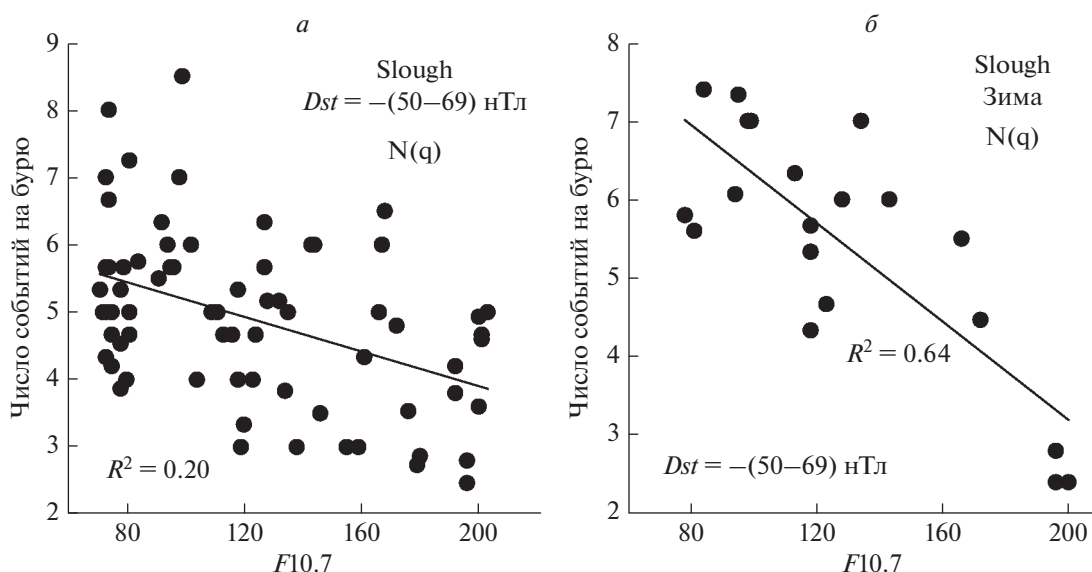


Рис. 4. Изменение характера зависимости от $F10.7$ при переходе ото всех точек в заданном интервале Dst (а) к только зимним точкам (б) (ст. Slough).

личинами R^2 , обеспечивающими высокую статистическую значимость $S = 95-99\%$.

Для интервалов $F10.7 = 80-99$ и $100-119$ при анализе всех точек получается статистически значимая зависимость всех величин N от Dst ($S \sim 95\%$). При переходе же к только зимним или только равноденственным данным величина R^2 заметно возрастает, и величина S приближается к 99% . Пример зависимости $N(\text{tot})$ от Dst для интервала $F10.7 = 100-119$ при анализе всех точек и только точек для зимы приведен на рис. 6.

Для интервалов $F10.7 = 120-139$, $140-159$, $160-179$ и $180-207$ точек недостаточно, чтобы строить зависимости отдельно по сезонам. Но для всех точек каждого интервала уменьшение величин N при увеличении отрицательной амплитуды Dst получается со статистической значимостью от 90% до 99% .

Картина для ст. Slough очень близка к описанной для ст. Juliusruh. Пример перехода от анализа всех бурь к анализу только равноденственных

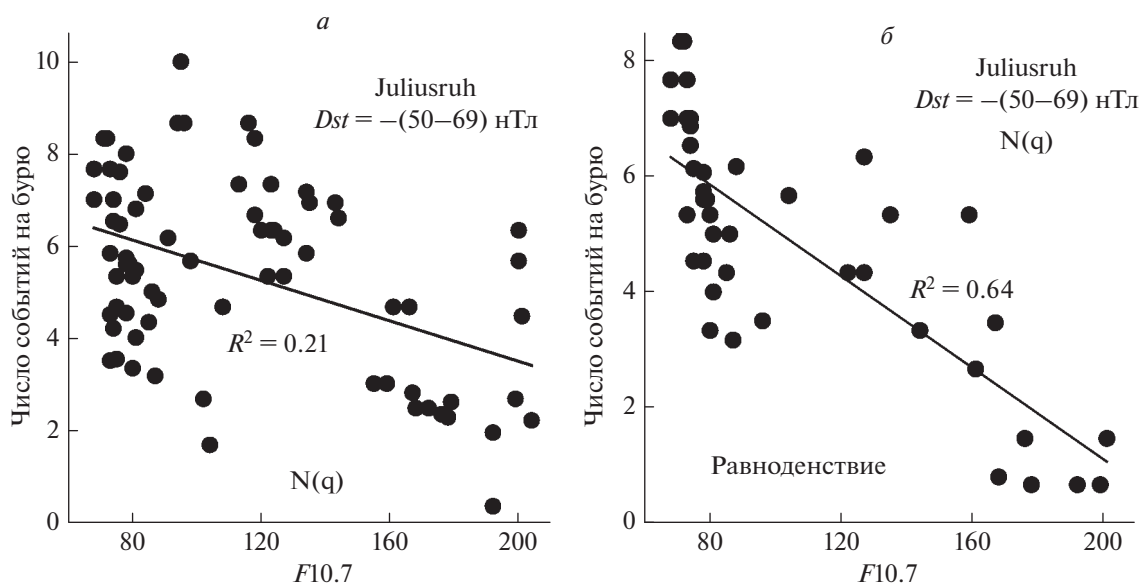


Рис. 5. Изменения характера зависимости $N(q)$ от $F10.7$ при переходе ото всех точек в заданном интервале Dst (а) к только равноденственным точкам (б) (ст. Juliusruh).

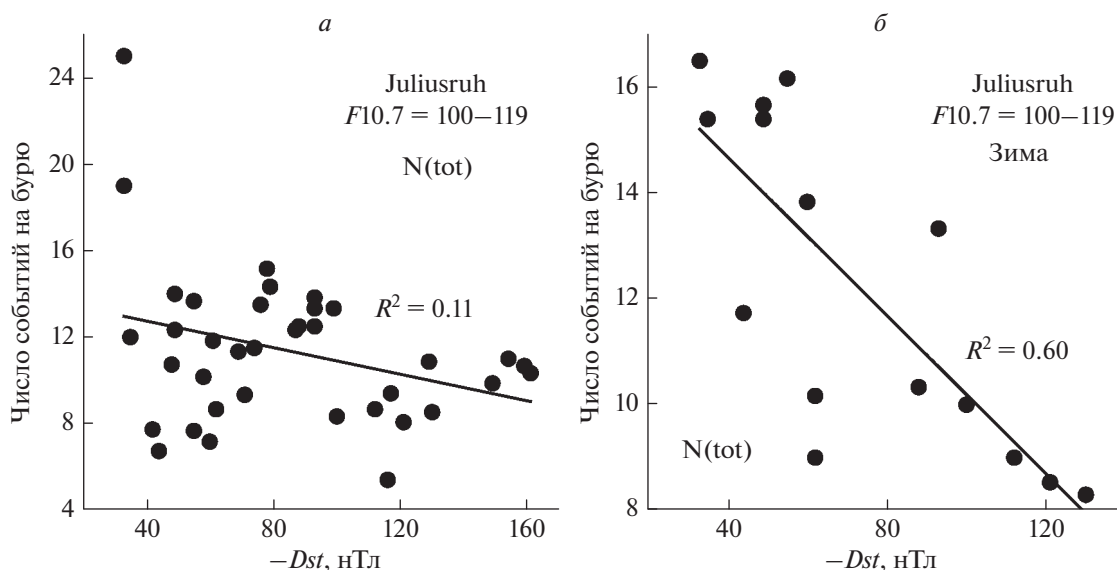


Рис. 6. Зависимость $N(tot)$ от Dst для всех сезонов (а) и только для зимних точек (б) (ст. Juliusruh).

бурь со значительным увеличением величины R^2 приведен на рис. 7.

Таким образом, анализ зависимости величин N от интенсивности предстоящей магнитной бури для узких фиксированных интервалов $F10.7$ подтверждает уменьшение $N(q)$, $N(m)$ и $N(tot)$ с увеличением амплитуды отрицательной величины Dst (являющейся критерием интенсивности предстоящей магнитной бури), как это и было получено в предыдущих публикациях [Константинова

и Данилов 2020, 2021; Данилов и Константинова 2021a].

В тех случаях, где в выбранном интервале $F10.7$ имеется достаточно точек, чтобы рассмотреть отдельно зависимость в различные сезоны, зависимость N от Dst становится лучше выраженной и более значимой статистически. Это подтверждает существование сезонной зависимости количества событий (предвестников), подробно проанализированной в наших предыдущих работах.

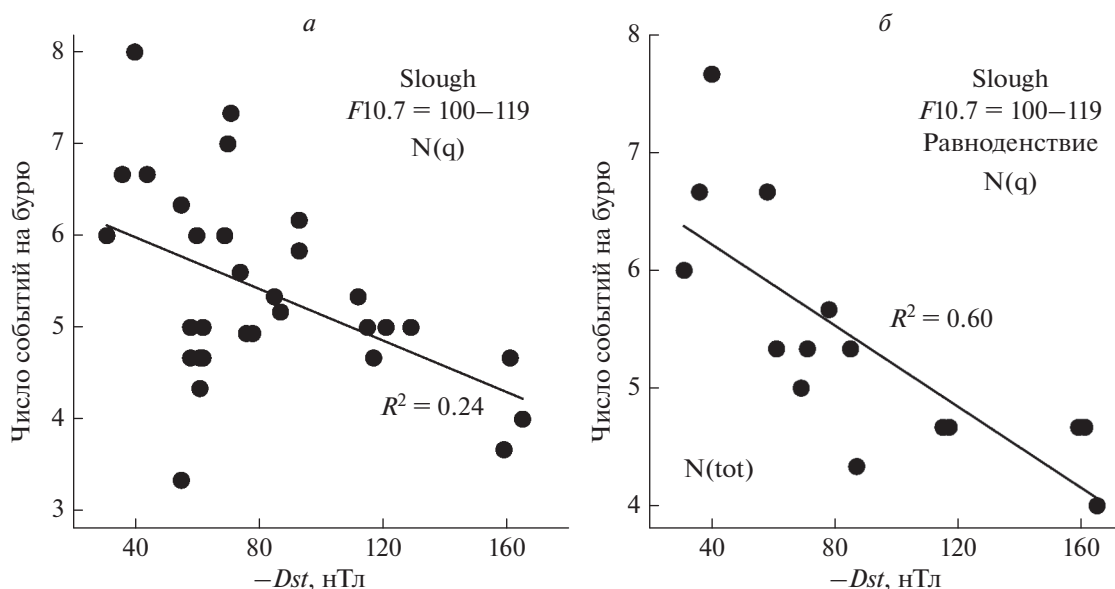


Рис. 7. Зависимость $N(q)$ от Dst для всех сезонов (а) и только для зимних точек (б) (ст. Slough).

4. НАКЛОН ЗАВИСИМОСТЕЙ

В двух предыдущих параграфах зависимость величин N от $F10.7$ и Dst анализировалась в плане ее существования и статистической обоснованности, как это было сделано в работах Данилова и Константиновой [2022а, б]. Основной целью было подтвердить падение N с ростом солнечной активности и интенсивности бури и оценить статистическую значимость этого падения на основании коэффициента R^2 . Однако представляет очевидный интерес и вопрос количественного сравнения. Иначе говоря, анализ наклона k линейных аппроксимаций получаемых зависимостей N от $F10.7$ и Dst и сравнение величин k , получаемых для одной станции, но разных условий (разных интервалов $F10.7$ и Dst) и, наоборот, для разных станций в одинаковых условиях.

Наклон $k1$ зависимости $N(q)$ и $N(m)$ от $F10.7$ определялся для тех же интервалов Dst , что и в параграфе 2. Обнаружено, во-первых, что при анализе всех точек данного интервала Dst лишь в двух случаях ($N(m)$, Juliusruh, $Dst = -(70-89)$ и $-(110-129)$ нТл) не удается получить значимой величины $k1$. Во-вторых, большинство величин $k1$, полученных при анализе всех точек, близки по порядку величины ($k1 = -(0.008-0.013)$) и лишь в двух случаях $k1 < -0.020$. В некоторых ситуациях зависимость N от $F10.7$ была гораздо лучше выражена (гораздо более высокие величины R^2), если отбрасывались две-три крайних точки. Естественно, для таких случаев величины $k1$ были значительно выше.

Рисунок 8 показывает, как меняются полученные величины наклона $k1$ для зависимости N от

$F10.7$ для различных интервалов Dst . Видно, что для обеих станций получен четко выраженный рост абсолютной величины $k1$ с ростом Dst . Иначе говоря, рис. 8 показывает, что при увеличении интенсивности бури падение $N(q)$ и $N(m)$ с ростом солнечной активности становится более резким (отрицательная величина $k1$ растет).

Очевидно, что представляет не меньший интерес и поведение наклона $k2$ зависимости N от интенсивности бури при изменении солнечной активности. Для обеих станций зависимость N от интенсивности бури (индекса Dst) рассматривалась для тех же интервалов $F10.7$, для которых анализировались зависимости N от Dst в параграфе 3.

Результаты этого рассмотрения приведены на рис. 9 для $N(tot)$ на обеих станциях. Как и в случае рис. 8, обращает на себя внимание главный факт — и для Slough, и для Juliusruh абсолютная величина $k2$ уменьшается с ростом $F10.7$. Это означает, что чем выше солнечная активность, тем слабее величины N падают с ростом интенсивности бури (т.е. с ростом максимального отрицательного значения Dst). Рисунок 9 содержит еще один важный и неожиданный результат. Наклон j аппроксимирующих линий на рис. 9 оказывается поразительно близким для обеих станций: 6.46×10^{-5} для Slough и 9.58×10^{-5} для Juliusruh. Учитывая неоднократно отмечавшийся факт, что величины $foF2$ для двух станций представляют собой совершенно независимые массивы данных, близость величин j на рис. 9а и 9б представляет еще одним подтверждением того, что мы действительно анализируем реальные отклонения $foF2$, связанные с предстоящей бурей, а не случайные события.

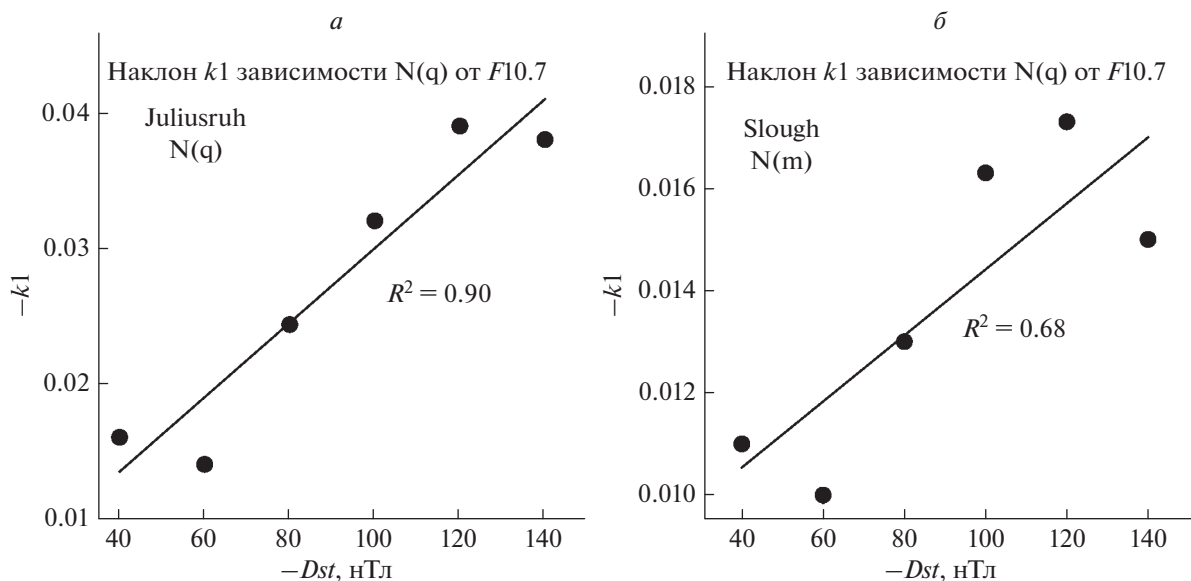


Рис. 8. Зависимость от Dst величины наклона k_1 зависимости $N(q)$ для ст. Juliusruh (а) и $N(m)$ для ст. Slough (б) от солнечной активности.

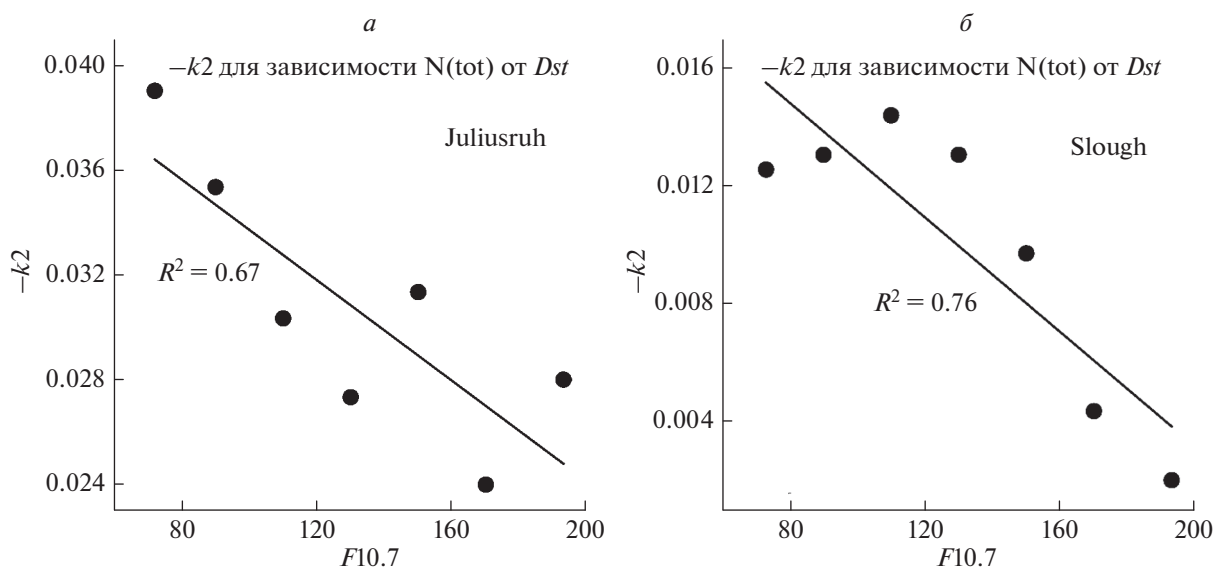


Рис. 9. Зависимость от $F10.7$ величины наклона k_2 зависимости $N(\text{tot})$ для ст. Juliusruh (а) и $N(m)$ для ст. Slough (б) от интенсивности бури.

5. ИНТЕНСИВНОСТЬ СОБЫТИЙ

Представляет несомненный интерес вопрос об интенсивности рассматриваемых отклонений $foF2$ в предбуриевые дни. В наших предыдущих публикациях рассматривались положительные и отрицательные отклонения $foF2$ с амплитудами 20–30%, 30–40% и >40%. Количество отрицательных отклонений меньше, чем количество положительных. События с амплитудой минус 20–30% и <–40% встречаются довольно редко, по-

этому провести их статистический анализ не представляется возможным. Положительные отклонения с амплитудой >40% также встречаются достаточно редко. Но есть возможность (подробнее см. [Данилов и Константинова, 2022в]) проанализировать количество положительных отклонений с амплитудой в 30% и больше в общем количестве событий. Рассматриваются доля всех событий с амплитудой $A \geq 30\%$ в общем количестве событий $N(\text{tot} > 30)/N(\text{tot})$ и в количестве со-

Таблица 1. Зависимость $N(>30)/N$ от интенсивности бури

<i>F10.7</i>	$N(q > 30)/N(q)$			$N(m > 30)/N(m)$			$N(\text{tot} > 30)/N(\text{tot})$		
	R^2	P	$-Dst$	R^2	P	$-Dst$	R^2	P	$-Dst$
Slough									
65–79	0.61	14	30–310	0.72	14	30–310	0.73	15	30–310
80–99	0.51	5	80–130	0.89	5	80–130	0.84	5	80–130
100–119	0.81	10	30–130	0.46	9	30–130	0.74	9	30–140
120–139		нет			нет			нет	
140–159	0.72	5	30–180	0.42	12	30–240	0.47	6	30–240
160–179	0.94	8	30–120	0.39	7	30–100	0.53	9	30–140
180–218	0.55	6	30–90	0.72	6	30–90	0.34	9	30–140
Juliusruh									
65–79	0.91	10	30–320	0.42	10	30–280	0.72	10	30–280
80–99	0.70	10	30–140	0.75	5	80–140	0.39	10	30–140
100–119	0.85	9	30–120	0.90	5	30–80	0.71	10	30–140
120–139	0.20	9	30–140	0.18	6	30–120	0.47	6	30–220
140–159	0.47	6	30–220	0.82	6	30–220	0.89	6	30–220
160–179		нет		0.65	9	30–140		нет	
180–207	0.45	6	100–320	0.35	14	30–320	0.68	8	85–320

бытий по q и m опциям ($N(q > 30)/N(q)$ и $N(m > 30)/N(m)$ соответственно).

5.1. Зависимость от интенсивности бури

Как и в параграфе 3, мы в качестве индикатора интенсивности магнитной бури использовали наибольшее отрицательное значение индекса Dst во время этой бури.

Чтобы устранить влияние зависимости от индекса $F10.7$ на зависимость $N(>30)/N$ от Dst , анализ проводился для достаточно узких интервалов $F10.7$ ($F10.7 = 65–79, 80–99, 100–119, 120–139, 140–159, 160–179$ и $180–210$) точно так же, как это делалось при анализе зависимости величин N в параграфе 3. Результаты приведены в табл. 1.

В этой таблице приведены: интервал $F10.7$, в котором анализируется зависимость, коэффициент определенности R^2 , количество точек P и интервал Dst в нТл, в котором эта зависимость наблюдается. Как видно из табл. 1, из 42 рассмотренных ситуаций только в 5 не наблюдается значимой зависимости (роста $N(>30)/N$ с ростом интенсивности бури).

Рассмотрим полученные результаты подробнее. Существование зависимостей для всех рассмотренных точек с высокими величинами R^2 доказывает, что величины $N(>30)/N$ действительно растут с ростом отрицательной величины Dst (т.е. с усилением бури). Примеры хорошо выраженной зависимости приведены на рис. 10 и 11.

Как видно из табл. 1, в ряде случаев хорошо выраженная зависимость наблюдается не для всех точек интервала. Дело в том, что каждая точка на рисунках 10 и 11 представляет собой среднее значение по всем бурям в данном интервале Dst . Усреднение производится по интервалам в 10 нТл ($-(30–40), -(40–50), -(50–60)$ нТл и т.д.). Каждая точка наносится для значения Dst , среднего для попавших в данный интервал бурь. В некоторые интервалы, особенно для высоких Dst , может попасть всего одна буря. И случайное отклонение анализируемой величины во время этой бури может существенно нарушить получаемую зависимость.

Так, например, при анализе $N(q > 30)/N(q)$ для Slough для $Dst > -90$ нТл получается очень хорошо выраженная зависимость с $R^2 = 0.95$. Добавление точки для $Dst = -167$ нТл ухудшает величину R^2 ($R^2 = 0.79$), но все еще сохраняет значимую зависимость. А добавление точки для $Dst = -213$ нТл фактически уничтожает зависимость, или делает ее статистически малозначимой. Точно такая же картина наблюдается и для ст. Juliusruh. Для $Dst > -120$ нТл наблюдается зависимость с высоким значением $R^2 = 0.89$, а добавление точек для $Dst = -(100–160)$ нТл значительно ухудшает получаемую зависимость ($R^2 = 0.52$).

