

СОДЕРЖАНИЕ

Том 61, номер 4, 2021

Ускорения электронов внешнего радиационного пояса локальными электрическими полями <i>А. П. Кропоткин</i>	411
Явления гистерезиса в жесткости обрезания космических лучей во время супербури 7–8 ноября 2004 г. <i>Н. Г. Птицына, О. А. Данилова, М. И. Тясто</i>	418
Применение новой методики вейвлет-декомпозиции для анализа геомагнитных данных и вариаций космических лучей <i>О. В. Мандрикова, А. И. Родоманская, Б. С. Мандрикова</i>	428
Экваториальные плазменные пузыри: изменчивость широтного распределения с высотой <i>Л. Н. Сидорова</i>	445
Высокоширотные геомагнитные возмущения и продольные токи в восстановительную фазу большой магнитной бури 21–26 июня 2015 г. <i>Н. Г. Клейменова, Л. И. Громова, С. В. Громов, Л. М. Мальшева</i>	457
Оценка планетарных индексов геомагнитной активности по данным отдельных магнитных обсерваторий российского сектора <i>В. Г. Петров, Е. И. Гамза</i>	468
Переориентация V_z -компоненты ММП как триггер изолированных всплесков длиннопериодных пульсаций в области дневного полярного каспа <i>Н. А. Куражковская, Б. И. Клайн</i>	478
Электризация диэлектрических спутников под влиянием потоков электронов радиационных поясов Земли <i>В. В. Сурков, К. С. Мозгов</i>	490
Оценка величины проникшего в ионосферу тропосферного электрического поля, связанного с Африканской зоной грозовой активности <i>В. В. Хегай, Л. П. Корсунова, А. Д. Легенька</i>	499
Отличия прогнозов условий КВ-радиосвязи между передатчиком на средних широтах и приемником в арктическом регионе при использовании различных эмпирических моделей ионосферы <i>И. В. Мингалев, З. В. Суворова, В. Н. Шубин, А. М. Мерзлый, В. В. Тихонов, А. Б. Талалаев, В. С. Мингалев</i>	506
Некоторые прикладные аспекты изучения трендов в верхней и средней атмосфере <i>А. Д. Данилов, Н. А. Бербенева</i>	520
Сезонные и многолетние изменения интенсивности атмосферного излучения $O_2(b^1\Sigma)$ и $OH(X^2\Pi)$ области мезопаузы <i>В. И. Перминов, Н. Н. Перцев, П. А. Далин, Ю. А. Железнов, В. А. Суходоев, М. Д. Орехов</i>	532

НЕКРОЛОГ

17.09.1927–14.04.2021 Яков Исаакович Фельдштейн

544

УДК 52-854

УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЛОКАЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

© 2021 г. А. П. Кропоткин*

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

*e-mail: apkrop@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 22.07.2020 г.

После доработки 24.10.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Для объяснения потоков энергичных электронов внешнего радиационного пояса, в том числе релятивистских электронов, спорадически появляющихся в магнитосфере, уже давно был предложен механизм ускорения этих электронов кратковременными всплесками электрического поля, которые возникают на ночной стороне при суббуревых возмущениях [Kropotkin, 1996]. Этот механизм удастся существенно конкретизировать с учетом современных представлений о быстрых плазменных потоках в геомагнитном хвосте, о возникновении диполяризационных фронтов, а также о возбуждении локализованных по местному времени продольно-резонансных полоидальных альвеновских колебаний, содержащих сильную компоненту электрического поля в направлении утро–вечер.

DOI: 10.31857/S0016794021030093

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что одним из важнейших факторов “космической погоды” являются релятивистские электроны, по временам появляющиеся в ближней части магнитосферы (см., например, современный обзор [Vaker et al., 2018]). Этот эффект обсуждается в литературе на протяжении последних десятилетий, однако надежная общепринятая теория не построена по сегодняшний день. Здесь мы продолжим наше исследование в этом направлении, начатое еще в [Kropotkin, 1996]. При этом будем опираться на ряд важных теоретических и экспериментальных достижений последнего времени.

Область внешнего электронного радиационного пояса, где в основном наблюдаются релятивистские электроны, на ночной стороне частично совпадает и, как правило, слегка смещена к Земле относительно той области, где происходят самые интенсивные вариации магнитного поля во время суббури: чередующиеся вытягивание силовых линий и их диполяризация. Эта область имеет относительно небольшую радиальную протяженность, так что в ней z -составляющая поля сильно убывает в радиальном направлении на небольшом расстоянии [Lui, 1992; Kropotkin and Lui, 1995]. Это означает, что небольшое радиальное смещение приэкваториальной частицы, происходящее адиабатически (первый инвариант $\mu = \text{const}$),

должно сопровождаться здесь ее значительным ускорением.

Уже давно было выяснено, что такой перенос и ускорение должны происходить в этой области во время суббуревых активаций, происходящих с быстрой диполяризацией магнитного поля и с интенсивными переходными электрическими полями, направленными с утра на вечер [Lopez et al., 1989; Kropotkin, 1990]. Для преобладающей здесь плазменной популяции с энергией ионов вплоть до десятков кэВ это выглядит как процесс суббуревой “инъекции” [McIlwain and Whipple, 1986]. Периоды дрейфа этих частиц порядка нескольких часов. На них сильно влияет конвективный перенос, поэтому они не должны возвращаться в область ночного ускорения во время той же суббури. Напротив, наиболее энергичные электроны, с периодами дрейфа порядка минут, могут возвращаться в эту область много раз во время одной и той же суббури и, таким образом, увеличивать там свою энергию несколько раз в последовательных событиях диполяризации, которые могут происходить многократно в ходе одной суббури.

К настоящему времени эти общие соображения можно перевести в более конкретную плоскость. Далее мы коротко рассмотрим ряд имеющихся положений, полученных из современных экспериментальных и теоретических исследований.

Они характеризуют механизм возникновения быстрых локализованных плазменных потоков, их связь с процессами магнитного пересоединения, возникновение “фронтов диполяризации”, а также возбуждение этими потоками сильных МГД-колебаний во внутренней части магнитосферы с диполеобразным магнитным полем; именно электрические поля этих колебаний способны порождать существенное ускорение энергичных электронов.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ

2.1. В плазменном слое геомагнитного хвоста всплески электрического поля, направленного с утра на вечер, ассоциируются с локализованными кратковременными потоками плазмы, хорошо изученными при помощи многоспутниковых экспериментов [Birn et al., 2011; Birn et al., 2017; Gabrielse et al., 2017; Liu et al., 2013, 2014; Lui, 2015; Nakamura et al., 2017; Runov et al., 2011; Sergeev et al., 2009; Wiltberger et al., 2015; Кропоткин, 2019]. Это быстрые потоки плазмы (bursty bulk flows, BBFs), имеющие более широкую локализацию, а также силовые трубки диполяризации (dipolarization flux bundles, DFBS) с более узкой локализацией, как правило, внутри BBF.

2.2. Такие локализованные кратковременные потоки плазмы возникают как результат всплесков магнитного пересоединения в геомагнитном хвосте, которые формируют в плазменном слое предельно тонкие токовые структуры – анизотропные вынужденные кинетические токовые слои (ВКТС) [Домрин и Кропоткин, 2007; Зеленый и др., 2016; Кропоткин, 2014; Кропоткин и Домрин, 2009; Domrin and Kropotkin, 2004; Kropotkin and Domrin, 1996, 2009; Kropotkin et al., 1997; Nakamura et al., 2006; Zhou et al., 2009]. В центральной части такого слоя под действием электрического поля пересоединения происходит перенос плазмы вдоль слоя к Земле со скоростью, близкой к локальной альвеновской, т.е. возникает быстрый локализованный кратковременный поток плазмы.

2.3. С приближением к Земле, у переднего края плазменного слоя, происходит резкое торможение потока – образование “диполяризационного фронта” [Birn et al., 2011; Lui, 2015; Runov et al., 2011; Sergeev et al., 2009]. Оказываясь таким образом за очень короткое время на квазидипольной силовой трубке, в ее приэкваториальной части, частицы плазменного потока отдают здесь свой импульс за это короткое время. Такой быстрый процесс выглядит как “удар” по “струнам” – по квазидипольным силовым трубкам в этой области, происходящий в приэкваториальной их части.

2.4. На квазидипольных силовых линиях существуют специфические моды собственных МГД-колебаний – продольно-резонансные, мелкомасштабные в направлении, поперечном к фоновому магнитному полю, МГД-колебания [Leonovich and Mazur, 1993]. Их возбуждение посредством внешнего воздействия изучено в [Леонович и Мазур, 2016]. Именно такие колебания могут возбуждаться приходом диполяризационного фронта. В первом приближении задача решается как начальная задача с заданием ненулевого начального импульса в приэкваториальной части силовой трубки, вдали от ионосферных ее корней, где должно происходить отражение МГД-волны. А после таких отражений возникает продольно-резонансное колебательное возмущение с конечной амплитудой, определяемой величиной указанного начального импульса.

2.5. Указанные продольно-резонансные МГД-колебания содержат компоненту электрического поля утро–вечер, которая порождает локальное ускорение энергичных электронов внешнего радиационного пояса, привязанное по времени к магнитосферным суббурам. Это и должно приводить к сильным возрастаниям потоков таких электронов.

3. ДЕТАЛИЗАЦИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Струйные течения возникают в *кинетическом* описании процессов в геомагнитном хвосте, при генерации ВКТС. Однако в идеальной МГД, с бесконечной проводимостью, они не могут возникать. В МГД-приближении поперечные движения в магнитосфере возможны только на альвеновских, коротких временах, и это МГД-волны, а не конвективные движения как трактуются результаты моделирования в работах [Birn and Hesse, 2014] и др. Для относительно медленных конвективных, струйных течений, не связанных с генерацией ВКТС, важна конечная ионосферная проводимость – от нее зависит интенсивность поперечных токов в магнитосфере, обусловленных инерционным дрейфом ионов при торможении потоков и связанных с ионосферой системой продольных токов. При этом надо иметь в виду, что в численном моделировании эффект проводимости не может быть правильно учтен из-за присутствия искусственной, численной диссипации.

3.2. “Удар” по квазидипольным силовым трубкам, происходящий в приэкваториальной их части, связанный с приходом фронта диполяризации, порождает, как сказано, МГД- возмущение на этих трубках, имеющее волновую природу. Такое возникшее в ближней хвостовой области возмущение, локализованное по углу местного времени, должно развиваться как продольно-резонансные альвеновские колебания в полоидаль-

ной моде [Leonovich and Mazur, 1993; Леонович и Мазур, 2016]. Этот эффект должен быть виден на относительно коротких, альвеновских временах, $\tau \sim S/V_A$, где S – длина силовой трубки, а V_A – среднее значение альвеновской скорости.

Продольный (вдоль магнитного поля) масштаб возмущения намного больше поперечного, что позволяет определенным образом отделить продольную зависимость. Она должна быть решением одномерной задачи Штурма–Лиувилля для стоячих альвеновских колебаний на силовой линии. Силовая линия, находящаяся на некотором экваториальном радиальном расстоянии L резонирует на определенной частоте ω .

Поперечная структура колебательной моды, однако, представляет собой сложную проблему. Радиальную структуру можно рассчитать при условии, что азимутальный масштаб мал (азимутальное волновое число $m \gg 1$). Напомним вкратце соответствующую теорию [Leonovich and Mazur, 1993].

Считая, что поперечные масштабы малы по сравнению с продольными, и выбирая ортогональную систему координат (x^1, x^2, x^3) , где $x^1 = \text{const}$ на каждой магнитной оболочке, $x^2 = \varphi$ – долготный угол, а x^3 отсчитывается от экватора вдоль силовой линии магнитного поля, можно выразить электрическое поле \mathbf{E} возмущения через скалярный потенциал:

$$E_j = -\partial\Phi/\partial x^j, \quad j = 1, 2.$$

Если в качестве x^3 использовать расстояние l , отсчитываемое вдоль силовой линии от экватора, то получим следующее уравнение для Φ :

$$(\nabla_1 \hat{L}_T \nabla_1 + \nabla_2 \hat{L}_P \nabla_2)\Phi = 0, \quad (1)$$

где $\nabla_j = \partial/\partial x^j$, а

$$\begin{aligned} \hat{L}_T &= \hat{L}_T(\omega) = \frac{\partial}{\partial l} p \frac{\partial}{\partial l} + p \frac{\omega^2}{A^2}, \\ \hat{L}_P &= \hat{L}_P(\omega) = \frac{\partial}{\partial l} \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial l} + \frac{1}{p} \frac{\omega^2}{A^2} \end{aligned}$$

с $p = (g_2/g_1)^{1/2}$ зависящим от l вследствие кривизны поля \mathbf{B}_0 ; A обозначает альвеновскую скорость.

Ища решение с малым поперечным масштабом, можно представить азимутальную зависимость в виде $\sim e^{im\varphi}$ с $m \gg 1$, так что $\nabla_2\Phi = im\Phi$, а радиальная зависимость представляется в квазиклассическом виде:

$$\Phi = H(x^1, l, \omega) \exp(iQ + im\varphi)$$

где $Q = \int^{x^1} k_1(s, \omega) ds$; а для H получаем

$$\hat{L}H = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{L} &= \hat{L}(x^1, k_1, m, \omega) \equiv k_1^2 \hat{L}_T + k_2^2 \hat{L}_P = \frac{\partial}{\partial l} q \frac{\partial}{\partial l} + q \frac{\omega^2}{A^2}, \\ q &= pk_1^2 + p^{-1}m^2. \end{aligned}$$

Пренебрегая ионосферным поглощением, имеем в качестве граничного условия на ионосферном уровне l_{\pm}

$$H|_{l_{\pm}} = 0. \quad (3)$$

Для заданных x^1 и ω формулы (2) и (3) определяют задачу на собственные значения для величины $\kappa = k_1/m$. Собственным значениям $\kappa_N(x^1, \omega)$ соответствуют собственные функции $H_N(x^1, l, \omega)$, ($N = 1, 2, \dots$), имеющие N полуволн на заданной силовой линии. Фиксируя волновое число m , мы получаем спектр

$$k_{1N,m} = m\kappa_N(x^1, \omega),$$

а соответствующая квазиклассическая фаза Q имеет вид

$$Q = Q_{N,m}(x^1, \omega) = m \int^{x^1} \kappa_N(s, \omega) ds.$$

Таким образом, решение продольной задачи на собственные значения определяет в главном порядке ВКБ приближения зависимость от поперечной координаты x^1 .

Для каждого x^1 имеется два предельных случая, $\kappa = 0$ и $\kappa = \infty$, которые соответствуют чисто полоидальной и чисто тороидальной моде. В первом случае мы имеем задачу на собственные значения в виде

$$\hat{L}_P(\omega)H = 0, \quad H|_{l_{\pm}} = 0 \quad (4)$$

с решениями $\omega = \Omega_N^P(x^1)$; $H = P_N(x^1, l)$, а во втором случае –

$$\hat{L}_T(\omega)H = 0, \quad H|_{l_{\pm}} = 0$$

с решениями $\omega = \Omega_N^T(x^1)$; $H = T_N(x^1, l)$. Разность $\Delta\Omega_N = \Omega_N^T - \Omega_N^P$ есть поляризационное расщепление спектра и определяется кривизной магнитного поля \mathbf{B}_0 . Для моды на данной частоте имеется две особые резонансные поверхности (РП): полоидальная, на оболочке $x^1 = x_{PN}^1(\omega)$, и тороидальная, при $x^1 = x_{TN}^1(\omega)$. Область прозрачности данной моды расположена между этими двумя

точками, x_{PN}^1 and x_{TN}^1 . В работах [Leonovich and Mazur, 1993; Леонович и Мазур, 2016] построено приближенное решение для этой области прозрачности.

Было показано, что для данной частоты ω структура моды представляет собой бегущую, а не стоячую волну. От полоидальной резонансной поверхности (ПРП) она распространяется в сторону более высоких L , где расположена тороидальная резонансная поверхность (ТРП) и где волна полностью поглощается. При этом поляризация возмущения меняется от чисто полоидальной (вектор магнитного поля лежит в меридиональной плоскости) к чисто тороидальной (вектор поля перпендикулярен к этой плоскости). Анализ этого процесса превращения приводит к оценке его характерного времени $\sim m/\omega$ [Леонович и Мазур, 2016, с. 316]. Это время — длительность цуга колебаний на данной магнитной оболочке, имеющих компоненту электрического поля, направленную азимутально, способную ускорять электроны на их дрейфовой орбите. И как видно, число циклов колебаний в цуге оценивается азимутальным волновым числом m .

3.3. Проявлениями этого эффекта могут быть цуги колебаний $Pi2$ (см., например, [Antonova et al., 2000]). В наблюдениях в геомагнитном хвосте эти колебания, по-видимому, также фиксируются, и они воспроизводятся в МГД моделировании, см., например, рис. 6, 7 в работе [Birn et al., 2011], а также комментарии в работе [Gabrielse et al., 2017], с. 5071–5072. В какой степени эти эффекты важны, из МГД-моделирования остается неясным, поскольку в нем всегда имеется искусственное, численное затухание возмущений. С другой стороны, возбуждение $Pi2$ быстрыми потоками плазмы из геомагнитного хвоста при суббуре уже давно описано в литературе, см., например, статьи [Kerke and Kivelson, 1999; Kerke et al., 2001]. Конечно, дальнейшее развитие возмущения во внутренней магнитосфере представляет собой сложный МГД-процесс, который в определенном приближении может трактоваться как линейное взаимодействие разных мод, что делается, например, в работе [Keiling et al., 2001]. В связи с этой заведомой сложностью картины, пока не удастся указать в наблюдениях свидетельства о возбуждении конкретно полоидальных альвеновских колебаний при диполяризации/VBF.

3.4. Для механизма ускорения релятивистских электронов важно оценить, как влияет *колебательная* структура поля E , существующая в указанных продольно-резонансных полоидальных колебаниях (и соответственно, в цуге $Pi2$). По-видимому, существенно, что этот цуг колебаний короткий, быстро затухающий, так что начальный импульс ускорения сильно доминирует. Первая, наибольшая полуволна в этом убывающем цуге

всегда связана с приходом фронта диполяризации из геомагнитного хвоста, так что азимутальное электрическое поле в ней имеет нужное направление для ускорения электронов. “Затухание” на самом деле обусловлено распространением и превращением возбужденных внешним источником мод, которые первоначально имеют полоидальную поляризацию, но затем, как уже сказано, быстро сменяют ее на тороидальную. Источник типа мгновенного импульса (“удар”), обладая очень широким (формально, бесконечным) спектром, возбуждает альвеновские волны сразу на всех магнитных оболочках. При этом на данной магнитной оболочке x^1 возбуждается монохроматическая волна, для которой эта оболочка является полоидальной. Соответственно, частота волны ω равна полоидальной частоте этой оболочки $\Omega_{PN}(x^1)$, а поляризация волны имеет полоидальный характер (магнитное поле колеблется в радиальном направлении — по координате x^1). После этого каждая из монохроматических волн бежит в радиальном направлении, т.е. к своей тороидальной поверхности, и по мере этого распространения поляризация волны постепенно превращается из полоидальной в тороидальную.

3.5. Теоретический анализ проблемы возмущений в околоземной части геомагнитного хвоста, где плазменный параметр бета не мал, имеет уже длительную историю, он отражен во множестве публикаций (в частности, в статье [Мазур и др., 2014], а также и в книге [Леонович и Мазур, 2016], где имеется много ссылок и на более ранние работы). Эти возмущения, которые обобщенно можно рассматривать как баллонные моды, изучаются в их возможной связи с проблемой суббурового срыва равновесия в глобальной магнитосферной системе. В данной работе мы заостряем внимание на том, что современные *наблюдения* указывают на развитие в ходе суббури ряда отдельных, локализованных по местному времени, быстрых плазменных потоков из геомагнитного хвоста. Важнейшим их проявлением оказывается возникновение “*фронтов диполяризации*”. Каждый такой фронт приводит к появлению импульса азимутального электрического поля уже на квазидипольных силовых линиях, где параметр бета достаточно мал. Таким образом, применение теории Леоновича и Мазура для соответствующих силовых трубок оказывается оправданным.

3.6. Задачи, близкие к нашим, решаются в недавней работе [Gabrielse et al., 2017]. С использованием некоторой эмпирической аналитической модели множественных силовых трубок диполяризации (DFB), включенных в быстрые потоки плазмы (VBF), движущиеся к Земле, авторы показывают, как приэкваториальные электроны могут перемещаться на большие расстояния и

ускоряться на сотни кэВ посредством бетатронного ускорения. Параметры модели выбраны на основе наблюдений, выполненных на четырех спутниках THEMIS, что накладывает ограничения на скорость, местоположение потоков и величину магнитных и электрических полей в событиях DFB. Резкие, локализованные пики в “диполяризованном” магнитном поле имеют такие сильные пространственные градиенты ∇B , что энергичные электроны совершают градиентный дрейф по замкнутым траекториям вокруг этих пиков при движении пиков к Земле. Далее используется идея сохранения третьего адиабатического инварианта в условиях, когда поле изменяется на временных масштабах, превышающих электронный дрейфовый период. Энергичный электрон обращается вокруг острого пика магнитного поля по замкнутой траектории, охватывающей площадь с приблизительно постоянным магнитным потоком. По мере того как магнитное поле в силовой трубке увеличивается, площадь, охватываемая дрейфовой траекторией электрона, сжимается, а электрон не уходит в окружающий плазменный слой, при этом продолжая набирать энергию за счет бетатронного ускорения. Когда силовая трубка диполяризации достигает внутренней магнитосферы, где фоновое поле оказывается сильным, электроны быстро получают доступ к ранее не доступным дрейфовым оболочкам, охватывающим Землю. Таким образом, DFB способствуют переносу энергичных электронов на большие расстояния вдоль хвоста магнитосферы и их ускорению, забрасывая их во внутреннюю магнитосферу и увеличивая их энергию на сотни кэВ.

Такой механизм может считаться альтернативным или, возможно, дополнительным к рассмотренному нами. Нужно, однако, иметь в виду, что для его осуществления все равно требуется сформировать быстрые потоки плазмы, приводящие к образованию силовых трубок диполяризации. Мы указываем, что это как раз должно происходить при формировании слоя пересоединения — кинетического тонкого анизотропного токового слоя. Еще один существенный момент состоит в том, что попадая во внутреннюю магнитосферу, с ее квазидипольной геометрией поля, электрон оказывается в зоне действия тех МГД-возмущений, которые свойственны именно этой области. А это — рассмотренные нами выше продольно-резонансные полоидальные моды, так что здесь должно происходить ускорение именно электрическими полями этих мод.

4. ПРОСТЕЙШИЕ ОЦЕНКИ И ВЫВОДЫ

Количественная оценка амплитуд возмущения для электрического поля продольно-резонансных полоидальных мод, приводящего к ускоре-

нию энергичных электронов, пока невозможна: у нас имеется только *линейная теория* эффекта. В спутниковых наблюдениях выделить именно проявления продольно-резонансных полоидальных мод также пока затруднительно. С этим, конечно, связана существенная неопределенность в применении наших результатов к интерпретации наблюдений. Многие исследователи полагают, что суббуревые инжекции поставляют только предварительно ускоренные электроны (seed electrons), которые потом ускоряются до релятивистских энергий на ОНЧ-излучениях (“хорах”). Всегда ли это так, сказать пока нельзя. По-видимому, возможна и та, и другая ситуация: с доускорением на “хорах” и без него — в зависимости от интенсивности и частоты появления суббуревых возмущений в хвосте.

Что касается ускорения электронов до релятивистских энергий, то следует заметить, что в литературе его часто связывают с воздействием пульсаций $Pc5$, имеющих периоды того же порядка, что период дрейфа таких электронов вокруг Земли. Это должно приводить к неадиабатическим изменениям в их потоках, сопровождаемым их ускорением, см., например, [Romanova and Pili-penko, 2008; Lam, 2017]. Однако, в отличие от нашей теории, там не прослеживается связь с конкретными возмущениями, свойственными суббуре.

Для грубой оценки возможных эффектов в потоках частиц мы просто заметим, что типичные значения электрического поля во время диполяризации оцениваются как $E \sim 10$ мВ/м (например, [Lui, 2015]); интервал местного времени для возмущения — как $\Delta\phi \sim 3-5$ h LT, радиальное расстояние — как $R \sim 5-8 R_E$. Период азимутального дрейфа составляет $\tau \sim 22/L\epsilon \sim 1-4$ мин. для электронов с энергией $\epsilon \sim 1-2$ МэВ. Тогда время действия поля E на электрон равно $\Delta t \sim \tau(\Delta\phi/2\pi) \sim 10-40$ с; набор энергии составляет $\Delta\epsilon \sim 200-500$ кэВ; возрастание магнитного поля на электронной дрейфовой орбите есть $\Delta B/B \sim 10-50\%$ (имеем в виду, что $\epsilon/B = \text{const}$). Типичный энергетический спектр при высоких энергиях во внешнем поясе можно представить в экспоненциальной форме $J_e \sim \exp(-\epsilon/\epsilon_0)$ с $\epsilon_0 \sim 0.3$ МэВ. Опираясь на эти оценки, мы получаем возрастание потока при каждом акте ускорения в виде $\Delta J_e \sim 100-300\%$.

Заметим, что используемая оценка времени ускоряющего действия поля E на электрон опирается на допущение, что это время определяется просто длительностью нахождения дрейфующего электрона в азимутальном секторе действия возмущения. Это означает, что такое время должно быть мало по сравнению с периодом возмущения. Если возмущение ассоциировать, как мы делаем

выше, с первой полуволевой затухающей цуга пульсаций $Pi2$ (период их $\tau \sim 10^2$ с), то тогда приведенная оценка 10–40 с имеет смысл. Вообще же неопределенность в наблюдательных данных, по видимому, пока не позволяет здесь продвинуться дальше.