Сказанное выше призвано пояснить, что определение зависимостей $N(>30)/N$ от интенсивности бури представляет собой сложную задачу. В некоторых случаях встречаются бури, для которых эта зависимость нарушается. Скорее всего,

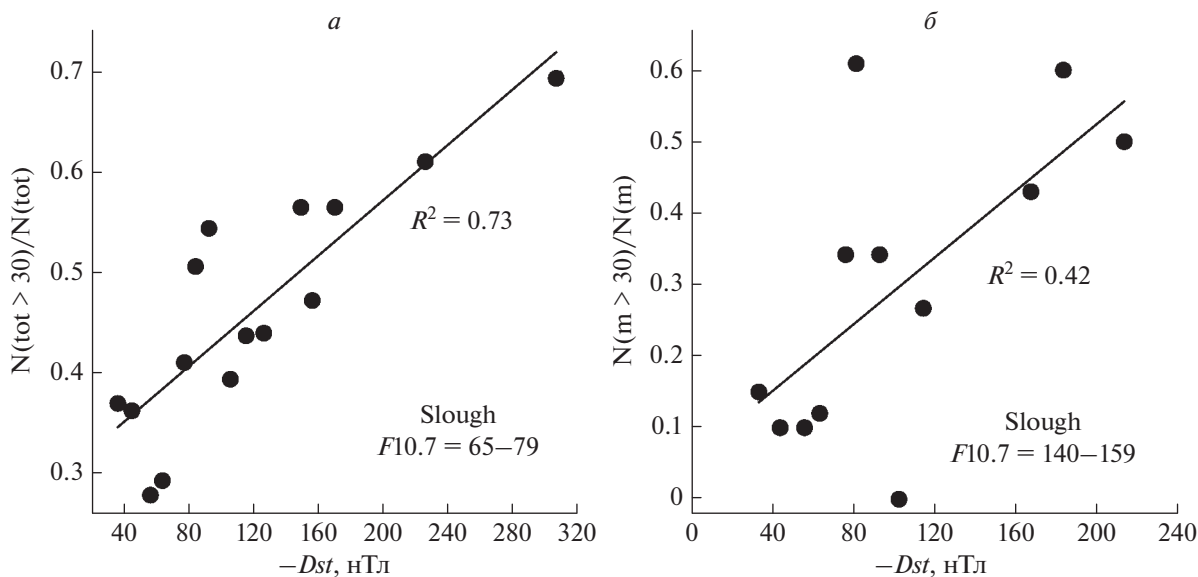


Рис. 10. Зависимость для $F10.7 = 65-79$ (а) и $F10.7 = 140-159$ (б) от Dst для ст. Slough.

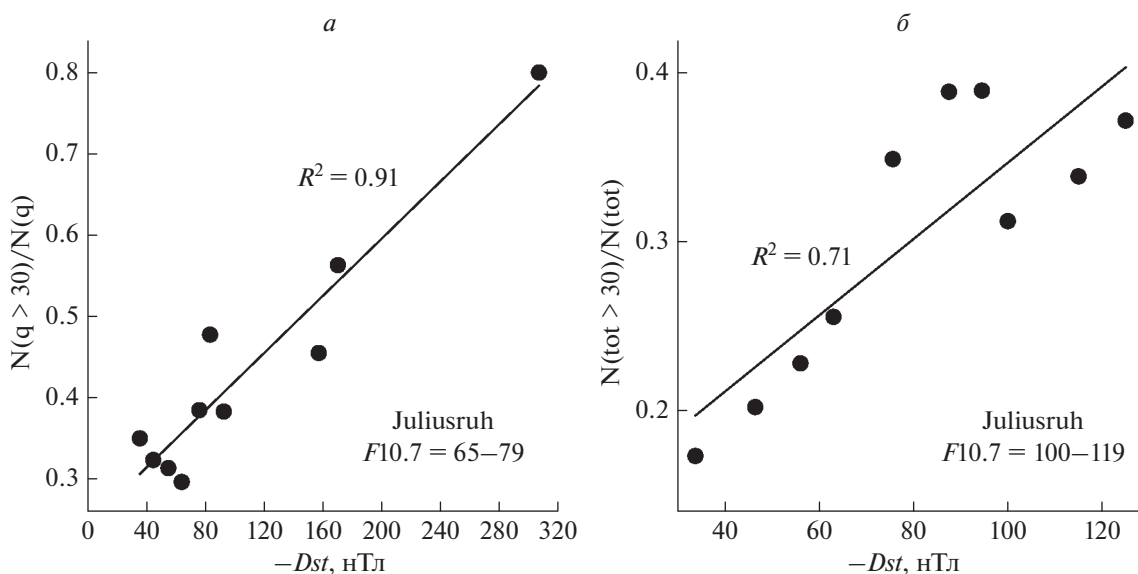


Рис. 11. Зависимость $F10.7 = 65-79$ и $F10.7 = 100-119$ от Dst для ст. Juliusruh.

это связано со случайными отклонениями $foF2$ (например, “загрязнением” числа предвестников отклонениями $foF2$, не связанными с предстоящей магнитной бурей). Когда такое отклонение попадает в определенный интервал Dst , оно нарушает зависимость или, во всяком случае, резко снижает ее статистическую значимость. Наиболее часто это случается для сильных бурь (т.е. для интервалов больших отрицательных Dst). Именно поэтому в большинстве рассмотренных случаев для слабых и умеренных бурь (для $Dst > -100$ нТл) рост всех трех параметров ($N(tot > 30)/N(tot)$,

$N(q > 30)/N(q)$ и $N(m > 30)/N(m)$) с ростом отрицательной величины Dst хорошо выражен и статистически значим, даже если число анализируемых точек невелико.

Реже встречаются обратные ситуации: хорошо выраженный рост $N(>30)/N$ начинается не с $Dst = -30$ нТл, а со значений этого индекса с более высокой отрицательной амплитудой. Такая ситуация встречается трижды (см. табл. 1) – для $F10.7 = 80-99$ (Slough), $F10.7 = 80-99$ (Juliusruh), и $F10.7 = 180-207$ (Juliusruh).

Таблица 2. Зависимость интенсивности событий от солнечной активности

– <i>Dst</i> , нТл	Slough						Juliusruh					
	q		m		tot		q		m		tot	
	R^2	P	R^2	P	R^2	P	R^2	P	R^2	P	R^2	P
30–49	0.31	14	0.30	14	0.31	30	0.52	12	0	13	0.33	12
50–69	0.23	14	0.12	14	0.18	14	0.59	13	0.64	13	0.82	13
70–89	0.28	14	0.73	14	0.59	14	0.53	13	0	13	0.63	13
90–109	0.11	11	0.53	12	0.65	12	0.49	11	0.30	11	0.62	11
110–129	0.30	11	0.92	11	0.77	12						
>130	0.60	11	0.30	11	0.53	11						

Таким образом, можно утверждать, что имеет-ся хорошо выраженная тенденция увеличения доли анализируемых событий (отклонений $foF2$) с большими амплитудами ($A \geq 30\%$) в общем количестве событий при переходе от более слабых бурь к более сильным. Для бурь с $Dst > -100$ нТл такая зависимость наблюдается почти всегда. Анализ бурь с более высокими величинами Dst в большинстве случаев затруднен, поскольку сильные бури встречаются реже, и данных для анализа становится мало. Но в тех случаях, когда данных для интервала Dst было достаточно (например, Juliusruh для $F10.7 = 65-79$), также получается хорошо выраженный рост $N(>30)/N$ с ростом интенсивности бури во всем этом интервале.

Полученный результат представляется важным по двум причинам. Во-первых, он является еще одним аргументом в пользу того, что анализируемые отклонения $foF2$ в предбуревые дни связаны с предстоящей бурей, т.е. являются ее предвестниками. Если бы эти отклонения представляли собой так называемые Q-возмущения (дискуссия по поводу этих возмущений подробно описана Даниловым [2022]), они не могли бы продемонстрировать зависимости их интенсивности от характеристик бури (в том числе от ее интенсивности).

Во-вторых, обнаруженное увеличение количества более сильных отклонений $foF2$ в предбуревые дни с увеличением интенсивности бури может оказаться важным при попытках использовать предбуревые эффекты в слое $F2$ для предсказания предстоящей бури. Указанные результаты могут быть полезны в совокупности с другими результатами прогноза параметров магнитной бури (например, времени начала бури и ее ожидаемой интенсивности) по данным о состоянии межпланетного и околоземного космического пространства.

5.2. Зависимость от солнечной активности

Аналогичный анализ был выполнен и для зависимости $N(>30)/N$ от солнечной активности. Чтобы избавиться от влияния интенсивности бури, анализировалась зависимость $N(q)$, $N(m)$, и $N(\text{tot})$ от $F10.7$ внутри достаточно узких интервалов Dst .

Результаты для обеих станций приведены в табл. 2. Эта таблица по своему формату несколько отличается от табл. 1. Поскольку при анализе зависимости $N(>30)/N$ от солнечной активности в большинстве интервалов Dst статистически значимая зависимость от $F10.7$ наблюдалась для всего интервала $F10.7$, мы приводим в таблице величины R^2 именно для нее. Величины P в табл. 2, как и ранее, показывают количество точек в рассматриваемом интервале Dst .

Для ст. Slough (левая половина табл. 2) удалось проанализировать все интервалы Dst . Для ст. Juliusruh в интервалы $Dst = -(110-129)$ и < -130 нТл попадает менее 10 точек, поэтому построить надежные зависимости $N(>30)/N$ от $F10.7$ не представлялось возможным.

Как видно из табл. 2, во всех случаях кроме двух (Juliusruh, $N(m)$, $Dst = -(30-49)$ и $-(70-89)$ нТл) для всех точек в данном интервале Dst получаются значимые зависимости $N(>30)/N$ от солнечной активности – величины $N(>30)/N$ падают с ростом $F10.7$. Примеры наиболее хорошо выраженной зависимости для обеих станций приведены на рис. 12.

Как и в случае анализа зависимости $N(>30)/N$ от интенсивности бури в предыдущем параграфе, при анализе зависимости от солнечной активности встречались случаи, когда одна, или 2–3 точки выпадали из общей зависимости и резко уменьшали величину R^2 при формальном анализе всех точек.

Например, для Slough для $Dst = -(50-69)$ нТл первые 8 точек (для $F10.7 < 160$) демонстрируют хорошо выраженную зависимость от $F10.7$ с достаточно высокими величинами R^2 . Точки при

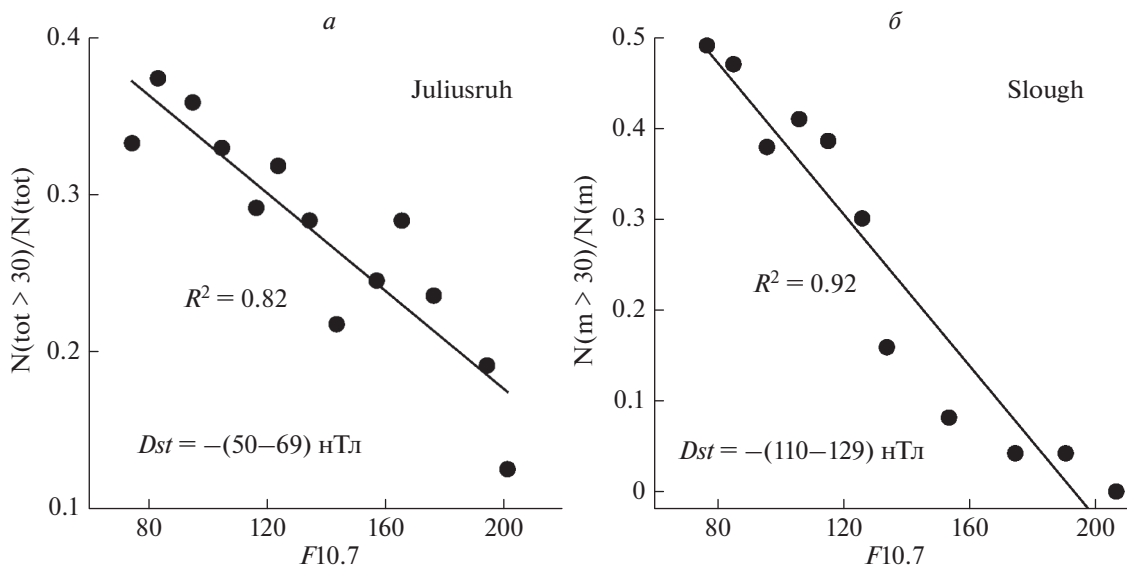


Рис. 12. Зависимость от $F10.7$ величин $N(\text{tot} > 30)/N(\text{tot})$ для $Dst = -(50-69) \text{ нТл}$ (а) и $N(m > 30)/N(m)$ для $Dst = -(110-130) \text{ нТл}$ (б) (ст. Slough).

высокой солнечной активности ($F10.7 > 160$) резко выпадают из этой зависимости, что и приводит к значительно меньшим величинам R^2 при анализе всех точек, приведенных в табл. 2.

Похожая картина наблюдается и для ст. Juliusruh. Зависимость $N(q > 30)/N(q)$ от $F10.7$ для $Dst = -(50-60) \text{ нТл}$ достаточно хорошо выражена ($R^2 = 0.73$) для $F10.7 < 160$, тогда как точки для $F10.7 > 160$ демонстрируют большой разброс, что, естественно приводит к более низким величинам R^2 при анализе всех точек.

Для бурь с $Dst > -100 \text{ нТл}$ падение $N(>30)/N$ наблюдается почти всегда. Анализ бурь с большими отрицательными величинами Dst в большинстве случаев затруднен, поскольку сильные бури встречаются реже и статистическая обеспеченность данных становится низкой. Тем не менее, те случаи, когда данных для всего рассматриваемого интервала Dst было достаточно (например, Juliusruh для $F10.7 = 65-79$), дают также хорошо выраженное падение $N(>30)/N$ с ростом солнечной активности в этом интервале Dst .

Таким образом, в данном параграфе получены два совершенно определенных результата: отношение $N(>30)/N$ растет с ростом интенсивности бури, но падает с ростом солнечной активности. Эти результаты важны, на наш взгляд, в двух отношениях. Во-первых, они дополняют картину поведения отклонений $foF2$ от спокойных условий в предбуревые дни (предвестников), которая сложилась в результате серии предыдущих работ авторов. Во-вторых, они будут дополнительным важным экспериментальным фактом при постро-

ении в дальнейшем физической картины всего явления.

6. РОЛЬ РАЗЛИЧНЫХ ПРЕДБУРЕВЫХ ДНЕЙ

Для дальнейшего анализа физических процессов возникновения предвестников и их связи с предстоящей магнитной бурей уместно проанализировать вклад каждого из анализируемых четырех дней в полученные зависимости. Именно этому и посвящен данный параграф. Более подробный анализ проблемы можно найти в работе Данилова и Константиновой [2022г].

Будем называть день начала бури (день SO) днем 0. Соответственно, дни 1–3 отсчитываются от SO в обратном порядке: день 1 является самым близким к SO, а день 3 – самым дальним. День 0 является особенным – его длина различна для разных бурь, поскольку различны моменты начала бури SO по местному времени LT. Очевидно, что длительность анализируемой части дня 0 меняется в интервале от 1 до 23 ч в зависимости от указанного момента.

6.1. Количество событий

В параграфе 3 было показано, что количество событий (возмущений $foF2$), как $N(q)$, так и $N(m)$, уменьшается с усилением предстоящей геомагнитной бури (т.е. с увеличением абсолютной величины максимального отрицательного значения индекса Dst). Этот вывод был получен при совместном анализе количества событий за все четыре дня. Рассмотрим теперь зависимость числа событий отдельно для каждого из 4 дней.

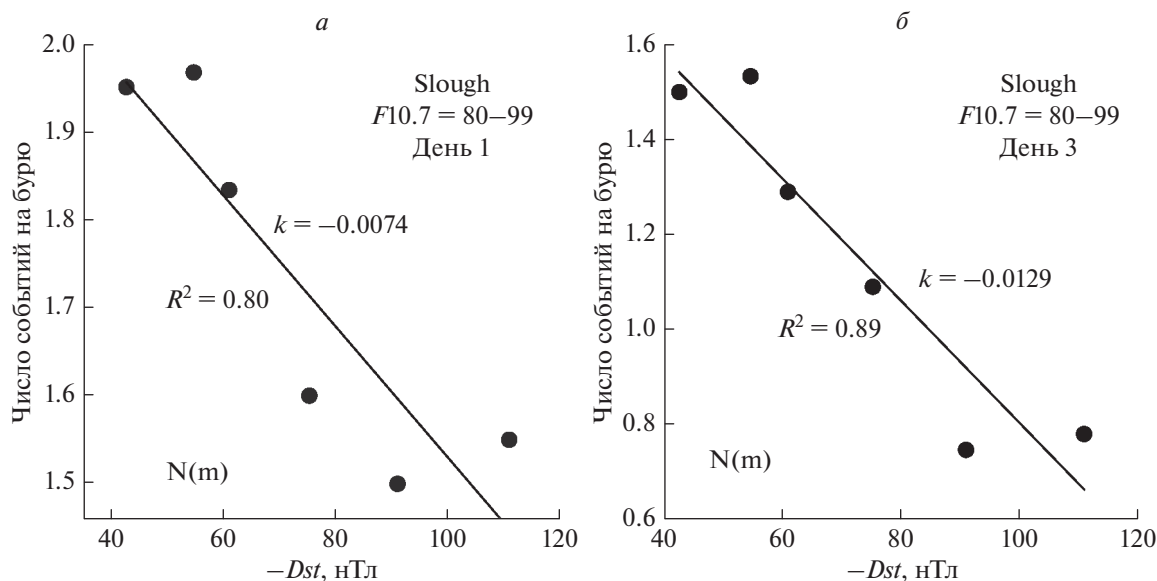


Рис. 13. Примеры хорошо выраженных зависимостей $N(q)$ и $N(m)$ от интенсивности бури для ст. Slough.

Зависимость интенсивности событий будет кратко рассмотрена в следующем подразделе.

Как и в предыдущих параграфах, чтобы избежать при анализе зависимости от Dst влияния зависимости от солнечной активности, мы анализировали зависимость от Dst в разные дни для относительно узких интервалов $F10.7$ ($F10.7 = 60-79, 80-99$ и $100-119$). Естественно, статистическая обеспеченность данных при этом была значительно ниже, чем при анализе всего массива данных целиком, однако количество бурь для каждого дня в указанных интервалах $F10.7$ все-таки позволило сделать выводы, приведенные ниже. Для подобных интервалов в области более высоких $F10.7$ данных было недостаточно.

Рассмотрены 48 зависимостей (4 дня, 2 параметра, 3 интервала $F10.7$ и 2 станции). Получено, что падение N с увеличением амплитуды отрицательного значения Dst при анализе всех имеющихся точек наблюдается в 29 случаях (60%). При этом в ряде случаев эта зависимость очень хорошо выражена и обладает высокой статистической значимостью S (высокие величины R^2). Соответствующие примеры приведены на рис. 13 и 14.

В некоторых случаях нет падения N с увеличением амплитуды отрицательного значения Dst по всем точкам, но есть хорошо выраженное падение для нескольких точек (не менее 4). Мы интерпретируем такие случаи следующим образом. В некоторые интервалы Dst попадали бури со случайными отклонениями величин $foF2$, не связанными с анализируемой бурей. Такими отклонениями могут быть Q -возмущения, случайные ошибки в банках данных, ошибки при обработке исходных данных и т.д. При этом зависимость $N(q)$ или

$N(m)$ от Dst , естественно, нарушалась при анализе всех точек, но сохранялась для части точек. Искомой зависимости N от Dst совсем не наблюдается в 13 случаях (27%). Мы объясняем это теми же случайными отклонениями.

Поскольку в некоторых случаях мы рассматриваем зависимость, основанную на небольшом количестве точек, уместно напомнить, как определяется статистическая значимость S получаемых зависимостей по F -тесту Фишера. Для количества точек P и величины коэффициента определенности R^2 определяется величина L :

$$L = (P - 2)R^2 / (1 - R^2).$$

По величине P и полученной таким образом величине L статистическая значимость S определяется из соответствующим таблиц. Как видно из приведенной формулы, величина L может быть достаточно велика даже при небольшом количестве точек P при высоких величинах R^2 . Чтобы величина S была выше 90%, 95% и 99% при 4 точках, величина L должна быть больше 8.5, 18.5 и 99 соответственно. Подобные величины L для 10 точек и трех указанных значений S должны быть выше 3.5, 5.3 и 11.3.

Полученная по F -тесту Фишера величина S для всех зависимостей, приведенных на рисунках 13 и 14, выше 95%, а для большинства — выше 99%.

Мы подробно рассмотрели величину наклона аппроксимирующей линии k_2 на графиках зависимости N от Dst (см. параграф 4). Она характеризует скорость падения величин N с ростом абсолютного значения отрицательной величины Dst .

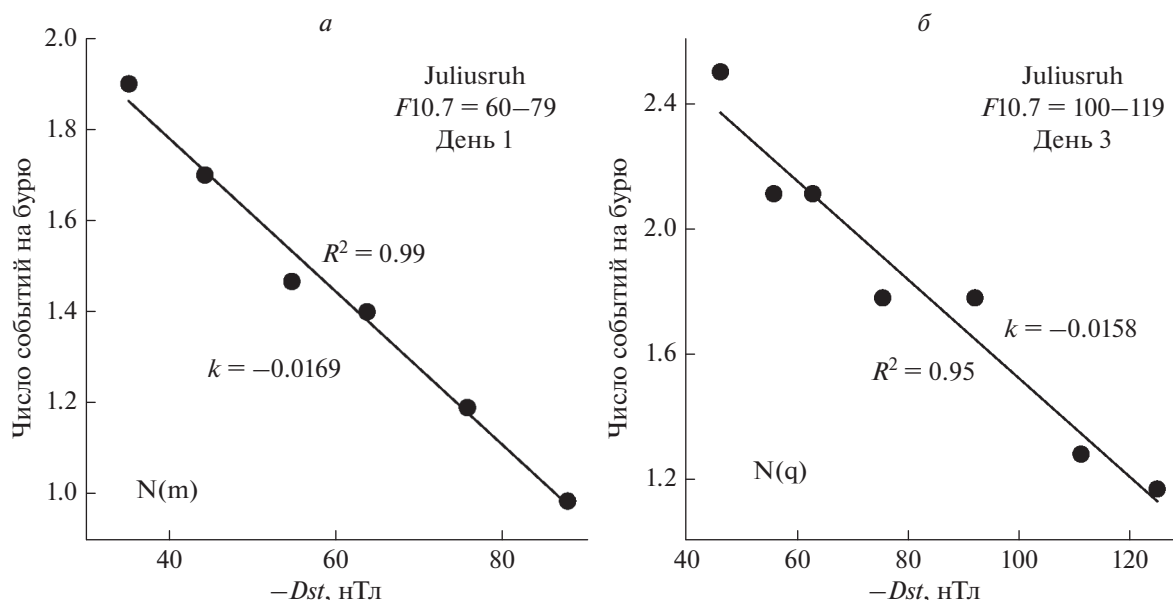


Рис. 14. Примеры хорошо выраженных зависимостей $N(q)$ и $N(m)$ от интенсивности бури для ст. Juliusruh.

Представляет интерес вопрос о том, с одинаковой ли скоростью происходит это падение в разные дни.

Оказалось, что падение $N(q)$ и $N(m)$ с усилением бури более резко происходит в два последних дня, чем в два первых. Этот факт интересен сам по себе и может оказаться важным при дальнейших попытках построить картину физических процессов, приводящих к появлению ионосферных предвестников магнитных бурь.

Перейдем теперь к вопросу о том, есть ли систематическая зависимость $N(q)$ и $N(m)$ от номера дня перед бурей. Мы посчитали величины N для фиксированного значения $Dst = -80$ нТл с помощью полученной в каждом случае аппроксимации. Результаты расчетов приведены в табл. 3. День 0 в среднем по определению в два раза короче, чем любой из остальных трех дней. Поэтому при той же вероятности появления предвестников в единицу времени, что и в остальные дни, величины N для конкретной бури в день 0 должны быть в среднем вдвое меньше, чем в три других дня для той же бури. По этой причине для пра-

вильного сравнения с другими днями мы приводим в табл. 3 для дня 0 удвоенные величины N .

Таблица 3 показывает, что есть тенденция падения числа как q -, так и m -событий ото дня 0 ко дню 3. Эта тенденция видна также и в суммарных величинах $N(q + m)$ для каждой станции, и в величинах $N(q)$ и $N(m)$, усредненных по двум станциям. Хотя статистически этот вывод обоснован достаточно слабо, он интересен, поскольку согласуется с ожидаемой с точки зрения физики явления картиной: чем ближе к моменту начала бури (день 0) тем число событий (предвестников) должно быть больше.

Таким образом, анализ зависимости количества возмущений $foF2$ в предбуревые дни от интенсивности бури с разделением величин N по дням подтверждает результаты аналогичного анализа, проведенного без разделения данных по дням [Константинова, Данилов, 2020, 2021; Данилов, Константинова 2021, 2022в]. Видна тенденция изменения скорости падения N (т.е. величины k_2) с ростом отрицательного значения Dst по мере удаления от момента начала бури SC. По-

Таблица 3. Величины N для $Dst = -80$ нТл в разные дни

	Slough		Juliusruh		Slough	Juliusruh	Среднее по двум ст.		
	$N(q)$	$N(m)$	$N(q)$	$N(m)$	$N(q + m)$		$N(q)$	$N(m)$	$N(q + m)$
День 0	—	1.78	2.68	1.74	1.78	2.22	2.68	1.76	2.00
День 1	1.48	1.53	1.76	1.18	1.50	1.47	1.62	1.36	1.48
День 2	1.32	1.25	1.56	1.13	1.28	1.34	1.44	1.27	1.31
День 3	1.17	1.07	1.77	1.09	1.43	1.10	1.47	1.08	1.26

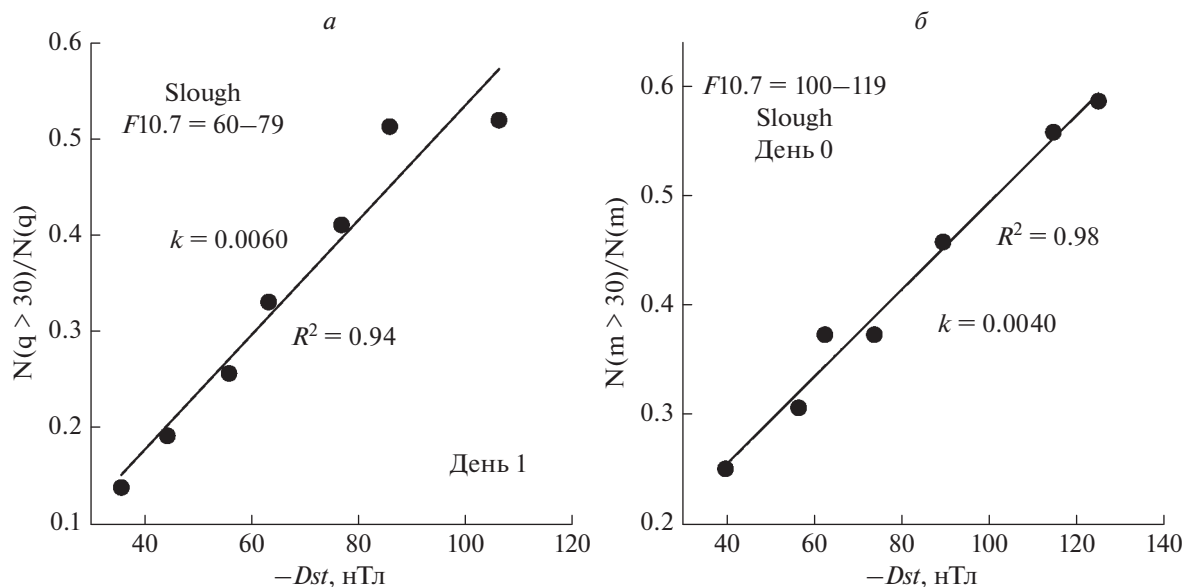


Рис. 15. Примеры хорошо выраженных зависимостей $N(q > 30)/N(q)$ и $N(m > 30)/N(m)$ от интенсивности бури для ст. Slough.

лучено также, что для конкретных условий (фиксированной интенсивности бури) величины $N(q)$ и $N(m)$ демонстрируют тенденцию к падению ото дня 0 к последующим дням, т.е. по мере удаления от момента начала бури.

6.2. Интенсивность событий

В подразделе 5.1 был рассмотрен вопрос о зависимости интенсивности событий (предвестников) от интенсивности предстоящей магнитной бури. При этом, как и во всех предыдущих работах авторов, рассматривалось суммарное количество событий за все 4 дня. В этом подразделе мы рассмотрим вопрос о зависимости интенсивности событий от индекса Dst отдельно для всех четырех дней.

Как и выше, мы рассматриваем в качестве индикатора интенсивности событий отношения количества возмущений с амплитудой более 30% ($N(q > 30)$ и $N(m > 30)$) к общему количеству q - и m -событий ($N(q)$ и $N(m)$). Зависимость $N(q > 30)/N(q)$ и $N(m > 30)/N(m)$ от Dst рассматривалась внутри каждого интервала $F10.7$ отдельно для каждого дня.

Чтобы избежать влияния зависимости от солнечной активности при анализе зависимости $N(>30)/N$ от интенсивности бури, мы анализировали зависимость от Dst для относительно узких интервалов $F10.7$ ($F10.7 = 60-79, 80-99$ и $100-119$) так же, как это делалось при анализе величин N в предыдущем подразделе. Естественно, статистическая обеспеченность данных при этом была значительно ниже, чем при анализе всего массива

данных целиком, однако количество бурь для каждого дня в указанных интервалах $F10.7$ все-таки позволило сделать выводы, приведенные ниже.

Были рассмотрены 48 ситуаций (4 дня, 2 параметра, 3 интервала $F10.7$ и 2 станции) и получено, что характерный рост $N(>30)/N$ с увеличением отрицательной амплитуды Dst при анализе всех имеющихся точек наблюдается в 35 случаях (73%). При этом в ряде случаев эта зависимость очень хорошо выражена и обладает высокой статистической значимостью S (высокие величины R^2). Соответствующие примеры приведены на рис. 15 и 16.

Как и при анализе данных в предыдущем подразделе, в некоторых случаях при использовании всех точек на графике искомой зависимости не наблюдается. Нет роста $N(>30)/N$ с увеличением отрицательных значений Dst по всем точкам, но есть хорошо выраженный рост для 4 точек. Так же, как и при анализе данных в предыдущем параграфе, мы объясняем такие случаи тем, что в некоторые интервалы Dst попадали бури со случайными отклонениями величин $foF2$, не связанные с анализируемой бурей. При этом рост $N(>30)/N$, естественно, нарушался при анализе всех точек, но сохранялся для части точек. Искомой зависимости $N(>30)/N$ от Dst совсем не наблюдается в 10 случаях (21%). Мы объясняем это теми же случайными отклонениями, описанными выше.

Так же как и в предыдущем параграфе, усреднялись данные по всем бурям, попадавшим (при данном $F10.7$) в интервал Dst шириной в 10 нТл. При этом количество таких бурь оказывалась по

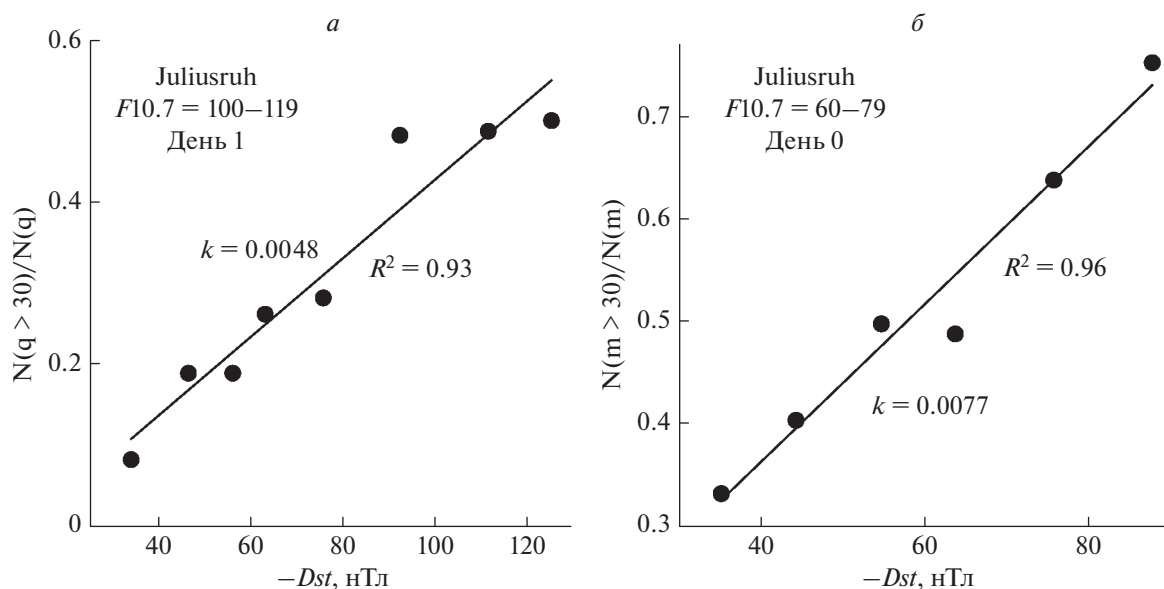


Рис. 16. Примеры хорошо выраженных зависимостей $N(q > 30)/N(q)$ и $N(m > 30)/N(m)$ от интенсивности бури для ст. Juliusruh

очевидным причинам невелико. В такой ситуации любое случайное отклонение в данных даже для одной бури могло приводить к существенному искажению, или даже исчезновению, искомой зависимости. Это объясняет разброс точек на некоторых анализируемых графиках $N(>30)/N$ (невысокие R^2), а также наличие случаев с отсутствием зависимости. Тем не менее, тот факт, что в ряде случаев, как это видно из рисунков 15 и 16, наблюдался очень хорошо выраженный и статистически значимый рост как $N(q > 30)/N(q)$, так и $N(m > 30)/N(m)$ с усилением бури (увеличением отрицательной величины Dst), позволяет с уверенностью утверждать, что указанный рост реально существует. Случайные отклонения могут нарушить зависимость, но не могут привести к таковой со статистической значимостью 99% и выше.

Переходим теперь к анализу роли различных дней. О том, что день 0 является особенным, мы уже подробно говорили в предыдущем параграфе. Но при анализе относительных величин $N(>30)/N$ это, естественно, значения не имеет.

Мы анализировали величину наклона аппроксимирующей линии $k3$. Она характеризует скорость нарастания отношения $N(>30)/N$ с ростом абсолютного значения отрицательной величины Dst . Сравнение аппроксимирующих линий для разных дней для ст. Slough приведено на рис. 17 для $N(q > 30)/N(q)$ (а) и $N(m > 30)/N(m)$ (б). Видно, что наклоны линий близки как внутри одного рисунка (исключение составляет день 2 на рис. 17а), так и между двумя рисунками.

В отличие от результатов предыдущего параграфа, нам не удалось обнаружить систематической зависимости величины $k3$ от номера дня. Для $F10.7 = 100-119$ величина $k3$ для $N(q > 30)/N(q)$ колеблется от 0.0026 до 0.0053 (среднее = 0.0042) для Slough и от 0.0045 до 0.0051 (среднее = 0.0048) для Juliusruh. Соответствующие средние значения для $N(m > 30)/N(m)$ равны 0.0038 и 0.0037. Близость обоих значений для двух станций (напомним, что исходный массив представляют собой совершенно независимые банки данных) является еще одним подтверждением того, что мы анализируем предвестники предстоящей маг-

Таблица 4. Величины $N(>30)/N$ для $Dst = -80$ нТл в разные дни

	Slough		Juliusruh		Juliusruh	Slough		Juliusruh	
	q	m	q	m	q	q	m	q	m
День 0	—	—	0.71	0.67	0.56	0.41	0.40	0.40	0.39
День 1	0.41	0.43	—	0.57	0.47	0.32	0.29	0.32	0.26
День 2	0.51	0.45	0.48	—	0.41	0.23	0.17	0.48	0.19
День 3	0.26	0.34	0.32	—	0.28	0.19	0.16	—	—

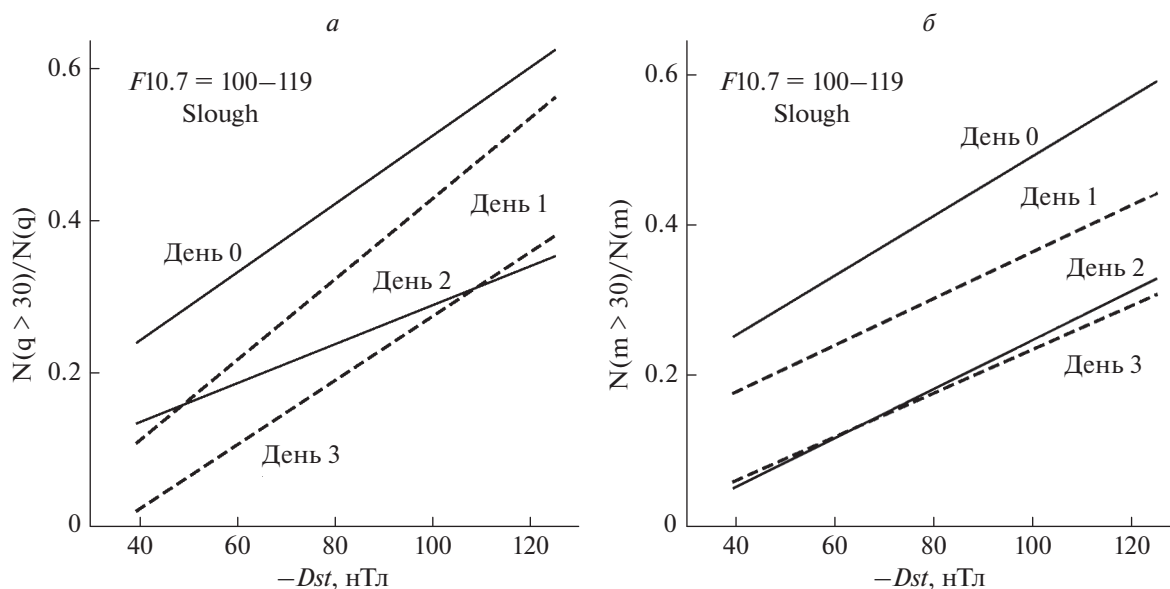


Рис. 17. Аппроксимации зависимости $N(q > 30)/N(q)$ (а) и $N(m > 30)/N(m)$ (б) от интенсивности бури в разные дни.

нитной бури, а не случайные отклонения $foF2$ (например, Q-возмущения, см. Данилов [2022]).

Еще один факт привлекает внимание на рис. 17. Амплитуда увеличения как $N(q > 30)/N(q)$, так и $N(m > 30)/N(m)$ при переходе от $Dst = -40$ нТл (слабые бури) к $Dst = -120$ нТл (сильные бури) различна для разных дней. Она минимальна в день 0 (около фактора 2.4) и гораздо больше в дни 2 и 3 (фактор 6 на рис. 17б). Это означает, что дни, более далекие от начала бури, более чувствительны к интенсивности бури, чем день 0.

Представляет большой интерес вопрос о том, зависит ли интенсивность предвестников (т.е. величина $N(>30)/N$) от номера предбуревоего дня. Для ситуаций, для которых удалось построить статистически значимые зависимости $N(>30)/N$ от интенсивности бури, мы рассчитали с помощью полученных аппроксимаций величины $N(q > 30)/N(q)$ и $N(m > 30)/N(m)$ для фиксированной интенсивности бури ($Dst = -80$ нТл) для каждого из анализируемых дней. Результаты расчетов приведены в табл. 4.

Как и в случае аналогичных расчетов в предыдущем подразделе (см. табл. 3) статистическая обеспеченность выводов невелика. Тем не менее, явно прослеживается тенденция уменьшения величин $N(>30)/N$ ото дня 0 к остальным дням. Иначе говоря, чем дальше событие (предвестник) от момента начала магнитной бури, тем меньше его интенсивность. В предыдущем параграфе мы пришли к выводу о том, что с удалением от момента начала бури уменьшается количество событий. Оба вывода представляются вполне естественными, если ионосфера, действительно, “предчувствует” предстоящую магнитную бурю и анализируемые

события являются ее предвестниками. Очевидно, что полученных закономерностей не могло бы быть, если бы анализировались случайные отклонения $foF2$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одной из целей данной работы была попытка разделить эффекты зависимости количества отклонений $foF2$ (предположительно предвестников) от трех параметров: солнечной активности, интенсивности предстоящей бури и сезона. Для этого анализ зависимости от одного параметра (например, солнечной активности в параграфе 2) проводился для узких интервалов другого параметра (в данном случае Dst -индекса, характеризующего интенсивность бури). При этом, когда имелось достаточное количество данных в выбранном интервале $F10.7$ или Dst , проводилось разделение анализируемых бурь по сезонам.

Результаты работы показывают, что попытка оказалась успешной (см. параграфы 2 и 3). В подавляющем большинстве случаев наблюдается зависимость (падение) величин N от $F10.7$ и Dst , которая была получена ранее при анализе совокупности всего массива данных без указанного разделения (см. [Константинова и Данилов, 2020, 2021]). Подтверждается и эффект сезонной зависимости — при рассмотрении бурь одного сезона (зимы или равноденствия) зависимость становится лучше выраженной и более значимой статистически.

Анализ поведения интенсивности событий (параграф 4) показала, что имеется хорошо выраженная тенденция увеличения доли анализируе-

мых событий (отклонений $foF2$) с большими амплитудами ($A \geq 30\%$) в общем количестве событий при переходе от более слабых бурь к более сильным. Для бурь с $Dst > -100$ нТл такая зависимость наблюдается почти всегда.

Таким образом, получено два совершенно определенных вывода: отношение $N(>30)/N$ растет с ростом интенсивности бури, но падает с ростом солнечной активности. Первый вывод представляется вполне ожидаемым с физической точки зрения. Если анализируемые нами отклонения $foF2$ действительно являются предвестниками предстоящей магнитной бури, то их интенсивности, естественно, должна быть выше для более сильных бурь.

Второй вывод не так очевиден. Вероятно, падение $N(>30)/N$ связано с тем же эффектом, который приводит к падению общего количества предвестников с ростом $F10.7$ (см. Данилов [2022]). Представляется, что в рамках концепции предвестников подобное падение может быть объяснено путем простого предположения. Хорошо известно, что критическая частота $foF2$ сильно зависит от солнечной активности — она минимальна при низкой активности и максимальна при высокой. Если абсолютная величина возмущений $foF2$, которые являются “предчувствием” магнитной бури, зависит главным образом от интенсивности предстоящей бури, очевидно, что эти возмущения будут лучше заметны (т.е. иметь большие амплитуды в процентах) на фоне низких спокойных величин $foF2$ (т.е. в период низкой солнечной активности), чем на фоне высоких величин в период высокой активности. Это объяснение представляется как простым, так и достаточно наглядным. И оно “льет воду” на концепцию предвестников.

Анализ зависимости количества возмущений $foF2$ ($N(q)$ и $N(m)$) в предбуревые дни от интенсивности бури с разделением величин N по дням подтверждает результаты аналогичного анализа, проведенного авторами ранее без разделения данных по дням [Константинова, Данилов, 2020, 2021; Данилов, Константинова, 2021, 2022в]. Получено, что величины N уменьшаются с увеличением интенсивности бури (ростом амплитуды отрицательной величины Dst). При этом падение $N(q)$ и $N(m)$ с усилением бури более резко происходит в дни 2 и 3, чем в дни 0 и 1.

Анализ зависимости интенсивности возмущений $foF2$ (отношений $N(q > 30)/N(q)$ и $N(m > 30)/N(m)$) в предбуревые дни от интенсивности бури с разделением величин $N(>30)/N$ по дням также подтверждает результаты аналогичного анализа, проведенного авторами ранее без разделения данных по дням [Данилов, Константинова, 2022в]. Указанная интенсивность растет с усилением бури (т.е. с ростом отрицательного значения

Dst): чем сильнее буря, тем больше величины $N(>30)/N$ при заданном $F10.7$.

Скорость увеличения интенсивности возмущений $foF2$, т.е. роста $N(>30)/N$ с ростом интенсивности бури (величина $k3$) имеет для большинства рассмотренных ситуаций близкий порядок величины. Однако амплитуда этого роста при переходе от слабых бурь к сильным больше для дней 2 и 3, чем для дней 0 и 1.

Оценки показывают, что с удалением от момента начала бури (с переходом ото дня 0 к остальным дням) как количество событий (отклонений $foF2$), так и их интенсивность уменьшаются. Этого и следует ожидать, если эти события являются предвестниками предстоящей бури.

Таким образом, можно утверждать, что описанные в данной статье результаты дальнейшего детального исследования поведения отклонений $foF2$ (событий) в дни, предшествующие магнитной буре, подтвердили выводы, полученные ранее, и позволили получить ряд новых данных, которые хорошо укладываются в картину поведения указанных событий как предвестников предстоящего геомагнитного возмущения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д. Обсуждение проблемы предвестников геомагнитных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 1. С. 97–105. 2022.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 1. Обзор проблемы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 594–606. 2019.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 1. Сезонные вариации // Гелиогеофизические исследования. Вып. 28. С. 13–12. 2020а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 2. Зависимость от времени до начала бури // Гелиогеофизические исследования. Вып. 28. С. 13–21. 2020б.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 3. Зависимость от интенсивности бури // Гелиогеофизические исследования. Вып. 29. С. 24–29. 2021а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 4. Зависимость от солнечной активности // Гелиогеофизические исследования. Вып. 30. С. 3–8. 2021б.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 5. Зависимость от местного времени начала бури // Гелиогеофизические исследования. Вып. 30. С. 15–21. 2021в.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнит-

- ными бурями. 6. Разделение эффектов интенсивности бури и солнечной активности (ст. Juliusruh) // Гелиогеофизические исследования. Вып. 33. С. 3–11. 2022а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 7. Разделение эффектов интенсивности бури и солнечной активности (ст. Slough) // Гелиогеофизические исследования. Вып. 33. С. 12–23. 2022б.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 8. Интенсивность предвестников // Гелиогеофизические исследования. Вып. 34. С. 3–12. 2022в.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Детальный анализ поведения критической частоты слоя $F2$ перед магнитными бурями. 9. Зависимость от интенсивности бури для различных предбуревых дней // Гелиогеофизические исследования. Вып. 34. С. 13–25. 2022г.
- Константинова А.В., Данилов А.Д. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 2. Анализ данных ст. Slough // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 3. С. 329–336. 2020.
- Константинова А.В., Данилов А.Д. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 3. Анализ данных ст. Juliusruh // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 3. С. 341–348. 2021.
- Лецинская Т.Ю., Михайлов В.В. Модель SIMP-1: картирование месячных медиан $foF2$ по северному полушарию // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 56. № 6. С. 772–780. 2016.
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Behavior of the ionospheric F region prior to geomagnetic storms // Adv. Space Res. V. 64. P.1375–1387. 2019.
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Behavior of $foF2$ prior to geomagnetic storms according to Slough and Juliusruh data // Adv. Space Res. V. 67. № 12. P. 4066–4077. 2021.

УДК 551.510

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ АЭРОНОМИИ ОБЛАСТИ D ИОНОСФЕРЫ. I. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАЗРАБОТКИ МЕТОДА И БАЗОВЫЕ УРАВНЕНИЯ

© 2022 г. С. И. Козлов¹ *, С. З. Беккер¹, А. Н. Ляхов¹, С. Ш. Николайшвили²¹Институт динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия²Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета, г. Москва, Россия

*e-mail: s_kozlov@inbox.ru

Поступила в редакцию 11.02.2022 г.