Таким образом, мы находим подтверждение ранее сделанного предположения [Antonova et al., 1999], что короткие сильные всплески электрического поля, связанные с локальными всплесками “диполяризации”, которые, в свою очередь, являются короткопериодными проявлениями суббуревой активности на ночной стороне, способны сильно ускорять электроны с начальной энергией в диапазоне от ~ 100 кэВ до ~ 1 МэВ. Это однонаправленный процесс, так что ряд последовательных толчков приводит ко все большему набору энергии. Этот процесс имеет регулярный, а не стохастический характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Домрин В.И., Кропоткин А.П. Динамика срыва равновесия и трансформации электромагнитной энергии в геомагнитном хвосте: теория и моделирование методом частиц. 3. Варианты формирования тонких токовых слоев // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 5. С. 591–600. 2007.
- Зелёный Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю. Тонкие токовые слои: от работ Гинзбурга–Сыроватского до наших дней. // Успехи физических наук. Т. 186. № 11. С. 1153–1188. 2016.
- Кропоткин А.П. Конверсия энергии и магнитное пересоединение в космической плазме: роль нелинейных кинетических процессов и структур // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 4. С. 435–443. 2014.
- Кропоткин А.П. Силовые трубки диполяризации // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 2. С. 175–182. 2019.
- Кропоткин А.П., Домрин В.И. Динамика геомагнитного хвоста: разные типы равновесий и переходы между ними // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 49. № 2. С. 180–190. 2009.
- Леонович А.С., Мазур В.А. Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы. Физматлит. М. 2016.
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Продольная структура баллонных МГД возмущений в модельной магнитосфере // Космические исследования. Т. 52. № 3. С. 187–193. 2014.
- Antonova A.E., Gubar’ Yu.I., Kropotkin A.P. Towards the model of relativistic electron fluxes: acceleration in the field of strong Alfvénic disturbances // Radiation Measurements. V. 30. P. 515–521. 1999.
- Antonova A.E., Gubar’ Yu.I., Kropotkin A.P. A model of spatio-temporal structure of the substorm electromagnetic disturbance and its consequences // Phys. Chem. Earth. V. 25. Part C. № 1–2. P. 43–46. 2000.
- Baker D.N., Erickson P.J., Fennell J.F., Foster J.C., Jaynes A.N., Verronen P.T. Space weather effects in the Earth’s radiation belts // Space Sci. Rev. V. 214. P. 17. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
- Birn, J., Hesse M. The substorm current wedge: Further insights from MHD simulations // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. P. 3503–3513. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA019863>
- Birn J., Nakamura R., Panov E.V., Hesse M. Bursty bulk flows and dipolarization in MHD simulations of magnetotail reconnection // J. Geophys. Res. V. 116. A01210. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA016083>
- Birn J., Runov A., Zhou X.Z. Ion velocity distributions in dipolarization events: Distributions in the central plasma sheet // J. Geophys. Res. V. 122. P. 8014–8025. 2017.
- Domrin V.I., Kropotkin A.P. Forced current sheet structure, formation and evolution: application to magnetic reconnection in the magnetosphere // Annales Geophys. V. 22. P. 2547–2553. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-2547-2004>
- Gabrielse C., Angelopoulos V., Harris C., Artemyev A., Kepko L., Runov A. Extensive electron transport and energization via multiple, localized dipolarizing flux bundles // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 122. P. 5059–5076. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017JA023981>
- Keiling A., Wygant J.R., Cattell C. et al. Pi2 pulsations observed with the Polar satellite and ground stations: coupling of trapped and propagating fast mode waves to a midlatitude field line resonance // J. Geophys. Res. V. 106. P. 25891–25904. 2001.
- Kepko E.L., Kivelson M.G. Generation of Pi2 pulsations by bursty bulk flows // J. Geophys. Res. V. 104. P. 25021–25034. 1999. <https://doi.org/10.1029/1999JA900361>
- Kepko E.L., Kivelson M.G., Yumoto K. Flow bursts, braking, and Pi2 pulsations // J. Geophys. Res. V. 106(A2). P. 1903–1915. 2001. <https://doi.org/10.1029/2000JA000158>
- Kropotkin A.P. Dynamics of the geomagnetic tail plasma sheet and the magnetospheric substorm. // Res. Geomagn. Aeron. and Solar Phys., Issue 89. Physics of Substorms. P. 119–133. 1990.
- Kropotkin A.P. Relativistic electron transport processes associated with magnetospheric substorms // Radiation Measurements. V. 26. № 3. P. 343–345. 1996.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. Theory of a thin one-dimensional current sheet in collisionless space plasma // J. Geophys. Res. V. 101. P. 19893–19902. 1996.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. Kinetic thin current sheets: their formation in relation to magnetotail mesoscale turbulent dynamics // Ann. Geophys. V. 27. № 7. P. 1353–1362. 2009.
- Kropotkin A.P., Lui A.T.Y. Quasi-static evolution of the magnetosphere: the substorm growth phase // J. Geophys. Res. V. 100. P. 17231–17238. 1995.
- Kropotkin A.P., Malova H.V., Sitnov M.I. The self-consistent structure of a thin anisotropic current sheet // J. Geophys. Res. V. 102. P. 22099–22106. 1997.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // Planet. and Space Sci. V. 41. № 9. P. 697–717. 1993.
- Lam H.-L. On the predictive potential of Pc5 ULF waves to forecast relativistic electrons based on their relationships

- over two solar cycles // *Space Weather*. V. 15. P. 163–179. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016SW001492>
- *Liu J., Angelopoulos V., Runov A., Zhou X.-Z.* On the current sheets surrounding dipolarizing flux bundles in the magnetotail: The case for wedgelets // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 118. P. 2000–2020. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50092>
- *Liu J., Angelopoulos V., Zhou X.-Z., Runov A.* Magnetic flux transport by dipolarizing flux bundles // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 119. P. 909–926. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019395>
- *Lopez R.E., Lui A.T.Y., Sibeck D.G. et al.* On the relationship between the energetic particle flux morphology and the change in the magnetic field magnitude during substorms // *J. Geophys. Res.* V. 94. P. 17105–17119. 1989.
- *Lui A.T.Y.* Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters // *J. Geophys. Res.* V. 97. P. 19325–19332. 1992.
- *Lui A.T.Y.* Dipolarization fronts and magnetic flux transport // *Geosci. Lett.* V. 2. P. 15. 2015.
<https://doi.org/10.1186/s40562-015-0032-1>
- *Mcllwain C.E., Whipple E.C.* The dynamic behaviour of plasmas near geosynchronous orbit // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* PS-14. P. 874–890. 1986.
- *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y.* Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster // *Space Sci. Rev.* V. 122. № 1–4. P. 29–38. 2006.
- *Nakamura R., Nagai T., Birn J. et al.* Near-Earth plasma sheet boundary dynamics during substorm dipolarization // *Earth, Planets and Space*. V. 69. P. 129–142. 2017.
<https://doi.org/10.1186/s40623-017-0707-2>
- *Romanova N., Pilipenko V.* ULF wave indices to characterize the solar wind – magnetosphere interaction and relativistic electron dynamics // *Acta Geophysica*. V. 57. № 1. P. 158–170. 2008.
<https://doi.org/10.2478/s11600-008-0064-4>
- *Runov A., Angelopoulos V., Zhou X.-Z., Zhang X.J., Li S., Plaschke F., Bonnell J.* A THEMIS multicase study of dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet // *J. Geophys. Res.* V. 116. A05216. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016316>
- *Sergeev V.A., Angelopoulos V., Apatenkov S., Bonnell J., Ergun R., Nakamura R., McFadden J.P., Larson D., Runov A.* Kinetic structure of the sharp injection/dipolarization front in the flow braking region // *Geophys. Res. Lett.* V. 36. L21105. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009GL040658>
- *Wiltberger M., Merkin V., Lyon J.G., Ohtani S.* High-resolution global magnetohydrodynamic simulation of bursty bulk flows // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 120. P. 4555–4566. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021080>
- *Zhou X.-Z., Angelopoulos V., Runov A., Sitnov M.I., Coroniti F., Pritchett P., Pu Z.Y., Zong Q.-G., McFadden J.P., Larson D., Glassmeier K.-H.* Thin current sheet in the substorm late growth phase: Modeling of THEMIS observations // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 114. № A03223. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013777>

УДК 523–62,523.9

ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА В ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ СУПЕРБУРИ 7–8 НОЯБРЯ 2004 г.

© 2021 г. Н. Г. Птицына^{1, *}, О. А. Данилова^{1, **}, М. И. Тясто¹

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

*e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru

**e-mail: md1555@mail.ru

Поступила в редакцию 21.11.2020 г.

После доработки 11.01.2021 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Способность космических лучей проникать внутрь магнитосферы характеризуется жесткостью геомагнитного обрезания R , т.е. жесткостью, ниже которой поток частиц обрезан из-за магнитного экранирования. Во время магнитной бури топология магнитного поля изменяется, что влечет за собой вариации жесткости обрезания ΔR . В статье рассмотрена зависимость $\Delta R_{\text{эф}}$ (вычисленных с помощью прослеживания траекторий частиц космических лучей в модельном магнитосферном поле) от параметров солнечного ветра, межпланетного магнитного поля и магнитосферы на разных фазах сильной магнитной бури 7–8 ноября 2004 г. Найдено, что траектория $\Delta R_{\text{эф}}$, т.е. последовательные значения, которые принимает $\Delta R_{\text{эф}}$ в зависимости от исследуемых параметров, во время главной фазы не совпадает с траекторией в восстановительной фазе — формируются петли гистерезиса. Для связи $\Delta R_{\text{эф}}$ с геомагнитным индексом Dst и скоростью солнечного ветра получены узкие петли гистерезиса, а с электромагнитными параметрами — широкие. Форма петлей гистерезиса обнаруживает зависимость от широты наблюдения: с увеличением широты площадь петлей для всех исследуемых параметров увеличивается.

DOI: 10.31857/S0016794021040131

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитная жесткость R (момент на единицу заряда) характеризует способность космических лучей (КЛ) проникать внутрь магнитосферы. Жесткость геомагнитного обрезания или геомагнитный порог — это жесткость, ниже которой поток частиц обрезан из-за магнитного экранирования. Во время магнитной бури геомагнитное экранирование уменьшается из-за уменьшения поля внутри магнитосферы как следствия формирования токовых систем — кольцевого тока, токов магнитопаузы и хвоста магнитосферы, а также продольных высокоширотных токов. В процессе эволюции бури топология магнитного поля изменяется, что влечет за собой изменение жесткости магнитного обрезания.

В многочисленных работах получено, что вариации геомагнитных порогов ΔR зависят от геомагнитной активности, параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля ММП [Kanekal et al., 1998; Belov et al., 2003; Shimazu, 2009; Kress et al., 2010; Тясто и др., 2011; Tyssøy and Stadsnes, 2014; Adriani et al., 2016; Данилова и др., 2019; Птицына и др., 2019]. Однако результаты ис-

следования зависимости ΔR от межпланетных параметров и индексов геомагнитной активности очень противоречивы: полученные зависимости различны для разных бурь и используемых подходов. Частично это может быть обусловлено тем обстоятельством, что интенсификация и распад токовых систем, которые контролируются поступлением в магнитосферу энергии солнечного ветра (СВ), происходят в различных режимах и на различных масштабах времени. Контроль ΔR параметрами гелио- и геомагнитосферы на разных фазах возмущения плохо изучен. Можно указать лишь несколько детальных исследований в этой области. Так, в работе [Adriani et al., 2016] найдены соответствующие коэффициенты корреляции для разных фаз умеренной бури 14 декабря 2006 г., а в работе [Птицына и др., 2020; Птицына и др., 2021] — для сильных бурь 20 ноября 2003 г. и 7–8 ноября 2004 г. В этих работах найдено, что взаимосвязь ΔR и параметров гелио- и геомагнитосферы различна на разных этапах эволюции магнитной бури, что приводит иногда к достаточно неожиданным суммарным эффектам на масштабе всей бури.

В работе [Птицына и др., 2021] было найдено, что на разных фазах бури наблюдается не только разная зависимость ΔR от варьируемого аргумента – параметров геомагнитной активности, СВ и параметров межпланетного магнитного поля (ММП), – но и от направления изменения аргумента. Траектории изменения жесткостей обрезания в зависимости от исследуемых параметров во время интенсификации бури (развитие токовых систем) не совпадали с траекториями на восстановительной фазе (распад токовых систем), что является признаком гистерезиса. В работе [Птицына и др., 2021] эти не отмеченные ранее явления гистерезиса были обнаружены для одной бури (в ноябре 2003 г.) и только для одной станции (Москва). Поэтому наличие этого эффекта для других магнитных возмущений, и для других станций (других широт) оставалось под вопросом.

Целями данной работы было: (i) проследить динамику изменений геомагнитных порогов ΔR в зависимости от динамики параметров межпланетной среды и геомагнитосферы во время эволюции магнитной бури 7–8 ноября 2004 г. для всех трех фаз бури; (ii) попытаться выявить явления гистерезиса, их характерные особенности, а также их пространственные зависимости, в частности, зависимости от широты.

2. МЕТОДЫ

Эффективные жесткости геомагнитного обрезания $R_{эф}$ были рассчитаны методом прослеживания траекторий частиц КЛ в модельном магнитном поле [McCracken et al., 1962; Shea et al., 1965]. В качестве модели была использована магнитосферная модель T_s01 [Tsyganenko, 2002; Tsyganenko et al., 2003]. В этой модели основными источниками магнитного поля магнитосферы являются: симметричный и частичный круговые токи, система токов хвоста магнитосферы, продольные токи Биркеланда регионов 1 и 2, токи на магнитопаузе. В качестве входных параметров, определяющих влияние межпланетных условий на магнитосферу, используются *Dst*-вариация, плотность и скорость СВ, а также компоненты ММП.

Вариации жесткостей обрезания $\Delta R_{эф}$, полученные этим методом, определялись как разности между значениями жесткостей, рассчитанными для каждого часа в период бури, и жесткостями в спокойный период перед бурей. За спокойные ($Dst \approx 0$) были взяты среднесуточные значения R 5 ноября 2004 года.

Коэффициенты корреляции k между $\Delta R_{эф}$ и исследуемыми параметрами вычислялись для следующих станций: Токио (35.75° N, 139.72° E), Алматы (43.20° N, 76.94° E), Рим (41.90° N, 12.52° E), Иркутск (52.47° N, 104.03° E), Москва (55.47° N, 37.32° E) и Хобарт (42.90° S, 147.33° E). Станции

выбирались на разных широтах таким образом, чтобы они в спокойное время охватывали большую полосу жесткостей обрезания R : Токио – 11.0 ГВ, Алматы – 6.18 ГВ, Рим – 6.1 ГВ, Иркутск – 3.25 ГВ, Москва – 2.12 ГВ, Хобарт – 1.76 ГВ.

Коэффициенты k и стандартные ошибки s были получены из анализа регрессионных уравнений отдельно по выборкам наблюдений для периодов каждой из трех фаз – предварительной, главной и восстановительной [Птицына и др., 2020].

3. ДАННЫЕ

Следующие данные использовались в качестве исходных: полное магнитное поле B , его компоненты B_z и B_y , электрическая компонента E_y , плотность N , скорость V , и давление P СВ, индексы K_p и Dst геомагнитной активности. Эти данные взяты на сайте (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>).

В работе были использованы вариации жесткости обрезания $\Delta R_{эф}$ и коэффициенты корреляции k с исследуемыми параметрами, полученные нами ранее в работе [Птицына и др., 2020]. Дополнительно были посчитаны k для корреляции $\Delta R_{эф}$ и E_y компоненты электрического поля на всех трех фазах бури.

На рисунке 1 для 7–8 ноября 2004 г. на двух верхних панелях представлены значения $\Delta R_{эф}$ для станций Токио (а) и Москва (б); на остальных панелях (сверху вниз) приведены изменения во времени B , B_z , B_y , E_y , N , P , K_p и Dst и V . Исходя из особенностей поведения во времени этих параметров, период магнитной бури 7–8 ноября 2004 г. был разбит на три фазы следующим образом: предварительная фаза бури, т.е. период перед бурей с 03:00 UT по 19:00 UT 7 ноября, главная фаза с 20:00 UT 7 ноября по 06:00 UT 8 ноября, фаза восстановления с 07:00 UT по 24:00 UT 8 ноября [Птицына и др., 2020].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Признаки гистерезиса

На рисунке 2 приведены диаграммы рассеяния между $\Delta R_{эф}$ и Dst , V , B_z и B для ст. Москва на всех фазах бури. На этом рисунке точки для предварительной фазы бури показаны квадратиками, для главной – кружками, для восстановительной – треугольниками. На каждой панели рис. 2 приведены также коэффициенты корреляции k_1 , k_2 и k_3 для каждой из трех фаз бури между $\Delta R_{эф}$ и исследуемыми параметрами. Кроме того, приведен линейный тренд для каждой фазы в виде прямых линий.

Рассмотрим рис. 2а, на котором показана связь между $\Delta R_{эф}$ и B_z . Из рисунка видно, что B_z

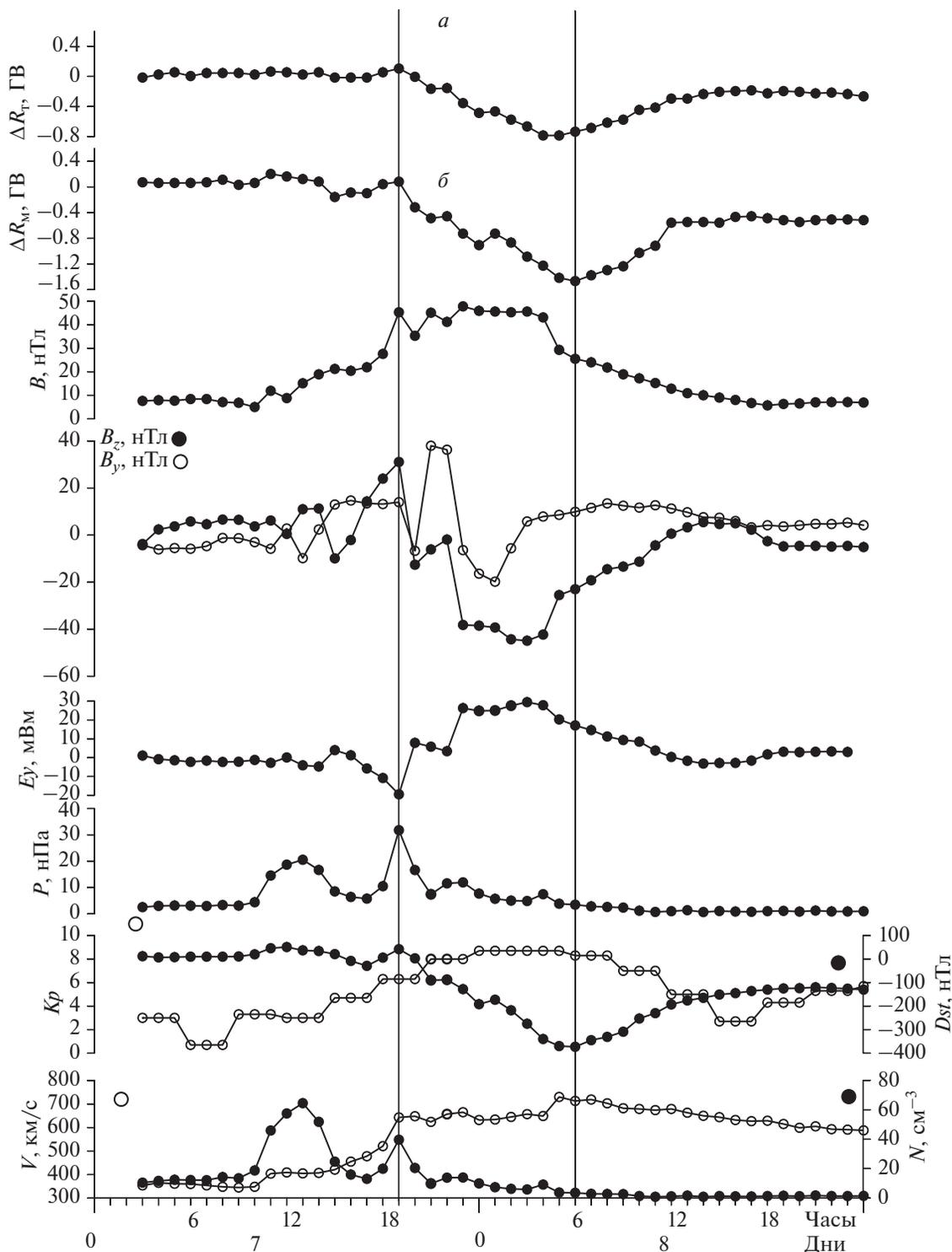


Рис. 1. Межпланетные параметры и индексы геомагнитной активности 7–8 ноября 2004 г. На верхней панели (сверху вниз) показаны изменения жесткостей обрезания $\Delta R_{эф}$ для станций Токио (а) и Москва (б), полное магнитное поле B , его компоненты B_z и B_y , электрическая компонента E_y , давление P СВ, индексы K_p и Dst , плотность N , скорость V СВ. Вертикальными линиями отмечена главная фаза бури.

практически во время всей предварительной фазы было положительным и практически не влияло ($k_1 = 0.24$) на поведение геомагнитного обрезания,

так что $\Delta R_{эф}$ оставалось вблизи нуля. Затем B_z сменило знак на отрицательный (7 ноября в 20:00 UT), определяя главную фазу, и после этого

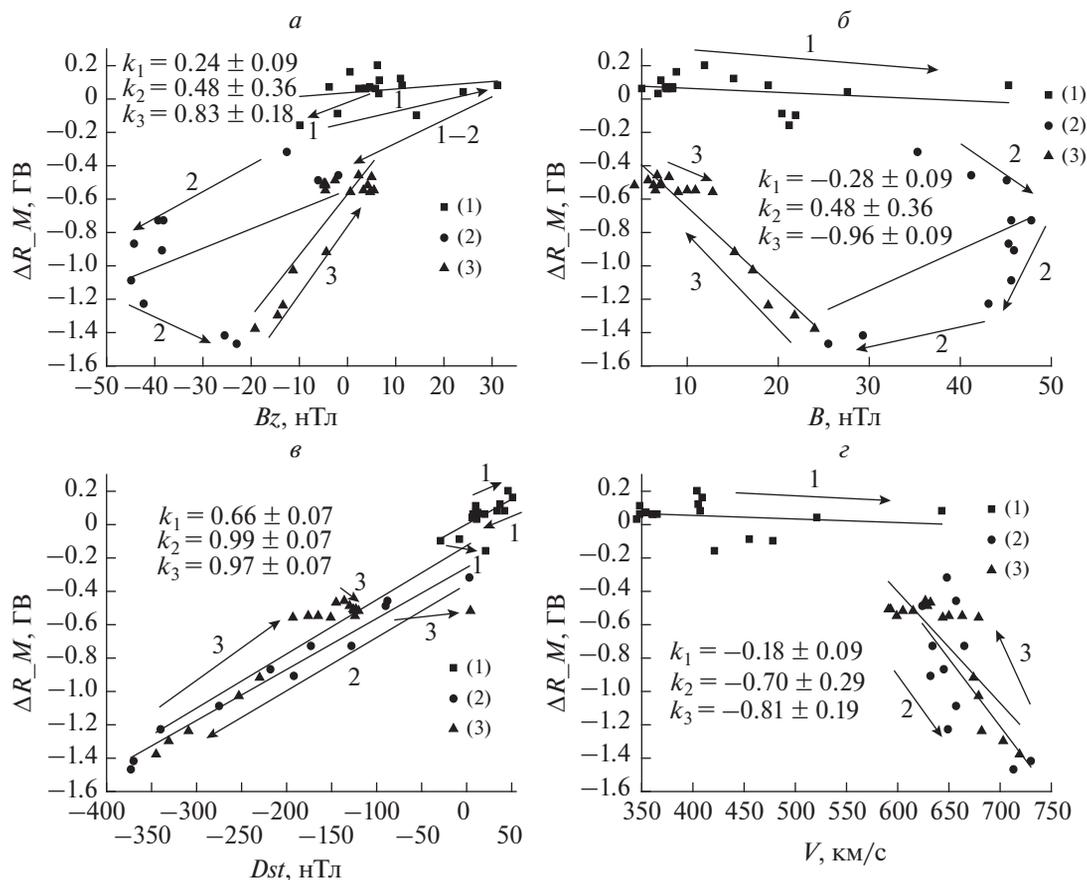


Рис. 2. Диаграмма взаимосвязи $\Delta R_{эф}$ с параметрами СВ, ММП и геомагнитной активности на ст. Москва для трех фаз бури 7–8 ноября 2004 г.: (1) – предварительная, (2) – главная, (3) – восстановительная. Стрелками указано направление течения времени при развитии бури. Коэффициенты корреляции k для трех фаз и линейные тренды также показаны.

началось падение $R_{эф}$, которое продолжалось до 06:00 UT. После достижения максимума (-44.9 нТл) $|B_z|$ начало уменьшаться и к концу главной фазы в 06:00 UT составило -23 нТл. При этом в течение всей главной фазы наблюдалось значительное падение $R_{эф}$, которое составило $\Delta R_{эф} = -1.5$ ГВ к концу фазы. Затем началось восстановление параметров. Линейные тренды точек сходятся к началу главной и концу восстановительной фаз. Видно, что траектория изменения значений $\Delta R_{эф}$ (B_z) на восстановительной фазе не совпадает с траекториями на предварительной и главной фазах. Полученная зависимость $\Delta R_{эф}$ (B_z) неоднозначна, она имеет петлеобразную форму: одно и то же значение $\Delta R_{эф}$ получается при различных значениях B_z . Таким образом, рис. 2 позволяет проследить зависимость $\Delta R_{эф}$ не только от значения варьируемого аргумента B_z , но и от направления изменения аргумента. Зависимость от направления изменения аргумента является признаком гистерезиса, т.е. в итоге, траектория изменения значений $\Delta R_{эф}$ (B_z) формирует гисте-

резисную петлю. Эта петля является широкой, что иллюстрируется видом линейных трендов. Обратим внимание на то обстоятельство, что в данном случае коэффициенты корреляции для главной и восстановительной фаз существенно различаются: $k_2 = 0.48 \pm 0.36$ и $k_3 = 0.83 \pm 0.18$.

Рисунок 2а демонстрирует, что точки на диаграмме $\Delta R_{эф} - B_z$ формируют кривую, свидетельствующую о нелинейности связи этих двух переменных. Из рисунка 2а видно, что во время главной фазы B_z меняется в пределах от -1.9 до -44.9 нТл в течение времени от 20:00 UT 7 ноября до 04:00 UT 8 ноября. В это время $|\Delta R_{эф}|$ растет в прямой корреляции с ростом $|B_z|$, после чего с 04:00 UT $|B_z|$ начинает уменьшаться, а $|\Delta R_{эф}|$ продолжает расти вплоть до достижения минимального значения $\Delta R = -1.5$ ГВ в максимуме бури.

Именно этим специфическим нелинейным поведением связи $\Delta R_{эф} - B_z$ можно объяснить меньшую корреляцию между $\Delta R_{эф}$ и B_z в главной фазе бури, чем в восстановительной.