После доработки 24.03.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Предложен полуэмпирический метод исследования фотохимии области D . Он основан на известном пятикомпонентном приближении (два сорта положительных ионов, два сорта отрицательных ионов и электроны) в стационарном случае. Главным достоинством метода является возможность определять скорость ионизации ионосферы, используя в качестве экспериментальных данных по ионосфере единственный параметр – высотное распределение концентрации электронов $N_e(h)$. В этом методе предусмотрена процедура калибровки результатов на основе решения прямых и обратных задач ионосферы, поскольку далеко не все компоненты химических реакций известны с достаточной точностью. Отмечено, что метод может быть использован на различных широтах в спокойных и возмущенных условиях.

DOI: 10.31857/S0016794022050078

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, опубликованных за последние 50–60 лет в отечественной и зарубежной печати и посвященных различным вопросам физики и химии области D ионосферы, до сих пор считается, что эта область изучена недостаточно полно. Данное утверждение относится не только к каким-либо частным, но и весьма принципиальным, зачастую взаимосвязанным, проблемам. Например, непонятно, когда заканчивается цепочка преобразования первичных положительных (N_2^+ , O_2^+ , NO^+) и отрицательных (O_2^- , O^- , O_3^-) ионов в сложные кластерные ионы-связки; плохо известны высотные распределения малых нейтральных и возбужденных составляющих, играющих важную роль в химической кинетике как заряженных, так и нейтральных компонент; неизвестны константы скоростей реакций диссоциативной рекомбинации положительных ионов-связок с электронами, ион-ионной рекомбинации положительных и отрицательных ионов, коэффициенты фотоотлипания электронов от большинства отрицательных ионов; непонятны дополнительные (к ионизирующему действию космических лучей) источники ионизации D -об-

ласти в ночных условиях и т.п. Поэтому любые попытки разработки нового подхода к исследованию D -области с целью получения новых знаний или, по крайней мере, уточнения существующих представляют несомненный интерес.

В настоящей статье описывается относительно простой, но физически хорошо обоснованный, полуэмпирический приближенный метод исследования некоторых вопросов аэрoномии области D ионосферы в квазиравновесных условиях.

2. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СООБРАЖЕНИЯ И БАЗОВЫЕ УРАВНЕНИЯ

Термин “полуэмпирический” подразумевает, что для решения той или иной задачи (проблемы) одновременно применяются как экспериментальные данные, так и теоретические оценки. Предполагается, что разрабатываемый здесь полуэмпирический метод должен использоваться в различных гелиогеофизических условиях, на разных широтах, в спокойных и, возможно, в возмущенных условиях естественного и искусственного происхождения (см., напр., [Козлов, 2021; Bekker et al., 2021]). Это приводит к очевидному выводу – экспериментальные данные по D -области должны быть достаточно большого объема.

К сожалению, удовлетворить данное требование в полной мере ни по одному из параметров, более или менее характеризующих аэрономию ионосферы в области высот $h \approx 50\text{--}90$ км, не удается, так как, по-прежнему, существуют значительные трудности в их получении. Наиболее подходят для этой цели, хотя и с оговорками (отсутствие необходимой информации в некоторых условиях), высотные распределения концентраций электронов $Ne(h)$, полученные в разные годы различными методами и способами измерений. В настоящее время мы имеем два банка данных $Ne(h)$. В первом из них [Нестерова и Гинзбург, 1985] собраны практически все экспериментальные данные, полученные в мире до 1986 г. Второй банк [Gomonov et al., 2020] является относительно новым, находится в открытом доступе в Полярном геофизическом институте Кольского научного центра РАН, постоянно пополняется и предназначен для исследования прежде всего высокоширотной ионосферы.

Анализ теоретических исследований мы ограничили рассмотрением только моделей D -области, которые, по нашему мнению, являются завершающим этапом более общих исследований. По количеству включенных заряженных компонент, модели называются трехкомпонентными (X^+ , X^- , Ne), четырехкомпонентными (X_1^+ , X_2^+ , X^- , Ne или X^+ , X_1^- , X_2^- , Ne), пятикомпонентными (X_1^+ , X_2^+ , X_1^- , X_2^- , Ne), многокомпонентными, когда отрицательные и положительные ионы описываются более детально. Индекс “1” относится к первичным ионам, “2” — к ионам-связкам (см. выше).

Для достижения сформулированной в статье цели, даже считая, что распределения $Ne(h)$ известны, базироваться на многокомпонентных моделях представляется бессмысленным из-за, во-первых, большой их сложности и, во-вторых, значительных неопределенностей, которые они содержат (некоторые из них перечислены во введении). Вместе с тем, отметим, что такие модели, если в них еще включены уравнения для расчета малых нейтральных и возбужденных компонент, дают вполне разумные результаты при исследовании D -области в условиях сильных возмущений естественного (явления поглощения в полярной шапке и аврорального поглощения, солнечные вспышки [Swider and Keneshea, 1973; Ruseh et al., 1975; Thorne, 1977; Read, 1977; Митра, 1977; Смирнова и др., 1990; Bekker et al., 2021]) и искусственного происхождения [Козлов, 2021]. Учитывая сказанное, из более простых моделей мы остановили свой выбор на пятикомпонентной, предложенной нами в работе [Егошин и др., 2012], как достаточно простой, но при этом хорошо обоснованной с физико-химической точки зрения.

В таблице 1 представлены реакции (1)–(16), на которых построена использованная схема, и константы их скоростей. Эта схема разработана на основании детального анализа двух многокомпонентных моделей [Козлов и др., 1982, 1988] и результатов расчетов по ним [Власков и др., 1983; Смирнова и др., 1984, 1990; Козлов, 2021].

Сделаем необходимые краткие пояснения к выбранной схеме реакций (более подробно смотри вышеупомянутые ссылки, а также Егошин и др. [2012]). Считается, что основным положительным первичным ионом X_1^+ является NO^+ , а ионом-связкой $NO^+(H_2O)_n$. Реакции (9)–(16) описывают преобразования положительных ионов. Эффективная скорость B_{NO^+} преобразования NO^+ в $NO^+(H_2O)_n$ рассчитывается по формуле:

$$B_{NO^+} = \alpha_9 [H_2O][N_2] + \frac{\alpha_{10} [N_2]^2 \alpha_{12} [H_2O]}{C} + \frac{\alpha_{12} [H_2O]}{\alpha_{16} [N_2] + \alpha_{13} [H_2O]} \times \left(\alpha_{14} [CO_2][N_2] + \frac{\alpha_{14} [N_2]^2 \alpha_{11} [CO_2]}{F} \right), \quad (17)$$

где $F = \alpha_{15} [N_2] + \alpha_{12} ([CO_2] + [H_2O])$. Уравнение (17) было получено и опубликовано много лет тому назад [Смирнова и Власков, 1980]. Было замечено, что в верхней части D -области в некоторых геофизических ситуациях она дает сомнительные результаты. Например, на $h \geq 75\text{--}80$ км зачастую получаем $[X_2^+] > [X_1^+]$ даже при росте скорости ионизации атмосферы q , хотя должно быть наоборот, $[X_2^+] < [X_1^+]$ [Власков и др., 1983; Козлов, 2021]. Поэтому предусматривается дополнительно и другой вариант задания B_{NO^+} , основанный на учете только реакции (9):

$$B_{NO^+} = \alpha_9 [H_2O][N_2]. \quad (18)$$

В качестве первичного отрицательного иона естественно принять O_2^- ; все остальные отрицательные ионы-связки обозначаются X_2^- . Скорость преобразования X_1^- в X_2^- определяется процессами (7), (8), наиболее вероятными при переходе O_2^- в другие ионы и для которых известны константы скоростей реакций.

Система уравнений кинетики имеет вид

$$\frac{d[X_1^+]}{dt} = q - [X_1^+] \times \left(B_{NO^+} + \alpha_{d_1} N_e + \alpha_i ([X_1^-] + [X_2^-]) \right), \quad (19)$$

Таблица 1. Фотохимические реакции и соответствующие константы скоростей

№	Реакция	Константа скорости
1	$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$	$\alpha_{d_1} = 4 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T}\right)^{1.5}$
2	$\text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O}) + e \rightarrow \text{NO} + \text{H}_2\text{O}$	α_{d_2}
3	$e + \text{O}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}_2$	$\beta = 1.4 \times 10^{-29} \left(\frac{300}{T}\right) \exp\left(-\frac{600}{T}\right)$
4	$X^- + Y^+ \rightarrow \text{нейтралы}$	α_i
5	$\text{O}_2^- + h\nu \rightarrow e + \text{O}_2$	I_1
6	$XY^- + h\nu \rightarrow e + XY$	I_2
7	$\text{O}_2^- + \text{O}_3 \rightarrow \text{O}_3^- + \text{O}_2$	$\alpha_7 = 6 \times 10^{-10}$
8	$\text{O}_2^- + \text{O}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_4^- + \text{O}_2$	$\alpha_8 = 4 \times 10^{-31}$
9	$\text{NO}^+ + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O}) + \text{N}_2$	$\alpha_9 = 1.8 \times 10^{-28} \left(\frac{308}{T}\right)^{4.7}$
10	$\text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n + \text{N}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n \text{N}_2 + \text{N}_2$	$\alpha_{10} = 2 \times 10^{-31} \left(\frac{300}{T}\right)^{4.4}, n = 0-2$
11	$\text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n \text{N}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n \text{CO}_2 + \text{N}_2$	$\alpha_{11} = 10^{-9}, n = 0-2$
12	$\text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_{n+1} + \text{N}_2$	$\alpha_{12} = 10^{-9}, n = 0-2$
13	$\text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n \text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_{n+1} + \text{CO}_2$	$\alpha_{13} = 10^{-9}, n = 0-2$
14	$\text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n + \text{CO}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ (\text{H}_2\text{O})_n \text{CO}_2 + \text{N}_2$	$\alpha_{14} = 7 \times 10^{-30} \left(\frac{300}{T}\right)^3, n = 0-2$
15	$\text{NO}^+ \text{N}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$\alpha_{15} = 1.5 \times 10^6 T^{-5.4} \exp\left(\frac{-2450}{T}\right)$
16	$\text{NO}^+ \text{CO}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{CO}_2 + \text{N}_2$	$\alpha_{16} = 3.1 \times 10^4 T^{-4} \exp\left(\frac{-4590}{T}\right)$

$$\frac{d[X_2^+]}{dt} = B_{\text{NO}^+} [X_1^+] - [X_2^+] \times (\alpha_{d_2} N_e + \alpha_i ([X_1^-] + [X_2^-])), \quad (20)$$

$$\frac{d[X_1^-]}{dt} = \beta [\text{O}_2]^2 N_e - [X_1^-] \times (I_1 + \alpha_7 [\text{O}_3] + \alpha_8 [\text{O}_2]^2 + \alpha_i ([X_1^+] + [X_2^+])), \quad (21)$$

$$\frac{d[X_2^-]}{dt} = (\alpha_7 [\text{O}_3] + \alpha_8 [\text{O}_2]^2) [X_1^-] - [X_2^-] (I_2 + \alpha_i ([X_1^+] + [X_2^+])), \quad (22)$$

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{d[X_1^+]}{dt} + \frac{d[X_2^+]}{dt} - \frac{d[X_1^-]}{dt} - \frac{d[X_2^-]}{dt} = q - \alpha_{d_1} N_e [X_1^+] - \alpha_{d_2} N_e [X_2^+] - \beta [\text{O}_2]^2 N_e + I_1 [X_1^-] + I_2 [X_2^-]. \quad (23)$$

Известно, что при исследовании *D*-области как в спокойных (практически всегда), так и в возмущенных условиях (во многих случаях [Whitten et al., 1965; Козлов, 1971, 2021]) используется допущение об установлении стационарных или квазистационарных условий. Это допущение будем использовать и в данной работе. Тогда, при-

равнивая левые части уравнений (19)–(23) нулю, получаем:

$$[X_1^+] = \frac{q}{B_{\text{NO}^+} + \alpha_{d_1} N_e + \alpha_i ([X_1^-] + [X_2^-])}, \quad (24)$$

$$[X_2^+] = \frac{B_{\text{NO}^+} [X_1^+]}{\alpha_{d_2} N_e + \alpha_i ([X_1^-] + [X_2^-])}, \quad (25)$$

$$[X_1^-] = \frac{\beta [\text{O}_2]^2 N_e}{I_1 + B_{\text{O}_2^-} + \alpha_i ([X_1^+] + [X_2^+])}, \quad (26)$$

$$[X_2^-] = \frac{B_{\text{O}_2^-} [X_1^-]}{I_2 + \alpha_i ([X_1^+] + [X_2^+])}, \quad (27)$$

$$N_e = \frac{q + I_1 [X_1^-] + I_2 [X_2^-]}{\alpha_{d_1} [X_1^+] + \alpha_{d_2} [X_2^+] + \beta [\text{O}_2]^2}, \quad (28)$$

где $B_{\text{O}_2^-} = \alpha_7 [\text{O}_3] + \alpha_8 [\text{O}_2]^2$ согласно табл. 1.

Решение системы (24)–(28) возможно при единственном предположении, что $\alpha_i \approx \alpha_{d_1} \approx \alpha_{d_2}$, что неоднократно использовалось в исследованиях D -области из-за плохого знания константы α_i . Однако в отличие от всех ранее выполненных работ здесь, как видно, вводятся два значения α_i [Козлов, 2021]. В конечном счете это позволяет приближенно оценить $\alpha_i(h)$ по уравнению:

$$\alpha_i(h) = \frac{\alpha_{d_1} [X_1^+] + \alpha_{d_2} [X_2^+]}{2([X_1^+] + [X_2^+])}. \quad (29)$$

Решение системы (24)–(28) имеет вид:

$$[X_1^+] = \frac{q}{B_{\text{NO}^+} + \alpha_{d_1} A}, \quad (30)$$

$$[X_2^+] = \frac{B_{\text{NO}^+} [X_1^+]}{\alpha_{d_2} A}, \quad (31)$$

$$A = [X_1^-] + [X_2^-] + N_e = [X_1^+] + [X_2^+]. \quad (32)$$

Подстановка (30) в (31) дает:

$$[X_2^+] = \frac{q B_{\text{NO}^+}}{(B_{\text{NO}^+} + \alpha_{d_1} A) \alpha_{d_2} A}, \quad (33)$$

а после сложения (30) и (33) получаем с учетом (32) алгебраическое уравнение третьей степени:

$$\alpha_{d_1} \alpha_{d_2} A^3 + \alpha_{d_2} B_{\text{NO}^+} A^2 - \alpha_{d_2} q A - q B_{\text{NO}^+} = 0. \quad (34)$$

При известных α_{d_1} , α_{d_2} , B_{NO^+} и q можно найти значение A , решив кубическое уравнение (34).

Далее, обозначив через K суммарную концентрацию отрицательных ионов, складываем уравнения (26) и (27):

$$K = [X_1^-] + [X_2^-] = \frac{\beta [\text{O}_2]^2 N_e (D + B_{\text{O}_2^-})}{CD}. \quad (35)$$

Здесь $C = B_{\text{O}_2^-} + I_1 + \alpha_{d_1} A$, $D = I_2 + \alpha_{d_2} A$. Учтывая, что

$$N_e = A - K, \quad (36)$$

и подставив (35) в (36), найдем окончательно

$$N_e = \frac{ACD}{CD + \beta [\text{O}_2]^2 (D + B_{\text{O}_2^-})}. \quad (37)$$

В качестве примера на рис. 1 представлены результаты расчетов по (34) и (37), взятые из монографии [Козлов, 2021], где приведены также все исходные данные для проведения этих расчетов. Как и следовало ожидать, в нижней части D -области $N_e \ll A$, $A \approx K$, в верхней — $N_e \approx A$, $A \gg K$.

Использование $N_e(h)$ из вышеупомянутых банков данных дает возможность с помощью уравнений (34)–(36) определить один из важнейших параметров области D — скорость ионизации q :

$$q = \frac{\alpha_{d_1} \alpha_{d_2} (K + N_e)^3 + \alpha_{d_2} (K + N_e)^2 B_{\text{NO}^+}}{\alpha_{d_2} (K + N_e) + B_{\text{NO}^+}}, \quad (38)$$

в котором величины K рассчитываются по (35).

Подставим в (35) выражения для C , D , $A = K + N_e$,

$$K = \frac{\beta [\text{O}_2]^2 N_e [I_2 + \alpha_{d_2} (K + N_e) + B_{\text{O}_2^-}]}{[B_{\text{O}_2^-} + I_1 + \alpha_{d_1} (K + N_e)] [I_2 + \alpha_{d_2} (K + N_e)]}. \quad (39)$$

Раскрывая (39) относительно K , получаем, как и в случае A , алгебраическое уравнение третьей степени.

Таковы базовые уравнения полуэмпирического метода. Они позволяют находить такие известные, весьма информативные и широко используемые соотношения, как $\lambda(h) = ([X_1^-] + [X_2^-])/N_e$, $f^+(h) = [X_2^+]/[X_1^+]$, $f^-(h) = [X_2^-]/[X_1^-]$, эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{\text{eff}} = q/[N_e^2(1 + \lambda)]$. Особо подчеркнем возможность оценки значений q по экспериментальным распределениям $N_e(h)$ без привязки к какому-либо источнику ионизации, не занимаясь пересчетом потоков ионизирующих излучений, измеряемых, например, спутниками на больших h , на высоты D -области (в данном случае необходимо знать непрерывно изменяющуюся плотность атмосферы $\rho(h)$, а для заряженных частиц — кроме того, геометрию и характеристики магнитного поля Земли).

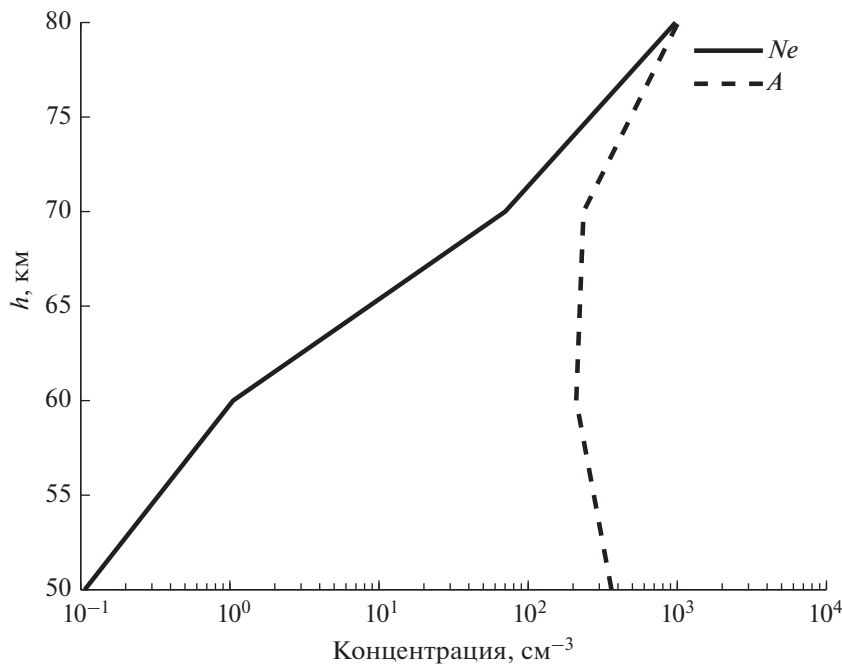


Рис. 1. Оценка высотных профилей концентрации электронов Ne и положительных ионов A в D -области.

3. ЗАМЕЧАНИЯ О СОПОСТАВЛЕНИИ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Любая модель, независимо от того является она эмпирической, теоретической или полуэмпирической, нуждается в оценке точности расчетов по ней, а также при необходимости, в определении методов и способов улучшения модели. Оба вопроса решаются на основании сопоставления модельных расчетов с экспериментальными данными. Даже если модель относится к эмпирической, то всегда найдутся данные экспериментов, которые по разным причинам не учитывались при разработке модели или были получены позднее (см. [Ляхов и др., 2019]).

Сначала, базируясь на общепринятых известных позициях, по отечественным и зарубежным литературным источникам попытаемся оценить наш уровень знаний о параметрах, входящих в уравнения (19)–(23) и табл. 1. Эти оценки показаны в табл. 2. Они, конечно, не претендуют на “истину в последней инстанции”, но весьма близки к реальности, и позволяют сделать вполне логический вывод: для улучшения согласия модельных расчетов с какими-либо экспериментальными данными или, говоря другими словами, для калибровки и уточнения модели в первую очередь необходимо использовать неизвестные и плохо изученные параметры. В нижней части D -области, где велика роль X_1^- , X_2^- и $\lambda \gg 1$, наименее известными параметрами являются I_1 , I_2 , α_i , q , $[O_3]$; в верхней части, в которой в принципе должны

преобладать X_1^+ , X_2^+ и $\lambda \ll 1$, $-I_1$, I_2 , α_{d_2} , q , $[H_2O]$, $[CO_2]$. На $h \leq 65$ – 70 км важную роль может сыграть учет концентрации непрерывно изменяющегося молекулярного кислорода, так как скорость прилипания Ne к O_2 в тройных соударениях прямо пропорциональна $[O_2]^2$, и, например, увеличение $[O_2]$ всего на 10% приводит к росту этой скорости уже на 21%.

Аналогично [Ляхов и др., 2019], считается, что согласие расчетов с экспериментом вполне удовлетворительное, если результаты модельных расчетов укладываются в инструментальную точность измерения того или иного аэрономического параметра. В противном случае делается попытка улучшить расчеты, варьируя, как отмечалось выше, неизвестные и плохо изученные параметры.

Методология сопоставления расчетов с экспериментами при использовании $Ne(h)$ из банков данных заключается в следующем. Сначала по уравнениям (38) и (39) определяются величины $q(h)$ с использованием экспериментальных значений $Ne(h)$. Затем найденные $q(h)$ используются в (37) для расчета $Ne(h)$, которое далее сопоставляется с уже использованным $Ne(h)$ из банков данных. Исходя из простых логических соображений, в рамках инструментальной точности измерений $Ne(h)$ в D -области расчеты по (37) должны совпасть с экспериментальными данными. Если этого не происходит даже при варьировании неизвестных параметров, делается вывод о необходимости совершенствования модели.

Таблица 2. Примерные оценки уровня знаний о параметрах, входящих в уравнения (19)–(23)

№	Параметр	Характеристика параметра
1	$[N_2], \text{см}^{-3}$	Известна достаточно хорошо. Является непрерывно изменяющейся величиной [Зуев, Комаров, 1986; Козлов и др., 2014; Беккер, 2018]. Среднее квадратическое отклонение $\sigma(N_2)$ зависит от h , широты, времени суток, солнечной активности (СА). С ростом h $\sigma(N_2)$ увеличивается
2	$[O_2], \text{см}^{-3}$	Характеризуется примерно так же, как и $[N_2]$. При этом $\sigma(O_2) > \sigma(N_2)$ [Беккер, 2018]
3	$[H_2O], \text{см}^{-3}$	Известна плохо. Зависит от h , подстилающей поверхности (суша–вода) и погоды над ней. В многокомпонентных моделях рассчитывается по специальному уравнению
4	$[CO_2], \text{см}^{-3}$	Известна плохо. Зависит от высоты. Часто принимается $[CO_2] \approx 3 \times 10^{-4}([N_2] + [O_2])$
5	$[O_3], \text{см}^{-3}$	Разброс значений большой. Зависит от СА, широты. Уменьшается с ростом h
6	$T, \text{К}$	Зависит от h , широты, сезона, СА. Однако разброс относительно известных средних величин не столь уж и большой [Зуев, Комаров, 1986]
7	$[X_1^+], \text{см}^{-3}$	Механизмы возникновения первичных ионов N_2^+, O_2^+, NO^+ хорошо известны. Количественные оценки зависят от многих других аэрономических параметров
8	$[X_2^+], \text{см}^{-3}$	Не известен конечный сложный ион в процессе преобразования положительных ионов
9	$[X_1^-], \text{см}^{-3}$	Первичным отрицательным ионом является O_2^- , возникающий по реакции (3)
10	$[X_2^-], \text{см}^{-3}$	Не известен конечный сложный ион в процессе преобразования отрицательных ионов
11	$\alpha_{d1}, \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$	Известна с некоторым разбросом для всех ионов X_1^+ из лабораторных экспериментов
12	$\alpha_{d2}, \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$	Неизвестна. Предполагается, что $\alpha_{d2} \approx (5-10) \alpha_{d1}$
13	$Ne, \text{см}^{-3}$	Созданы, как отмечалось ранее, банки данных $Ne(h)$. Экспериментально измеряются разными методами и способами. Лучшие точности имеют импедансный зонд и фазовые измерения на двух парах когерентных частот ($\sim 10-15\%$ [Смирнова и др., 1990; Ляхов и др., 2019])
14	$q, \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$	Точность оценок используемых теоретических или так называемых экспериментальных значений q по различным источникам разная и может достигать $\sim 25-50\%$ [Смирнова и др., 1990]. Эта точность значительно хуже по сравнению с точностью измерений $Ne(h)$
15	$\beta, \alpha_7-\alpha_{16},$ $\text{см}^{-6} \text{с}^{-1},$ $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$	Известны хорошо из лабораторных экспериментов
16	$\alpha_i, \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$	Неизвестна особенно с учетом разного состава положительных и отрицательных ионов. Обычно используют $\alpha_i \approx 10^{-6}-10^{-8}$ (см., например, [Хастед, 1965; Козлов, 1971])
17	$I_1, \text{с}^{-1}$	$I_1 \approx 0.35-0.38$, что примерно соответствует полуденным условиям на средних широтах. Не учитывается очевидный факт, что I_1 зависит от зенитного угла Солнца
18	$I_2, \text{с}^{-1}$	Неизвестна, не говоря уже о зависимости I_2 от зенитного угла Солнца

Еще раз подчеркнем, что на $h \geq 65-70$ км $Ne \approx [X_1^+] + [X_2^+]$ и основным процессом исчезновения электронов являются реакции (1) и (2). Тогда для стационарных условий можно записать:

$$q \approx \alpha_d Ne^2, \quad \alpha_d \approx q / Ne^2, \quad (40)$$

и по величинам α_d судить о роли X_1^+ и X_2^+ . На более низких высотах $h \leq 65$ км простое уравнение типа (40) получается только для ночных условий, когда процессы (5) и (6) не происходят:

$$q \approx \beta [O_2]^2 Ne. \quad (40)$$

Полученные выражения необходимо также использовать для оценок качества модельных расчетов. Кроме того, для этого целесообразно учитывать профили $Ne(h)$, которые соответствуют типичным средним условиям [Danilov et al., 1995; Friedrich, Torkar, 2001; Friedrich et al., 2018].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенный полуэмпирический метод позволяет рассматривать многие вопросы аэрoномии спокойной и возмущенной D -области, используя всего единственный эмпирический параметр — высотный профиль $Ne(h)$ в различных гелиогеофизических условиях на разных широтах. Особо обращает на себя внимание возможность приближенной оценки $q(h)$, которая непосредственно не измеряется на этих высотах.

Конечность набора свободных параметров позволяет выполнять калибровку метода в разных геофизических условиях.

Детальные результаты численного моделирования для разных гелиогеофизических условий будут представлены во второй части статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 1021052706265-3-1.5.4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беккер С.З. Вероятностно-статистические модели нижней невозмущенной среднеширотной ионосферы, верифицированные по данным наземных радиофизических измерений. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. М.: ИДГ РАН, 26 с. 2018.
- Власков В.А., Смирнова Н.В., Козлов С.И. Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. II. Вариации ионного состава и электронной концентрации // Космич. исслед. Т. 21. № 6. С. 892–896. 1983.
- Егошин А.А., Ермак В.М., Зецер Ю.И. и др. Влияние метеорологических и волновых процессов на нижнюю ионосферу в условиях минимума солнечной активности по экспериментальным данным о распространении

СДВ-ДВ в средних широтах // Физика Земли. № 3. С. 101–112. 2012.

— Зув В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 254 с. 1986.

— Козлов С.И. Аэрoномия искусственно возмущенных атмосферы и ионосферы Земли. М.: изд-во ТОРУС-ПРЕСС, 268 с. 2021.

— Козлов С.И. Кинетика ионов в ночной области D ионосферы // Космич. исслед. Т. 9. № 1. С. 81–90. 1971.

— Козлов С.И., Власков В.А., Смирнова Н.В. Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. I. Постановка задачи и общая схема процессов // Космич. исслед. Т. 20. № 6. С. 881–891. 1982.

— Козлов С.И., Власков В.А., Смирнова Н.В. Специализированная аэрoномическая модель для исследований искусственной модификации средней атмосферы и нижней ионосферы. I. Требования к модели и основные принципы ее построения // Космич. исслед. Т. 26. № 5. С. 738–745. 1988.

— Козлов С.И., Ляхов А.Н., Беккер С.З. Основные принципы построения вероятностно-статистических моделей ионосферы для решения задач распространения радиоволн // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 54. № 6. С. 767–779. 2014.

— Ляхов А.Н., Козлов С.И., Беккер С.З. Оценка точности расчетов по международной справочной модели ионосферы IRI-2016. I. Концентрация электронов // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 59. № 1. С. 50–58. 2019.

— Митра А.П. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. М.: Мир, 370 с. 1977.

— Нестерова И.И., Гинзбург Э.И. Каталог профилей электронной концентрации области D ионосферы. Новосибирск: изд-во ИГиГ, 210 с. 1985.

— Смирнова Н.В., Власков В.А. Моделирование высокоширотной D-области ионосферы / Динамические процессы и структура полярной ионосферы. Апатиты: КФ АН СССР. С. 42. 1980.

— Смирнова Н.В., Козлов С.И., Власков В.А. Специализированная аэрoномическая модель для исследований искусственной модификации средней атмосферы и нижней ионосферы. II. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными // Космич. исслед. Т. 28. № 1. С. 77–84. 1990.

— Смирнова Н.В., Козлов С.И., Власков В.А., Овчинников Н.А. Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. III. Вариации малых нейтральных и возбужденных составляющих // Космич. исслед. Т. 22. № 4. С. 565–571. 1984.

— Хасмед Дж. Физика атомных столкновений. М.: Мир, 710 с. 1965.

— Bekker S.Z., Ryakhovskiy I.A., Korsunskaya J.A. Modeling of the lower ionosphere during solar X-ray flares of different classes // J. Geophys. Res. — Space. V. 126. № 2. e2020-JA028767. 2021.

<https://doi.org/10.1029/2020JA028767>

— Danilov A.D., Rodevich A.Yu., Smirnova N.V. Problems with incorporating a new D-region model into the IRI // Adv. Space Res. V. 15. № 2. P. 165–167. 1995.

- *Friedrich M., Torkar K.M.* FIRI: A semiempirical model of the lower ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A10. P. 21409–21418. 2001.
- *Friedrich M., Pock C., Torkar K.* FIRI-2018, an updated empirical model of the lower ionosphere // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 123. P. 6737–6751. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025437>
- *Gomonov A., Yurik R., Zolotov O.* Earth’s ionosphere D-region vertical electron density profile data during March 1–31, 2017 according to high-latitude Tumann observatory partial reflection radar measurements and Polar Geophysical Institute’s model // *Data in Brief.* V. 31. 105848. 2020.
- *Read G.C.* Influence of ionization on the neutral and ionized atmosphere / *Dynamical and Chemical Coupling Between the Neutral and Ionized Atmosphere.* Boston: D. Reidel Pub Co. P. 101. 1977.
- *Ruseh D.W., Stewart A.J., Hays P.B. et al.* The N1 (5200 Å) dayglow // *J. Geophys. Res.* V. 80. № 16. P. 2300. 1975.
- *Swider W., Keneshea T.F.* Decrease of ozone and atomic oxygen in the lower mesosphere during PCA event // *Planet. Space Sci.* V. 21. P. 1969. 1973.
- *Thorne R.M.* Influence of relativistic electron precipitation on the lower ionosphere and stratosphere / *Dynamical and Chemical Coupling Between the Neutral and Ionized Atmosphere.* Boston: D. Reidel Pub Co. P. 161. 1977.
- *Whitten R.C., Poppoff I.G., Edmonds R.S., Berning W.W.* Effective recombination coefficients in the lower ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 70. № 7. P. 1737–1742. 1965.

УДК 550.388

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС ЧЕМБЕРЛЕНА И ГЕРЦБЕРГА I В НОЧНОМ НЕБЕ ЗЕМЛИ И СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

© 2022 г. О. В. Антоненко¹, *, А. С. Кириллов¹, **¹Полярный геофизический институт (ПГИ),
г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

*e-mail: antonenko@pgia.ru

**e-mail: kirillov@pgia.ru

Поступила в редакцию 14.10.2021 г.

После доработки 21.01.2022 г.

Принята к публикации 27.01.2022 г.

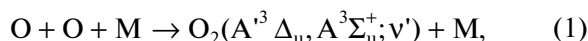
Проведены расчеты профилей объемных интенсивностей свечения полос Чемберлена и Герцберга I молекулярного кислорода в атмосфере Земли в ночное время. Выполнено сравнение расчетов интенсивностей свечения полос Чемберлена и Герцберга I с экспериментальными данными, полученными с космического шаттла “Дискавери” (STS-53) и со спектрографа “EbertFastie” (национальная обсерватория Китт-Пик, США, Аризона). Показано, что наилучшее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными наблюдается при коррекции квантовых выходов колебательных уровней $A^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ состояний молекулярного кислорода при тройных столкновениях.

DOI: 10.31857/S0016794022040034

1. ВВЕДЕНИЕ

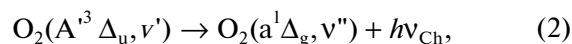
Осознание возможности излучения верхней атмосферы на средних и в низких широтах в спокойных геомагнитных условиях не возникало до тех пор, пока не появилось стремление оценить освещенность поверхности планеты в ночное время. Так, к концу второго десятилетия XX века стало очевидным, что в атмосфере Земли происходят процессы, отображением которых является собственное свечение ночной атмосферы в спокойных геомагнитных условиях [Шефов и др., 2006].

Известно, что одним из источников свечения ночной атмосферы является электронно-возбужденный молекулярный кислород $O_2(A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+)$, образующийся при тройных столкновениях в атмосфере Земли с участием двух атомов O и третьей частицы

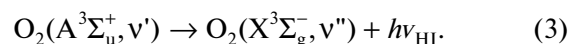


где v' – колебательные уровни указанных состояний; M – третья частица при столкновении. Атомы кислорода эффективно образуются в атмосфере Земли в дневное время при фотодиссоциации молекул O_2 солнечным УФ-излучением $O_2 + hv \rightarrow O + O$. Тройные столкновения (1) с образованием $O_2(A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+)$ наиболее эффективны в слое атмосферы Земли толщиной ~10 км

с центром на высоте ~90 км [Шефов и др., 2006; Broadfoot and Bellaire, 1999]. В дальнейшем электронно-возбужденная молекула кислорода переходит в более низкое по энергии состояние, излучая при этом фотоны света. Спонтанные переходы с электронно-возбужденного $A^3\Delta_u$ на электронно-возбужденное $a^1\Delta_g$ состояние молекулы кислорода приводит к свечению полос Чемберлена (Ch)



а переходы с электронно-возбужденного $A^3\Sigma_u^+$ на основное $X^3\Sigma_g^-$ состояние молекулы кислорода приводит к свечению полос Герцберга I (HI)



В настоящей работе используются экспериментальные данные о характерных концентрациях [O] в вышеуказанном слое на основании характеристик свечения атомарного кислорода O для различных месяцев года в условиях низкой ($F10.7 = 75$, 1976 и 1986 гг.) и высокой ($F10.7 = 203$, 1980 и 1981 гг.) солнечной активности на средних широтах (55.7° N; 36.8° E, Звенигородская обсерватория Института физики атмосферы (ИФА) им. А.М. Обухова РАН). Регулярные данные по свечению атомарного кислорода O были получены из полуэмпирической модели, интегрирую-

шей несколько типов различных среднеширотных измерений, регрессионных соотношений и теоретических расчетов на протяжении нескольких десятков лет сотрудниками ИФА [Шефов и др., 2006]. В соответствии с основными сезонными закономерностями вариаций интенсивности эмиссии 557.7 нм слой атомарного кислорода так же значительно изменяет положение своего максимума как в зависимости от месяца наблюдений, так и от солнечной активности [Шефов и др., 2006; Перминов и др., 1998]. Увеличение солнечной активности приводит к росту концентрации O в максимуме слоя и к опусканию его нижней границы [Семенов и Шефов, 1999].

Полученные результаты показали значительный разброс значений абсолютных концентраций атомарного кислорода в максимуме слоя, высота которого также оставалась не постоянной. Результаты проведенных модельных расчетов по эмиссии 557.7 нм выявили, что существует отрицательная корреляция между высотой максимума атомарного кислорода и его концентрацией. Причем отрицательная корреляция четко прослеживается между интенсивностью эмиссии 557.7 нм и высотой максимума излучающего слоя как для сезонных вариаций, так для зависимости от солнечной активности [Семенов и Шефов, 1997; Shefov et al., 2000].

В результате изменения профилей концентраций атомарного кислорода неизбежно изменяются профили скоростей образования электронно-возбужденного молекулярного кислорода O_2^* в атмосфере Земли в результате процесса (1) и интенсивности свечения различных полос молекулярного кислорода. Поэтому интенсивности свечения полос Чемберлена и Герцберга I зависят как от времени года, так и от солнечной активности.

В настоящей работе рассмотрены процессы возбуждения и гашения электронно-возбужденного молекулярного кислорода в атмосфере Земли на высотах свечения ночного неба. При этом следует отметить, что полосы Герцберга I имеют широкий спектр свечения в ночном небе Земли, в отличие от полос Чемберлена, которые присутствуют в меньшем спектральном диапазоне.

Цель данной работы – провести сравнение результатов теоретических расчетов интенсивностей свечения полос Чемберлена и Герцберга I с экспериментальными данными по ночному свечению молекулярного кислорода O_2^* в атмосфере Земли. Особое внимание уделено особенностям образования различных колебательных уровней v' электронно-возбужденных состояний $A^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ молекулы кислорода в результате тройных столкновений (1).

2. СВЕЧЕНИЕ НОЧНОГО НЕБА ЗЕМЛИ

На рисунке 1 представлены несколько спонтанных излучательных переходов с различных колебательных уровней состояния $A^3\Delta_u$ на различные колебательные уровни основного состояния $a^1\Delta_g$, при которых происходит излучение наиболее ярких полос Чемберлена. Также приведено несколько спонтанных излучательных переходов с различных колебательных уровней состояния $A^3\Sigma_u^+$ на различные колебательные уровни состояния $X^3\Sigma_g^-$, при которых происходит излучение полос Герцберга I.

Все приведенные состояния находятся ниже энергии диссоциации молекулы $O_2 \sim 41\,300\text{ см}^{-1}$ ($8065\text{ см}^{-1} = 1\text{ эВ}$). Длину волны λ полос Чемберлена и Герцберга I можно рассчитать по формулам:

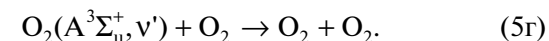
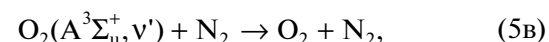
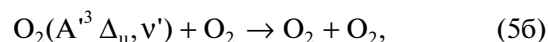
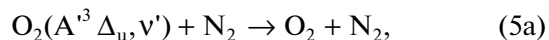
$$\lambda_{Ch} = 1/(E_{A'(v')} - E_{a(v'')}), \quad (4a)$$

где $E_{A'(v')}$ (см^{-1}) – энергия колебательного уровня v' состояния $A^3\Delta_u$; $E_{a(v'')}$ (см^{-1}) – энергия колебательного уровня v'' состояния $a^1\Delta_g$,

$$\lambda_{HI} = 1/(E_{A(v')} - E_{X(v'')}), \quad (4б)$$

где $E_{A(v')}$ (см^{-1}) – энергия колебательного уровня v' состояния $A^3\Sigma_u^+$; $E_{X(v'')}$ (см^{-1}) – энергия колебательного уровня v'' состояния $X^3\Sigma_g^-$.

Поскольку переходы между рассмотренными нами состояниями дипольно-запрещенные, то характерные излучательные времена состояний $A^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ порядка 1 и 0.1 с соответственно [Bates, 1989]. Поэтому при расчетах концентраций электронно-возбужденного кислорода необходимо учесть гашение молекул $O_2(A^3\Delta_u)$ и $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ не только при излучательных переходах (2), (3), но и при столкновениях с молекулами азота N_2 и кислорода O_2 [Кириллов, 2012]:



Так как концентрации N_2 на высотах 90–100 км превышают 10^{13} см^{-3} , а константы гашения состояний $A^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ больше $\sim 10^{-12}\text{ см}^3\text{ с}^{-1}$ [Kirillov, 2010, 2014], то столкновительные времена жизни рассматриваемых колебательных уровней данных состояний либо сравнимы, либо намного меньше излучательных на высотах ночного свечения полос Чемберлена и Герцберга I. Это означает, что

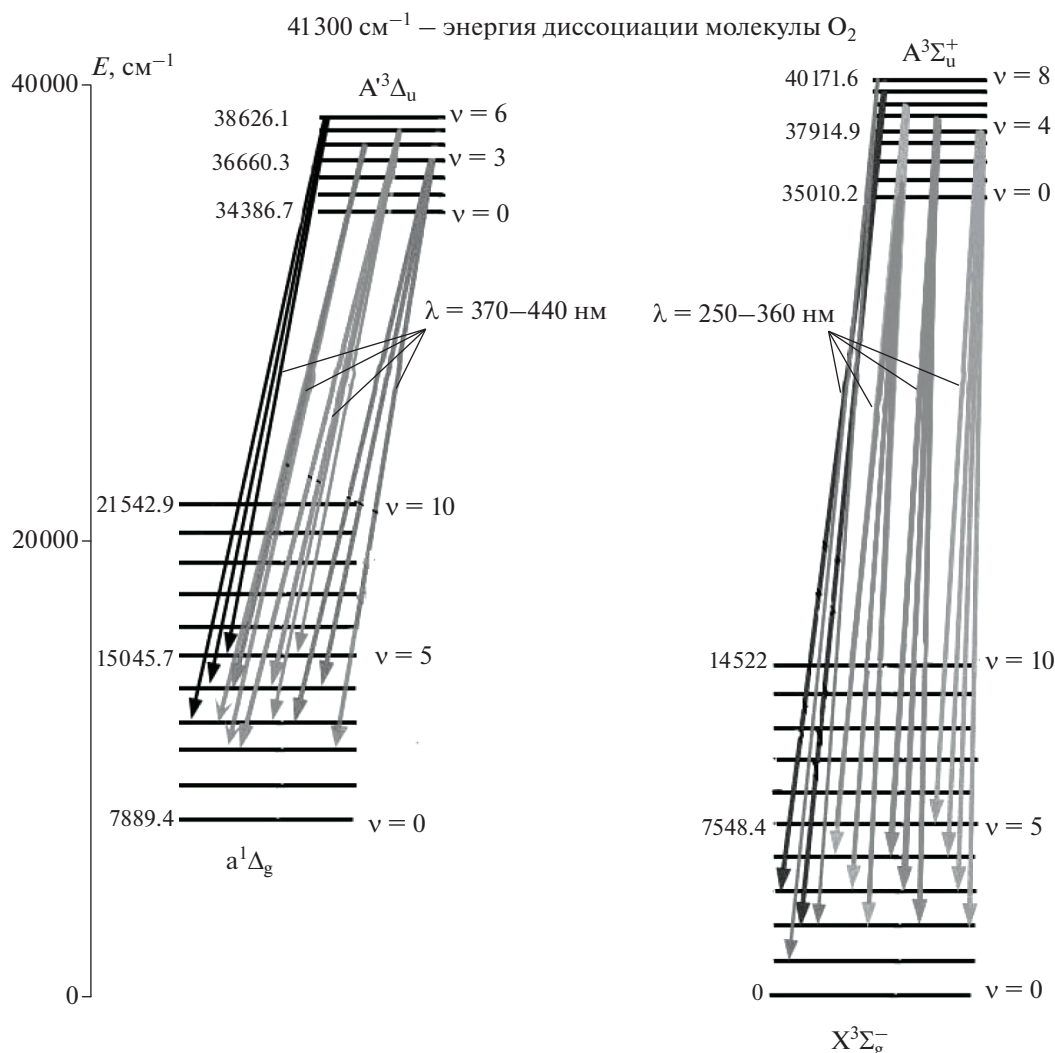


Рис. 1. Электронные переходы внутри молекулы O₂.

кинетика состояний Герцберга на рассматриваемом диапазоне высот атмосферы во многом определяется столкновительными процессами.

Проведены расчеты концентраций возбужденного кислорода O₂(A³Δ_u) и O₂(A³Σ_u⁺) на высотах верхней атмосферы Земли для колебательных уровней v' = 3–8 обоих состояний для октября месяца, 1976 и 1986 гг. (низкая солнечная активность, F10.7 = 75) [Антоненко и Кириллов, 2021]. При расчете концентраций электронно-возбужденного кислорода O₂(A³Δ_u) и O₂(A³Σ_u⁺) воспользуемся формулами (6а, б):

$$[O_2(A^3\Delta_u, v')] = q_{v'}^{A'} \alpha_{A'} k_1 [O]^2 \times ([N_2] + [O_2]) / (A_{v'}^{A'} + k_{5a}[N_2] + k_{5b}[O_2]), \quad (6a)$$

$$[O_2(A^3\Sigma_u^+, v')] = q_{v'}^A \alpha_A k_1 [O]^2 \times ([N_2] + [O_2]) / (A_{v'}^A + k_{5b}[N_2] + k_{5r}[O_2]), \quad (6б)$$

где α_{A'} и α_A – квантовые выходы состояний A³Δ_u и A³Σ_u⁺ при тройных столкновениях (1), а q_{v'}^{A'} и q_{v'}^A – квантовые выходы колебательных уровней v' этих состояний соответственно; k₁ – константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях (1), k_{5a}, k_{5б}, k_{5r} – константы скоростей реакций (5а–5г); A_{v'}^{A'} и A_{v'}^A – сумма коэффициентов Эйнштейна для всех спонтанных излучательных переходов с колебательных уровней v' состояний A³Δ_u и A³Σ_u⁺, причем для состояния A³Δ_u необходимо также учесть спонтанные переходы на основное состояние X³Σ_g⁻, при кото-

рых происходит излучение полос Герцберга III [Bates, 1989].

Константа скорости реакции рекомбинации k_1 ($\text{см}^6 \text{с}^{-1}$) применялась как рассчитанная величина в зависимости от температуры атмосферы на рассмотренном интервале высот согласно Шефов и др. [2006]; константы гашения электронно-возбужденного кислорода при двойных столкновениях молекулярного кислорода с частицами атмосферных составляющих k_{5a} ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$), k_{5b} ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$), k_{5c} ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$) учитывались согласно Kirillov [2010, 2014]; квантовые выходы α_{A^*} и α_A — согласно Krasnopolsky [2011], коэффициенты Эйнштейна для всех спонтанных переходов — согласно Bates [1989].