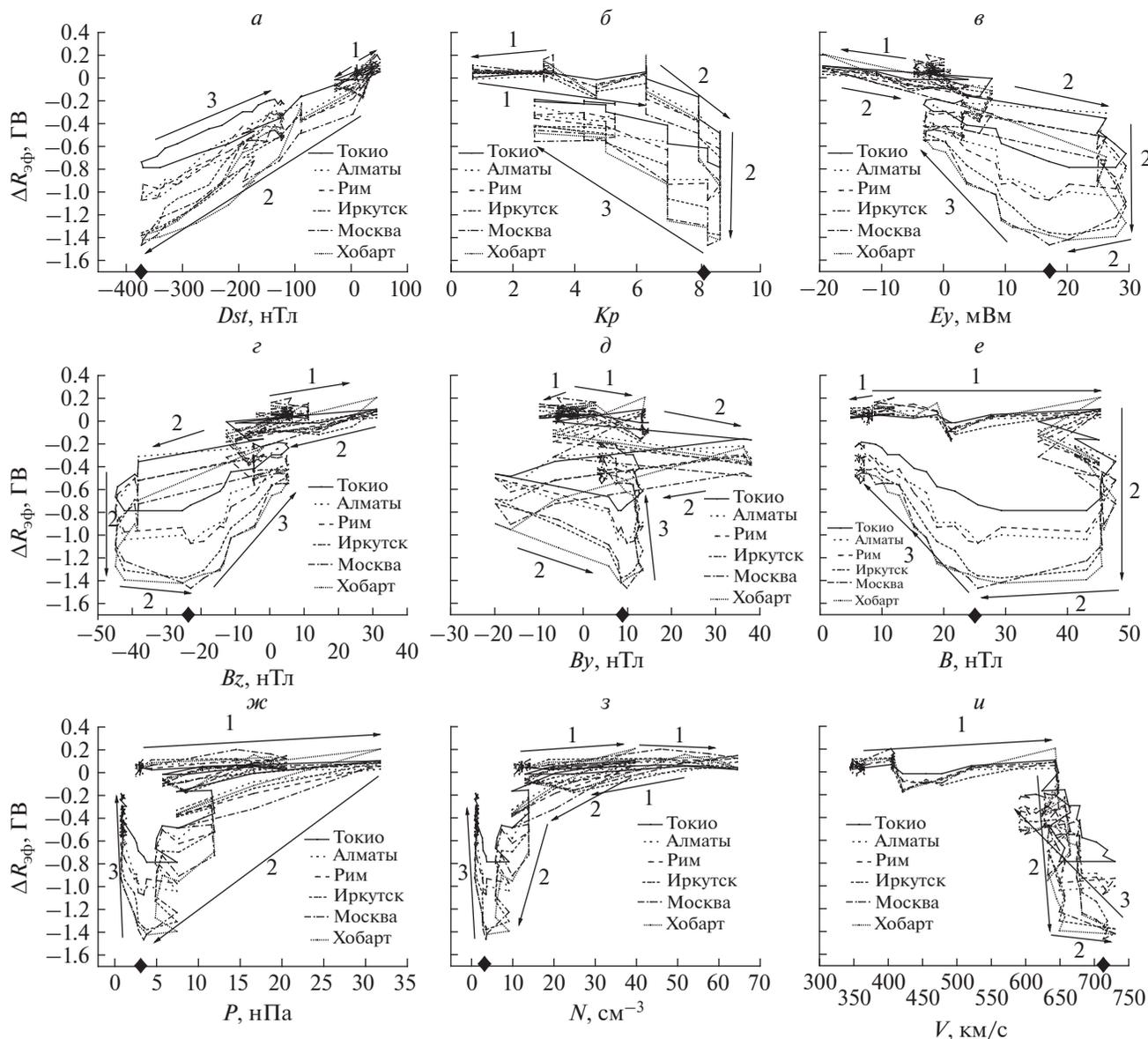


Рис. 3. Петли гистерезиса для взаимосвязи $\Delta R_{эф}$ с параметрами геомагнитной активности, ММП и СВ на разноширотных станциях. Три фазы бури: (1) – предварительная, (2) – главная, (3) – восстановительная. Стрелками указано направление течения времени при развитии бури. Черный ромб на оси абсцисс указывает момент максимума бури, который совпадает с концом главной фазы.

Такого же типа нелинейная взаимосвязь прослеживается между $\Delta R_{эф}$ и общим магнитным полем B . Для связи $\Delta R_{эф} - B$ петля гистерезиса демонстрирует, что в 04 UT 8 ноября наблюдается изменение прямой пропорциональной зависимости на обратную. В этом случае, так же как и для Bz коэффициент корреляции в восстановительной фазе ($k_3 = -0.96 \pm 0.09$) по абсолютной величине существенно превышает коэффициент корреляции в главной фазе ($k_2 = 0.48 \pm 0.36$). Такая же петля гистерезиса образуется и для E_y (не показана на рис. 2, но видна на рис. 3*в*). То есть вза-

имосвязь $\Delta R_{эф}$ со всеми электромагнитными параметрами формирует широкую однотипную петлю гистерезиса, которая указывает на резкое изменение режима взаимодействия с прямой пропорциональности на обратную в 04:00 UT 8 ноября.

Основная разница между образуемыми петлями на рис. 2*а* и 2*б* заключается в том, что для Bz изменения $\Delta R_{эф}$ (Bz) происходят против часовой стрелки, а изменения $\Delta R_{эф}$ (B) – по часовой стрелке. Для петли гистерезиса “по часовой стрелке” при фиксированном значении ΔR значе-

ние аргумента на главной фазе больше, чем на восстановительной. Для петли гистерезиса “против часовой стрелки” величина аргумента на главной фазе меньше, чем на восстановительной.

На рисунке 2в показана зависимость изменений $\Delta R_{эф}$ от геомагнитного индекса Dst . Видно, что корреляция этих параметров на всех фазах бури очень высока, будучи максимальной в главной ($k_2 = 0.99 \pm 0.07$) и восстановительной фазах ($k_3 = 0.97 \pm 0.07$). Видно, что в главной фазе по мере развития бури (развитие кольцевого тока) с уменьшением Dst до -373 нТл происходит падение $\Delta R_{эф}$ до минимального значения -1.5 ГВ. Т.е. максимальное падение жесткости обрезания наблюдается в максимуме бури. На фазе восстановления (распад кольцевого тока) с увеличением Dst , падение $\Delta R_{эф}$ уменьшается. Видно, что точки главной фазы лежат близко к точкам восстановительной фазы, иногда перекрывая их. Однако траектории изменения значений $\Delta R_{эф}$ (Dst) в главной и восстановительной фазах не совпадают, что можно видеть и при сравнении линейных трендов. Отсюда можно сделать вывод о том, что взаимосвязь $\Delta R_{эф}$ и Dst обнаруживает признаки гистерезиса с характерной узкой петлей гистерезиса.

На рисунке 2г показана зависимость изменений $\Delta R_{эф}$ от скорости СВ V . Видно, что падение $\Delta R_{эф}$ происходит в прямой пропорциональности с ростом V : $\Delta R_{эф}$ достигает минимума для этой бури (-1.5 ГВ) при росте V от 650 км/с в начале главной фазы до 750 км/с в конце. Здесь так же, как и для Dst , точки главной фазы расположены очень близко к точкам восстановительной фазы, в связи с чем траектории $\Delta R_{эф}$ (V), так же как линейные тренды, лежат очень близко друг к другу, однако они не совпадают, формируя узкую петлю гистерезиса. Коэффициенты корреляции для главной и восстановительной фазы достаточно высоки и близки друг к другу ($k_2 = -0.70 \pm 0.29$, $k_3 = -0.81 \pm 0.19$).

4.2. Зависимость петли гистерезиса от всех параметров и широты

В этом параграфе рассмотрим петли гистерезиса в зависимости от всех исследуемых параметров, а также от широты. Для этого на рис. 3 приведены диаграммы зависимости $\Delta R_{эф}$ от Dst , Kp , Ey , Bz , Vy , B , V , N и P , где точки ΔR соединены во временной последовательности. Кроме того, диаграммы построены для всех шести разноширотных станций, данные которых взяты для исследования.

На рисунке 3 видно, что зависимость $\Delta R_{эф}$ от параметров СВ и магнитосферы формирует петлю гистерезиса для всех исследуемых параметров. Видно, что для Kp , B , Bz , Ey , N , и P петля гистерезиса

достаточно широкая. Для Dst и V петли гистерезиса узкие (сравним с рис. 2). При этом зависимость $\Delta R_{эф}$ от V носит не столь регулярный характер, как для остальных параметров, траектории восходящей и нисходящей ветви гистерезиса в некоторых местах пересекают друг друга. Менее регулярная картина видна также и для Vy . Тем не менее, полученные в результате кривые для V и Vy сохраняют отчетливые признаки гистерезиса.

Видно, что для петли гистерезиса на всех диаграммах рис. 3, кроме Bz и V (рис. 3з, 3и) обход цикла проходит по часовой стрелке. Что касается гистерезиса для Vy , то ситуация здесь более сложная – обход цикла на главной фазе начинается по часовой стрелке, а вторая половина главной фазы (с 04:00 UT) обходится против часовой стрелки, описывая s-образную кривую.

Обращает на себя внимание подобие петель гистерезиса для зависимости $\Delta R_{эф}$ от Bz и Ey (рис. 3в и 3е), которые представляют собой очень похожие зеркально отраженные фигуры. Этот факт объясняется связью $Ey = -VBz$ [Dungey, 1961].

Подобие петель гистерезиса видно также и на рис. 3ж и 3з. Это гистерезис, образованный связью $\Delta R_{эф}$ с динамическими параметрами СВ N и P , которые также тесно связаны между собой. На этих рисунках видно, что в фазе восстановления идет резкое уменьшение падения $\Delta R_{эф}$, но при этом значения N и P практически не меняются, оставаясь около 0, которого они достигли вблизи максимума бури (рис. 1). Таким образом, плотность и давление СВ практически не участвуют в восстановительных процессах жесткости обрезания на восстановительной фазе бури.

На рисунке 3 видно, что верхняя часть каждой панели, та, которая соответствует подготовительной фазе бури, практически не изменяется с изменением широты. На этой фазе бури $\Delta R_{эф}$ колеблется около 0, тем самым показывая, что исследуемые параметры, сами изменяясь в широких пределах, практически не влияют на жесткость обрезания. Причем это происходит на всех широтах и для всех параметров. С началом бури геометрия петель гистерезиса резко меняется, они начинают растягиваться в сторону увеличения широты наблюдений. Рисунок 3 демонстрирует тот факт, что петли гистерезиса группируются по признаку широты. В самой верхней точке диаграммы расположена петля гистерезиса для наиболее низкоширотной ст. Токио, затем две петли для среднеширотных станций Алмата и Рим, и ниже – петли для высокоширотных станций Москва, Иркутск и Хобарт. Таким образом, падение $\Delta R_{эф}$ (увеличение $|\Delta R_{эф}|$) увеличивается пропорционально увеличению широты. Однако самое большое падение $\Delta R_{эф}$ наблюдается практически на всех панелях не для самой высокоширотной ст. Хобарт, а для Москвы и Иркутска. Та-

кая же зависимость ΔR от широты видна на рис. 1: амплитуда $\Delta R_{\text{эф}}$ на низкоширотной ст. Токио меньше, чем на высокоширотной ст. Москва. То есть смещение петли гистерезиса по оси ординат к нижней точке происходит пропорционально увеличению широты. При этом не имеет значения для какого параметра СВ и магнитосферы сформирована петля, эта тенденция наблюдается на всех панелях рис. 3.

Для связи $\Delta R_{\text{эф}}-B_z$, $\Delta R_{\text{эф}}-B_y$ и $\Delta R_{\text{эф}}-V$ цикл гистерезиса обходится против часовой стрелки. Это означает, что значения B_z , B_y и V на главной фазе по абсолютной величине меньше, чем на восстановительной. Для остальных параметров цикл гистерезиса обходится по часовой стрелке.

4.3. Обсуждение результатов

В статье рассмотрена зависимость $\Delta R_{\text{эф}}$ от параметров СВ, ММП и магнитосферы на разных фазах сильной магнитной бури 7–8 ноября 2004 г. Найдено, что эта взаимосвязь зависит от характера изменения этих параметров: траектория изменения $\Delta R_{\text{эф}}$ в зависимости от исследуемых параметров во время развития токовых систем не совпадает с траекториями во время распада токовых систем. В процессе эволюции бури с развитием главной фазы и последующей восстановительной фазы исследуемые параметры гелио- и геомагнитосферы изменяются циклическим образом. В зависимости от их изменения в главной фазе происходит падение $\Delta R_{\text{эф}}$ до минимального значения -1.5 ГВ, а в восстановительной фазе происходит его восстановление до значений, лежащих около 0. Причем возвращение к предбуревому состоянию проходит по другой траектории, чем рост во время главной фазы. Это является признаком гистерезиса. Мы выяснили также, что форма петель гистерезиса обнаруживает зависимость от широты: с увеличением широты петля растягивается на диаграмме вдоль оси ординат. Причем эта зависимость прослеживается для связи $\Delta R_{\text{эф}}$ со всеми исследуемыми параметрами.

Явления гистерезиса во взаимосвязи изменений жесткостей обрезания КЛ и параметров гелио- и магнитосферы были получены в недавней работе [Птицына и др., 2021] для очень сильной бури 2003 г. на примере станции Москва. Сравнение признаков гистерезиса для обеих бурь обнаруживает общие черты. В частности, отмечены узкие петли для связи $\Delta R_{\text{эф}}$ с геомагнитным индексом Dst и более широкие — с электромагнитными параметрами. Наиболее интересным фактом является подобие петель гистерезиса для южной компоненты поля B_z . В обоих случаях после начала бури значения $|B_z|$ и $|\Delta R_{\text{эф}}|$ увеличиваются в прямой пропорциональности друг от друга, но через 8 ч $|B_z|$ начинает уменьшаться, а $|\Delta R_{\text{эф}}|$ про-

должает увеличиваться до конца главной фазы, т.е. прямая пропорциональная зависимость между $|\Delta R_{\text{эф}}|$ и $|B_z|$ сменяется обратной (2а этой статьи и рис. 2г в статье [Птицына и др., 2021]). В работе [Птицына и др., 2021] было найдено, что во время бури 2003 г. описанное нелинейное развитие связи $\Delta R_{\text{эф}}$ с B_z происходило практически параллельно циклическому расширению—сужению области проникновения КЛ в магнитосферу, которое было установлено в работе [Ebihara et al., 2005] с помощью данных космических аппаратов DMSP, NOAA, и LANL. Было найдено, что проникновение частиц КЛ в магнитосферу в ноябре 2003 г. контролировалось продольными токами [Ebihara et al., 2005]. Аналогичное нелинейное поведение взаимосвязи $\Delta R_{\text{эф}}$ с B_z в главной фазе бури 2004 г. позволяет предположить, что специфика этой связи и в этом случае, вероятно, определялась продольными токами. Из этого анализа также видно, что существенные изменения жесткостей обрезания в ответ на изменения параметров магнитосферы могут происходить на временных шкалах меньших, чем фаза бури.

Область проникновения заряженных космических частиц в различные секторы магнитосферы во время бури в апреле 1979 г. была рассмотрена с одновременным использованием данных ИСЗ Космос–900, Космос–1067 и ИНТЕРКОСМОС в работе [Сосновец и Тверская, 1986]. Было найдено, что кривые положения границ проникновения протонов с энергией >1 МэВ в главной и восстановительной фазах отличаются, то есть обнаруживаются признаки гистерезиса. При этом ширина петли гистерезиса для вечернего сектора больше и составляет 5° . Авторы работы [Сосновец и Тверская, 1986] связывают этот факт с формированием ассиметричного кольцевого тока, во время которого происходит дополнительная инжекция высокоэнергичных частиц в вечернем секторе.

Изменение жесткости обрезания в зависимости от параметров СВ и ММП тесно связано с динамикой взаимодействия СВ и магнитосферы и с передачей энергии от СВ магнитосфере. Гистерезис в зависимости $\Delta R_{\text{эф}}$ от электромагнитных параметров, полученный нами, можно соотнести с результатами работы [Cai et al., 2009], в которой авторы рассмотрели 3D модель электромагнитных частиц, взаимодействующих с магнитосферой Земли, и исследовали стабильность такой системы. Авторы получили, что при циклическом изменении $|B_z|$ от 0 до максимального значения и обратно, при достижении $|B_z|$ некоторого критического значения магнитосфера резко сжимается и соответственно, внезапно меняется топология магнитного поля, что идентифицируется как признак пересоединения на дневной стороне. Получено, что при таком циклическом измене-

нии B_z в какой-то момент времени система переходит из стабильного в нестабильное состояние, при этом происходит переход магнитного поля к форме с уменьшенной симметрией, в которой возникают диссипативные процессы, позволяющие поглощать излишек энергии, поступающей из СВ. По мнению авторов [Cai et al., 2009] это означает, что при передаче энергии СВ магнитосфере через диссипативные процессы некоторая часть этой энергии не восстанавливается. Размер магнитосферы и вся топология магнитного поля в процессе восстановительной фазы бури возвращаются к первоначальному состоянию, однако следуя другим путем, формируя тем самым петлю гистерезиса.

Можно заключить, что полученный нами гистерезис связан с тем фактом, что накопление энергии при развитии кольцевого тока на главной фазе бури и ее высвобождение на восстановительной фазе происходило не симметрично. Другие токовые системы, которые развиваются и затухают на разных временных масштабах, также могли вносить асимметричный вклад в процесс эволюции бури. Так как ширина петли гистерезиса определяется степенью симметрии/асимметрии процесса [Атабеков, 1957; Серенсен и др., 1975], то при взаимодействии КЛ с геомагнитным полем, а также с магнитными и динамическими параметрами межпланетной среды формируются петли гистерезиса разной ширины. Следует отметить, что площадь петли пропорциональна количеству энергии, которая теряется (переходит в тепло через диссипативные процессы) в ходе цикла гистерезиса [Красносельский и Покровский, 1983]. Таким образом, тот факт, что петля гистерезиса растягивается при переходе к более высоким широтам, т.е. ее площадь становится больше, свидетельствует, о том, что здесь действуют дополнительные диссипативные процессы, связанные с высокоширотными токовыми системами. Экспериментальные данные [Ермолаев и др., 2014] указывают на то, что буря 7–8 ноября 2004 г. характеризовалась чрезвычайно сильной геомагнитной активностью в авроральных и полярных широтах (более 2000 нТл согласно индексу AL). Существенное влияние высокоширотных токов на динамику очень сильных магнитных бурь во время главной и восстановительной фаз было продемонстрировано в работе [Левитин и др., 2014].

Эволюция токовых систем во время эволюции магнитной бури контролирует взаимодействие СВ и магнитосферы и, соответственно, определяет взаимосвязь жесткости обрезания КЛ и параметров магнитосферы, что отражается в характеристиках сформированных петель гистерезиса. Наши результаты свидетельствуют о том, что параметры гистерезиса действительно отражают изменения, происходящие в $\Delta R_{эф}$ и параметрах

гелио- и геомагнитосферы. Геометрия петли гистерезиса, ее вид, форма и/или площадь, по-видимому, могли бы служить информативным индексом взаимосвязи $\Delta R_{эф}$ и параметров гелио- и геомагнитосферы. Однако вопрос о возникновении гистерезиса при взаимодействии КЛ и магнитосферы во время бури, связанного с развитием и эволюцией токовых систем, к настоящему времени не разработан. Для выяснения физической сути явлений, определяющих возникающий гистерезис и его характеристики, необходимо наличие гораздо большего статистического материала, чем дает исследование двух бурь. Мы предполагаем заняться накоплением и анализом такого материала в ближайшем будущем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали зависимость изменения жесткостей геомагнитного обрезания $\Delta R_{эф}$ от параметров СВ, ММП и магнитосферы в процессе развития сильной магнитной бури 7–8 ноября 2004 г.

Получено, что $\Delta R_{эф}$ зависит не только от варьируемого аргумента – параметров геомагнитной активности и межпланетной среды, но и от характера изменения аргумента. В процессе эволюции бури с развитием главной фазы и последующей восстановительной фазы исследуемые параметры гелио- и геомагнитосферы изменяются циклическим образом.

Установлено, что траектория $\Delta R_{эф}$, т.е. последовательные значения, которые принимает $\Delta R_{эф}$ в зависимости от исследуемых параметров, во время развития токовых систем в главной фазе не совпадает с траекторией во время распада токовых систем в восстановительной фазе – формируются петли гистерезиса.

Найдено, что для связи $\Delta R_{эф}$ с геомагнитными индексами и скоростью СВ V отмечены узкие петли, а с электромагнитными параметрами – широкие. Широта станции КЛ влияет на форму гистерезисной петли. Верхние точки на петле гистерезиса расположены практически одинаково для всех станций, в этих точках (перед бурей) $|\Delta R_{эф}| \approx 0$, а нижняя точка на петле гистерезиса (максимум бури в конце главной фазы) – это максимум $|\Delta R_{эф}|$, который увеличивается с увеличением широты, растягивая петлю. В максимуме бури на низких широтах (ст. Токио) наблюдается максимальное падение жесткости обрезания $\Delta R_{эф} \approx -0.8$ ГВ, а на высоких широтах (ст. Москва, Иркутск и Хобарт) $\Delta R_{эф}$ достигает -1.5 ГВ. Эти значения определяют размер/площадь петли гистерезиса для исследуемой станции. Площадь гистерезиса в свою очередь, вероятно, определяет ту часть энергии СВ, поступающей в магнитосферу,

которая теряется во время эволюции магнитной бури (интенсификация-релаксация).

Наши результаты свидетельствуют о том, что характеристики сформированных петель гистерезиса отражают специфику взаимодействия СВ и магнитосферы в процессе эволюции токовых систем во время исследуемой магнитной бури. Можно предположить, что полученный нами гистерезис связан с тем фактом, что накопление энергии при развитии кольцевого тока на главной фазе бури и ее высвобождение на восстановительной фазе происходило не симметрично, часть энергии не восстанавливалась. Другие токовые системы, которые развиваются и затухают на разных временных масштабах, также могли вносить асимметричный вклад в процесс эволюции бури.

Однако на данном этапе остается невыясненным, какая именно токовая система в общем случае стоит за полученными параметрами гистерезиса. Определение однозначных зависимостей $\Delta R_{\text{эф}}$ от конкретной токовой системы на каждом этапе бури является сложной нерешенной задачей, так как к настоящему времени взаимодействие солнечного ветра и магнитосферы, которое контролирует вариации $\Delta R_{\text{эф}}$, еще плохо понято. Для выяснения физической сути явлений, определяющих возникающий гистерезис и его характеристики, в первую очередь необходимо наличие гораздо большего статистического материала. Мы предполагаем заняться созданием архива данных о гистерезисе по разным бурям и анализом этого материала в следующих работах.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим коллектив OMNI за предоставленную возможность использовать базу данных, созданную в рамках проекта GSFC/SPDF OMNIWeb (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Атабеков Г.И. Теоретические основы электротехники. Линейные электрические цепи. СПб.: Лань, 592 с. 2009.
- Данилова О.А., Демина И.А., Птицына Н.Г., Тясто М.И. Картирование жесткости обрезания космических лучей во время главной фазы магнитной бури 20 ноября 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. С. 160–167. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016793219020051>
- Ермолаев Ю.И., Зеленый Л.М., Застенкер Г.Н. и др. Солнечные и гелиосферные и магнитосферные возмущения в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 6. С. 324–332. 2014.
- Красносельский М.А., Покровский А.В. Системы с гистерезисом. М.: Наука, 271 с. 1983.
- Левитин А.Е., Дремухина Л.А., Громова Л.И., Птицына Н.Г. Генерация магнитного возмущения в период исторической магнитной бури в сентябре 1859 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 3. С. 324–332. 2014. <https://doi.org/10.7868/S0016794014030110>
- Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е. Влияние параметров солнечного ветра и геомагнитной активности на вариации жесткости обрезания космических лучей во время сильных магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 569–577. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016793219050098>
- Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И. Корреляция жесткости обрезания космических лучей с параметрами гелиосферы и геомагнитной активности на разных фазах магнитной бури в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 281–292. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020020145>
- Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е. Динамика жесткости обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время различных фаз бури 20 ноября 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. № 1. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021010120>
- Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е. Вариации жесткости геомагнитного обрезания космических лучей в период магнитосферных возмущений в мае 2005 г.: связь с межпланетными параметрами // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 75. № 6. С. 857–859. 2011.
- Серенсен С.В., Когаев В.П., Шнейдерович Р.М. Несущая способность деталей машин. М.: Машиностроение, 354 с. 1975.
- Сосновец Э.Н., Тверская Л.В. Динамика кольцевого тока по данным о солнечных КЛ в магнитосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 26. № 1. С. 107–114. 1986.
- Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevska G.N. et al. PAMELA's measurements of geomagnetic cutoff variations during the 14 December 2006 storm // Space weather. V. 14. № 3. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016SW001364>
- Belov A., Baisultanova L., Eroshenko E., Mavromichalaki H., Yanke V., Pchelkin V., Plainaki C., Mariatos G. Magnetospheric effects in cosmic rays during the unique magnetic storm on November 2003 // J. Geophys. Res. V. 110. A09S20. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JA011067>
- Cai D.S., Tao W., Yan X., Lembege B., Nishikawa K.I. Bifurcation and hysteresis of the magnetospheric structure with a varying southward IMF: Field topology and global three-dimensional full particle simulations // J. Geophys. Res: Space Physics. V. 114. № A12. 2009. <https://doi.org/10.1029/2007JA012863>
- Dungey J.W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones // Phys. Rev. Lett. V. 6. P. 47–48. 1961. 2009. <https://doi.org/10.1029/2007JA012863>
- Ebihara Y., Fok M.-C., Sazykin S., Thomsen M.F., Hairston M.R., Evans D.S., Rich F.J., Ejiri M. Ring current and the magnetosphere-ionosphere coupling during the superstorm of 20 November 2003 // J. Geophys. Res. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010924>
- Kanekal S., Baker D., Blake J., Klecker B., Cummings J., Mewaldt R., Mason G., Mazur J. High-latitude energetic particle boundaries and the polar cap: A statistical study // J. Geophys. Res. V. 103. P. 9367–9372. 1998.

- *Kress B.T., Mertens C.J., Wiltberger M.* Solar energetic particle cutoff variations during the 29–31 October 2003 geomagnetic storm // *Space Weather*. V. 8. S05001. 2010.
- *McCracken K.G., Rao U.R., Shea M.A.* The trajectories of cosmic rays in a high degree simulation of the geomagnetic field // *M.I.T. Tech. Rep. 77. Lab. Nucl. Sci. and Eng. Mass. Inst. of Technol. Cambridge*. 146 p. 1962.
- *Shea M.A., Smart D.F., McCracken K.G.* A study of vertical cutoff rigidities using sixth degree simulations of the geomagnetic field // *J. Geophys. Res.* V. 70. P. 4117–4130. 1965.
- *Shimazu H.* Solar proton event and proton propagation in the earth's magnetosphere // *J. NICT*. V. 1. P. 191–199. 2009.
- *Tsyganenko N.A.* A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // *J. Geophys. Res.* V. 107. A8. P. 1179. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000219>
- *Tsyganenko N.A., Singer H.J., Kasper J.C.* Storm–time distortion of the inner magnetosphere: How severe can it get? // *J. Geophys. Res.* V. 108. A5. 1209. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009808>
- *Tysøy H.N., Stadsnes J.* Cutoff latitude variation during solar proton events: Causes and consequences // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 120. P. 553–563. 2014.

УДК 550.385.1;551.521.64

ПРИМЕНЕНИЕ НОВОЙ МЕТОДИКИ ВЕЙВЛЕТ-ДЕКОМПОЗИЦИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ГЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ И ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2021 г. О. В. Мандрикова^{1, *}, А. И. Родоманская^{1, **}, Б. С. Мандрикова^{1, ***}

¹Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН (ИКИР ДВО РАН),
с. Паратунка, Камчатский край, Россия

*e-mail: oksanam1@mail.ru

**e-mail: pantina_anastasia@mail.ru

***e-mail: 555bs5@mail.ru

Поступила в редакцию 25.06.2020 г.

После доработки 14.12.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Исследуются возможности применения разработанной авторами методики вейвлет-декомпозиции для анализа геомагнитных данных и вариаций космических лучей. Методика, путем использования адаптивных пороговых функций, позволяет выделить нестационарные короткопериодные (от 1×10^{-3} Гц и более) изменения в данных и оценить их параметры. В работе использовались данные сети наземных магнитометров (www.intermagnet.org) и данные нейтронных мониторов (<http://cos-gau.unibe.ch/>). На примере магнитных бурь 9 июля и 27 сентября 2017 г. показаны преимущества методики, экспериментально доказана ее эффективность для обнаружения малоамплитудных аномальных изменений в разнородных данных. Детально рассмотрена динамика вариаций геомагнитного поля на меридионально расположенных станциях и в авроральной зоне, получены картины возникновения и распространения геомагнитных возмущений, предшествующих и сопутствующих интервалам магнитных бурь. Применение методики позволило четко детектировать и оценить слабые кратковременные возрастания геомагнитной активности, наблюдаемые на фоне повышенный интенсивности космических лучей и предшествующие началу магнитных бурь. Отмечено, что выделенные геомагнитные возмущения происходили синхронно на станциях от высоких широт до экватора и коррелировали с периодами поворотов на юг B_z -компоненты ММП и повышениями авроральной активности. В космических лучах в эти интервалы наблюдались Форбуш-эффекты малой амплитуды, которые детектированы путем применения методики.

DOI: 10.31857/S0016794021030111

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ временных рядов геофизических параметров составляет важную основу методов изучения процессов, протекающих в околоземном пространстве в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь. Проблема процесса обработки и анализа прямых экспериментальных данных связана с их сложной нерегулярной структурой, наличием особенностей различной формы, амплитуды и длительности, а также влиянием шумов. Формирующиеся в геомагнитных данных локальные структуры определяются возмущенностью геомагнитного поля и содержат важную информацию о протекающих процессах в магнитосфере [Зайцев и др., 2002; Зеленский и др., 2017; Анисимов и др., 2018].

Негативное воздействие геомагнитных возмущений на технические объекты (системы теле-,

радио и спутниковой связи, электрические сети и др.) [Старков, 2000; Лазутин, 2012; Кузнецов, 2014; Дэспирак и др., 2020] определяет прикладную значимость исследования и требует создания методов анализа данных, обеспечивающих своевременное обнаружение аномальных изменений. Последние исследования показывают, например, [Лазутин, 2012], что главным источником негативного воздействия являются геомагнитные пульсации (короткопериодные вариации геомагнитного поля), возникающие в периоды магнитосферных суббурь в авроральной зоне [Клейменова, 2013]. С ростом геомагнитной активности авроральный овал расширяется к экватору и захватывает области средних широт. Но ключевое значение имеют полярная и авроральная зоны, в которых регистрируются самые мощные магнитные возмущения, и суббури являются весьма частым явлением.

Выделение и идентификация геомагнитных возмущений является сложной задачей. Традиционные методы анализа временных рядов, основанные на процедурах сглаживания [Ni et al., 2017], и спектральные методы [Vipindas et al., 2016; Livada et al., 2018], не позволяют детально исследовать быстро-изменяющую структуру вариаций геомагнитного поля и приводят к потере значимой информации. Например, в работе [Зелинский и др., 2017] анализируются возможности методов чирплет- и варблет-преобразований для изучения тонких структур геомагнитных данных. Авторами показано преимущество нового обобщенного варблет-преобразования для анализа характеристик геомагнитных пульсаций, применение которого позволило оценить мгновенную частоту сигнала. Широкое применение для анализа геофизических данных получил метод вейвлет-преобразования [Chui, 1992; Daubechies, 1992], который позволяет изучить сложные структуры данных и исследовать нестационарные изменения [Астафьева, 1996; Nose et al., 1998; Nose, 1999; Hafez et al., 2012 и др.]. На основе вейвлет-преобразования разработан автоматизированный метод выделения геомагнитных пульсаций [Nose et al., 1998; Nose, 1999], предложен алгоритм автоматического обнаружения магнитных бурь с повышенным риском формирования геомагнитно-индуцированных токов [Bailey and Leonhardt, 2016], разработан метод расчета индекса геомагнитной активности WISA [Jach et al., 2006; Xu et al., 2008] и др. В данной работе применяется новая методика вейвлет-декомпозиции данных, впервые предложенная в статье [Mandrikova et al., 2019] и позволяющая выделять нестационарные короткопериодные изменения в данных и оценивать их параметры. Введенные в рассмотрение адаптивные пороговые функции дают возможность детектировать резкие внезапные изменения в данных, возникающие в локальном временном диапазоне. В данной работе представлены результаты применения методики для анализа вариаций геомагнитного поля в периоды слабых магнитных бурь 9 июля и 27 сентября 2017 г. Выбор событий основывался на изучении возможности применения методики для детектирования слабых геомагнитных возмущений. С этой же целью в статье рассмотрены периоды спокойного геомагнитного поля, в разделе описания методики. Для получения пространственно-временной картины возникновения и распространения геомагнитных возмущений анализировались данные меридиональной цепочки станций (Якутск – YAK, Паратунка – PET, Россия; Гуам – GUA, США, (<http://www.intermagnet.org>)) и сети станций авроральной зоны (Абиско – ABK, Швеция; Барроу – BRW, США; Колледж – CMO, США; Форт Черчилл – FCC, Канада; Нарсарсуак – NAQ, Гренландия; Йеллоунайф – YKC, Канада, ([\[www.intermagnet.org\]\(http://www.intermagnet.org\)\), Саникилуак – SNK, Канада, \(<http://www.geomag.nrcan.gc.ca/index-en.php>\) и Леервогер – LVR, Исландия \(<http://cygnus.raunvis.hi.is/~halo/lrv.html>\)\).](http://</p></div><div data-bbox=)

Результаты обработки геомагнитных данных сопоставлялись с данными космических лучей, полученными сетью наземных станций нейтронных мониторов (<http://cosray.unibe.ch/>). Наблюдаемые на поверхности Земли вариации космических лучей являются интегральным результатом различных солнечных, гелиосферных, магнитосферных и атмосферных явлений [Топтыгин, 1983; Мелкумян и др., 2018а; Мелкумян и др., 2018б]. Известно, наиболее существенные изменения в параметрах космических лучей вызывают выбросы коронарной массы и следующие за ними изменения в параметрах межпланетного магнитного поля и солнечного ветра [Абунин и др., 2012; Vecchio et al., 2012]. Поэтому изучение вариаций космических лучей позволяет получить ценную информацию о процессах в околоземном пространстве и в магнитосфере в возмущенные периоды. Обработка данных космических лучей выполнялась аналогичным образом, с использованием разработанной методики.

Работа является продолжением исследований авторов [Мандрикова и др., 2013; Mandrikova et al., 2014; 2018] и направлена на создание методов анализа геофизических данных и обнаружения аномальных изменений, характеризующих нестационарные процессы в околоземном пространстве и в магнитосфере Земли. Целью данной статьи является исследование новой методики, основанной на совместном применении операций вейвлет-декомпозиции данных и пороговых функций. Основное внимание уделялось возможности детектирования малоамплитудных короткопериодных изменений в данных, эффективное обнаружение которых важно в задачах геофизического мониторинга, например [Богоутдинов и др., 2007; Soloviev et al., 2016]).

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе выполнена обработка геомагнитных данных минутного разрешения станций, представленных в табл. 1. Также в работе использовались минутные данные нейтронных мониторов станций: Инувик (координаты: 68.36, –133.72, США) и Туле (координаты: 76.5, –68.7, США) (<http://cosray.unibe.ch/>). Выделенные периоды аномальных изменений в динамике космических лучей за 2017 г. сопоставлялись с данными ресурса (<http://spaceweather.izmiran.ru/rus/fds2015.html>).

Использовались магнитные данные, полученные в обсерваториях в соответствии со стандартами INTERMAGNET (www.intermagnet.org), т.е. данные, в которых отсутствует шум, скачки и дли-

Таблица 1. Станции, данные которых использовались в исследовании

Станция	IAGA код	Географическая широта	Географическая долгота	Геомагнитная широта	Геомагнитная долгота	Местное время (LT)
Барроу	BRW	71°19.5' N	156°37.2' W	70°06.0' N	110°34.2' W	UTC-8
Колледж	CMO	64°52.2' N	147°51.5' W	68°33.6' N	57°13.2' W	UTC-8
Йеллоунайф	YKC	62°28.8' N	114°28.8' W	67°12.0' N	28°51.0' W	UTC-6
Форт Черчилл	FCC	58°45.5' N	94°05.3' W	67°12.0' N	28°51.0' W	UTC-5
Санкилуак	SNK	56°30.0' N	79°12.0' W	65°43.2' N	08°17.4' W	UTC-4
Нарсарсуак	NAQ	61°11.7' N	45°25.0' W	69°00.0' N	38°49.2' W	UTC-2
Леервогер	LVR	64°10.8' N	21°42.0' W	68°42.6' N	70°24.0' W	UTC+0
Абиско	ABK	68°21.7' N	18°43.4' E	66°04.8' N	113°53.4' E	UTC+2
Якутск	YAK	61°57.6' N	129°39.4' E	52°54.0' N	162°23.4' E	UTC+09
Гуам	GUA	13°35.4' N	144°52.5' E	5°58.8' N	143°03.0' E	UTC+10
Паратунка	PET	52°58.3' N	158°15.0' E	46°19.8' N	136°52.2' E	UTC+12

тельные искусственные и техногенные эффекты. Результаты анализа сравнивались с данными межпланетного магнитного поля и параметрами солнечного ветра (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>). Для анализа возмущений в авроральной зоне использовались индексы геомагнитной активности AE , AU , AO и AL (<http://isgi.unistra.fr/index.php>). Значения AU - и AL -индексов характеризуют интенсивность восточного (послеполуденный сектор) и западного (утренний сектор) токов полярного электроджета в авроральной области [Davis and Sugiura, 1966]. Мерой полной максимальной амплитуды токов электроджета в восточном и западном направлениях является AE -индекс [Davis and Sugiura, 1966]. Индекс AO определяет смещение средней точки AU и AL от спокойного уровня в определенное время и является приближительной мерой, эквивалентной зональному току, независимо от того, существует ли ток в ионосфере или в магнитосфере [Davis and Sugiura, 1966]. Анализ экваториальной токовой системы основывался на часовых значениях Dst -индекса (<http://isgi.unistra.fr>) [Sugiura, 1964].

3. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДАННЫХ

Анализ данных выполнялся на основе вейвлет-преобразования [Chui, 1992; Daubechies, 1992]. Применялась конструкция непрерывного вейвлет-преобразования данных:

$$(W_{\psi})(b, a) := |a|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt, \quad \psi - \text{вейвлет}, \quad (1)$$

$$f \in L^2(R), \quad a, b \in R, \quad a \neq 0.$$

Известно [Chui, 1992; Mallat, 1999], что вейвлет ψ является функцией-окном и непрерывное вейвлет-преобразование (формула (1)) обеспечивает получение детальной информации о частот-

но-временной структуре анализируемых данных. Частотно-временное окно непрерывного вейвлет-преобразования имеет размеры [Chui, 1992]:

$$[win_t] \times [win_{\omega}] = [b + a\langle t \rangle - 2a\Delta_{\psi}, b + a\langle t \rangle + 2a\Delta_{\psi}] \times \left[\frac{\langle \omega \rangle}{a} - \frac{1}{a} \Delta_{\psi}, \frac{\langle \omega \rangle}{a} + \frac{1}{a} \Delta_{\psi} \right], \quad (2)$$

где win_t – “временное окно”, win_{ω} – “частотное окно”, центр окна $\langle t \rangle = \frac{1}{\|f\|_L^2} \int_{-\infty}^{\infty} t |f(t)|^2 dt$, радиус

окна $\Delta_{\psi} = \frac{1}{\|f\|_L^2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} (t - \langle t \rangle)^2 |f(t)|^2 dt \right]^{1/2}$, $\langle \omega \rangle$ и Δ_{ψ} – центр и радиус фурье-образа вейвлета $\hat{\psi}$, соответственно.

Амплитуда вейвлет-коэффициентов $v_{b,a} = |(W_{\psi}f)(b, a)|$, характеризует амплитуду локальной особенности функции f в окрестности точки $t = b$ на масштабе a [Chui, 1992]. Поэтому в анализе временных рядов возрастание величины $v_{b,a}$ свидетельствует о возникновении аномальных изменений (отклонений от характерного хода) в данных в окрестности точки $t = b$. При этом величина окрестности определяется размерами временного окна win_t вейвлета (см. соотн. (2)).

Поскольку в анализе геофизических данных представляет интерес изучение положительных и отрицательных аномальных изменений, в работе выполнялась оценка величин

$$v_{b,a}^{\pm} = (W_{\psi}f)(b, a)^{\pm}. \quad (3)$$

На рисунке 1, в качестве примера, представлены результаты применения операций (1), (3) к минутным данным геомагнитного поля станций YAK и PET в период возникновения слабых суббурь на высоких широтах (29.10.2017 г. в 03:23 UT

и в 09:17 UT (<http://supermag.jhuapl.edu>). По данным Kp -индекса (рис. 1а) геомагнитное поле в анализируемый период было спокойное. Результаты обработки данных показывают, что во время первой суббури (после 03:00 UT) незначительное возрастание геомагнитных возмущений происходило только на среднеширотной станции PЕТ (рис. 1з), а на ст. YAK в этот период наблюдаются колебания такого же спектра (рис. 1в), но не превышающие их фоновый уровень. Во время второй суббури в период с 09:00 до 15:00 UT величина $v_{b,a}$ (рис. 1з) возросла на обеих станциях (на рис. 1в значения величин $v_{b,a}^{\pm}$ показаны цветом). Максимальные значения величины $v_{b,a}$ наблюдались в ночном секторе LT и на ст. PЕТ достигали $v_{b,a} = 1200$, а на ст. YAK были в окрестности $v_{b,a} = 1800$. Анализ вариаций поля (рис. 1б) показывает в этот период наличие аномальных изменений в данных разной амплитуды и длительности, что подтверждает эффективность операций (1), (3) для детектирования подобных особенностей в структуре вариаций геомагнитного поля. Эффективность применения операций (1), (3) также заключается в возможности автоматического обнаружения короткопериодных аномальных изменений в данных геомагнитного поля (без участия эксперта), свидетельствующих о повышении геомагнитной активности. Отметим, несмотря на различный характер вариаций (рис. 1б), анализ результатов (рис. 1в, 1з) показывает наличие четко выраженного общего характера в их динамике – в моменты начала суббури около 09:17 UT (18:17 LT на ст. YAK и 21:17 LT на ст. PЕТ) наблюдается синхронное возникновение возмущений на станциях, преимущественно, общего спектра в диапазоне от 8×10^{-3} Гц и выше (масштабы на рис. 1в переведены в псевдочастоты). Ближе к полудню LT интенсивность возмущений $v_{b,a}^{\pm}$ спадает, а в послеполуденном секторе снова резко возрастает (рис. 1з). Наибольшие значения интенсивности $v_{b,a}^{\pm}$ сначала наблюдаются на ст. YAK (около 23:00 LT), а затем через 40–50 мин – на ст. PЕТ (около 02:45 LT). Результаты обработки указывают на общую природу выделенных возмущений и их связь с проявлением токовой системы полярных широт.

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

$$F_{T_a} [(W_{\psi}f)(b,a)] = \begin{cases} (W_{\psi}f)(b,a), & \text{если } (W_{\psi}f)(b,a) \geq T_a \\ 0, & \text{если } |(W_{\psi}f)(b,a)| < T_a \\ -(W_{\psi}f)(b,a), & \text{если } (W_{\psi}f)(b,a) \leq -T_a, \end{cases} \quad (4)$$

где порог $T_a = U\sigma_a$, $\sigma_a = \sqrt{\frac{1}{l-1} \sum_{k=1}^l ((W_{\psi}f)(b,a) - \overline{(W_{\psi}f)(b,a)})^2}$, $\overline{(W_{\psi}f)(b,a)}$ – среднее значение вейвлет-коэффициентов, U – пороговый коэффициент, определяет величину выделяемой аномалии. Длина скользящего временного окна l определяет размеры окна, в рамках которого оцениваем аномалию.

Интенсивность короткопериодных аномалий в момент времени $t = b$ можно оценить на основе величины:

$$E_b = \sum_a F_{T_a} [(W_{\psi}f)(b,a)], \quad (5)$$

или интенсивность короткопериодных положительных и отрицательных аномалий в момент времени $t = b$:

$$E_b^{\pm} = \sum_a F_{T_a} [(W_{\psi}f)(b,a)^{\pm}]. \quad (6)$$

На рисунке 2 представлены результаты применения операций (4), (6) к минутным данным сети магнитных станций в период спокойного геомагнитного поля (<http://spaceweather.com>). При выполнении операции (4) использовался пороговый коэффициент $U = 2$, который позволяет выделить отклонения вариаций от характерного уровня от 2 СКО и более. Обработка выполнялась в скользящем временном окне длины $l = 720$ отсчетов, что соответствует 12 ч. Анализ параметров межпланетной среды (рис. 2а) показывает, что амплитуда флуктуаций Bz -компоненты ММП не превышала ± 4 нТл. Результаты обработки данных меридионально расположенных станций YAK, PЕТ и GUA (рис. 2в, 2г) показывают 31.10.2017 г. в период с 09:00 по 15:00 UT (всемирное время указано в верхней части рис. 2) синхронное возникновение короткопериодных геомагнитных возмущений разной интенсивности – наблюдаются кратковременные возрастания величины E_b^{\pm} , которая на всех станциях не выходила за пределы $E_b^{\pm} = \pm 1000$ (рис. 2г). Станции находились в этот период в вечернем и полуденном секторах LT. По данным авроральной зоны (рис. 2д, 2е) в этот период наблюдаются возрастания геомагнитной активности на станциях BRW, СМО, YKC и FCC, которые находились в вечернем и утреннем секторах LT. На станциях вечернего сектора BRW и СМО возмущения имели наибольшую интенсивность и резкий спектр (рис. 2д, 2е), а на станциях утреннего сектора YKC и FCC наблюдались преимущественно бухтообразные возмущения меньшей интенсивности. Сопоставление с данными ММП (рис. 2а) показывает, что момент возникновения возмущений как на меридиональных, так и на авроральных станциях совпадает с резким поворотом на юг Bz -компоненты и возраста-

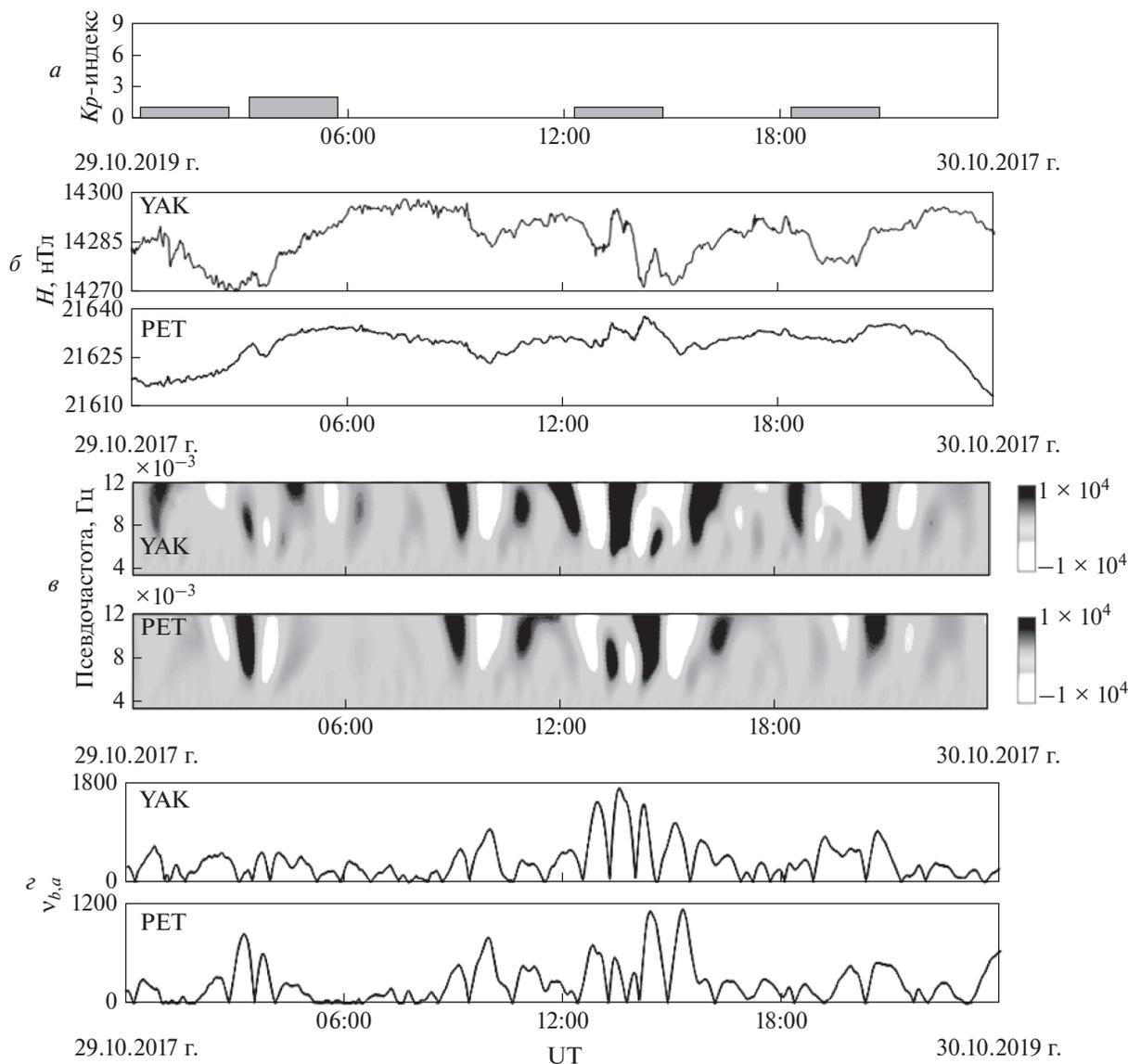


Рис. 1. Результаты обработки геомагнитных данных за период с 29.10.2017–31.10.2017 гг.: (а) – K_p -индекс; (б) – H -компоненты геомагнитного поля; (в) – применение операции (1); (г) – результат оценки величины $v_{b,a}$.

нием ее величины. Затухание возмущений произошло одновременно с поворотом B_z -компоненты на север. Также заметим, что уменьшение величины интенсивности возмущений E_b^\pm на меридиональных станциях было в направлении к низким широтам, и на ст. GUA изменения в вариациях поля практически неразличимы в фоне (рис. 2г). Анализ результатов свидетельствует о внешней природе выделенных возмущений и согласуется с результатами работ [Akasofu and Leping, 1977; Kane, 1977; Tsurutani et al., 1988]. Отметим, что по данным обработки внезапные короткопериодные слабые повышения геомагнитной активности также наблюдались в начале суток 31.10.2017 г. на ст. средних широт PET (отрица-

тельные возмущения) и на приэкваториальной ст. GUA (положительные возмущения) (рис. 2в, 2г). Станции находились в дневном секторе LT. Сопоставление моментов возникновения возмущений с данными авроральной зоны (рис. 2д, 2е) показывает их связь с проявлением токовой системы полярных широт – наблюдаются короткопериодные возмущения сложного спектра в вечернем и ночном секторах на станциях АВК, LRV и NAQ (западная электроструя, рис. 2е). Отметим, что возмущения происходили в период длительного поворота на юг B_z -компоненты ММП (рис. 2а). Результаты подтверждают возможность применения методики для детектирования внезапных малоамплитудных изменений в данных геомагнитного поля. Отметим, что на основе ана-

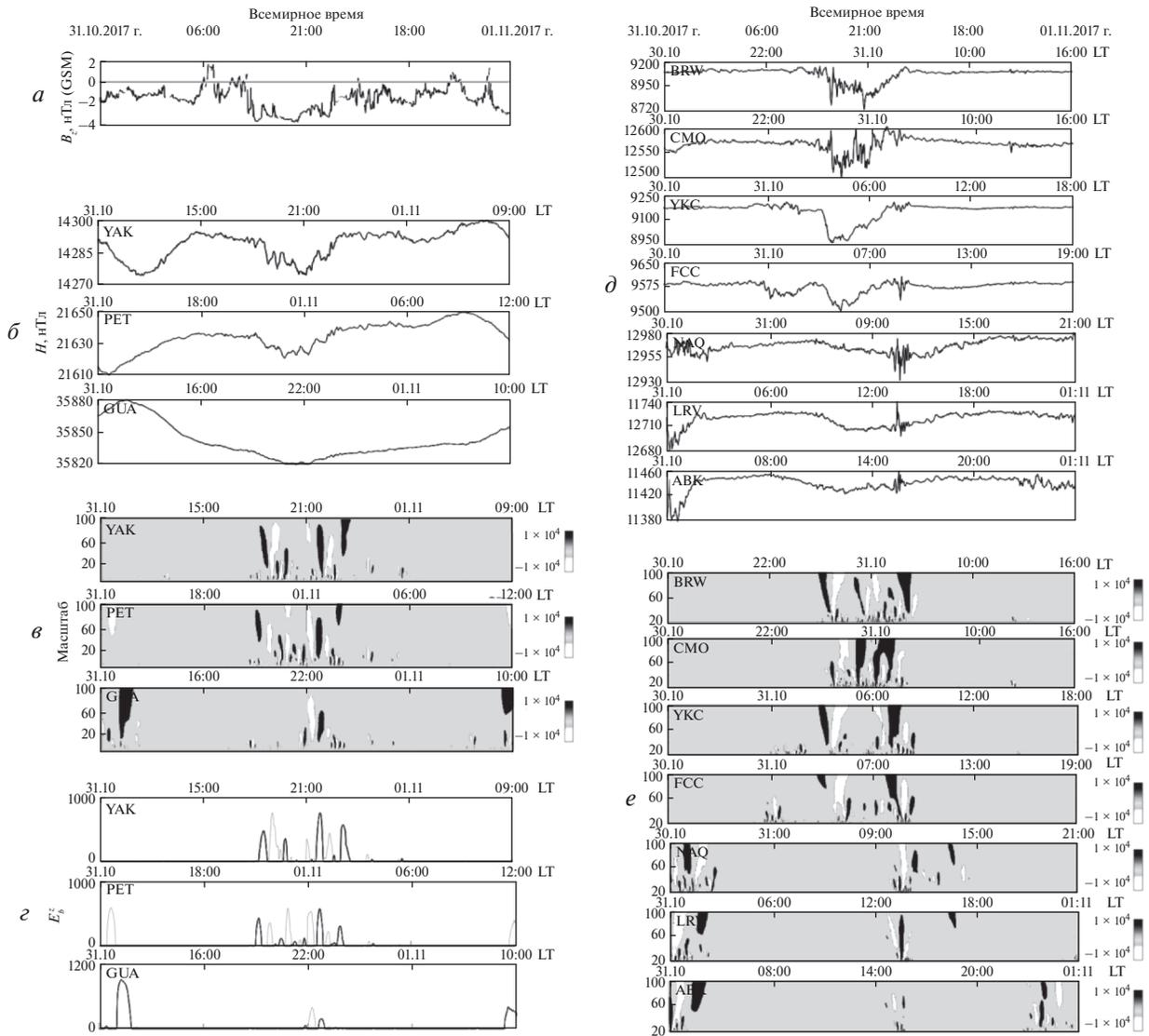


Рис. 2. Результаты обработки геомагнитных данных за период с 30.10.2017–01.11.2017 гг.: (а) – B_z -компонента ММП; (б) – H -компоненты геомагнитного поля станций YAK, PET и GUA; (в) – положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях YAK, PET и GUA (операция (4), размер скользящего временного окна равен 720 отсчетов); (г) – положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях YAK, PET и GUA (операция (5)); (д) – H -компоненты геомагнитного поля станций авроральной зоны; (е) – положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях авроральной зоны (операция (4), размер скользящего временного окна равен 720 отсчетов).