Аналитическая формула для расчета квантовых выходов $q_{v'}^{A^*}$ и $q_{v'}^A$ была представлена в работе [Кириллов, 2012]:

$$q_{v'} \sim \exp[-(E_{A^*,A(v')} - E_0)^2 / \beta^2], \quad (7)$$

где $E_0 = 40000 \text{ см}^{-1}$, $\beta = 1500 \text{ см}^{-1}$ — параметры, определенные методом наименьших квадратов путем сравнения рассчитанных колебательных населенностей состояний $A^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ с результатами наземных наблюдений. Формула (7) была использована для расчета значений $q_{v'}^{A^*}$ и $q_{v'}^A$, при этом была произведена нормировка значений квантовых выходов, чтобы сумма для каждого электронно-возбужденного состояния была равна единице.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС ЧЕМБЕРЛЕНА И ГЕРЦБЕРГА I

Согласно формулам (6а, б) проведен расчет профилей высотного распределения концентраций электронно-возбужденного молекулярного кислорода O_2^* для состояний $A^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ в верхней атмосфере Земли. При расчетах значений концентраций электронно-возбужденного кислорода использовались высотные профили температур, составленные на основе данных многолетних (1960–2000 гг.) измерений профилей температуры на высотах 30–110 км [Семенов и др., 2004]. Разработанная этими авторами методика расчета высотных профилей температуры и суммарной концентрации атмосферы позволяет определять значения температуры и плотности атмосферы на средних широтах для заданных геологических условий (высота, уровень солнечной активности, год).

Значения объемных интенсивностей излучения полос, соответствующих переходам (2) и (3), были рассчитаны по формуле:

$$i_{v',v''}(\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}) = [O_2^*] A_{v',v''}, \quad (8)$$

где $[O_2^*]$ (см^{-3}) — рассчитанная концентрация электронно-возбужденного кислорода O_2^* в зависимости от высоты h [Антоненко и Кириллов, 2021]; $A_{v',v''}$ (с^{-1}) — коэффициент Эйнштейна, соответствующий спонтанному излучательному переходу с колебательного уровня v' вышележащего состояния на колебательный уровень v'' нижележащего состояния в (2) и (3) [Bates, 1989].

На рисунке 2 показаны рассчитанные высотные распределения объемных интенсивностей излучения полос, связанных со спонтанными переходами $A^3\Delta_u (v' = 6) \rightarrow a^1\Delta_g (v'' = 3)$ (2а, в) и $A^3\Sigma_u^+ (v' = 6) \rightarrow X^3\Sigma_g^- (v'' = 3)$ (2б, г), для условий низкой ($F10.7 = 75$, 1976 и 1986 гг.) (2а, б) и высокой ($F10.7 = 203$, 1980 и 1981 гг.) (2в, г) солнечной активности на средних широтах Земли. Цифрами представлены месяцы года: 1 — январь, 2 — апрель, 3 — июль, 4 — октябрь. При расчетах использовались данные по концентрациям атомарного кислорода для средних месяцев каждого сезона. По осям X приведены значения объемной интенсивности излучения i ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$), по осям Y отложены высоты в км.

На рисунке 3а, б представлены фрагменты усредненного спектра свечения ночного неба в диапазонах 370–440 нм и 250–360 нм соответственно, измеренного спектрографом с космического шаттла “Дискавери” (STS-53) в интервале от 115 до 900 нм на протяжении его 12-дневной миссии в январе 1995 г. (условия низкой солнечной активности) [Broadfoot and Bellaire, 1999]. По осям Y отложены значения интенсивностей в рэлях/ангстрем ($R/\text{Å}$) ($1 R = 10^6 \text{ фотон/см}^2 \text{с}$), по осям X отложены длины волн в ангстремах ($\lambda(\text{Å})$). Каждая двойка цифр над пиками свечения обозначает колебательные уровни ($v'-v''$) при излучательных переходах (2) и (3).

Рассчитанные значения интенсивности излучения I ($\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) (гистограммы) для различных полос Чемберлена и Герцберга I, обусловленных излучательными переходами (2), (3) и представленных на рис. 1, выполнены для октября 1976 и 1986 гг. (условия низкой солнечной активности $F10.7 = 75$) в этом же диапазоне длин волн. Результаты расчетов приведены на рис. 3в, г, при этом при пересчете объемной интенсивности излучения $i_{v',v''}$ в интенсивность излучения $I_{v',v''}$ используется приближение оптически тонкого слоя, т.е. пренебрегается поглощением фотонов внутри слоя.

Как показали расчеты, наблюдается расхождение рассчитанных значений интенсивности излучения с экспериментальными значениями для 3 и

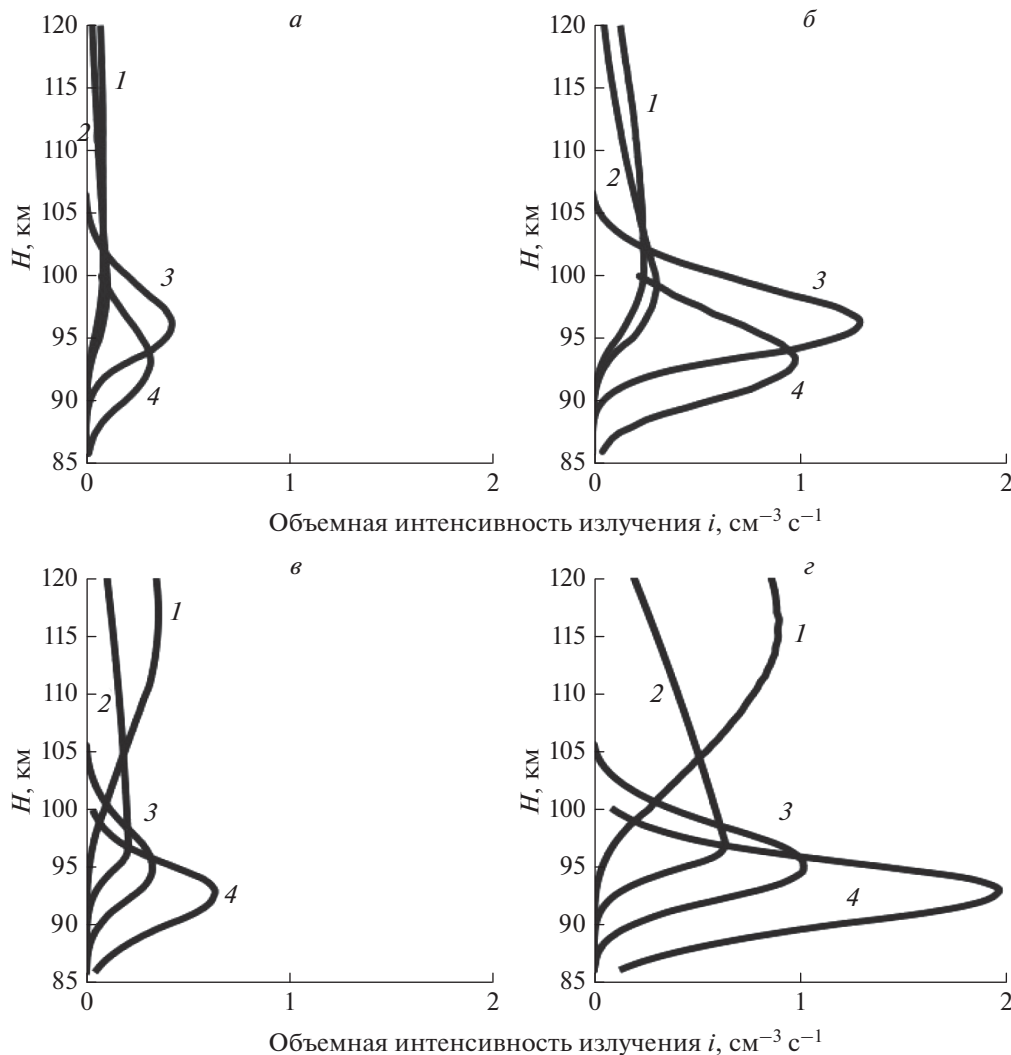


Рис. 2. Рассчитанные высотные распределения объемной интенсивности излучения i_{ν}^{Λ} ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) полос Чемберлена (а, в) и Герцберга I (б, г) для различных месяцев года (1 – январь, 2 – апрель, 3 – июль, 4 – октябрь) на средних широтах Земли.

4-го колебательных уровней в случае полос Чемберлена и для 3 и 4-го колебательных уровней в случае полос Герцберга. Данное расхождение, возможно, объясняется либо заниженными значениями квантовых выходов q_{ν}^{Λ} для данных колебательных уровней, либо завышенными значениями констант процессов гашения ($5a-5g$) при столкновении с молекулами N_2 и O_2 .

В работах [Kirillov, 2010, 2014] рассчитанные константы для процессов гашения электронного возбуждения состояний Герцберга показали хорошее согласие с результатами лабораторных измерений. Что касается квантовых выходов q_{ν}^{Λ} и q_{ν}^{Λ} , то при оценке их в работе [Кириллов, 2012] изначально использовалась аналитическая формула

(7), которая могла давать погрешность для колебательных уровней с малыми значениями. Поэтому мы в настоящих расчетах варьируем значения квантовых выходов (табл. 1), увеличив их значения приблизительно на 1/3 для 3 и 4-го колебательных уровней состояния $\text{A}^3\Sigma_u^+$ [Антоненко и Кириллов, 2021]. Для состояния $\text{A}^3\Delta_u$ увеличение значений нормирующих коэффициентов квантовых выходов для различных колебательных уровней варьируются следующим образом: для 3-го уровня в 5 раз, для 4-го уровня – в 1.5 раза. Соответственно, значения нормирующих коэффициентов квантовых выходов для других колебательных уровней были уменьшены, что также показано в табл. 1. При использовании измененных квантовых выходов q_{ν}^{Λ} было достигнуто луч-

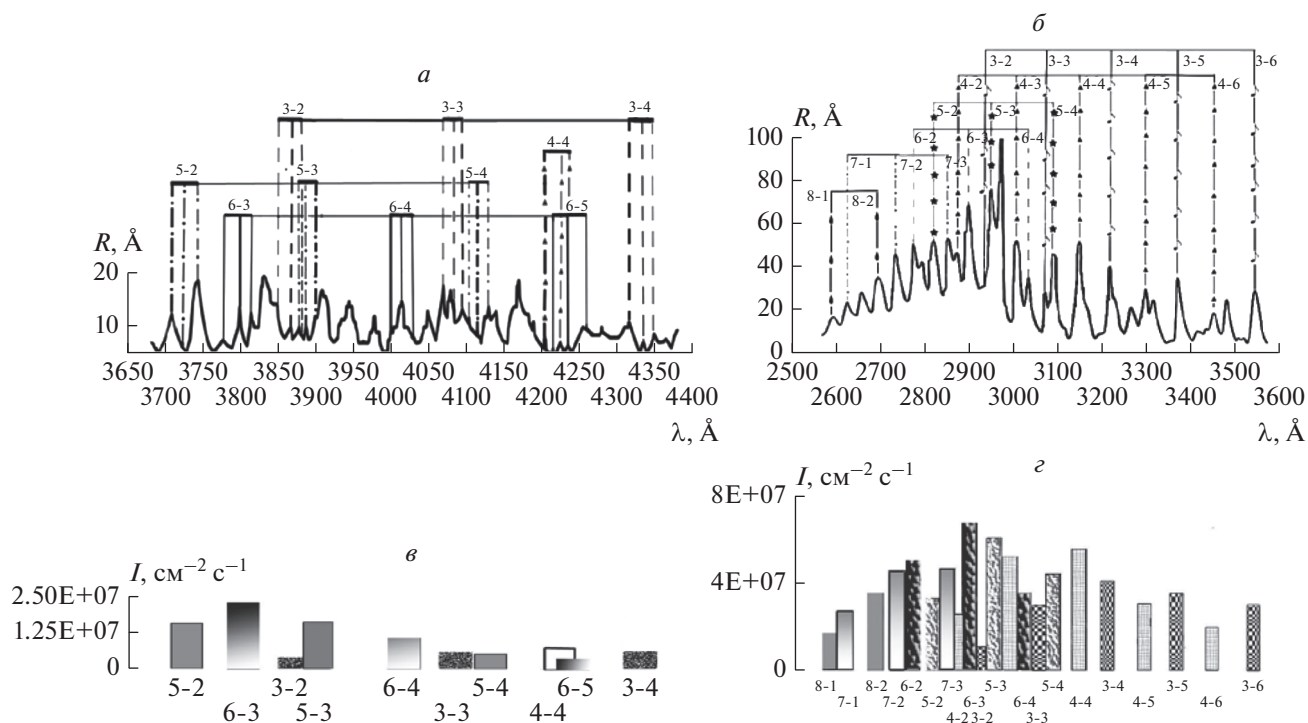


Рис. 3. (а) – Фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 370–440 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла [Broadfoot and Bellaire, 1999]: Y – интенсивности ($R/\text{Å}$), X – длины волн (λ (Å)), цифры над пиками – ($v'-v''$) при излучательных переходах (2); (б) – фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 250–360 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла [Broadfoot and Bellaire, 1999]: Y – интенсивности ($R/\text{Å}$), X – длины волн (λ (Å)), цифры над пиками – ($v'-v''$) при излучательных переходах (3); (в) – рассчитанные значения интенсивности излучения для различных полос Чемберлена с учетом измененных квантовых выходов q_v^A ; (г) – рассчитанные значения интенсивности излучения для различных полос Герцберга I с учетом измененных квантовых выходов q_v^A .

шее согласие рассчитанных интенсивностей полос излучения возбужденного кислорода O_2^* ($A^3\Sigma_u^+$, $v' = 3-8$) со спектрами, полученными с шаттла [Broadfoot and Bellaire, 1999] – экспериментальными данными свечения ночного неба в диапазоне 250–360 нм, что хорошо видно из рис. 3г.

Для состояния $O_2(A^3\Delta_u, v' = 3-6)$ сравнение теоретически рассчитанных значений интенсивностей полос с экспериментальными данными значительно труднее сделать, поскольку интенсивности свечения полос Чемберлена значительно меньше и экспериментальные погрешности больше. На рис. 3в приведены результаты расчетов интенсивностей свечения 10 полос Чемберлена. Для полосы, излучаемой при спонтанном переходе (2) с $v'-v'' = 6-4$, при расчете с коэффициентом Эйнштейна согласно Bates [1989] получаются значительно меньшие значения интенсивности свечения, чем в спектре, полученном с летательного аппарата [Broadfoot and Bellaire, 1999]. Поэтому в настоящей работе коэффициент Эйнштейна для этого перехода был увеличен в пять

раз. После использования измененного значения коэффициента Эйнштейна стало возможным получить пик свечения в районе 400 нм, как наблюдали [Broadfoot and Bellaire, 1999].

Согласие теоретически рассчитанных интенсивностей полос Чемберлена и Герцберга I с экспериментальными данными указывает на тот факт, что полученные из эксперимента данные по свечению молекулярных полос могут быть использованы при оценке скоростей образования и гашения различных колебательных уровней электронно-возбужденных состояний при различных столкновительных процессах. В данном случае лучшее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными удалось получить благодаря коррекции квантовых выходов q_v^A и q_v^A , которые в работе [Кириллов, 2012] аппроксимировались аналитической формулой (7).

Аналогично на рис. 4а представлены значения спектра свечения ночного неба в диапазоне длин волн 370–440 нм, измеренного спектрографом “EbertFastie” (Национальная обсерватория Китт-

Таблица 1. Квантовые выходы $q_{v'}$ колебательного уровня v' согласно работе [Кириллов, 2012] и измененные в данной работе

	v'	Энергия $E_{v'}$ (см ⁻¹)	$q_{v'}$ [Кириллов, 2012]	Измененные $q_{v'}$
$A^3\Sigma_u^+$	0	35010.2	3.23E-06	3.27E-06
	1	35784.6	7.77E-05	7.77E-05
	2	36528.6	9.87E-04	9.87E-04
	3	37239.6	7.07E-03	9.43E-03
	4	37914.9	3.03E-02	4.04E-02
	5	38551.0	8.22E-02	8.22E-02
	6	39143.3	1.51E-01	1.51E-01
	7	39686.0	2.00E-01	1.93E-01
	8	40171.6	2.06E-01	1.81E-01
	9	40589.5	1.79E-01	1.88E-01
	10	40925.8	1.42E-01	1.42E-01
	Сумма:		1.00E+00	1.00E+00
$A^3\Delta_u$	0	34386.7	1.68E-07	1.68E-07
	1	35174.4	1.00E-05	1.00E-05
	2	35933.1	1.30E-04	1.30E-04
	3	36660.9	1.43E-03	7.15E-03
	4	37354.7	9.03E-03	1.40E-02
	5	38011	3.49E-02	3.49E-02
	6	38626.1	8.75E-02	8.75E-02
	7	39194.4	1.51E-01	1.71E-01
	8	39712.8	1.95E-01	1.82E-01
	9	40171.1	1.99E-01	1.99E-01
	10	40561.2	1.76E-01	1.76E-01
	11	40872.7	1.44E-01	1.44E-01
	Сумма:		1.00E+00	1.00E+00

Примечание. Жирным шрифтом выделены измененные значения квантовых выходов $q_{v'}$.

Пик, США, Аризона) на высоте 2080 м [Broadfoot and Kendall, 1968]. В УФ-длинах волн (310–450 нм) использовался ультрафиолетовый источник низкой яркости [Broadfoot and Hunten, 1964]. Обсерватория функционирует с 1958 г., однако, авторы Broadfoot and Kendall [1968] описывают наблюдения, ссылаясь на измерения 1961–1964 гг. в период низкой солнечной активности. Теоретически рассчитанные значения 10 полос Чемберлена представлены на рис. 4б. Как видно из сравнения панелей а и б рис. 4, рассчитанные интенсивности 10 полос Чемберлена удовлетворительно повторяют экспериментальные данные.

В данном случае удовлетворительного согласия результатов расчетов интенсивностей полос свечения молекулярного кислорода с экспериментальными данными, полученными с шаттла “Дискавери” (STS-53) [Broadfoot and Bellaire, 1999]

и в obs. Китт-Пик [Broadfoot and Kendall, 1968], удалось добиться благодаря коррекции квантовых выходов $q_{v'}$, которые в работе [Кириллов, 2012] аппроксимировались аналитической формулой (8). В большинстве случаев спектральных измерений (как и в работах [Broadfoot and Bellaire, 1999; Broadfoot and Kendall, 1968]), результаты представляются в виде кривых без разрешения по вращательной структуре. Поэтому в настоящей работе мы проводим сравнение результатов расчета (гистограмм) с максимальными значениями кривых для каждого рассмотренного излучательного перехода.

Рассчитанные значения $q_{v'}^A$ и $q_{v'}^B$ при тройных столкновениях (1) согласно Кириллов [2012] и измененные в настоящей работе значения представлены в табл. 1 и на рис. 5а, б. Жирным шриф-

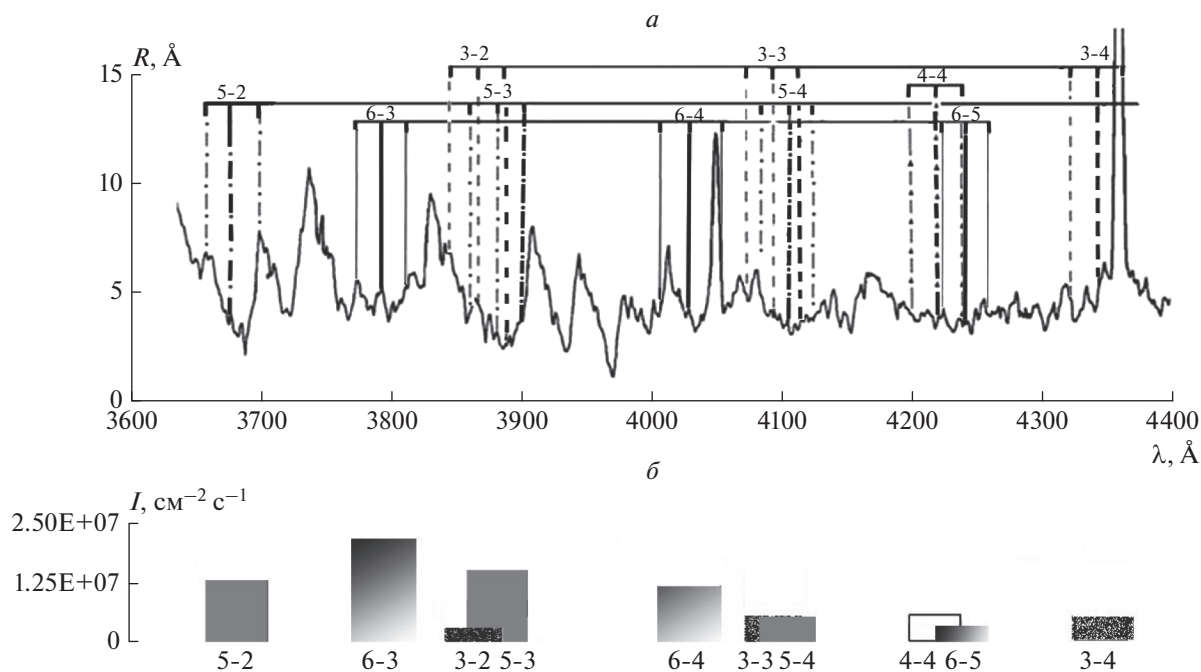


Рис. 4. (а) – Фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне длин волн 370–440 нм, измеренного спектрографом “EbertFastie” (обс. Китт-Пик) на высоте 2080 м [Broadfoot and Kendall, 1968], Y – интенсивности ($R/\text{Å}$), X – длины волн λ (Å), цифры над пиками – $(v'-v'')$ при излучательных переходах (2); (б) – Рассчитанные значения интенсивности излучения для различных полос Чемберлена с учетом измененных квантовых выходов $q_{v'}^A$.

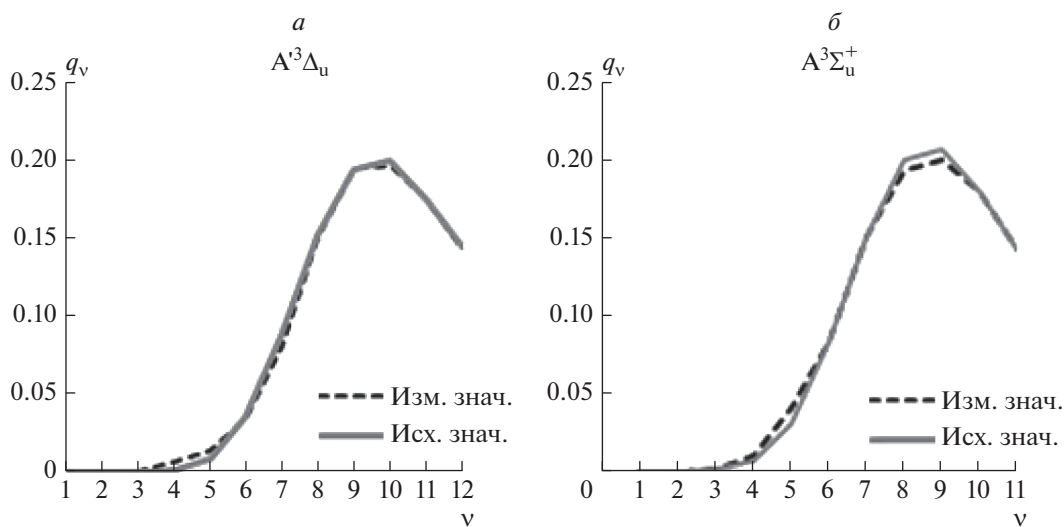


Рис. 5. (а) – Значения исходных и измененных квантовых выходов для состояния $A^3\Delta_u$. По оси Y – квантовые выходы $q_{v'}^A$, по оси X – колебательные уровни v' ; (б) – Значения исходных и измененных квантовых выходов для состояния $A^3\Sigma_u^+$. По оси Y – квантовые выходы $q_{v'}^A$, по оси X – колебательные уровни v' .

том в табл. 1 выделены измененные значения. Измененные значения $q_{v'}^A$ и $q_{v''}^A$ на рис. 5а, б представлены штриховыми линиями.