лиза исходных вариаций (рис. 2б, 2д) выделить слабые возмущения поля весьма затруднительно, что свидетельствует о высокой детектирующей способности вейвлетов и эффективности предлагаемой методики. Анализ результатов и их сопоставление с данными околоземного пространства свидетельствует о значимом влиянии параметров межпланетной среды на состояние геомагнитного поля в спокойный период, а также показывает возможность их распространения от высоких до низких широт.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДИКИ И ОБСУЖДЕНИЯ

Первое анализируемое событие, произошедшее 27 сентября 2017 г. (рис. 3 и рис. 4) вызвано высокоскоростным потоком, вытекающим из обширной корональной дыры (<http://spaceweather.com>). Накануне магнитной бури скорость солнечного ветра составила 345 км/с, флуктуации B_z -компоненты ММП находились в пределах ± 2 нТл. Анализ данных показывает, что 26 сентября в периоды поворота B_z -компоненты ММП на юг (рис. 3б) наблюдались слабые возрастания

индексов авроральной активности (рис. 3а) и кратковременные повышения геомагнитной активности на меридиональных станциях (рис. 3д). По данным авроральной зоны (рис. 4) с 03:00 UT на станциях ночного сектора YKC, FCC и SNK возникли слабые геомагнитные возмущения с четко выраженным общим спектром (рис. 4б), наибольшая интенсивность которых на станции FCC указывает на близость области образования. Результаты обработки данных нейтронных мониторов (рис. 5в, 5г) показывают в этот период плавное повышение интенсивности КЛ на высокоширотных станциях Туле и Инувик. Заметим, что моменты возникновения кратковременных геомагнитных возмущений на меридиональных станциях (рис. 5а) совпадают с моментами изменения динамики КЛ (рис. 5в, 5г). Аномальное повышение интенсивности КЛ достигло пика во второй половине суток 26 сентября – величина E_b^+ на ст. Туле достигла значения 2.1×10^6 около 14:00 UT (рис. 5г), а на ст. Инувик достигла значения 4×10^6 около 19:00 UT (рис. 5в). Детальный анализ данных нейтронных мониторов (рис. 6б–6ж, при выполнении операции (4) использовались пороги $2\sigma_a$ и $2.5\sigma_a$) подтверждает внешнюю природу выделенных геомагнитных возмущений – с начала суток 26 сентября наблюдается длительное плавное повышение интенсивности КЛ, превысившее фоновый уровень вариаций на ст. Туле около 13:00 UT и на ст. Инувик около 16:00 UT. Отметим, что отсутствие возмущений в околоземном пространстве 25 сентября (накануне бури) обеспечивает получение результатов с наименьшей погрешностью при обработке данных в скользящем временном окне (использовалось суточное временное окно – $l = 1440$ отсчетов). Также заметим, что применение порога $2.5\sigma_a$ позволяет понизить влияние шума в данных нейтронных мониторов и более четко детектировать аномальные изменения в вариациях космических лучей (рис. 6в, 6е).

В начале суток 27 сентября в момент резкого поворота на юг B_z -компоненты ММП (рис. 3б) наблюдается возникновение синхронных слабых геомагнитных возмущений на меридиональных станциях (рис. 3д, 3е и рис. 5а, 5б), а также на станциях ночного сектора авроральной зоны AVK, LRV, и NAQ (рис. 4б). Отметим, что внезапные малоамплитудные (практически неразличимые в фоне) короткопериодные изменения в вариациях геомагнитного поля возникли около 00:00 UT на всех станциях авроральной зоны, ночного и дневного секторов LT. Станции YAK, PET и GUA в этот период находились в дневном секторе, и, как показывают результаты (рис. 3е), выделенные короткопериодные возмущения наибольшую амплитуду имели на приэкваториальной ст. GUA. Аналогичный характер возник-

новения слабых внезапных короткопериодных геомагнитных возмущений отмечен в работе [Mandrikova et al., 2018] накануне сильных магнитных бурь 7 января и 17 марта 2015 г. Мы считаем, что выделенный эффект связан с началом образования области сжатия, на что также указывают результаты обработки данных КЛ – в начале суток 27 сентября на анализируемых станциях наблюдается возникновение Форбуш-понижения, которое более выражено на ст. Туле (амплитуда превысила фоновый уровень около 04:00 UT, рис. 6е, 6ж). За 4 ч 30 мин до начала бури интенсивность выделенных геомагнитных короткопериодных возмущений (величина E_b^\pm , рис. 5б) превысила фоновый уровень более чем в 2.5 раза, по сравнению со спокойным периодом (значения величины E_b^\pm в спокойный период показаны на рис. 2г). Смещение и постепенное уменьшение возмущений происходило в авроральной области в западном направлении (западный электроджет (рис. 4б), координаты станций указаны в табл. 1). Около 02:00 UT по данным вариаций геомагнитного поля (рис. 4а) вблизи ст. SNK наблюдается разрыв Харанга. Анализ результатов указывают на связь выделенных геомагнитных возмущений с изменениями параметров межпланетной среды, которые при дальнейшем развитии вызвали магнитную бурю. Выделенные эффекты согласуются с результатами исследований, представленных в работах [Mandrikova et al., 2014; Mandrikova et al., 2018], и подтверждают возможность возникновения кратковременных предбуриевых слабых повышений в геомагнитном поле на фоне малых флуктуаций B_z -компоненты ММП и аномальных изменений в динамике КЛ.

Начальная фаза бури сопровождалась сильным повышением геомагнитной активности на станциях средних и высоких широт (YAK, PET), и одновременным сильным возрастанием авроральной активности. Форбуш-понижение в КЛ по данным ст. Туле (рис. 5г) достигло максимальной амплитуды в период наиболее сильных геомагнитных возмущений и минимума Dst -индекса (около 09:00 UT, рис. 3е). Во время основной фазы бури вариации геомагнитного поля на станциях имели разную структуру (рис. 3г), что, по-видимому, связано с их географическим расположением. Наиболее сильные геомагнитные возмущения сопровождалась повышением авроральной активности (рис. 4б) и происходили в периоды возрастания амплитуды флуктуаций и поворотов на юг B_z -компоненты ММП (рис. 3б). В окрестностях минимумов значений H -компонент (рис. 3г) величины $v_{b,a}$ и E_b^\pm существенно возрастали (рис. 3е и рис. 5б), их значения на ст. YAK достигали $v_{b,a} = 24000$ и $E_b^\pm = -24000$, а на ст. PET находились в окрестности $v_{b,a} = 14000$ и

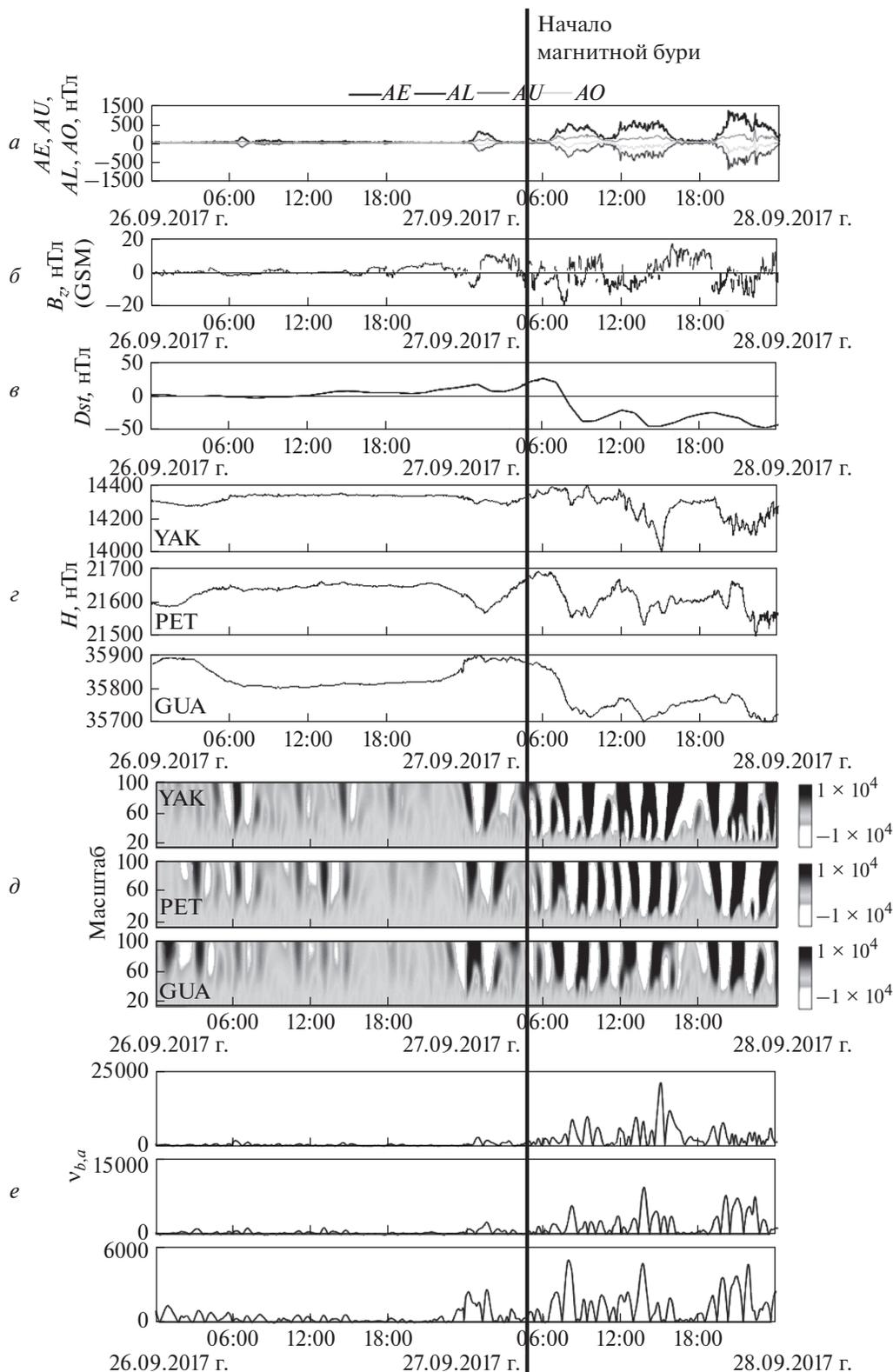


Рис. 3. Результаты обработки данных за период с 26.09.2017–28.09.2017 гг.: (а) – авроральные индексы AE , AO , AL и AU ; (б) – B_z -компонента ММП; (в) – Dst -индекс; (г) – H -компоненты геомагнитного поля станций YAK, PET и GUA; (д) – вейвлет-спектр геомагнитных возмущений в районах станций YAK, PET и GUA (операция (1)); (е) – результат оценки величины $v_{b,a}$.

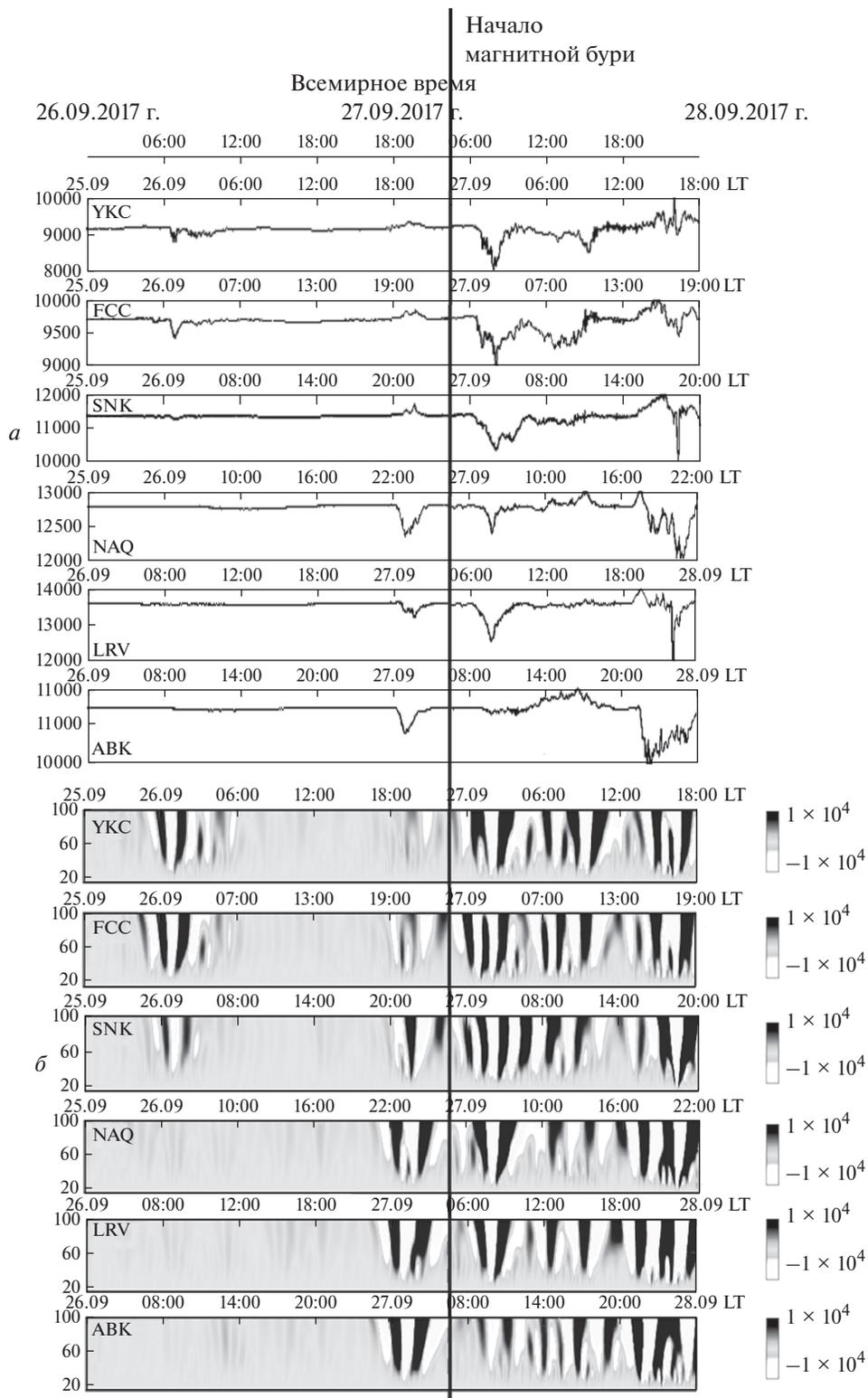


Рис. 4. Результаты обработки данных авроральных станций за период с 26.09.2017–28.09.2017 гг.: (а) – *H*-компоненты геомагнитного поля станций авроральной зоны; (б) – вейвлет-спектр геомагнитных возмущений станций авроральной зоны (операция (1)).

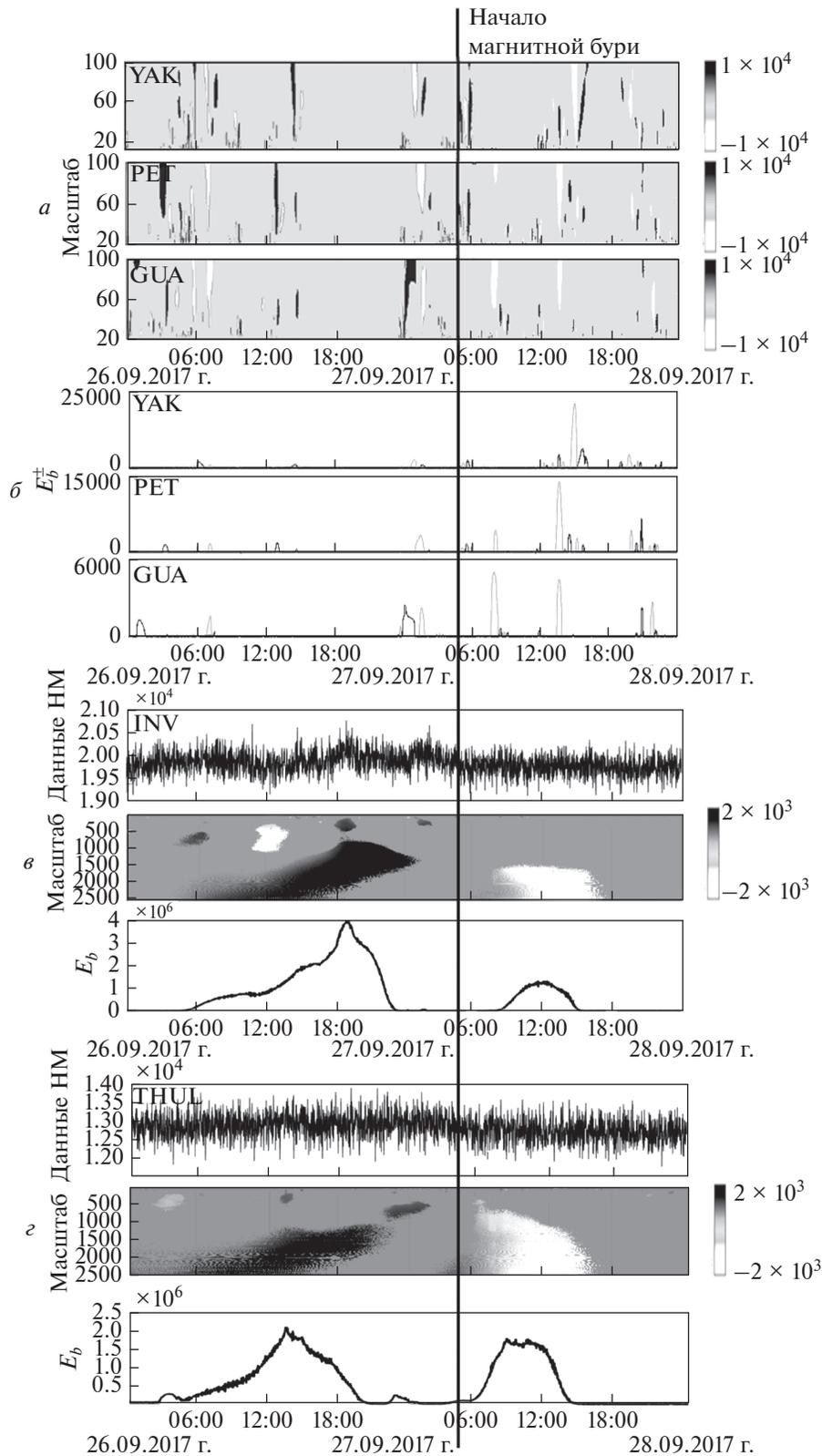


Рис. 5. Результаты обработки данных за период с 26.09.2017–27.09.2017 гг.: (а) – положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях YAK, PET и GUA (операция (4), размер скользящего временного окна равен 720 отсчетов); (б) – положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях YAK, PET и GUA (операция (6)); (в) – результат обработки данных нейронного монитора ст. Инувик (США) (операции (4, 5)); (г) – результат обработки данных нейронного монитора ст. Туле (США) (операции (4, 5)).

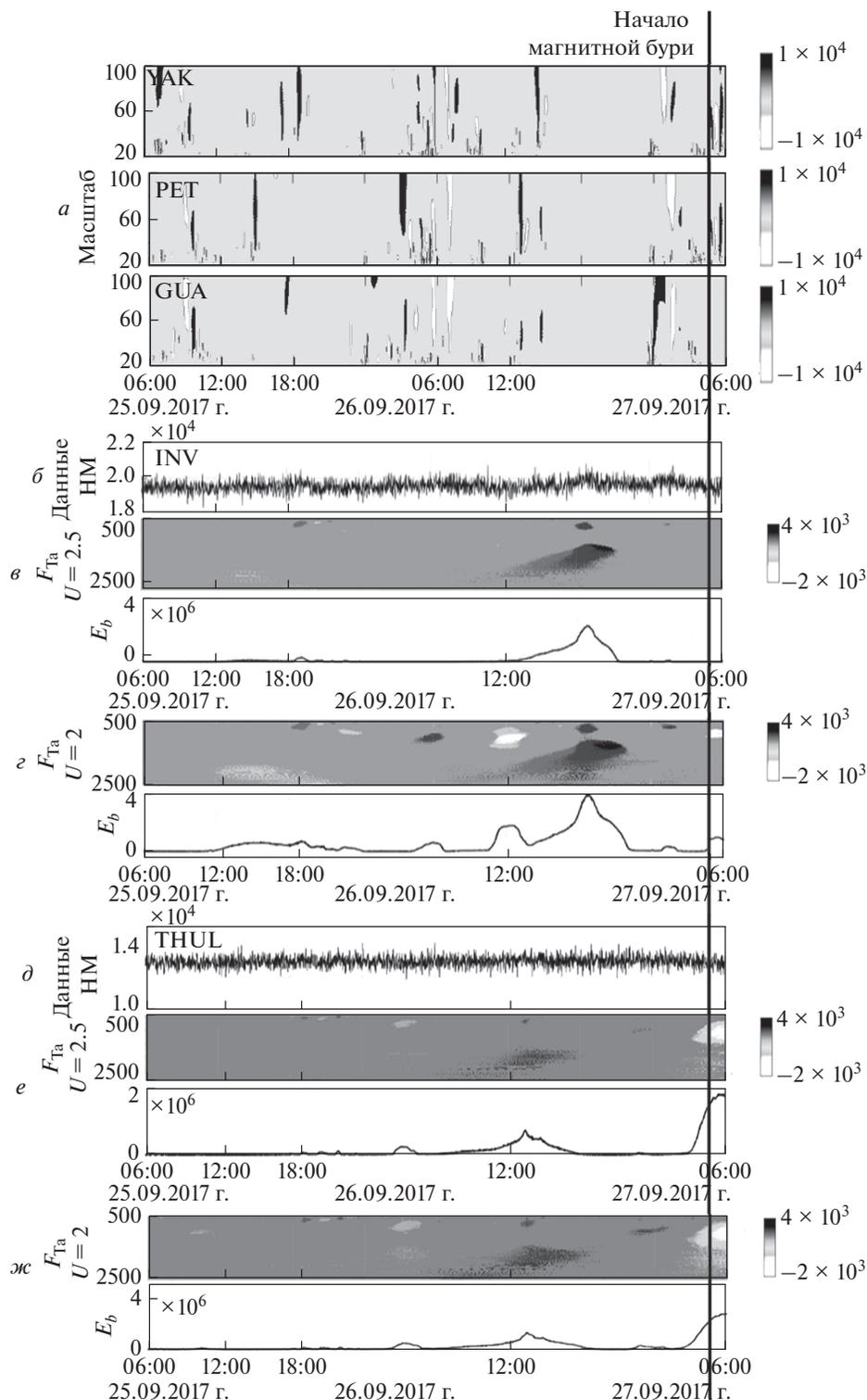


Рис. 6. Результаты обработки данных за период с 26.09.2017–27.09.2017 гг.: (а) – положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях YAK, PET и GUA (операция (4), размер скользящего временного окна равен 720 отсчетов); (б) – данные НМ ст. Инувик; (в) – применение операций (4) и (5) с величиной порога $2.5\sigma_a$ к данным ст. Инувик; (г) – применение операций (4) и (5) с величиной порога $2\sigma_a$ к данным ст. Инувик; (д) – данные НМ ст. Туле; (е) – применение операций (4) и (5) с величиной порога $2.5\sigma_a$ к данным ст. Туле; (ж) – применение операций (4) и (5) с величиной порога $2\sigma_a$ к данным ст. Туле.

$E_b^\pm = -14000$. Отметим, что в анализируемый выше спокойный период величина $v_{b,a}$ на ст. YAK не превышала значения $v_{b,a} = 1800$, а на ст. PET не превышала $v_{b,a} = 1200$ (см. рис. 1з). Величины E_b^\pm на данных станциях не выходили за пределы $E_b^\pm = \pm 1200$ (рис. 2з). Несмотря на разный характер вариаций геомагнитного поля, следует отметить наличие четко выраженного общего спектра возмущений на меридиональных станциях (рис. 3д), что указывает на преобладающее влияние кольцевого тока и подтверждает результаты работ [Rastogi, 2005; Chiaha et al., 2019].

Второе анализируемое событие произошло 9 июля 2017 г. (рис. 7 и рис. 8). Накануне магнитной бури с 5 по 8 июля ССВ находилась в пределах 360–452 км/с (рис. 8а), флуктуации B_z -компоненты ММП были в пределах ± 5 нТл (рис. 7б). Из-за прихода в начале сут 9 июля неоднородного ускоренного потока (плотность частиц достигала 60 протонов/см³, (<http://ipg.geospace.ru>)) ССВ (рис. 8а) постепенно увеличилась до 640 км/с и до конца периода оставалась на уровне 500–640 км/с, флуктуации B_z -компоненты ММП усилились до ± 10 нТл (рис. 7б). Постепенное начало слабой магнитной бури зарегистрировано 9 июля в 02:00 на ст. Баренцбург и в 01:00 на ст. Мурманск (<http://ipg.geospace.ru>).

Результаты обработки данных КЛ ст. Инувик (рис. 8е) показывают накануне события около 08:00 UT 8 июля плавное повышение интенсивности КЛ и одновременно на всех меридиональных станциях YAK, PET и GUA наблюдается четко выраженное синхронное возникновение короткопериодных геомагнитных возмущений одинакового спектра (рис. 8б). Станции находились в этот период в вечернем секторе LT. По данным ММП (рис. 7б) в эти моменты происходили кратковременные повороты на юг B_z -компоненты, но ее флуктуации не превышали ± 3 нТл. Результаты обработки геомагнитных данных авроральной зоны показывают слабые (не превышающие фоновый уровень) кратковременные изменения на находящихся в полуденном секторе станциях СМО и BRW (рис. 7д). Сопоставление выделенных возмущений с данными вариаций КЛ и с данными ММП указывает на их внешнюю природу.

Далее после 18:00 UT 8 июля по данным ст. Инувик аномальное повышение в КЛ превысило фоновый уровень и в 21:00 UT интенсивность аномалии достигла значения $E_b = 14 \times 10^5$ (рис. 8е), на всех магнитных станциях в этот период наблюдаются слабые кратковременные возрастания геомагнитной активности (рис. 8б). В моменты наибольшей интенсивности КЛ наблюдается возникновение кратковременных слабых (практически неразличимых в шуме) син-

хронных повышений геомагнитной активности на находящихся в вечернем секторе авроральных станциях FCC и YKC и на ст. YAK (рис. 7д). Отметим, что выделенные слабые кратковременные геомагнитные возмущения на станциях меридионального расположения наибольшую амплитуду имели на приэкваториальной ст. GUA (рис. 8б). Полученные результаты, аналогично событию выше, подтверждают возможность возникновения предбуревых слабых повышений в геомагнитном поле на фоне аномальных изменений в динамике КЛ и свидетельствуют об эффективности предлагаемой методики для их обнаружения.

В утренние часы 09 июля около 00:10 UT, когда B_z -компонента ММП повернулась на юг и достигла значения -10 нТл (рис. 7б), на всех меридиональных станциях наблюдается возрастание геомагнитной активности (рис. 7д) и рост авроральных индексов (рис. 7а). С приходом высокоскоростного потока ССВ постепенно возрастала от 350 км/с до 420 км/с, флуктуации B_z -компоненты ММП усилились до ± 12 нТл. Во время максимумов отрицательных значений B_z -компоненты (рис. 7б) авроральная активность существенно возросла (рис. 7а) и возникли сильные возмущения на анализируемых магнитных станциях (рис. 7д). Отметим, что в периоды сильных геомагнитных возмущений с 03:00 до 05:30 UT и с 07:00 до 13:00 UT наблюдаются резкие колебания интенсивности КЛ на ст. Туле (короткопериодное повышение и понижение, рис. 8з), свидетельствующие об изменениях в межпланетной среде. Выделенные пики в интенсивности КЛ четко совпадают с моментами резкого поворота на юг B_z -компоненты ММП (рис. 7б). Второй пик в космических лучах, связанный с началом Форбуш-понижения (рис. 8з), совпадает с моментом возникновения синхронных геомагнитных возмущений на меридиональных станциях YAK и PET (рис. 8б) и началом суббури на авроральных широтах (рис. 7а, 7д), которая на станциях полуденного сектора имела наибольшую интенсивность. Аналогично рассмотренному выше событию на всех станциях четко прослеживается общий характер спектральной структуры геомагнитных возмущений (рис. 7д), указывающий на преобладающее влияние кольцевого тока. Наиболее сильные возмущения сопровождалось повышением авроральной активности и происходили в периоды возрастания амплитуды флуктуаций и поворотов на юг B_z -компоненты ММП.

Проведенный анализ свидетельствует о сложной динамике геомагнитных возмущений в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь, исследование которой требует развития методов анализа данных и широкой сети наблюдений. Анализируемые слабые магнитные бури имели постепенное начало, наиболее сильные геомагнитные возмущения наблюдались в

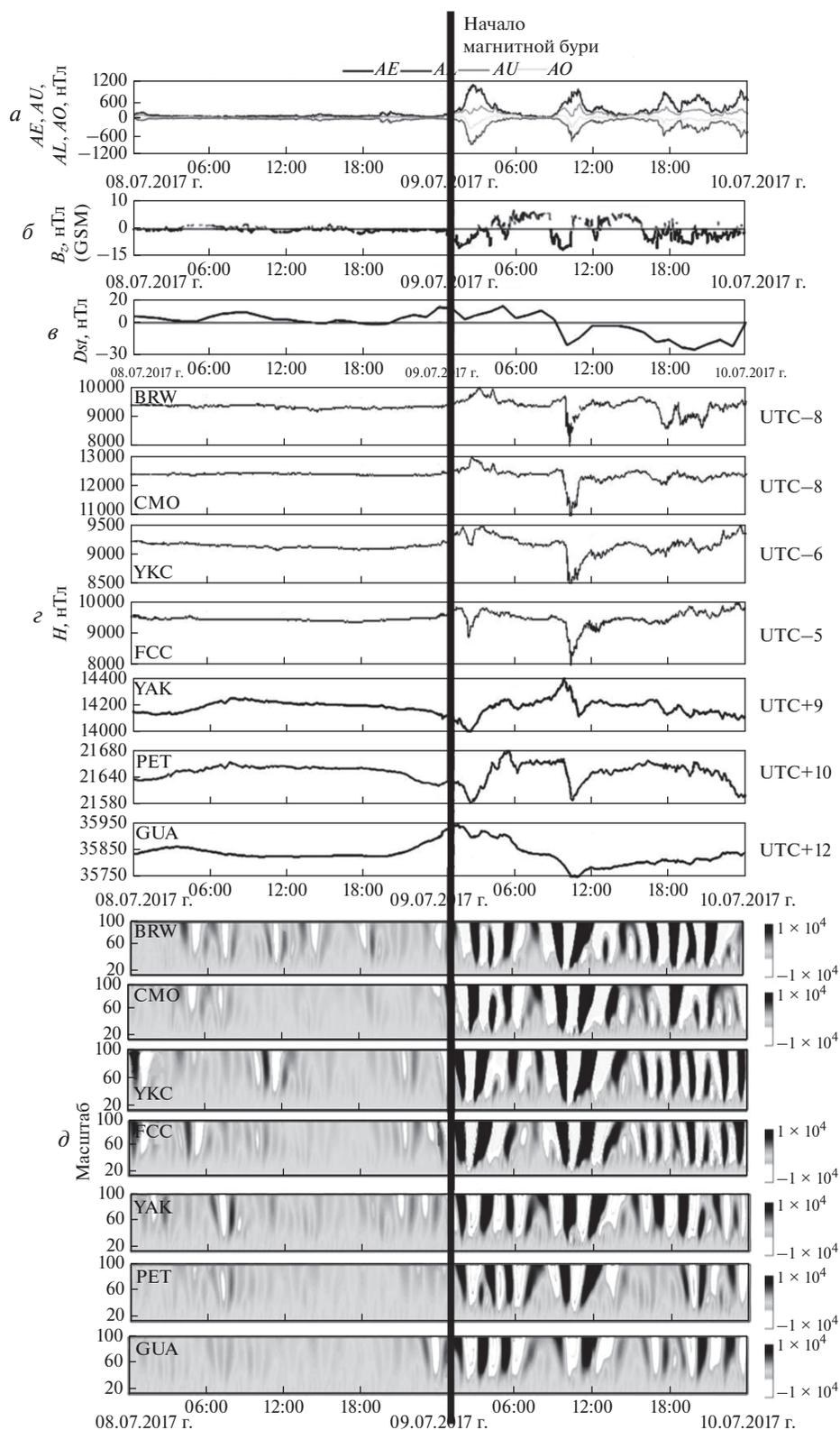


Рис. 7. Результаты обработки данных за период с 08.07.2017–10.07.2017 гг.: (а) – авроральные индексы AE , AO , AL и AU ; (б) – B_z -компонента ММП; (в) – Dst -индекс; (г) – H -компоненты геомагнитного поля станций BRW, CMO, YKC, FCC, YAK, PET и GUA; (д) – вейвлет-спектр геомагнитных возмущений в районах станций BRW, CMO, YKC, FCC, YAK, PET и GUA (операция (1)).

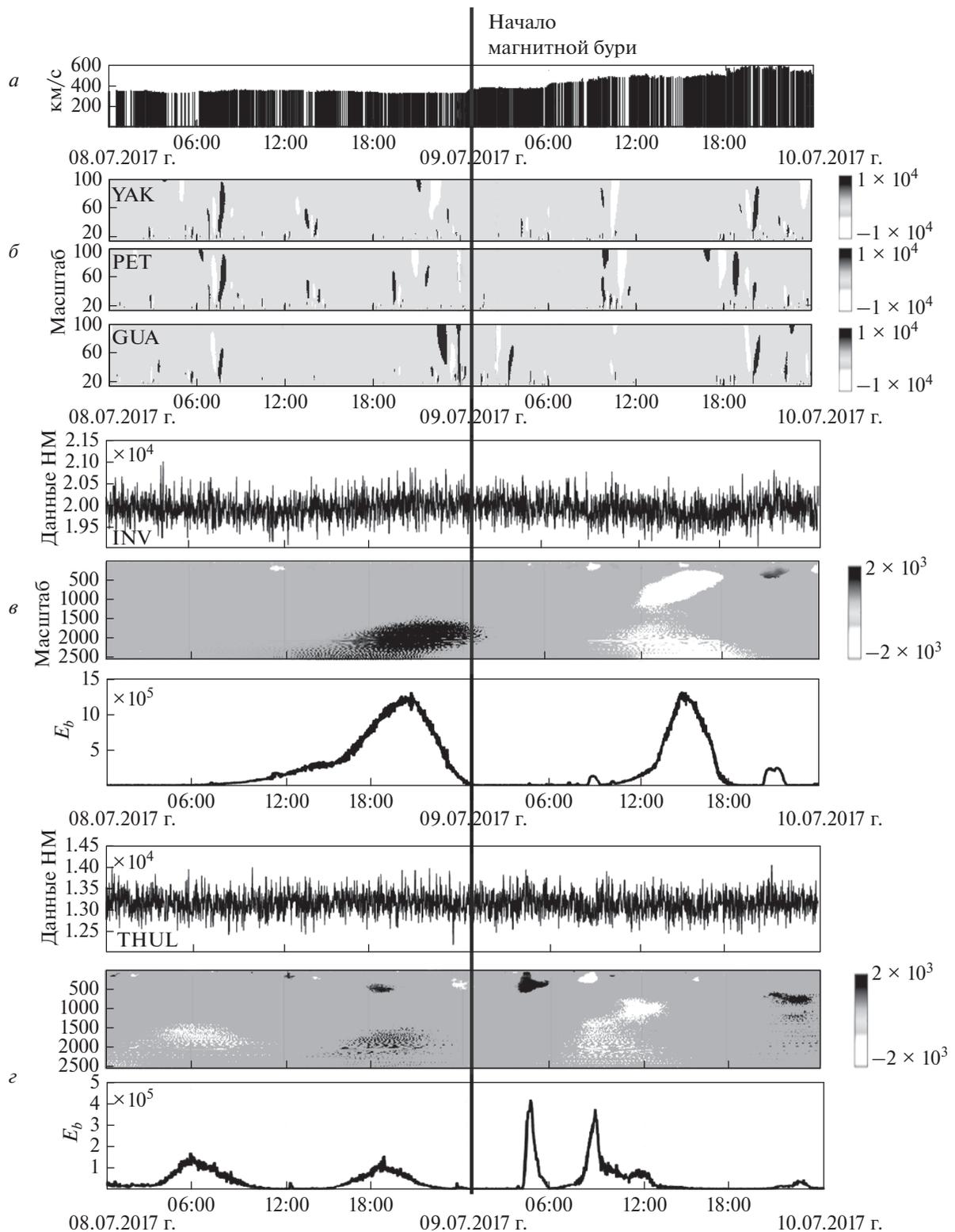


Рис. 8. Результаты обработки данных за период с 08.07.2017–10.07.2017 гг.: (а) – скорость солнечного ветра; (б) – положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях YAK, PET и GUA (операция (4), размер скользящего временного окна равен 720 отсчетов); (в) – результат обработки данных нейронного монитора ст. Инувик (США) (операции (4) и (5)); (г) – результат обработки данных нейронного монитора ст. Туле (США) (операции (4) и (5)).

периоды возрастания амплитуды флуктуаций и поворотов на юг B_z -компоненты ММП и сопровождалась существенным повышением авроральной активности. Во время событий на всех меридиональных станциях четко прослеживалась общая спектральная структура геомагнитных возмущений, что указывает на преобладающее влияние кольцевого тока и согласуется с результатами работ [Rastogi, 2005; Chiaha et al., 2019]. Применение методики показало, что в окрестностях минимумов значений H -компонент интенсивность геомагнитных возмущений ($v_{b,a}$ и E_b^{\pm}) возрастала более чем в 10 раз, по сравнению с периодами спокойного геомагнитного поля. В динамике космических лучей в эти периоды выделены аномальные изменения, характеризующие возникновение Форбуш-эффектов малой амплитуды.

Результаты исследования подтвердили возможность возникновения кратковременных слабых возрастаний геомагнитной активности, предшествующих началу магнитных бурь. Слабые возрастания геомагнитной активности накануне магнитных бурь отмечены в ряде работ [Hafez et al., 2012; Sheiner, Fridman, 2012; Mandrikova et al., 2014, 2018, 2019; Soloviev et al., 2016], но их интерпретация является сложной задачей. Применение методики позволило четко детектировать и оценить короткопериодные геомагнитные возмущения, наблюдаемые на фоне поворотов на юг B_z -компоненты ММП, слабых повышений интенсивности космических лучей и возрастаний авроральной активности. Выделенные аномалии в космических лучах характеризовались плавным повышением интенсивности, достигающей максимальной величины за несколько часов до начала магнитных бурь. Синхронное возникновение геомагнитных возмущений и наблюдаемая корреляция с изменениями параметров межпланетной среды указывает на их внешнюю природу и связь с приближающейся магнитной бурей.

5. ВЫВОДЫ

На основе новой методики выполнен детальный пространственно-временной анализ динамики геомагнитных возмущений в периоды слабых магнитных бурь 9 июля и 27 сентября 2017 г. В качестве дополнительного фактора оценки состояния околоземного космического пространства использовались данные космических лучей.

Результаты работы подтвердили эффективность разработанной методики для обнаружения аномальных изменений в геомагнитных данных разной интенсивности и продолжительности. На примере рассмотренных событий показана возможность применения методики для обнаружения слабых (малоамплитудных) геомагнитных

возмущений в периоды спокойного и слабозвозмущенного геомагнитного поля.

Применение методики к данным нейтронных мониторов показало возможность ее использования для обнаружения Форбуш-эффектов в вариациях космических лучей. Экспериментально доказана эффективность методики для обнаружения Форбуш-эффектов малой амплитуды, которые могут предшествовать началу магнитных бурь и служить их предикторами.

Численная реализация методики обеспечит возможность ее применения в оперативном анализе в задачах прогноза космической погоды, что определяет важную прикладную значимость исследования.

Авторы планируют продолжить исследование в данном направлении с расширением статистического материала и с последующим уточнением параметров используемых вычислительных решений с целью повышения эффективности методики. На следующем этапе работы планируется выполнить анализ сильных и умеренных магнитных бурь с резким и постепенным началом для выявления особенностей возникновения и распространения геомагнитных возмущений в эти периоды.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность институтам, выполняющим поддержку станций нейтронных мониторов (<http://cosray.unibe.ch/>), (<http://spaceweather.izmiran.ru/rus/fds2015.html>), наземных магнитометров (www.intermagnet.org) и данных межпланетного магнитного поля и солнечного ветра (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>), которые использовались в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках Государственного задания по теме “Физические процессы в системе ближнего космоса и геосфер при солнечных и литосферных воздействиях” (2021–2023 г.) № гос. регистрации АААА-А21-121011290003-0.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абуни А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Форбуш-эффекты с внезапным и постепенным началом // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 52. № 3. С. 313–320. 2012.
- Анисимов С.В., Шихова Н.М., Клейменова Н.Г. Среднширотные геомагнитные пульсации Pc1: результаты наблюдений и статистические оценки // Физика Земли. № 5. С. 27–37. 2018.
- Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физ. наук. Т. 166. № 11. С. 1145–1170. 1996.

- Кузнецов В.Д. Космическая погода и риски космической деятельности // Космич. техника и технологии. № 3(6). С. 3–13. 2014.
- Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Громова Л.И., Громов С.В., Мальшева Л.М. Суперсуббури во время бурь 7–8 сентября 2017 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 308–317. 2020.
- Зайцев А.Н., Далин П.А., Застенкер Г.Н. Резкие вариации потока ионов солнечного ветра и их отклик в возмущениях магнитного поля земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 6. С. 752–759. 2002.
- Зелинский Н.Р., Клейменова Н.Г., Громова Л.И. Применение нового метода частотно-временных преобразований для анализа характеристик геомагнитных пульсаций $Pc 5$ // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 5. С. 602–608. 2017.
- Клейменова Н.Г. Влияние космической погоды на человека // Земля и Вселенная. № 6. С. 74–82. 2013.
- Богоутдинов Ш.Р., Агаян С.М., Гвишиани А.Д., Граева Е.М., Родкин М.В., Злотники Ж., Ле Муэль Ж.Л. Алгоритмы нечеткой логики в анализе электротеллурических данных в связи с мониторингом вулканической активности // Физика Земли. № 7. С. 72–85. 2007.
- Лазутин Л.Л. Мировые и полярные магнитные бури. М.: НИИЯФ МГУ, 216 с. 2012.
- Мандрикова О.В., Богданов В.В., Соловьев И.С. Вейвлет-анализ данных магнитного поля Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 2. С. 282–288. 2013. <https://doi.org/10.7868/S0016794013020107>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А. и др. Основные свойства Форбуш-эффектов, связанных с высокоскоростными потоками из корональных дыр // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 163–176. 2018а.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А. и др. Долгопериодные изменения количества и величины форбуш-эффектов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 5. С. 638–647. 2018б.
- Старков Г.В. Планетарная динамика аврорального свечения. Физика околоземного космического пространства. Т. 1. Апатиты: Изд-во Кольск. науч. центра РАН, 706 с. 2000.
- Топтыгин И.Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука, 304 с. 1983.
- Akasofu S.-I., Lepping R.P. Interplanetary magnetic field and magnetospheric substorms // Planet. Space Sci. V. 25. № 10. P. 895–897. 1977.
- Bailey R.L., Leonhardt R. Automated detection of geomagnetic storms with heightened risk of GIC // Earth, Planets and Space. V. 68. 99(2016). 2016. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0477-2>
- Chiaha S.O., Ugonabo O.J., Okpala K.C. A study on the effects of solar wind and interplanetary magnetic field on geomagnetic H -component during geomagnetic storms // Intern. J. Physi. Sci. V. 13. № 15. P. 230–234. 2019.
- Chui C.K. An introduction to wavelets. N.Y.: Academic Press, N.Y., 264 p. 1992.
- Daubechies I. Ten Lectures on Wavelets. CBMS-NSF Lecture Notes, 377 p. 1992.
- Davis T., Sugiura M. Auroral Electrojet Activity Index AE and Its Universal Time Variations // J. Geophys. Res. V. 71. № 3. P. 785–801. 1966.
- Hafez A.G., Ghamry E., Yayama H., Yumoto K. Wavelet Spectral Analysis Technique for Automatic Detection of Geomagnetic Sudden Commencements // IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing. V. 50. № 11. P. 4503–4512. 2012.
- Jach A., Kokoszka P., Sojka, J., Zhu L. Wavelet-based index of magnetic storm activity // J. Geophys. Res. V. 111. A09215. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006JA011635>
- Kane R.P. A comparative study of geomagnetic, interplanetary, and cosmic ray storms // J. Geophys. Res. V. 82. № 4. P. 561–577. 1977.
- Livada M., Mavromichalaki H., Plainaki C. Galactic cosmic ray spectral index: the case of Forbush decreases of March 2012 // Astrophys Space Sci. V. 363. P. 8(2018). 2018. <https://doi.org/10.1007/s10509-017-3230-9>
- Mallat S. A Wavelet tour of signal processing. Academic Press, 832 p. 1999.
- Mandrikova O.V., Soloviev I.S., Zalyaev T.L. Methods of analysis of geomagnetic field variations and cosmic ray data // Earth, Planets and Space. V. 66. P. 148(2014). 2014. <https://doi.org/10.1186/s40623-014-0148-0>
- Mandrikova O.V., Soloviev I.S., Khomutov S.Yu., Geppener V.V., Klionskiy D.M., Bogachev M.I. Multiscale variation model and activity level estimation algorithm of the Earth's magnetic field based on wavelet packets // Ann. Geophys. V. 36. № 5. P. 1207–1215. 2018.
- Mandrikova O., Rodomanskay A., Zaitsev A. Analysis of the geomagnetic disturbances dynamics during periods of increased solar activity and magnetic storms (by measurements of INTERMAGNET station network) // E3S Web of Conf. V. 127. 02003 (2019). 2019. <https://doi.org/10.1051/e3sconf/201912702003>
- Ni S.-L., Gu B., Han Z.-Y. Interplanetary coronal mass ejection induced forbush decrease event: a simulation study with one-dimensional stochastic differential method // Acta Physica Sinica. V. 66. 139601. 2017. <https://doi.org/10.7498/aps.66.139601>
- Nose M., Iyemori T., Takeda M., Kamei T., Milling D.K., Orr D., Singer H.J., Worthington E.W., Sumitomo N. Automated detection of Pi 2 pulsations using wavelet analysis: 1. Method and an application for substorm monitoring // Earth Planets Space. V. 50. № 9. P. 773–783. 1998.
- Nose M. Automated detection of Pi 2 pulsations using wavelet analysis: 2. An application for dayside Pi 2 pulsation study // Earth Planets Space. V. 51. № 1. P. 23–32. 1999.
- Rastogi R.G. Magnetic storm effects in H and D components of the geomagnetic field at low and middle latitudes // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 67. № 7. P. 665–675. 2005.
- Sheiner O.A., Fridman V.M. The features of microwave solar radiation observed in the stage of formation and initial propagation of geoeffective coronal mass ejections // Radiophysics and Quantum Electronics. V. 54. № 10. P. 655–666. 2012.
- Soloviev A., Agayan S., Bogoutdinov S. Estimation of geomagnetic activity using measure of anomalousness // Annals geophys. V. 59. G0653. 2016. <https://doi.org/10.4401/ag-7116>
- Sugiura M. Hourly values of equatorial Dst for the IGY // Ann. Int. Geophys. V. 35. P. 7–45. 1964.

- *Tsurutani B.T., Gonzalez W.D., Tang F., Akasofu S., Smith E.* Origin of interplanetary southward magnetic fields response for major magnetic storms near solar maximum (1978–1979) // *J. Geophys. Res.* V. 93. A8. 1988.
<https://doi.org/10.1029/JA093iA08p08519>
- *Vecchio A., Laurenza M., Storini M., Carbone V.* New insights on cosmic ray modulation through a joint use of non-stationary data-processing methods // *Adv. Astron.* V. 2012. id.834247.
<https://doi.org/10.1155/2012/834247>
- *Vipindas V., Gopinath S., Girish T.E.* Periodicity analysis of galactic cosmic rays using Fourier, Hilbert, and higher-order spectral methods // *Astrophys. Space Sci.* V. 361. P. 135(2016). 2016.
<https://doi.org/10.1007/s10509-016-2719-y>
- *Xu A., Zhu L., Sojka J., Kokoszka P., Jach A.* An Assessment Study of the Wavelet-Based Index of Magnetic Storm Activity (WISA) and its Comparison to the Dst Index // *J. Atmos Solar-Terr. Physics.* V. 70. № 11. P. 1579–1588. 2008.

УДК 550.388.2

ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПУЗЫРИ: ИЗМЕНЧИВОСТЬ ШИРОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ С ВЫСОТОЙ

© 2021 г. Л. Н. Сидорова*

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

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

Поступила в редакцию 22.11.2020 г.

После доработки 19.01.2021 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Предметом исследования являются ионосферные плазменные неоднородности, известные как экваториальные плазменные пузыри (equatorial plasma bubbles). Изучена изменчивость широтных распределений вероятности наблюдения пузырей с ростом высоты наблюдения. Для этого использованы данные спутников ISS-b (~972–1220 км), ROCSAT-1 (~600 км) и AE-E (~300 км, ~350–475 км) на разных орбитальных высотах. Рассматривались разные сезоны в годы повышенной и максимальной солнечной активности. 1. Показано, что широтные распределения экваториальных плазменных пузырей на высотах их генерации в основных чертах повторяются на высотах верхней ионосферы (~972–1220 км). Эта характеристика обнаружена благодаря тому, что на высотах верхней ионосферы пузыри регистрировались не по обеднению в суммарной ионной или электронной плотности, а как структуры с пониженной концентрацией в ионах гелия He^+ . 2. Обнаружено, что в широтных распределениях вероятности наблюдения пузырей с ростом высоты наблюдения (от ~600 км до ~1000 км) помимо центрального (экваториального) максимума развиваются дополнительные среднеширотные максимумы. Эта особенность наиболее ярко проявляется в обоих полушариях в периоды равноденствий и в зимних полушариях. 3. Выявлено, что положения среднеширотных максимумов сдвигаются к экватору с ростом высоты наблюдения. Это хорошо согласуется с пространственным (широтно-высотным) ходом магнитных силовых трубок, вдоль которых “вытянуты” плазменные пузыри, достигшие своих предельных высот.

DOI: 10.31857/S0016794021040167

1. ВВЕДЕНИЕ

В 70-х годах прошлого столетия началось интенсивное исследование ионосферных плазменных неоднородностей, развивающихся под влиянием ряда электродинамических процессов, характерных для экваториальных широт. На основе радарных [Woodman and La Hoz, 1976; Tsunoda, 1980], ионзондовых [Abdu et al., 1983] и спутниковых [McClure et al., 1977] измерений был выявлен класс неоднородностей с плазменной плотностью, пониженной по отношению к фоновой плотности от нескольких раз до нескольких порядков величины. Такие неоднородности могли достигать нескольких сотен километров в поперечном (восток–запад) сечении, тысяч километров в продольном (север–юг) сечении и подниматься до высот верхней ионосферы. Впоследствии эти неоднородности были названы экваториальными плазменными пузырями, equatorial plasma bubbles, (EPB).