В таблице 2 приведены интенсивности излучения полос Чемберлена и Герцберга I $I_{v',v''}$ ($\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) для колебательных уровней $v' = 3-8$ излучатель-

Таблица 2. Интенсивности излучения полос Чемберлена и полос Герцберга I (в рэляях, $1P = 10^6$ фотон/см² с) для колебательных уровней $v' = 3-8$

Колебательный уровень v'	3	4	5	6	7	8	Отношение суммарной интенсивности полос Чемберлена к интенсивности полос Герцберга I
Полосы Чемберлена	14.5	42.6	69.2	92.9	108	60.7	42%
Полосы Герцберга I	39.9	103	218	248	206	114	

ных переходов (2) и (3) для октября 1976 и 1986 гг., при низкой солнечной активности $F10.7 = 75$. Из табл. 2 видно, что интенсивность излучения рассмотренных полос Чемберлена составляет $\sim 40\%$ от интенсивности излучения полос Герцберга I, на что было указано авторами работ [Broadfoot and Bellaire, 1999; Slanger and Copeland, 2003].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены значения интенсивности излучения полос Чемберлена и Герцберга I, обусловленных излучательными переходами с колебательных уровней $v' = 3-6$ электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Delta_u)$ и с колебательных уровней $v' = 3-8$ электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ для низкой ($F10.7 = 75$, 1976 и 1986 гг.) солнечной активности для средних широт. Проведено сравнение рассчитанных значений интенсивности излучения полос Чемберлена в условиях низкой солнечной активности с экспериментальными данными, полученными в диапазоне длин волн 370–440 нм спектрографом с космического шаттла [Broadfoot and Bellaire, 1999] и в обс. Китт-Пик [Broadfoot and Kendall, 1968] в тех же условиях. Кроме того, для условий низкой солнечной активности проведено сравнение рассчитанных значений интенсивности излучения полос Герцберга I с экспериментальными данными, полученными в диапазоне длин волн 250–360 нм спектрографом с космического шаттла [Broadfoot and Bellaire, 1999]. Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными значениями интенсивностей полос показало, что лучшее согласие наблюдается после коррекции значений квантовых выходов колебательных уровней $q_v^{A'}$ состояния $A^3\Delta_u$ и колебательных уровней q_v^A состояния $A^3\Sigma_u^+$ в результате тройных столкновений (1), которые были представлены в работе [Кириллов, 2012].

Показано, что соотношение рассчитанных значений интенсивностей излучения полос Чемберлена и Герцберга I с колебательных уровней $v' = 3-8$ состояний $A^3\Delta_u$ и $A^3\Sigma_u^+$ соответствует соотношению значений, представленных в публи-

кациях [Broadfoot and Bellaire, 1999; Slanger and Copeland, 2003], т.е. интенсивность свечения полос Чемберлена составляет $\approx 40\%$ от интенсивности свечения полос Герцберга I.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антоненко О.В., Кириллов А.С. Моделирование спектра свечения ночного неба Земли для систем полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями молекулы электронно-возбужденного кислорода // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 85. № 3. С. 310–314. 2021.
- Кириллов А.С. Моделирование населенностей колебательных уровней состояний молекулярного кислорода, исходных для полос Герцберга, на высотах нижней термосферы и мезосферы // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 52. № 2. С. 258–264. 2012.
- Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н. Деактивация колебательных состояний молекул гидроксила атомарным и молекулярным кислородом в области мезопаузы // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 38. № 6. С. 642–645. 1998.
- Семенов А.И., Шефов Н.Н. Эмпирическая модель вариаций эмиссии атомарного кислорода 557.7 нм в ночное время. 1. Интенсивность // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 37. № 2. С. 81–90. 1997.
- Семенов А.И., Шефов Н.Н. Вариации температуры и содержания атомарного кислорода в области мезопаузы и нижней термосферы при изменении солнечной активности // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 39. № 4. С. 87–91. 1999.
- Семенов А.И., Перцев Н.Н., Шефов Н.Н., Перминов В.И., Баканас В.В. Расчет высотных профилей температуры и концентрации атмосферы на 30–110 км // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 44. № 6. С. 835–840. 2004.
- Шефов Н.Н., Семёнов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики // М.: ГЕОС. 741 с. 2006.
- Bates D.R. Oxygen band system transition arrays // Planet. Space Sci. V. 37. № 7. P. 881–887. 1989.
- Broadfoot A.L., Bellaire P.J., Jr. Bridging the gap between ground-based and space-based observations of the night airglow // J. Geophys. Res. V. 104. № A8. P. 17 127–17 138. 1999.
- Broadfoot A.L., Hunten D.M. Excitation of N_2 band systems in aurora // Can. J. Phys. V. 42. № 6. P. 1212–1230. 1964.

- *Broadfoot A.L., Kendall K.R.* The Airglow Spectrum, 3100–10,000 Å // *J. Geophys. Res.* V. 73. № 1. P. 426–428. 1968.
- *Kirillov A.S.* Electronic kinetics of main atmospheric components in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // *Ann. Geophys.* V. 28. № 1. P. 181–192. 2010.
- *Kirillov A.S.* The calculation of quenching rate coefficients of O₂ Herzberg states in collisions with CO₂, CO, N₂, O₂ molecules // *Chem. Phys. Lett.* V. 592. P. 103–108. 2014.
- *Krasnopolsky V.A.* Excitation of the oxygen nightglow on the terrestrial planets // *Planet. Space Sci.* V. 59. № 8. P. 754–756. 2011.
- *Slanger T.G., Copeland R.A.* Energetic oxygen in the upper atmosphere and the laboratory // *Chem. Rev.* V. 103. № 12. P. 4731–4765. 2003.
- *Shefov N.N., Semenov A.I., Pertsev N.N.* Dependencies of the amplitude of the temperature enhancement maximum and atomic oxygen concentration in the mesopause region on seasons and solar activity level // *Phys. Chem. Earth Pt B.* V. 25. № 5–6. P. 537–539. 2000.

ЭТА СТАТЬЯ ПУБЛИКУЕТСЯ КАК ДИСКУССИОННАЯ,
ПОЛУЧИВШАЯ КАК ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ,
ТАК И ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ РЕЦЕНЗИИ

АСИНХРОННЫЕ СВЯЗИ КОЛЕБАНИЙ КЛИМАТА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

© 2022 г. Б. Г. Шерстюков*

*Всероссийский научно-исследовательский институт гидрометеорологической информации –
Мировой центр данных (ВНИИГМИ-МЦД), г. Обнинск (Калужская обл.), Россия*

**e-mail: boris@meteo.ru*

Поступила в редакцию 05.04.2021 г.

После доработки 27.05.2021 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Выполнен анализ асинхронных связей многолетних изменений температуры воздуха над континентами и температуры поверхности океана с изменениями солнечной активности. Показано, что изменения солнечной активности определяют около 50% общей изменчивости температуры поверхности океана в южных широтах Атлантического, Тихого и Индийского океанов с запаздыванием на 28–37 лет. Многолетние колебания температуры поверхности океана из Южного океана медленно переносятся в Северное полушарие через систему большого океанического конвейера Брокера, проходя все широты Земли с нарастающим запаздыванием. До самых крайних северных широт колебания климата доходят через 40–47 лет. Запаздывание переноса создает прогностические предпосылки. В Южном океане после наблюдавшегося максимума температуры в 1980–1990-х гг. в настоящее время наблюдается понижение температуры. С запаздыванием на 28–37 лет можно ожидать появления максимума потепления поверхности океана в высоких широтах Северного полушария (в ближайшие годы), а затем в 2030-х гг. потепление может смениться очередной фазой временного похолодания. Неучтенные в работе факторы могут подкорректировать наметившиеся прогностические предпосылки.

DOI: 10.31857/S0016794022050121

1. ВВЕДЕНИЕ

Современное глобальное потепление климата затрагивает многие стороны жизни всего человечества. Проблема понимания причин этих изменений является одной из острейших научных проблем. В научной литературе сложилась ситуация, при которой наблюдаемое глобальное потепление в последней четверти XX в. стали почти полностью связывать с антропогенным влиянием на газовый состав атмосферы без учета существующих природных факторов колебаний климата. Антропогенная гипотеза, основанная на модельных оценках, не подтверждается по данным наблюдений. Существующие модели климата не учитывают космических воздействий на климатическую систему Земли, не воспроизводят известные долгопериодные колебания климата последних двух столетий, но при этом описывают потепление эпохи интенсивного развития индустриального общества, начиная с 1970-х гг. В XX в.

с интервалом 60–80 лет появлялось два глобальных потепления, последнее началось в середине 1970-х гг. Модели создавались для описания последнего потепления, которое удалось описать только после введения внешнего, по отношению к климатической системе, фактора антропогенного увеличения концентрации CO_2 в атмосфере. Недостаток количественных знаний о влиянии гипотетического внешнего антропогенного фактора заменили эмпирической настройкой коэффициентов модели под реальные изменения климата последних десятилетий. Научного обоснования такая настройка не имеет. В модель искусственно заложили антропогенное влияние, и модель показала это влияние. В мире разработано несколько десятков подобных глобальных моделей в разных климатических центрах мира, но все они имеют общий недостаток, делающий их мало пригодными для доказательства антропогенной гипотезы. При недостатке знаний полезная ин-

формация может быть получена из анализа данных наблюдений.

В настоящей работе ставилась задача исследования асинхронного влияния долгопериодных изменений солнечной активности на изменения климата Земли последнего столетия. Долгопериодные изменения (в масштабах десятилетий) климата атмосферы поддерживаются термодинамической инерционностью океана. Океан можно рассматривать как ведущего, а атмосферу как ведомую в изменениях климата Земли. Термодинамическая инерционность океана создает предпосылки для запаздывания отклика климата на внешнее воздействие, поэтому можно ожидать появление асинхронных связей климата с внешними воздействиями.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

В работе использовались данные таких наблюдений.

– Среднегодовые значения количества солнечных пятен (W) за 1700–2020 гг. [Sunspot data, 2021].

– Данные за 1854–2020 гг. о среднегодовых аномалиях температуры поверхности океана (SST). Они вычислены по месячным данным из массива “The Extended Reconstructed Sea Surface Temperature [ERSST V5] на сетке $2^\circ \times 2^\circ$. Это глобальный ежемесячный набор данных о температуре поверхности океана, полученный из Международного всеобъемлющего набора данных об океане и атмосфере (ICOADS). [ERSST V5, 2020; Huang et al., 2017; 2018a, b].

– Аномалии среднегодовой температуры воздуха (T) над континентами вычислены по месячным данным из объединенного набора данных глобальной температуры поверхности суши и океана NOAA с названием NOAA GlobalTemp, версия v5 [Smith et al., 2008; Zhang et al., 2019] с пространственной сеткой ($5^\circ \times 5^\circ$). Самые ранние данные в этом массиве начинаются с января 1880 г., но во многих регионах данные начинаются не раньше 1935 г., поэтому в работе использовались данные о температуре воздуха с 1935 по 2020 г.

Ставилась задача исследования долгопериодных изменений климата, поэтому все ряды о температуре были сглажены по скользящим трехлетям. Связи между изменениями анализируемых параметров оценивались по коэффициентам асинхронной корреляции в предположении запаздывания передачи возмущений. В вычислениях асинхронных корреляций W с T и с SST количество сопоставляемых членов рядов составляло 86 лет. Оно определялось длительностью используемых рядов о температуре воздуха (1935–2020 гг.). При сдвигах в асинхронных вычислениях коли-

чество сопоставляемых членов рядов не уменьшалось, так как при вычислениях сдвигались ряды SST и W с более ранним началом данных (SST с 1854 г., W с 1700 г.). Значимыми коэффициентами корреляции принимались значения $R > 0.6$ с достоверностью $>95\%$.

3. АСИНХРОННЫЕ СВЯЗИ ИЗМЕНЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА С ДОЛГОПЕРИОДНЫМИ ИЗМЕНЕНИЯМИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

О влиянии солнечной активности на климат писали многие исследователи. Например, в недавней работе [Veretenenko and Ogurtsov, 2020] показано, что глобальные колебания температуры могут быть связаны с долговременными изменениями светимости Солнца. Обзор таких работ и новый взгляд на проблему недавно опубликован в монографии [Логинов, 2020]. В.Ф. Логинов, как и многие другие, рассматривал синхронные связи. Swingedouw et al. [2011] оценивали реакцию климата на изменения солнечной активности и установили, что колебания средней SST Северного полушария коррелируют ($R = 0.74$) с колебаниями солнечной активности. Также они обнаружили, что солнечная активность влияет на Северо-Атлантическое колебание, но это влияние проявляется с запаздыванием 40 лет. Атмосфера не обладает достаточной памятью для подобной задержки колебаний. Можно предположить, что долгопериодные изменения солнечной активности сначала влияют на состояние океана, а затем возмущения передаются из океана в атмосферу.

С учетом накопленных сведений проводилось исследование связей SST Мирового океана и T над континентами с изменениями солнечной активности. В работе [Шерстюков и др., 2020] рассматривались асинхронные связи долгопериодных изменений температуры воздуха в Приволжском федеральном округе России (ПФО) с изменениями солнечной активности. При этом было обнаружено, что до 1990 г. в изменениях температуры воздуха просматривалась 11-летняя цикличность. С каждым новым циклом активности Солнца температура воздуха в ПФО повышалась после максимумов активности Солнца и понижалась после минимумов, но в конце XX в. и в XXI в. после максимумов солнечной активности температура стала достигать таких высоких значений, после которых она перестала возвращаться в исходное состояние после минимумов активности Солнца. Возможно, к этому времени в атмосферной циркуляции или во всей климатической системе произошла некоторая перестройка, после которой время релаксации системы увеличилось, и поэтому температура после повышения на максимуме солнечной активности перестала успевать восстанавливаться (понижаться)

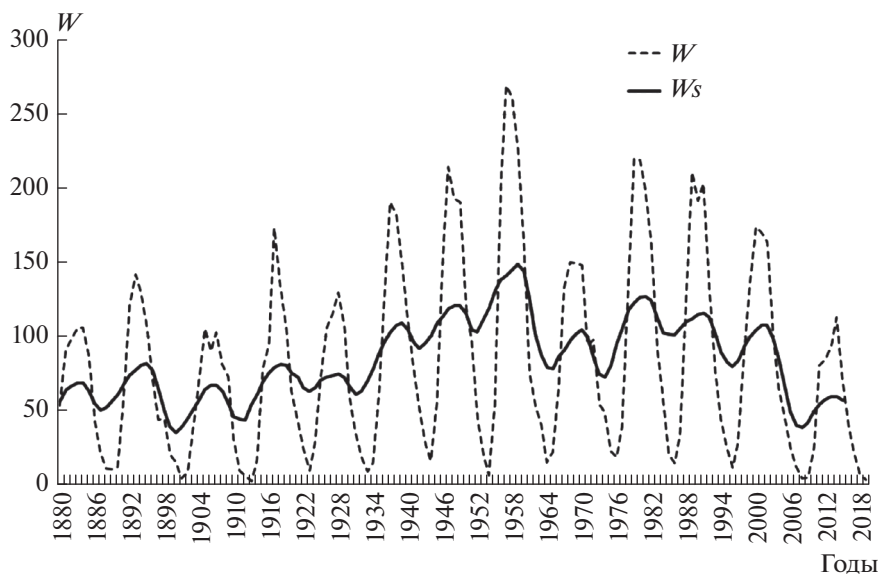


Рис. 1. Число солнечных пятен W средние по годам и сглаженные значения по скользящим 9 г. W_s .

до начального уровня в годы минимумов солнечной активности. После 1990 г. с каждым новым 11-летним циклом активности Солнца температура воздуха повышалась еще больше. Происходило накопление тепла в атмосфере и, как следствие, потепление климата.

Если инерционность колебаний параметров климатической системы больше, чем инерционность процессов, формирующих 11-летний цикл солнечной активности, то для сравнения колебаний температуры с изменениями солнечной активности необходимо сгладить ряд солнечной активности так, чтобы имитировать инерционность показателя солнечной активности, близкую к инерционности климатической системы. Хорошее согласие хода температуры и солнечной активности получилось при сглаживании ряда солнечной активности W по скользящим девяти годам. В таком случае сглаженный показатель солнечной активности повышается на максимумах 11-летнего цикла и не совсем опускается до начального уровня на минимумах активности Солнца. В настоящей работе ряд солнечной активности предварительно был сглажен по скользящим девяти годам.

На рисунке 1 показан график изменения солнечной активности W и сглаженных значений солнечной активности W_s . Он показывает 11-летнюю цикличность и долгопериодные колебания солнечной активности. Методом корреляционного анализа оценивались связи изменений SST и T в каждом узле географической сетки Земли со сглаженными значениями солнечной активности W_s . Вычислялись асинхронные коэффициенты корреляции изменений T и SST в узлах сетки с

солнечной активностью при сдвигах ряда солнечной активности от 0 до 50 лет. Данные об SST и T использовались за 1935–2020 гг., а данные о солнечной активности W_s за 1800–2020 гг. При вычислении асинхронных корреляций сдвиг ряда W_s имитировал предполагаемое запаздывание отклика температуры на внешнее воздействие.

В каждом узле из набора всех полученных асинхронных коэффициентов корреляции выбирался один максимальный коэффициент и фиксировалась величина сдвига (годы) при наилучшем коэффициенте корреляции. Сдвиг рассматривался как время запаздывания отклика температуры на внешнее воздействие. Коэффициенты асинхронных корреляций при сдвигах меньше 28 лет оказались слабее заданного критерия $R > 0.6$ на всей планете. Но при сдвигах от 28 до 37 лет обнаружены районы на Земле с надежными связями изменений температуры с изменениями солнечной активности. Коэффициенты корреляции оказались значимыми $R > 0.6$ в приполярных районах Южного полушария. На рис. 2 показана карта пространственного распределения коэффициентов корреляций SST и T с солнечной активностью W_s при запаздывании реакции температуры на 28–37 лет.

Обнаружено (рис. 2) обширное поле значимых положительных коэффициентов связи изменений SST с солнечной активностью (коэффициенты корреляции от 0.6 до 0.85) в южной широтной зоне от 50° S на юг до берегов Антарктиды в Атлантическом и в Индийском океанах. На рис. 2 видна область больших коэффициентов корреляций $R > 0.7$ на Антарктическом течении над Африкано-Атлантической котловиной, которая тя-

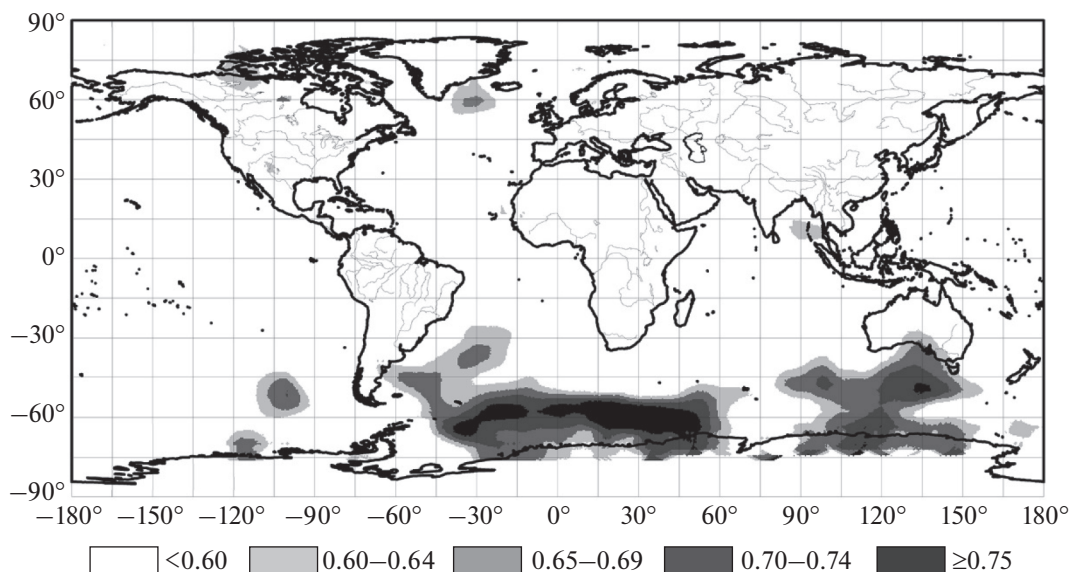


Рис. 2. Коэффициенты асинхронных корреляций температуры воздуха и температуры поверхности океана с солнечной активностью при сдвигах от 28 лет до 37 лет.

нется от южной оконечности Срединно-Атлантического хребта до плато Кергелен, и вторая область больших коэффициентов корреляции — над Австрало-Антарктическим поднятием. На обширной территории в Южном океане вклад изменений солнечной активности в изменения SST составил ~50% общей изменчивости (дисперсии).

Как пример, на рис. 3 показано изменение SST на Антарктическом течении западнее южной оконечности Срединно-Атлантического хребта в реперном узле с координатами $60^{\circ} \text{ S } 24^{\circ} \text{ W}$. На том же рис. 3 показан график изменения солнечной активности W_s . Изменения солнечной активности опережают изменения SST в этом районе на 30 лет, поэтому график W_s смещен по оси времени на 30 лет так, что значение W_s за 1905 г. совмещено со значением SST за 1935 г. Шкала времени на рис. 3 соответствует данным наблюдений SST.

С учетом запаздывания температурного отклика, коэффициент корреляции между SST и солнечной активностью при сдвиге на 30 лет оказался $R = 0.81$. График рис. 3 показывает, что в приполярном регионе Южной Атлантики на Антарктическом течении последние четыре десятилетия происходит понижение SST, которое тесно связано с ослаблением солнечной активности.

Еще один пример графического представления изменений SST и W_s показан на рис. 4 для узла с координатами $56^{\circ} \text{ S } 16^{\circ} \text{ E}$ на Антарктическом течении на границе Южной Атлантики и Индийского океана. Коэффициент корреляции SST с W_s в этом районе оказался $R = 0.82$ при запаздывании температурных изменений на 37 лет (рис. 4). Шкала времени на графике соответствует дан-

ным наблюдениям за SST, а график W_s сдвинут на 37 лет.

Рисунок 4 показывает, что и в этой части Южного океана SST понижается в XXI веке вслед за ослаблением солнечной активности. Судя по асинхронным связям, представленным графически на рис. 3, 4 температура SST в Южном океане в последующие 20 лет будет понижаться.

Широтная зона, в которой проявилась связь ТПО с изменениями солнечной активности, уникальна в том, что в этой зоне нет материков, препятствующих круговому зональному течению океанических вод вокруг Антарктиды. Именно поэтому там возможно циркумполярное Антарктическое течение, самое мощное на всей Земле, в которое вовлечены не только верхние, но и глубинные слои океана. Это течение является важной частью глобальной системы океанических течений, в которую вовлечен весь Мировой океан. Все течения объединены в один, так называемый, конвейер Брокера [Broecker, 1991]. Глобальная система океанических течений способна переносить возмущения по всему трехмерному Мировому океану.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ПЛАНЕТЕ

Проследим распространение долгопериодных колебаний SST из района тесных связей SST с солнечной активностью (Южный океан) в другие районы Земли. Для этого был выбран реперный узел в Южном океане с координатами $60^{\circ} \text{ S } 24^{\circ} \text{ W}$,

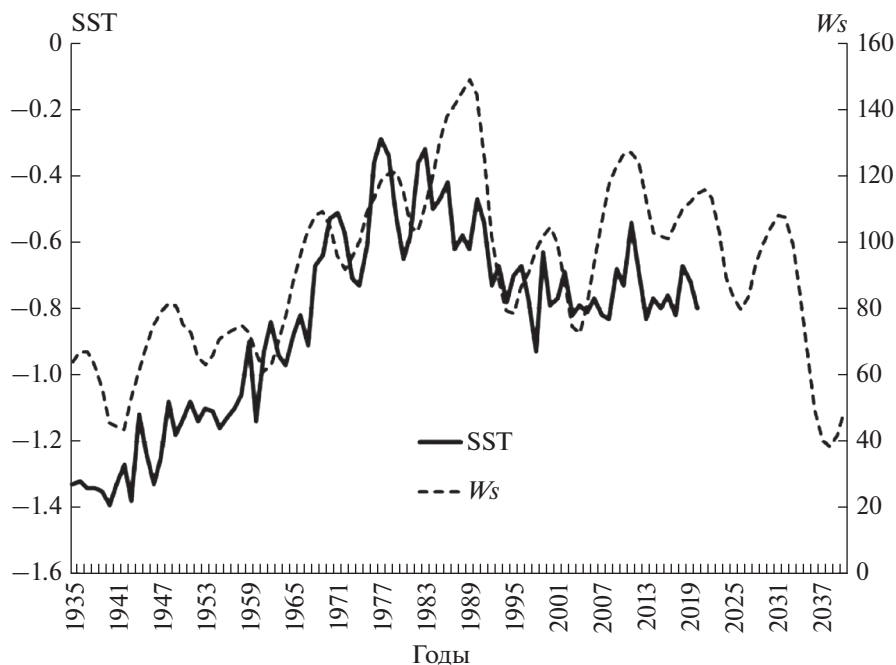


Рис. 3. Температура поверхности океана на Антарктическом течении в узле с координатами 60° S 24° W и солнечная активность W_s со сдвигом на 30 лет.