Неоднократно на основе спутниковых и наземных наблюдений предпринимались попытки

получить широтные распределения вероятности наблюдения EPB на разных ионосферных высотах. Однако недостаточное количество измерений не позволяло получать уверенные выводы ни о широтных распределениях EPB, ни об их изменчивости с ростом высоты наблюдения [Abdu et al., 2000]. По этой причине проблема долгое время оставалась плохо изученной.

Например, по измерениям, проведенным в разные сезоны в годы повышенной солнечной активности, были получены широтные распределения EPB на высотах основания F -области (см., например, данные спутника AE-E, ~300–475 км) [Kil and Heelis, 1998]. Эти распределения были сравнены с широтными распределениями EPB, полученными на высотах ~600 км (спутник ROCSAT-1) [Su et al., 2006]. Было указано, что при базовом сходстве широтных гистограмм вероятности наблюдения EPB в области низких и экваториальных широт между ними все же имеются принципиальные различия, выявляемые на средних широтах [Su et al., 2006]. Так, на гисто-

Таблица 1. Сводка данных, используемых при сравнительном анализе

Публикация	Спутник	Параметр	LT-интервал	Высоты, км	Наклонение/ ограничение по широтам	Годы	$F_{10.7}$
Наше исследование	ISS-b	P_{EPB}	18:00–06:00	~972–1220	~70°/ ±60° DIPLAT	1978–1979	150–220
Su et al., 2006	ROCSAT-1	$P_{\delta} > 0.3\%$	18:00–06:00	~600	35°/ ±55° DIPLAT	1999–2004	107–181
Kil and Heelis, 1998	AE-E	$P_{\delta} > 1\%$	19:00–05:00	~300–475	19.7°/ ±40° DIPLAT	1978–1980	~185

Таблица 2. Сезонные периоды наблюдений

Публикация	ЗИМНЕЕ СОЛНЦЕСТОЯНИЕ	ВЕСЕННЕЕ РАВНОДЕНСТВИЕ	ЛЕТНЕЕ СОЛНЦЕСТОЯНИЕ	ОСЕННЕЕ РАВНОДЕНСТВИЕ
Наше исследование	Ноябрь–январь	Февраль–апрель	Май–июнь	Август–октябрь
Su et al., 2006	Декабрь	Март	Июнь	Сентябрь
Kil and Heelis, 1998	Ноябрь–январь	Февраль–апрель	Май–июль	Август–октябрь

граммах, характерных для высот ~600 км, помимо экваториального максимума вероятности появляются дополнительные среднеширотные пики вероятности. Авторы работы [Su et al., 2006] выдвинули предположение, что за появление среднеширотных пиков ответственны не EPB, а ионосферные плазменные неоднородности иной природы. Однако дальнейшего развития эта идея не получила.

С другой стороны, согласно результатам, полученным в работах [Sidorova and Filippov, 2012, 2014; Сидорова и Филиппов, 2013], EPB, выявляемые гораздо выше, т.е. на высотах верхней ионосферы (~972–1220 км, спутник ISS-b), чаще всего регистрируются как раз в области средних широт. Согласно указанным исследованиям, EPB обнаруживаются на высотах верхней ионосферы как области с пониженной концентрацией ионов гелия He^+ и существуют там довольно продолжительное время [Сидорова и Филиппов, 2014].

Задача данной работы – провести детальный сравнительный анализ широтных распределений вероятности наблюдения EPB, регистрируемых на разных высотах. Для этого привлечены данные спутников ISS-b, ROCSAT-1, AE-E, летавших на разных орбитальных высотах в годы повышенной и максимальной солнечной активности.

2. ДАННЫЕ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Сводка данных, использованных в настоящем исследовании, представлена в табл. 1.

2.1. Экваториальные плазменные пузыри (EPB)

а. Данные спутника ISS-b. Широтные распределения вероятности наблюдения EPB (P_{EPB}) были получены по данным спутника ISS-b [RRL, 1983, 1985] в годы с высокой солнечной актив-

ностью (1978–1979 гг., $F_{10.7} \sim 150–220$). Спутник ISS-b имел квазикруговую орбиту с наклоном ~70° и покрывающую высоты верхней ионосферы (~972–1220 км), (табл. 1).

Для построения широтных зависимостей использовались наблюдения плазменных областей с пониженной концентрацией ионов гелия He^+ . Согласно исследованиям, проведенным нами ранее [Sidorova, 2007, 2008; Sidorova and Filippov, 2012; Сидорова и Филиппов, 2014], эти области, регистрируемые на высотах верхней ионосферы, можно интерпретировать как плазменные пузыри экваториального происхождения (EPB). Для построения использовались лишь только те EPB, концентрация которых уменьшалась в два раза и более по отношению к фону.

Широтные гистограммы P_{EPB} были построены для всех сезонов (зима, весна, лето, осень). Сезонные значения P_{EPB} рассчитывались как медианы за трехмесячный период наблюдений, центрированный относительно солнцестояний/равноденствий (табл. 2). Исключение составлял лишь летний сезон. Значения P_{EPB} были рассчитаны за два месяца наблюдений (май–июнь), поскольку данные за июль месяц отсутствовали.

Значения P_{EPB} были построены вдоль дипольных широт с шагом в 5°. Они были рассчитаны по данным о EPB за двухлетний период наблюдений (1978–1979 гг., $F_{10.7} \sim 150–220$) [RRL, 1983, 1985]. Использовались данные, полученные в магнитоспокойные и умеренно-возмущенные периоды ($Kp \leq 3$). Эти данные выявлялись по широтному интервалу ±60° DIPLAT за период 18–06 LT. Полученные гистограммы P_{EPB} приведены на рис. 1а–4а. На этих же рисунках приведено схематическое изображение выделенной магнитной силовой трубки. Она показана в виде дуги, построенной относительно высот и дипольных широт.

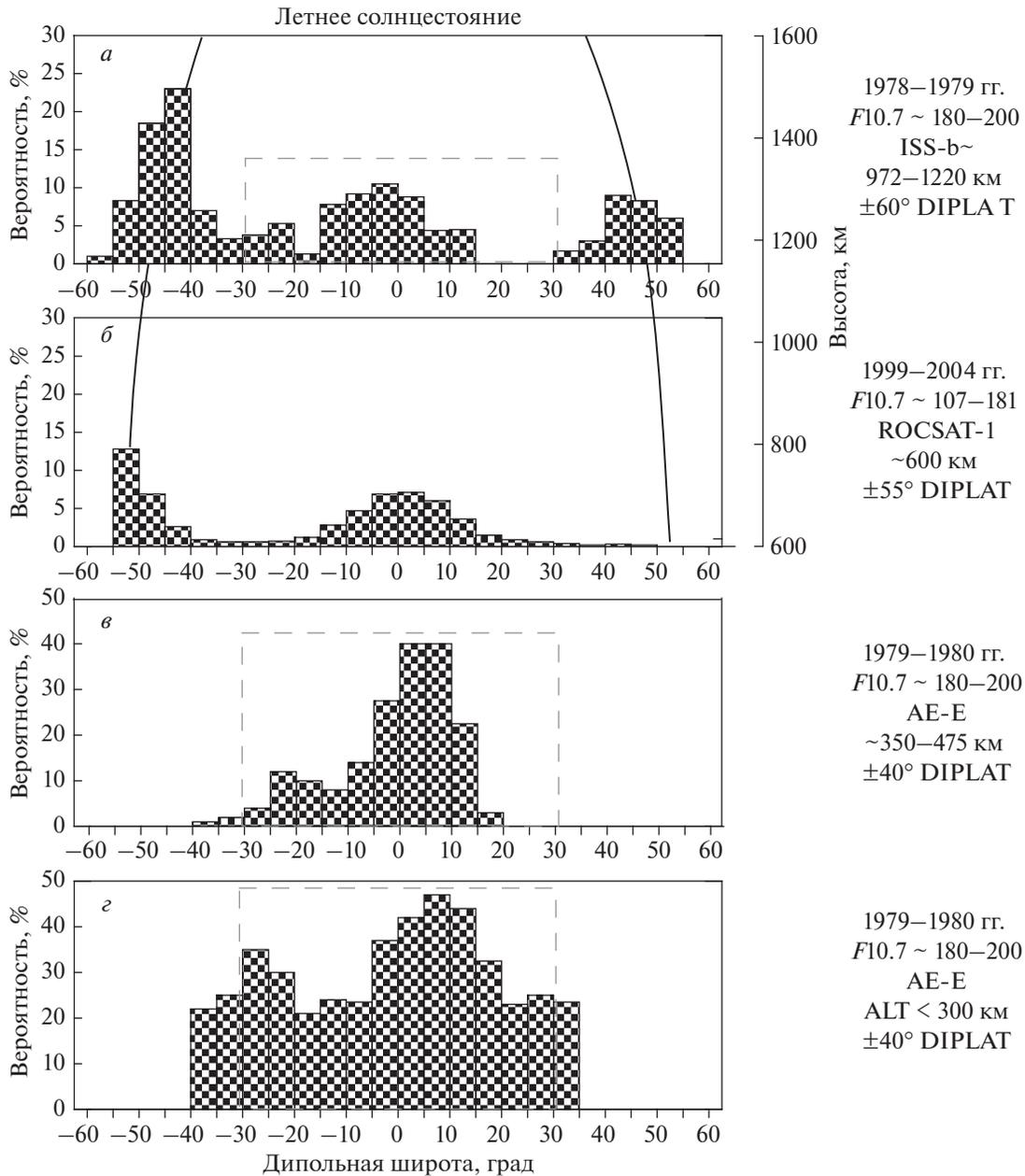


Рис. 1. Распределения вероятностей ЕРВ, построенные в зависимости от дипольной широты для летнего солнцестояния. Прямоугольниками выделены части гистограмм с характерным сходством в форме вариаций.
 (а) – Гистограмма $P_{\text{ЕРВ}}$, полученная по данным спутника ISS-b. Значения $P_{\text{ЕРВ}}$ рассчитаны для полосы широт $\pm 60^\circ$ DIPLAT и построены вдоль дипольных широт с шагом в 5° . Схематическое изображение выделенной магнитной силовой трубки показано дугообразной кривой, построенной относительно высот (шкала справа) и дипольных широт.
 (б) – Гистограмма $P_{\delta > 0.3\%}$, полученная по данным ROCSAT-1 [Su et al., 2006]. Значения $P_{\delta > 0.3\%}$, получены для полосы широт $\pm 55^\circ$ DIPLAT и построены вдоль дипольных широт с шагом в 5° . Части дуги представляют собой схематическое изображение выделенной магнитной силовой трубки, построенной относительно высот (шкала справа) и дипольных широт.
 (в) – Гистограмма $P_{\delta > 1\%}$, полученная по данным AE-E для высотного диапазона $\sim 350\text{--}475$ км [Kil and Heelis, 1998]. Значения $P_{\delta > 1\%}$ рассчитаны для полосы широт $\pm 40^\circ$ DIPLAT и построены вдоль дипольных широт с шагом в 5° .
 (з) – Гистограмма $P_{\delta > 1\%}$, полученная по данным AE-E для высот ~ 300 км и несколько ниже [Kil and Heelis, 1998]. Значения $P_{\delta > 1\%}$ рассчитаны для полосы широт $\pm 40^\circ$ DIPLAT и построены вдоль дипольных широт с шагом в 5° .

б. Данные спутника ROCSAT-1. В работе [Su et al., 2006] были представлены широтные распределения вероятности наблюдения ЕРВ, рассчитанные по данным спутника ROCSAT-1, полученным в

период высокой и максимальной солнечной активности (1999–2004 гг., $F_{10.7} \sim 107\text{--}181$). Известно, что спутник ROCSAT-1 имел квазикруговую орбиту с наклоном $\sim 35^\circ$ и высотой ~ 600 км.

В работе рассматривались ионосферные неоднородности (ЕРВ), выявляемые по флуктуации ионной плотности N_i . Для расчета использовались только те значения N_i , относительные отклонения которых ($\delta = \Delta N_i / \bar{N}_i$) превышали 0.3% ($\delta > 0.3\%$). Измерительные приборы, установленные на борту спутника, имели высокое пространственное разрешение, что позволяло регистрировать неоднородности размером от 7.5 до 75 км. Данные собирались в широтном интервале $\pm 55^\circ$ DIPLAT за период 18–06 LT. Для расчета использовались данные о ЕРВ, выявленные за пять лет наблюдений (1999–2004 гг.) (табл. 1). Гистограммы рассчитывались для каждого сезона за один характерный месяц наблюдения ЕРВ (месяц солнцестояния/равноденствия) (табл. 2).

Значения $P_{\delta > 0.3\%}$ были построены вдоль дипольных широт с шагом в 5° . Полученные гистограммы $P_{\delta > 0.3\%}$ приведены на рис. 1б–4б. На этих же рисунках приведено схематическое изображение выделенной магнитной силовой трубки. Она показана в виде двух частей дуги, построенной относительно высот и дипольных широт.

в. Данные спутника АЕ-Е. Кроме того, для сравнительного анализа были использованы широтные распределения вероятности наблюдения ЕРВ, полученные Kil and Heelis [1998] по данным спутника АЕ-Е (~300–475 км). Структуры ЕРВ были выявлены по флуктуациям ионной плотности N_i со значением $\delta > 1\%$. Приборные характеристики и методика отбора данных, используемая в работе, позволяли выявлять неоднородности размером от 100 до 1000 км.

Гистограммы распределений вероятности наблюдения ЕРВ ($P_{\delta > 1\%}$) были построены вдоль дипольных широт с шагом в 5° . Данные были собраны в широтном интервале $\pm 40^\circ$ DIPLAT. Для расчета $P_{\delta > 1\%}$ использовались данные, взятые из интервала 19–04 LT в двух высотных регионах: ниже ~300 км и ~350–475 км. Медианные значения $P_{\delta > 1\%}$ были рассчитаны за двухлетний период наблюдений (1978–1980 гг.) с характерным повышенным уровнем солнечной активности ($F_{10.7} \sim 185$).

Значения $P_{\delta > 1\%}$ были рассчитаны для каждого сезона как медианные значения за трехмесячный период наблюдений, центрированный относительно солнцестояний/равноденствий (табл. 2). Указанные гистограммы представлены на рис. 1в, 2–4в, г.

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Проведем детальный сравнительный анализ широтных распределений вероятности ЕРВ (рис. 1–4), полученных на разных ионосферных высотах. Укажем, что данные о ЕРВ, используемые для расчета распределений, были получены в

годы повышенной либо максимальной солнечной активности, т.е. при сходных гелиофизических условиях. Следует также указать, что условия повышенной и максимальной солнечной активности наиболее благоприятны для генерации ЕРВ [Gentile et al., 2006].

Если рассматривать *периоды солнцестояний* (летнее, зимнее солнцестояния), то для широтных распределений вероятности наблюдения ЕРВ на высотах ниже ~300 км и на высотах ~350–475 км (АЕ-Е) характерно доминирование центрального экваториального максимума вероятности (рис. 1в–1г, рис. 2в–2г). В форме этого максимума наблюдается некоторая асимметрия: появляется боковой “лепесток” на широтах $-(20^\circ-30^\circ)$ DIPLAT в южном зимнем полушарии. Наиболее ярко это проявляется на высотах ниже ~300 км (рис. 1г, 2г). Очевидно, что ЕРВ чаще генерируются в зимнем полушарии, чем в летнем. Однако на высотах ~600 км (ROCSAT-1) этот эффект исчезает (рис. 1б–2б) и опять проявляется, но уже на высотах верхней ионосферы ~972–1220 км (ISS-b) (рис. 1а, 2а).

С другой стороны, на высотах ~600 км начинает проявляться иная особенность, а именно: в обоих полушариях в диапазоне широт $\pm(50^\circ-55^\circ)$ DIPLAT появляются дополнительные максимумы вероятности наблюдения ЕРВ. Эти среднеширотные максимумы испытывают значительный рост в распределениях ЕРВ, выявляемых на высотах ~972–1220 км (ISS-b) (рис. 1а, 2а). Хотя появляются они там уже не на прежних широтах, а на $\pm(45^\circ-50^\circ)$ DIPLAT, т.е. на широтах, слегка сдвинутых к экватору (рис. 1а, 2а). Причины этого сдвига будут обсуждаться в следующем разделе. Кроме того, хорошо видно, что среднеширотные максимумы больше по величине в зимнем полушарии, чем в летнем (рис. 1а, б–2а, б). Видно также, что на высотах верхней ионосферы (~972–1220 км) они начинают доминировать по отношению к центральному экваториальному максимуму (рис. 1а–2а).

Заметим, что широтные распределения вероятности наблюдения ЕРВ, построенные на разных высотах, мы не сравниваем между собой по абсолютным значениям. Полагаем, что такое сравнение является не совсем корректным, поскольку для их построений использовались данные о ЕРВ, полученные от разных спутников, имеющих измерительные приборы, отличные друг от друга. Более того, для выявления структур ЕРВ в разных работах применялись разные подходы и методы обработки данных.

Если рассматривать *периоды равноденствий* (осеннее, весеннее равноденствия) (рис. 3–4), то для широтных распределений вероятности наблюдения ЕРВ на высотах ниже ~300 км и на высотах ~350–475 км (АЕ-Е) также характерно

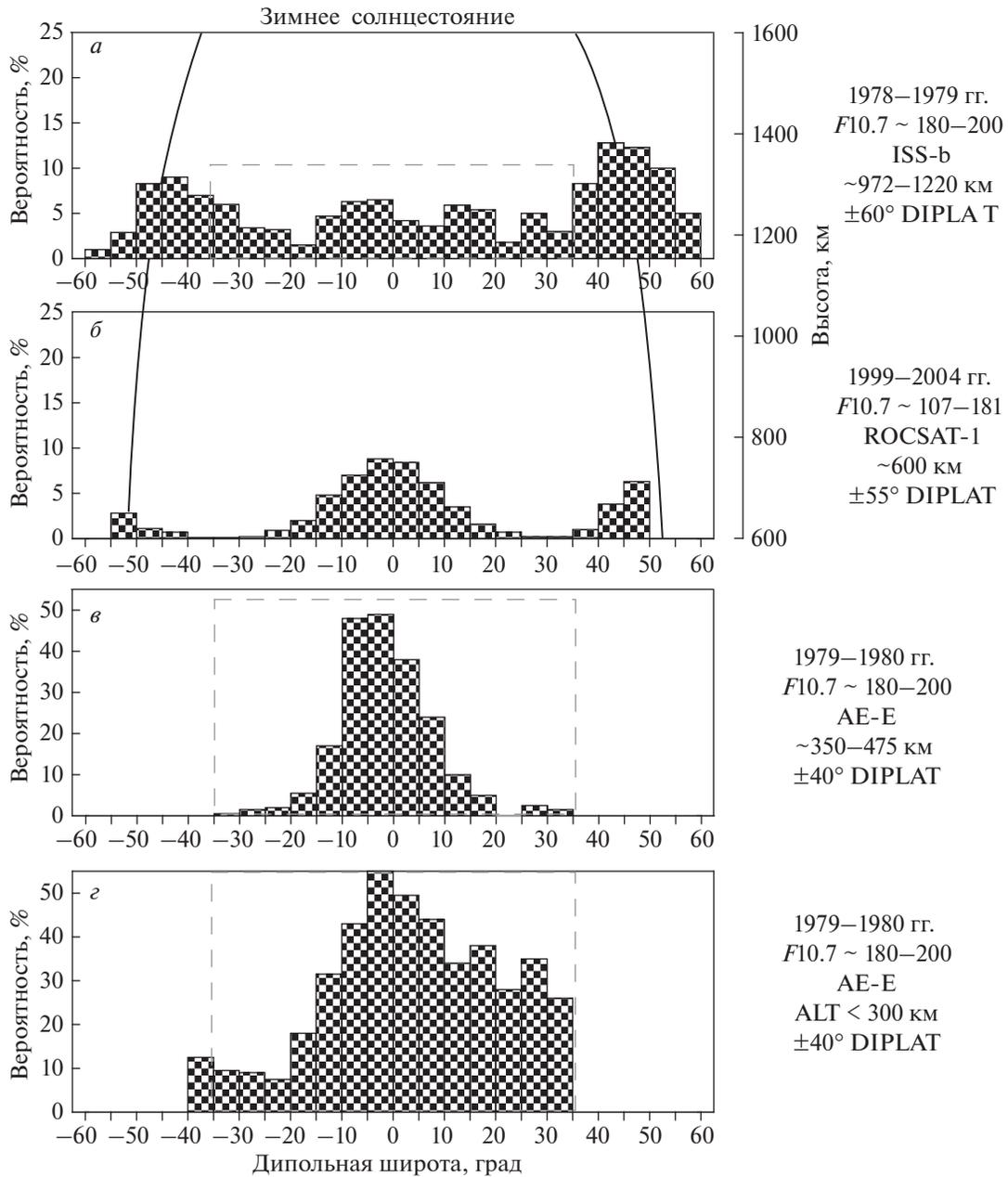


Рис. 2. То же, что на рис. 1, только для зимнего солнцестояния.

доминирование центрального экваториального максимума вероятности (рис. 3а–3г, 4а). Несколько выбивается из этой картины широтное поведение ЕРВ в весенний период на высотах ниже ~ 300 км (рис. 4з). Здесь помимо центрального экваториального максимума вероятности в низких широтах $\pm(20^\circ\text{--}30^\circ)$ DIPLAT развиваются боковые “лепестки” вероятности. Наиболее значительный “лепесток”, превалирующий над экваториальным максимумом, наблюдается в северном полушарии. Оба “лепестка” исчезают выше (рис. 4в–4б), т.е. на высотах $\sim 350\text{--}475$ км (AE-E) и ~ 600 км (ROCSAT-1).

Однако опять проявляются на высотах верхней ионосферы $\sim 972\text{--}1220$ км (ISS-b) (рис. 4а). Причины этого явления обсудим в следующем разделе.

И опять же, на высотах ~ 600 км (ROCSAT-1) помимо центрального экваториального максимума на широтах $\pm(50^\circ\text{--}55^\circ)$ DIPLAT появляются дополнительные среднеширотные максимумы (рис. 3б, 4б). Эти максимумы показывают значительный рост относительно центрального максимума на гистограммах, выявляемых на высотах $\sim 972\text{--}1220$ км (ISS-b) (рис. 3а, 4а). И, как указывалось выше, появляются они уже не на прежних

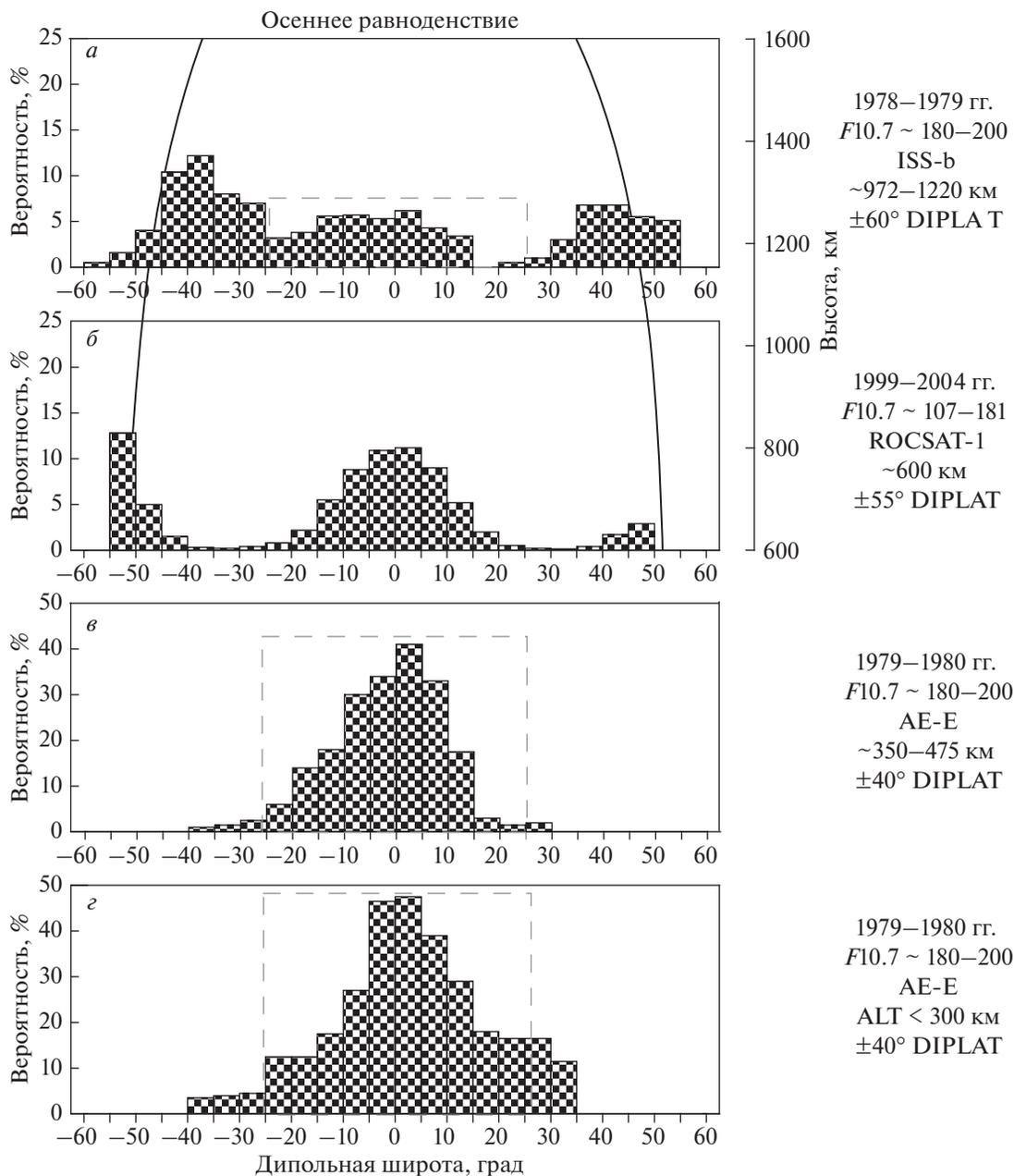


Рис. 3. То же, что на рис. 1, только для осеннего равноденствия.

широтах, а на широтах $\pm(45^\circ-50^\circ)$ DIPLAT, слегка сдвинутых к экватору (рис. 3а, 4а). Присутствует небольшая разница в величинах этих максимумов в разных полушариях, однако эта разница не так отчетливо выражена как в периоды солнцестояний.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В результате детального сравнительного анализа широтных распределений вероятности наблюдения ЕРВ в периоды солнцестояний и рав-

ноденствий было обнаружено, что по мере роста высоты наблюдения накапливается ряд существенных изменений в форме указанных гистограмм (рис. 1–4). Так, если в низких и экваториальных широтах еще может наблюдаться их базовое сходство, то на средних широтах у них появляются кардинальные различия. Рассмотрим эти тенденции и обсудим причины их развития.