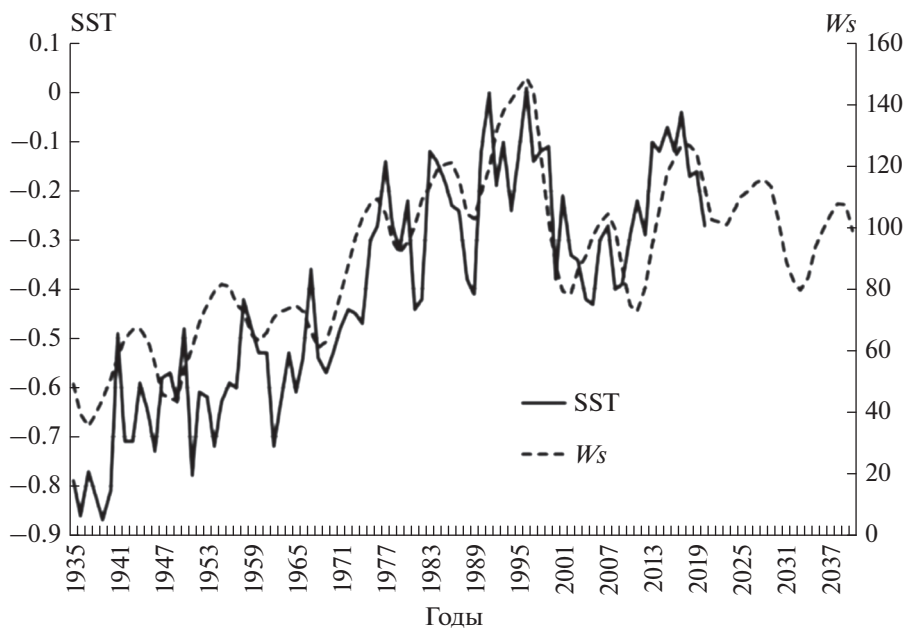


Рис. 4. Температура поверхности океана на Антарктическом течении в узле с координатами 56° S 16° E и солнечная активность W_s со сдвигом на 37 лет.

в котором ранее была обнаружена тесная связь изменений SST с изменениями солнечной активности. Вычислялись асинхронные коэффициенты корреляций SST в заданном узле с SST и T во всех других узлах географической сетки Земли. Сдвиг задавался от 0 до 50 лет. В этих вычислениях

величина сдвига означает время запаздывания переноса возмущений температуры из заданного района в Южной Атлантике в другие районы Земли. На рис. 5 показана карта коэффициентов наилучших асинхронных коэффициентов корреляции. А на карте рис. 6 показаны сдвиги, при которых

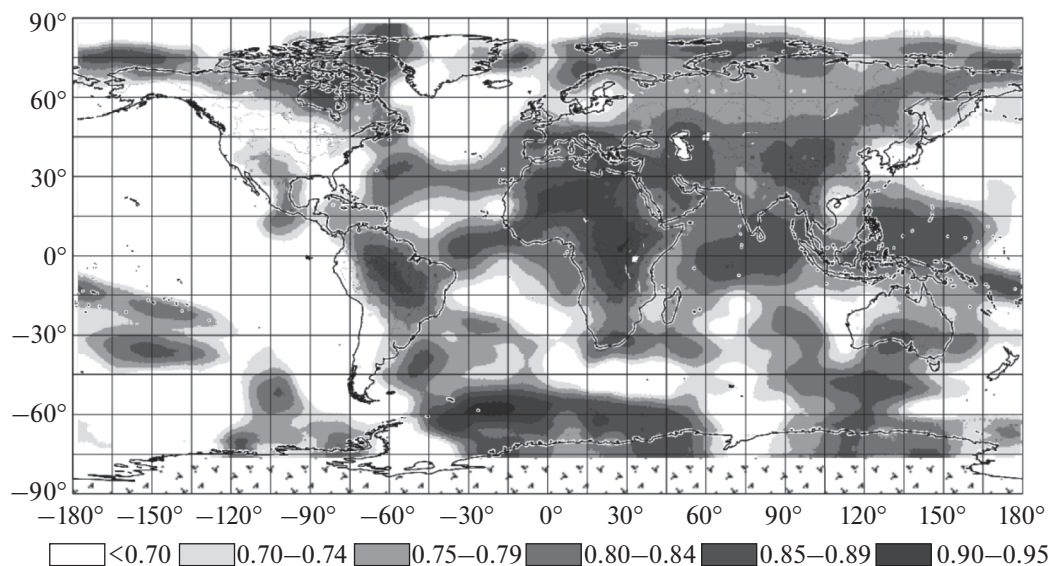


Рис. 5. Коэффициенты асинхронной корреляции SST и T в узлах географической сетки с температурой SST на Антарктическом течении в заданном узле с координатами $60^{\circ} S 24^{\circ} W$.

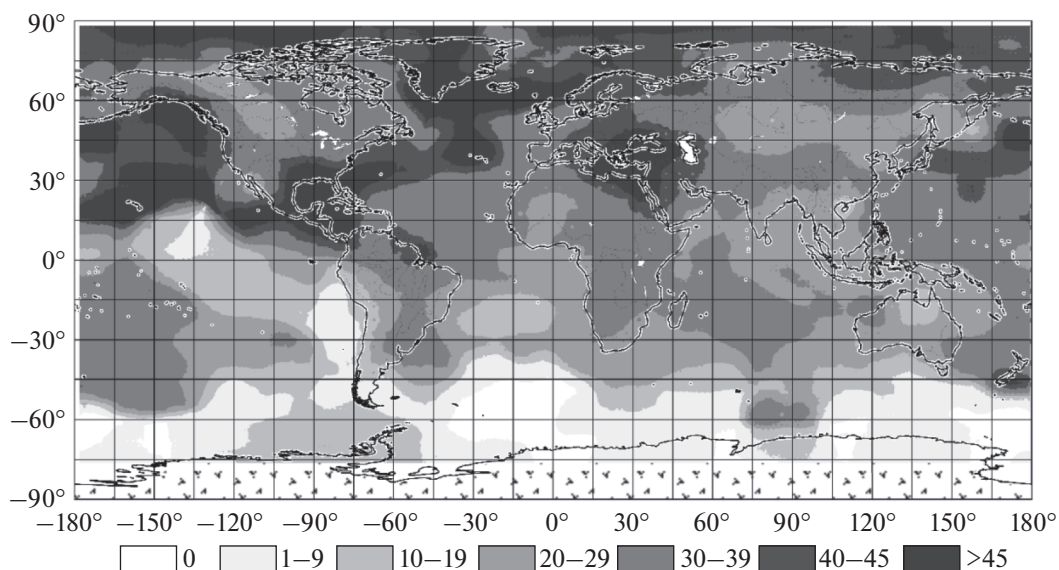


Рис. 6. Время запаздывания (годы) долгопериодных колебаний SST и T в узлах географической сетки относительно колебаний SST на Антарктическом течении в заданном узле с координатами $60^{\circ} S 24^{\circ} W$.

получены наилучшие коэффициенты асинхронной корреляции. Значения коэффициентов корреляции оказались очень высокими на обширных территориях на всех широтах и долготах Земли, но при разных сдвигах. Во многих узлах коэффициенты корреляции оказались от 0.7 до 0.9 и выше. Области с коэффициентами менее 0.7 на карте рис. 5 не показаны. Вклад изменений SST в реперной точке на Антарктическом течении в долгопериодные изменения SST и T в обширных

районах Земли составил более 60% от общей изменчивости температуры в этих районах.

Совместный анализ карт рис. 5, 6 показывает, что в приполярных широтах Южного полушария вдоль всего Антарктического течения наилучшими оказались преимущественно синхронные связи изменений SST в узлах сетки с изменениями в реперном узле, но на некоторых участках запаздывание составило 3–5 лет и до 7 лет. Это означает, что вдоль Антарктического течения возмущения распространяются с некоторым запаздыва-

нием. В небольшой широтной зоне севернее Антарктического течения связи ослабевают ($R < 0.7$), а примерно от $40^\circ S$ и дальше к северу связи восстанавливаются $R > 0.7$ и $R > 0.9$. Обусловленные изменениями солнечной активности возмущения температуры воздуха и океана в этой широтной зоне появляются с запаздыванием на 27–35 лет относительно изменений солнечной активности. В эту зону входят северная половина Южной Америки, Африка, Австралия, южная половина Азии, северная половина Индийского океана, два района в низких широтах Северной Атлантики и область в приэкваториальных широтах на западе и в центре Тихого океана. В средние и высокие широты Северного полушария возмущения доходят с запаздыванием от 38 до 47 лет. Долгопериодные изменения температуры, которые сначала появляются в Южном полушарии на циркумполярном Антарктическом течении постепенно переносятся на север до самых высоких широт Северного полушария. Весь путь от Южного океана до самых северных широт Земли занимает ~40–47 лет. Ослабление связей на некоторых широтах и последующее их усиление на более северных широтах показывает, что возмущения не везде распространяются по верхнему слою океана. На некоторых участках своего продвижения на север возмущения могут опускаться в более глубокие слои и становиться менее заметны по данным о температуре поверхности океана.

Итак, на первом этапе исследования обнаружены тесные асинхронные связи долгопериодных изменений температуры воздуха и температуры поверхности океана с долгопериодными изменениями солнечной активности. Короткопериодные изменения в настоящей работе не рассматриваются. Никогда раньше при исследованиях синхронных связей не были обнаружены такие сильные зависимости. Асинхронные связи согласуются с термодинамической инерционностью океана. Влияние солнечной активности проявилось в изменениях температуры поверхности океана в области циркумполярного Антарктического течения с запаздыванием на 28–37 лет (запаздывание отличается на разных участках течения).

На втором этапе показано, что долгопериодные колебания SST от широт траектории Антарктического течения продвигаются в Северное полушарие с нарастающим запаздыванием. До самых крайних северных широт колебания доходят через 40–47 лет.

В 1980–1990-х гг. значения SST на Антарктическом течении достигли максимума, а в последующие годы температура в Южном океане понижалась. С учетом времени запаздывания распространения теплой волны на север можно ожидать, что максимум теплой волны достигнет Арктики в

2030-е г. В работе [Шерстюков и Салугашвили, 2010] ранее, при анализе трендов среднегодовых SST и T в узлах сетки Северного полушария, было отмечено, что если во второй половине XX в. потеплением было охвачено все Северное полушарие, то в последующие годы южная граница положительных трендов температуры отходила к северу с нарастающим усилением потепления в высоких широтах. Тенденция северного смещения потепления продолжается. В настоящее время потепление уже не глобальное, оно продолжается только в умеренных и высоких широтах Северного полушария. Ранее обнаруженное смещение границы потепления к северу согласуется с новыми результатами о запаздывании изменений температуры в высоких широтах Северного полушария по сравнению с колебаниями SST в Южном океане.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

Механизм влияния солнечной активности на океан не изучен, не известно, на каких глубинах океана появляется первоначальное влияние солнечной активности. Запаздывание на три десятилетия изменений на поверхности океана после изменений солнечной активности подсказывает, что в механизме задействованы глубинные слои океана и его тепловая и динамическая инерционность. Большой конвейер океанических течений медленно переносит тепло и влагу из одних регионов и слоев океана в другие по сложным, не совсем понятным траекториям [Broecker, 1991]. Выход аномалий на поверхность океана в разных его частях возможен с запаздыванием в несколько лет или десятилетий. Допускается существование колебаний климата, связанных с ослаблением и усилением термохалинной циркуляции с периодами от нескольких лет до порядка 1000 лет [Birchfield et al., 1994; Лаппо, 1984; Лаппо и др., 2006].

Важное значение района Антарктического течения в передаче влияний космоса на климат впервые было отмечено в работе [Шерстюков, 2019] при исследованиях другого предполагаемого внешнего фактора влияния на климат. В работе было показано, что неравномерное движение Солнца вокруг общего центра масс Солнечной системы создает дополнительные зональные долгопериодные возмущения в движении океанических масс на Земле, в первую очередь на Антарктическом течении и затем в восточной части Тихого океана. Было показано, что на поверхности океана изменения формируются с запаздыванием 35–37 лет после изменения момента барицентрического вращения Солнца.

Аналогичная связь долгопериодных изменений SST на Антарктическом течении с внешним воздействием была описана в работе [Шерстюков и др., 2020]. В ней показано, что долгопериодные изменения SST в районе Антарктического течения

согласуются с долгопериодными изменениями планетарной геомагнитной активности. Наилучшие связи обнаружены на Антарктическом течении в районе пересечения им Восточно-Тихоокеанского поднятия дна океана (запаздывание 32–33 г.), а также на пересечении Антарктическим течением южного окончания Срединно-Атлантического хребта (запаздывание 22–26 лет) и в узком месте между Австралией и Антарктидой (запаздывание ~30 лет). Проявления разных циклических воздействий космоса в изменениях температуры поверхности океана в области Антарктического течения согласуются между собой во всех исследованиях и во всех океанах.

Последующий перенос возмущения из Южного океана и время запаздывания переноса долгопериодных возмущений по планете согласуются с оценками, полученными ранее другими авторами. По данным Smith et al. [2008] сигнал изменения температуры проходит через всю Атлантику за 30 лет. Аналогичная оценка запаздывания реакции атмосферы на внешнее воздействие получена совершенно иным способом в работе [Бялко, 2012]. Бялко [2012] утверждает, что отклик состояния атмосферы на внешнее воздействие происходит с запаздыванием, которое определяется необходимым временем релаксации, свойственным всей климатической системе. По мнению автора, оптимальные значения такого времени релаксации оказались 25.1–27.5 лет [Бялко, 2012].

Южный океан оказался местом, где обнаружены влияния трех космических факторов на температуру его поверхности. Механизмы их влияния разные, но объединяет их, видимо, физико-географическая или геомагнитная уникальность этой широтной зоны.

Главное сомнение о реальности космических влияний на климатическую систему всегда было основано на слабой энергии этого воздействия по сравнению с энергией фактических изменений в океане и атмосфере. Вопрос этот часто задается в публикациях, ответы бывают разные. Напомним еще одну гипотезу, предложенную ранее в монографии [Монин и Сонечкин, 2005] и позднее развитую в работе [Шерстюков, 2019]. Проявление внешних воздействий на климатическую систему является вынужденной реакцией системы на резонансную раскачку колебаний ее характеристик на ее собственных частотах. Наблюдаемые долгопериодные колебания в климатической системе являются следствием параметрического резонанса внешних воздействий на собственных частотах системы. Такую же точку зрения высказали Бышев и др. [2016]. По их мнению известные межгодовые и междекадные колебания в климатической системе относятся к категории автоколебаний на собственных частотах. Эти колебания

Бышев и др. [2016] считают проявлением естественной изменчивости внутренней динамики климатической системы.

Климатическая система обладает свойствами, присущими колебательным системам. Эти свойства принципиально влияют на ее восприимчивость внешних циклических воздействий. В климатической системе, так же как во всех сложных колебательных системах, на близких и равных частотах колебаний возникают биения и резонансы. Космические воздействия на Землю тоже циклические. Резонансы колебаний могут возникать как внутри климатической системы, так и с внешними повторяющимися воздействиями. Каждая колебательная система, включая климатическую, избирательно воспринимает повторяющиеся слабые воздействия на нее. Многократные повторяющиеся даже очень слабые, но резонансные воздействия на систему с периодами ее собственных колебаний могут раскачать систему на ее собственных частотах до колебания с заметной амплитудой. Малая величина повторяющихся воздействий космоса на климатическую систему не является препятствием для модуляции в ней резонансных колебаний и биений. Это свойство вытекает из теории динамических систем [Блехман, 1971]. Основной особенностью синхронизации динамических систем, является отсутствие нижнего предела синхронизации. Приведенные сведения позволяют считать, что нет никаких препятствий для появления колебаний климата с частотами повторяющихся резонансных космических воздействий. В трех независимых перечисленных исследованиях автора показано, что первоначальные проявления в климатической системе от воздействий трех разных космических факторов наиболее заметны в Южном океане в области Антарктического течения на разных его участках и с небольшими различиями по времени запаздывания. Но во всех случаях возмущения SST от южных приполярных широт распространялись в сторону экватора и далее до высоких широт Северного полушария, предположительно через глобальную трехмерную систему океанических течений большого конвейера Брокера.

6. ВЫВОДЫ

1. Современное потепление климата в значительной мере является следствием циклических долгопериодных космических воздействий на Землю.

2. Многолетние долгопериодные изменения солнечной активности сопровождаются изменениями температуры поверхности океана в области Антарктического течения в южных широтах Атлантического, Тихого и Индийского океанов с запаздыванием на 28–37 лет на разных его участках. В этих районах изменения солнечной актив-

ности определяют 50% общей дисперсии долгопериодных колебаний SST.

3. Из Южного океана колебания SST медленно переносятся в Северное полушарие, проходя все широты по океанам и континентам с нарастающим запаздыванием. До самых крайних северных широт Земли долгопериодные колебания климата доходят через 40–47 лет. Изменения SST на Антарктическом течении объясняют более 60% общей дисперсии долгопериодных асинхронных изменений SST и T Северного полушария.

4. Асинхронные связи дают возможность получать статистические прогностические оценки будущего состояния климата Северного полушария на три-четыре десятилетия вперед.

5. В Южном океане после максимума температуры в 1980–1990-х гг. в настоящее время наблюдается понижение температуры поверхности океана. С учетом времени запаздывания переноса возмущений в северные широты в высоких широтах Северного полушария следует ожидать наступления максимума потепления в ближайшие годы. Неучтенные в работе факторы могут подкорректировать наметившиеся прогностические предпосылки.

6. Задержка на три десятилетия первичной реакции SST в Южном океане на внешние воздействия позволяет работать над методами, продлевающими проекции колебаний климата еще на три десятилетия.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 20-5500014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Блехман И.И.* Синхронизация динамических систем. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 894 с. 1971.
- *Бышев В.И., Нейман В.Г., Романов Ю.А., Серых И.В.* Значение и роль Индийского океана в глобальной климатической системе / Физические, геологические и биологические исследования океанов и морей. М.: Научный мир, С. 35–47. 2010.
- *Бышев В.И., Нейман В.Г., Анисимов М.В., Гусев А.В., Романов Ю.А., Серых И.В., Сидорова А.Н., Фигуркин А.Л., Анисимов И.М.* Междекадные осцилляции теплосодержания верхнего деятельного слоя океана в контексте короткопериодной изменчивости современного климата // Труды ГОИН. Вып. 217 / Исследования океанов и морей. Ред. Е.В. Борисов. С. 323–343. 2016.
- *Бялко А.В.* Релаксационная теория климата // Успехи физ. наук. Т. 182. № 1. С. 111–116. 2012.
- *Ланно С.С.* К вопросу о причинах адвекции тепла на север через экватор в Атлантическом океане / Исслед. процессов взаимодействия океана и атмосферы. М.: Гидрометеоздат., С. 125–129. 1984.
- *Ланно С.С., Добролюбов С.А., Лозовацкий И.Д., Морозов Е.Г., Соков А.В., Шаповалов С.М.* Трансформация вод антарктического происхождения и меридиональный перенос в Атлантике к северу от экватора по данным квазизонального разреза 2000 года / Фундаментальные исследования океанов и морей. Т. 1. М.: Наука, С. 15–32. 2006.
- *Логинов В.Ф.* Космические факторы климатических изменений. Минск: Институт природопользования НАН Беларуси. 168 с. 2020.
- *Монин А.С., Сонечкин Д.М.* Колебания климата по данным наблюдений: тройной солнечный и другие циклы. Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН. М.: Наука, 191 с. 2005.
- *Шерстюков Б.Г.* Момент инерции движения Солнца относительно центра масс Солнечной системы и долгопериодные колебания температуры поверхности океана // Труды ВНИИГМИ-МЦД. Вып. 184. С. 80–93. 2019.
- *Шерстюков Б.Г., Переведенцев Ю.П., Шерстюков А.Б.* О связи многолетних колебаний температуры воздуха в Приволжском федеральном округе с циклическими космическими воздействиями на Землю // Вестн. Удмуртского университета. Серия Биология. Науки о Земле. Т. 30. Вып. 3. С. 307–315. 2020.
- *Шерстюков Б.Г., Салугашивили Р.С.* Новые тенденции в изменениях климата Северного полушария Земли в последнее десятилетие // Труды ГУ ВНИИГМИ-МЦД. Вып. 175. С. 43–51. 2010.
- *Birchfield G.E., Wang H.X., Rich J.J.* Century/millennium internal climate oscillations in an ocean–atmosphere–continental ice sheet model // J. Geophys. Res. V. 99. № С6. P. 12459–12470. 1994. <https://doi.org/10.1029/94JC00523>
- *Broecker W.S.* The great ocean conveyor // Oceanography. V. 4. № 2. P. 79–89. 1991.
- *ERSST V5.* National Centers for Environmental Information. The Extended Reconstructed Sea Surface Temperature. 2020. <https://www.ncei.noaa.gov/pub/data/cmb/ersst/v5/ascii/>
- *Huang B., Liu C., Ren G., Zhang H.-M., Zhang L.* The role of buoy and Argo observations in two SST analyses in the global and tropical Pacific oceans // J. Climate. V. 32. P. 2517–2535. 2018a. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-18-0368.1>
- *Huang B., Thorne P., Banzon V., Boyer T., Chepurin G., Lawrimore J., Menne M., Smith T., Vose S., Zhang H.* Extended reconstructed Sea Surface Temperature version 5 (ERSSTv5), Upgrades, validations, and intercomparisons // J. Climate. V. 30. № 20. P. 8179–8205. 2017. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0836.1>
- *Huang B., Angel W., Boyer T., Cheng L., Chepurin G., Freeman E., Liu C., Zhang H.* Evaluating SST analyses with independent ocean profile observations // J. Climate. V. 31. P. 5015–5030. 2018b. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0824.1>
- *Smith T., Reynolds R., Peterson T., Lawrimore J.* Improvements NOAAs Historical Merged Land – Ocean Temp

Analysis (1880–2006) // *J. Climate*. V. 21. P. 2283–2296. 2008.

<https://doi.org/10.1175/2007JCLI2100.1>

– Sunspot data from the World Data Center SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels. 2021. <http://sidc.be/silso/datafiles#total>

– *Swingedouw D., Terray L., Cassou C., Voldoire A., Salas-Melia D., Servonnat J.* Natural forcing of climate during the last millenium: Fingerprint of solar variability. Low frequency solar forcing and NAO // *Climate Dynam.* V. 36. P. 1349–1364. 2011.

<https://doi.org/10.1007/s00382-010-0803-5>

– *Veretenenko S., Ogurtsov M.* Manifestation and possible reasons of ~60-year climatic cycle in correlation links between solar activity and lower atmosphere circulation / *Problems of Geocosmos–2018*. Eds. Yanovskaya T., Kosterov A., Bobrov N., Divin A., Saraev A., Zolotova N. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham. 2020.

https://doi.org/10.1007/978-3-030-21788-4_30

– *Zhang H., Lawrimore J., Boyin H.* Updated temperature data give a sharper view of climate trends // *Eos*. 100. 2019.

<https://doi.org/10.1029/2019EO128229>