Сначала проанализируем широтные распределения вероятности ЕРВ, полученные по данным спутника АЕ-Е на высотах ниже ~ 300 км и на высотах $\sim 350-475$ км (рис. 1в, 2–4в, 2).

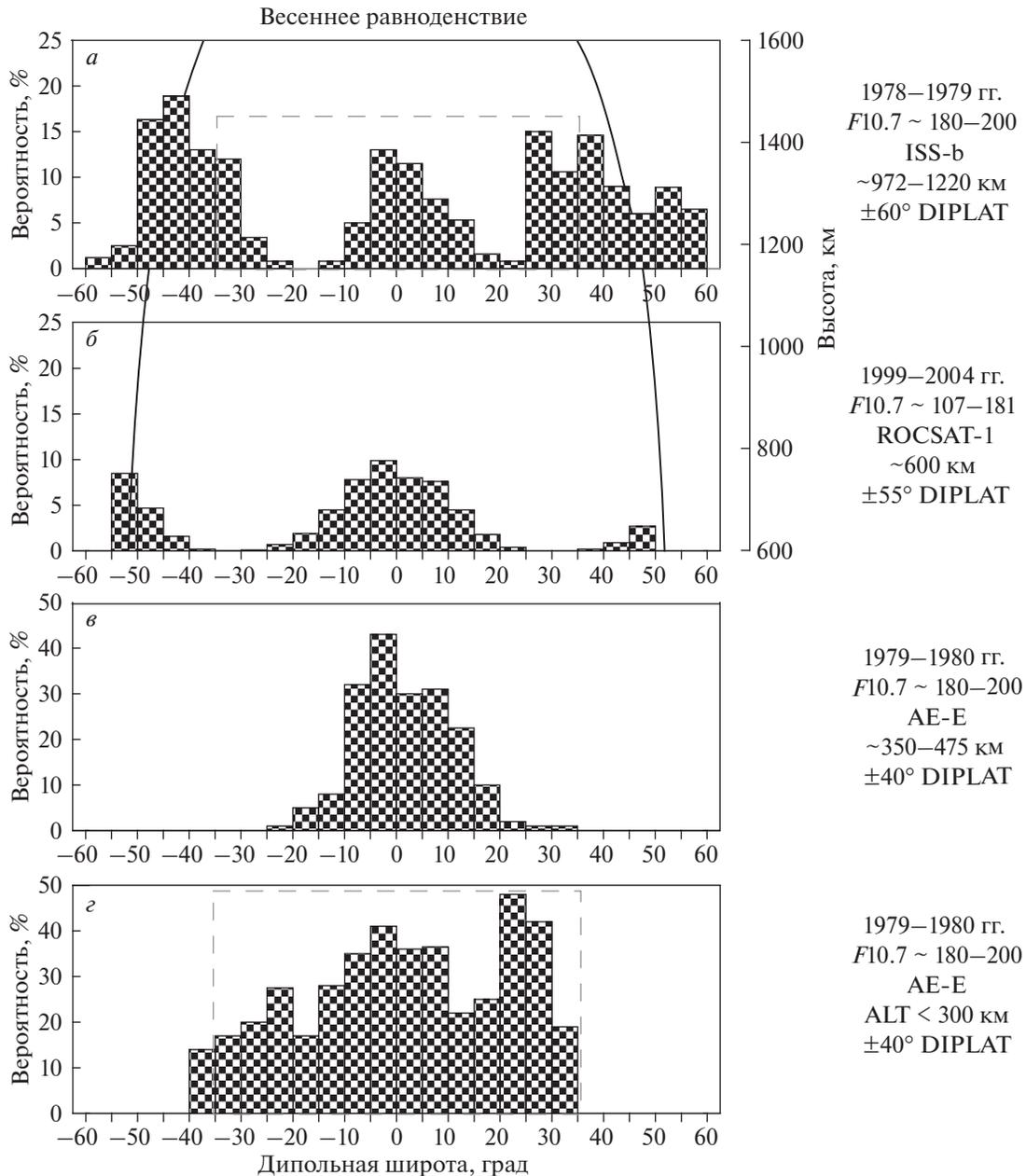


Рис. 4. То же, что на рис. 1, только для весеннего равноденствия.

Следует указать, что высоты вблизи ~300 км — это высоты основания *F*-области, где, как известно, зарождаются экваториальные плазменные пузыри. Известно, что EPB формируются после захода Солнца под влиянием плазменной неустойчивости Релея–Тейлора (R-T), развивающейся на высотах основания *F*-области. Для формирования EPB помимо R-T неустойчивости требуется еще наличие затравочных возмущений плазмы. Затравочные возмущения после захода Солнца, т.е. с развитием вечернего всплеска $E \times B$ дрейфа, начинают эволюционировать и оформ-

ляться в плазменные пузыри (EPB). На высотах основания *F*-области (~300–400 км) EPB только формируются, т.е. находятся на начальном этапе своего эволюционного развития и вертикального подъема. В эту начальную фазу они, как видно из гистограмм (рис. 1з, 2з, 3з), регистрируются преимущественно над экватором. Правда, хорошо видно, что ширина экваториального максимума в отдельные сезоны может достигать довольно значительных размеров (до ±(25°–30°) DIPLAT). Это означает, что развивающиеся EPB могут регистрироваться не только над экватором, но в обла-

сти низких широт. Более того, при определенных условиях возможна их особенно усиленная генерация в районе низких широт, что приводит к появлению боковых “лепестков” вероятности (рис. 1з, 2з, 4з), которые порой превалируют над экваториальным максимумом (рис. 4з). Kil and Heelis [1998] указывают, что появление таких распределений ЕРВ однозначно связано с особенностями широтных распределений затравочных возмущений. А эти особенности могут возникать, например, под влиянием зональных и меридиональных термосферных ветров.

Согласно работам [Kudeki and Bhattacharyya, 1999; Hysell and Kudeki, 2004; Kudeki et al., 2007] ключевая роль в появлении затравочных возмущений отводится столкновительно-сдвиговой и ветровой неустойчивостям. Последние же развиваются, в первую очередь, под влиянием зональных термосферных ветров. Это подтверждается результатами численного моделирования. Кроме того, известно [Сидорова и Филиппов, 2018, 2019], что долготное распределение ЕРВ и долготный профиль отклонений скорости зонального западного термосферного ветра имеют детальное подобие и высокую степень корреляции ($R \cong 0.76$). Что касается влияния меридиональных (трансэкваториальных) ветров, то известно, что они в разные сезоны могут оказывать либо “разрешающее”, либо “запирающее” влияние на развитие ЕРВ в отдельных полушариях (см. например, [Abdu, 2001]), что может вносить особенности в широтные распределения ЕРВ низких широт. Таким образом, влияние термосферных ветров может приводить к появлению широтно-долготных зон с более или менее благоприятными условиями для генерации затравочных возмущений (ЕРВ).

Далее на больших высотах (~350–475 км) широтные распределения ЕРВ несколько изменяются (рис. 1в–4в). Сильно уменьшается вероятность наблюдения ЕРВ в низких широтах: экваториальный максимум становится более узким, одни боковые “лепестки” полностью исчезают (рис. 4в), другие сильно уменьшаются (рис. 1в–2в). По всей видимости, в действие вступают условия роста ЕРВ, которые отсеивают часть стартовых пузырей [Kil and Heelis, 1998]. Отсев низкоширотных ЕРВ еще более усиливается при подъеме на высоты ~600 км (ROCSAT-1) (рис. 1б–4б). Однако, так ли это? Ведь боковые “лепестки” опять появляются на гистограммах широтного распределения ЕРВ высот верхней ионосферы (~972–1220 км) (рис. 1а–4а). (На рисунках 1–4 обсуждаемые широтные распределения ЕРВ, полученные в экваториальной области и прилегающих низких широтах, выделены прямоугольниками.) Вернемся к обсуждению этого явления чуть позже.

При подъеме пузыря на большие высоты благодаря влиянию амбиполярной диффузии проис-

ходит “растекание” пузыря вдоль магнитных силовых трубок. Как результат, пузырь приобретает бананообразный вид (рис. 5). И в таком виде пузырь может регистрироваться не только в экваториальных, но и в низких широтах и даже на средних широтах (рис. 1а, б–4а, б). Например, из рис. 5 хорошо видно, что серединная (вершинная) часть поднимающегося пузыря регистрируется над экватором, а его концы регистрируются в низких либо средних широтах. Причем, требуется указать, что может регистрироваться непосредственно сам пузырь (его фрагмент) либо “облако” более мелкомасштабных “шумовых” плазменных неоднородностей (т. н. экваториальное F -расщепление (equatorial spread F , ESF)), окружающее/сопровожающее этот пузырь [Tsunoda, 1980; Abdu et al., 1983, 2000; Aggson et al., 1992].

Действительно, при подъеме вершины пузыря на высоты верхней ионосферы он может регистрироваться даже на средних широтах (рис. 5). Причем, на первый взгляд, этот процесс должен отражаться на картинах широтного распределения ЕРВ как монотонно затухающий. Ведь по мере подъема количество пузырей, “прорывающихся” на большие высоты, существенно убывает. С одной стороны, это хорошо видно по широтным распределениям ЕРВ, регистрируемым в низких и экваториальных широтах. Они с ростом высоты наблюдения становятся менее выраженными (данные спутников АЕ-Е и ROCSAT-1). С другой стороны, на тех же гистограммах в противовес указанному процессу начинают развиваться среднеширотные максимумы вероятности ЕРВ (рис. 1б–4б). На высоте ~600 км (рис. 1б–4б) эти максимумы появляются на широтах $\pm(50^\circ-55^\circ)$ DIPLAT. Выше, т. е. на высотах ~972–1220 км (рис. 1а–4а), они становятся более значительными и слегка смещаются к экватору $\pm(45^\circ-50^\circ)$ DIPLAT. Резонно возникает вопрос: почему в широтном распределении вероятности наблюдения ЕРВ помимо очевидного экваториального максимума возникают эти дополнительные среднеширотные максимумы?

Известно, что на высотах верхней ионосферы ЕРВ начинают достигать своих предельных (“потолочных”) высот. (Напомним, что “потолочная” высота (ceiling altitude) — это высота, где пузырь прекращает свой подъем, продолжает существовать там некоторое время как “застывший” (fossil bubble), а затем постепенно исчезает. Согласно одним теоретическим указаниям [Ott, 1978; Ossakov and Chaturvedi, 1978] потолочная высота плазменного пузыря определяется условием, при котором достигается равенство плазменных концентраций пузыря и внешней среды. Так, пузыри как области с истощением в концентрации N_e (N_i) определялись даже на высотах ~3500 км [Burke et al., 1979]. Однако согласно более поздним теоретическим исследованиям (см., напри-

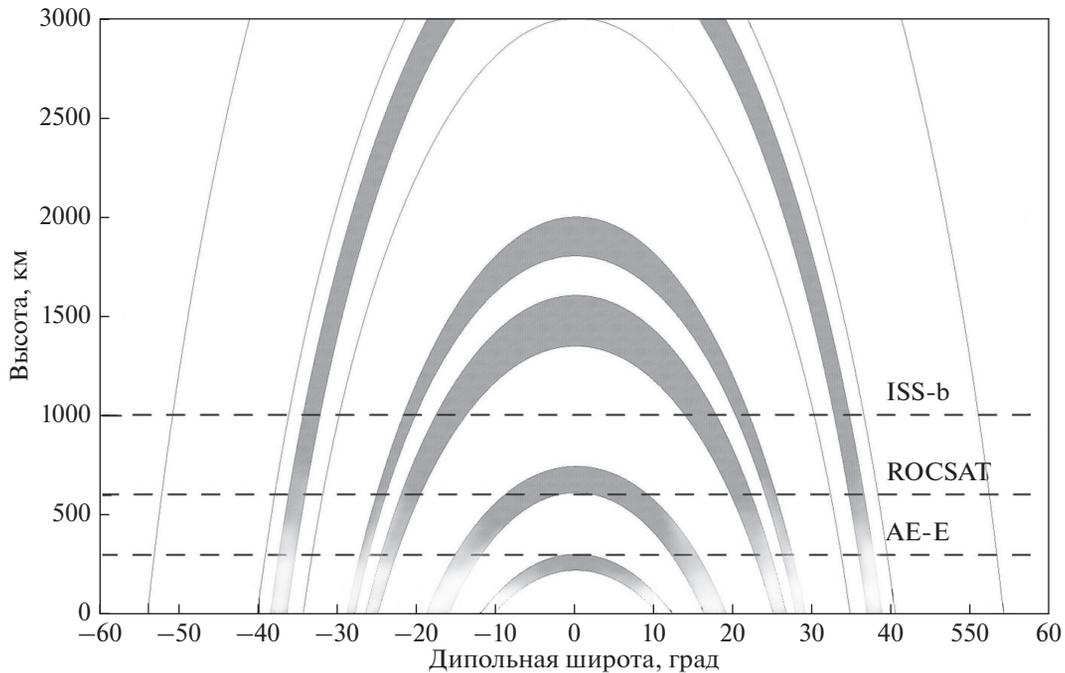


Рис. 5. Схематическое изображение эволюции экваториальных плазменных пузырей относительно магнитных силовых трубок, дипольной широты и высоты. Горизонтальными линиями показаны приблизительные высоты пролетов спутников ISS-b (~972–1220 км), ROCSAT-1 (~600 км), AE-E (~300 км, ~350–475 км).

мер, [Huba et al., 2008; Krall et al., 2010]) для остановки пузыря требуется достижение равенства суммарной ионной массовой плотности ($\rho(Ni)$) пузыря и окружающей плазмы. До тех пор, пока существует этот дисбаланс, пузырь остается “живым”: продолжает подниматься, достигая своих потолочных высот, которые могут превышать ~3500 км.) Так, например, если вершина пузыря после нескольких часов подъема достигает своей потолочной высоты, например, ~3000 км (рис. 5), то половинки пузыря, опускаясь по силовой трубке, достигают высот спутниковых наблюдений, например, ~1000 км (ISS-b) на широте $\sim \pm 30^\circ$ DIPLAT и ~600 км (ROCSAT-1) на широте $\sim \pm 33^\circ$ DIPLAT. Пузырь, утративший способность к дальнейшему подъему, испытывает торможение, останавливается на силовой трубке, соответствующей потолочной высоте, и через несколько часов испытывает сжатие (коллапс). Такие пузыри, застывшие у своих потолочных высот, начинают накапливаться. Последнее означает появление дополнительных среднеширотных максимумов вероятности наблюдения ЕРВ на высотах спутника ROCSAT ~600 км (рис. 1б–4б) и постепенный рост этих максимумов на высотах ISS-b ~972–1220 км (рис. 1а–4а). Причем небольшой широтный сдвиг этих максимумов к экватору с ростом высоты наблюдения связан исключительно с пространственным (широтно-высотным) ходом магнитной силовой трубки. (Ход выделенной магнитной силовой трубки показан дугообразны-

ми кривыми на рис. 1а, б–4а, б). А то, что на высотах ~972–1220 км эти максимумы становятся более выраженными, на первый взгляд, можно объяснить тем, что с ростом высоты наблюдения накапливается все большее количество ЕРВ, достигших своих потолочных высот (рис. 1а–4а). Однако это не так однозначно. Это станет ясно из дальнейшего обсуждения.

Вернемся к обсуждению сходства широтных картин вероятности наблюдения ЕРВ, проявляющегося в повторении боковых “лепестков” у экваториального максимума. Это сходство было обнаружено в гистограммах, построенных по данным о ЕРВ, выявленным на высотах ~300 км и ~972–1220 км. Однако оно значительно ухудшалось либо вообще отсутствовало на промежуточных высотах — ~350–475 км и ~600 км.

Как указывалось ранее, по данным спутника ISS-b (~972–1220 км) структуры ЕРВ выявляются как плазменные области с обедненной концентрацией в ионах гелия He^+ , т.е. ЕРВ выявляются по флуктуации одной ионной составляющей. По данным же спутников AE-E и ROCSAT-1 структуры ЕРВ выявляются по флуктуации суммарной ионной плотности (Ni). В суммарной ионной плотности основную (доминантную) долю составляют ионы кислорода O^+ . Хорошо известно, что в рассматриваемом диапазоне высот (~300–600 км) фоновая концентрация O^+ неуклонно убывает с ростом высоты (см., например, [Брю-

нелли, Намгаладзе, 1998]). Это приводит ко все более затрудненному выявлению структуры ЕРВ по параметру $Ni(O^+)$, поскольку по мере подъема пузыря постепенно происходит выравнивание обедненной концентрации $Ni(O^+)$ внутри пузыря и фоновой концентрации O^+ окружающей ионосферной плазмы. Растущие проблемы в регистрации ЕРВ приводят к исчезновению деталей в картинах широтного распределения вероятности ЕРВ (рис. 1б, в–4б, в). Наконец, ЕРВ, достигающие высот верхней ионосферы (~972–1220 км), становятся плохо различимы, если их пытаться выявить по суммарной ионной плотности Ni либо по электронной концентрации Ne ($Ne \cong Ni$). Так, по данным спутника ISS-b пузыри как области с обедненной плотностью Ne были “видны” всего лишь в 3% пролетов (46 случаев на 1700 пролетов спутника) [Miyama and Matuura, 1980]. Однако по данным того же спутника они хорошо выявлялись по минорной ионной компоненте He^+ [Sidorova, 2007, 2008; Сидорова, 2008]. (Напомним, что минорная концентрация ионов He^+ , входящих в ионный состав плазменного пузыря, определяется концентрацией He^+ на высотах образования плазменного пузыря. А хорошо известно, что на этих высотах ионы гелия присутствуют в очень малом количестве. Например, согласно радарным измерениям на ст. Аресибо [Wilford et al., 2003] в период высокой солнечной активности (октябрь, 2001 г.) абсолютная концентрация He^+ на высотах основания F -области составляла $(0.25–3) \times 10^3 \text{ см}^{-3}$.) Иными словами, пузырь становится “виден” на высотах верхней ионосферы (~972–1220 км) как структура, сильно обедненная в ионах He^+ . Он становится “виден” поскольку окружающая фоновая концентрация He^+ на этих высотах существенно возрастает и достигает своих максимальных значений (может быть даже доминантой [Heelis et al., 1990]), что дает хороший контраст с мизерной концентрацией He^+ внутри плазменного пузыря. Имеются численные расчеты, согласно которым такие структуры ЕРВ являются довольно устойчивыми [Сидорова и Филиппов, 2014].

Следует указать, что именно по этой причине широтная картина вероятности наблюдения ЕРВ, зафиксированная в экваториальных и низких широтах на высотах генерации плазменных пузырей (~300 км), в основных чертах повторяется на тех же широтах на высотах верхней ионосферы (~972–1220 км). Именно по этой причине, а не по причине отсева части стартовых пузырей, эта картина предстает “смазанной” на высотах ~350–475 км и полностью теряет детали на промежуточных высотах (~600 км).

В этом свете легко проанализировать и ранее указанную особенность в широтных распределениях ЕРВ: значительный рост величин средне-

широтных максимумов по отношению к центральному экваториальному максимуму либо их доминирование на высотах ~972–1220 км (рис. 1а–4а). Это связано с тем, что на высотах верхней ионосферы широтный ход фоновой концентрации в ионах гелия He^+ имеет глубокий экваториальный провал (падение концентрации в 5 раз и более), а гребни этого распределения располагаются на широтах $\pm(20^\circ–40^\circ)$ DIPLAT [Taylor et al., 1970; Chandra et al., 1970; Chandra, 1975]. Соответственно, в области экваториального провала в концентрации He^+ обнаружение ЕРВ затруднено из-за малой разницы фоновой концентрации He^+ и концентрации ионов гелия внутри пузыря. (Например, особенно плохо выявляется экваториальный максимум зимой (рис. 2а).) И, наоборот, в области гребней этого провала ЕРВ выявляются наиболее легко, поскольку разница фоновой концентрации и концентрации He^+ внутри пузыря значительна.

Следует указать на особенности широтных распределений вероятности наблюдений ЕРВ в разные сезоны.

Если рассматривать периоды *солнцестояния* (летнее, зимнее солнцестояния) (рисунки 1, 2), то видно, что на высотах у основания F -области (~300 км и ~350–475 км) форма центрального экваториального максимума вероятности ЕРВ имеет довольно ярко выраженную широтную асимметрию. Ширина пика наиболее велика и имеет детали (боковые “лепестки”) в зимних полушариях, например, летом в южном полушарии и зимой в северном полушарии (рис. 1в, г–2в, г). Это означает, что в зимних полушариях создаются более благоприятные условия для развития плазменных пузырей, чем в летних. Более того, на высотах верхней ионосферы (~600 км и ~972–1220 км) появляющиеся дополнительные среднеширотные максимумы вероятности испытывают наибольший рост опять же в зимних полушариях (рис. 1а, б–2а, б). Эти результаты хорошо согласуются с известными сезонными особенностями наблюдения ЕРВ. Так, согласно результатам [Gentile et al., 2006], полученным по данным спутников DMSP (~848 км) в годы повышенной солнечной активности (1989–1992 гг.), плазменные пузыри наиболее часто появляются в зимнее время, а также весной и осенью. В летние же месяцы их развитие наиболее затруднено. Это легко проиллюстрировать, если снова обратиться к рис. 5. Получается, что в зимних полушариях создаются наиболее благоприятные условия для развития фрагментов (концов) поднимающихся пузырей и, наоборот, развитие пузырей (их фрагментов) сильно подавляется в летних полушариях.

Для периодов *равноденствия* (осеннее, весеннее равноденствия) (рис. 3–4) в широтном распределении ЕРВ на высотах у основания F -области

(~300 км и ~350–475 км) также характерно доминирование центрального экваториального максимума вероятности (рис. 3в, з–4в, з). Выше (~600 км, ~972–1220 км) развиваются дополнительные среднеширотные максимумы (рис. 3а, б–4а, б). На высотах ~972–1220 км между величинами среднеширотных максимумов, регистрируемых в разных полушариях, наблюдается небольшая разница. Однако эта разница не столь велика по сравнению с той, что наблюдалась в периоды солнцестояний. И это хорошо согласуется с тем, что, как известно [Gentile et al., 2006], в периоды равноденствий в обоих полушариях имеют место приблизительно одинаковые условия для развития и эволюции ЕРВ.

Итак, можно заключить, что выявленная изменчивость широтных распределений ЕРВ с ростом высоты наблюдения находит свое логичное объяснение в рамках общепринятого механизма генерации и эволюции экваториальных плазменных пузырей. Обнаруженные сезонные особенности в ходе широтных распределений ЕРВ находятся в хорошем согласии с ранее известными сезонными характеристиками наблюдения ЕРВ. Однако наиболее важным результатом настоящего исследования является тот факт, что картины широтного распределения ЕРВ, регистрируемые на высотах генерации ЕРВ в экваториальных и низких широтах, в основных чертах повторяются на высотах верхней ионосферы. Это было выявлено благодаря тому, что регистрация ЕРВ на высотах верхней ионосферы производилась не традиционным образом – по суммарной ионной Ni или электронной Ne плотности, а по минорной ионной компоненте – ионам гелия He^+ .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован характер изменчивости широтных распределений вероятности наблюдения ЕРВ с ростом высоты наблюдения. Исследования проводились для разных сезонов в годы повышенной и максимальной солнечной активности. Для этого проведен детальный сравнительный анализ гистограмм широтных распределений вероятности наблюдения ЕРВ, выявленных по данным спутников ISS-b (~972–1220 км), ROCSAT-1 (~600 км) и АЕ-Е (~300–475 км) на разных орбитальных высотах. Проведенный сравнительный анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. Выявлено, что картины широтного распределения ЕРВ, регистрируемые на высотах генерации плазменных пузырей в экваториальных и низких широтах, в основных чертах повторяются на высотах верхней ионосферы (~972–1220 км). Эта особенность обнаружена благодаря тому, что на высотах верхней ионосферы ЕРВ регистрировались не по обеднению в суммарной ионной Ni

или электронной Ne плотности, а как структуры с пониженной концентрацией в ионах гелия He^+ .

2. Выявлено, что с ростом высоты наблюдения (от ~600 км до ~1000 км) в широтных распределениях вероятности ЕРВ помимо центрального (экваториального) максимума развиваются дополнительные среднеширотные максимумы вероятности. Эта особенность наиболее ярко проявляется в обоих полушариях в периоды равноденствий и в зимних полушариях.

3. Обнаружено, что положения среднеширотных максимумов вероятности наблюдения ЕРВ сдвигаются к экватору с ростом высоты наблюдения. Это хорошо согласуется с пространственным (широтнo-высотным) ходом магнитных силовых трубок, вдоль которых “вытянуты” ЕРВ, достигшие своих потолочных высот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бронелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука. 499 с. 1998.
- Сидорова Л.Н. Экваториальные плазменные “пузыри” на высотах верхней ионосферы // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 48. № 1. С. 60–69. 2008.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Долготная статистика плазменных “пузырей”, видимых на высотах верхней ионосферы в концентрации He^+ // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 53. № 1. С. 64–77. 2013.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Регистрация плазменных “пузырей” на высотах верхней ионосферы: численные оценки // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 54. № 3. С. 355–364. 2014.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Экваториальные плазменные “пузыри”: Влияние термосферных ветров, модулированных приливной волной DE3 // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 58. № 2. С. 225–233. 2018.
- Сидорова Л.Н., Филиппов С.В. Ветровая подготовка генерации экваториальных плазменных “пузырей” // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 59. № 3. С. 333–339. 2019. <https://doi.org/10.1134/s0016794019030131>
- Abdu M.A., de Medeiros R.T., Sobral J.H.A. et al. Spread F plasma bubble vertical rise velocities determined from spaced ionosonde observations // J. Geophys. Res. V. 88. P. 9197–9204. 1983.
- Abdu M.A., Sobral J.H.A., Batista I.S. Equatorial spread F statistics in the american longitudes: some problems relevant to ESF description in the IRI scheme // Adv. Space Res. V. 25. P. 113–124. 2000.
- Abdu M.A. Outstanding problems in the equatorial ionosphere-thermosphere electrodynamic relevant to spread F // J. Atmos. Terr. Phys. V. 63. № 9. P. 869–884. 2001.
- Aggson T.L., Maynard N.C., Hanson W.B. et al. Electric field observations of equatorial bubbles // J. Geophys. Res. V. 97. P. 2997–3009. 1992.
- Burke W.J., Donatelli D.E., Sagalyn R.C. et al. Low density regions observed at high altitudes and their connection with equatorial spread F // Planet. Space. Sci. V. 27. P. 593–601. 1979.

- *Gentile L.C., Burke W.J., Rich F.J.* A climatology of equatorial plasma bubbles from DMSP 1989–2004 // *Radio Sci.* V. 41. № RS521. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2005RS003340>
- *Chandra S., Troy B.E., Jr., Donley J.L. et al.* “OGO-4” Observations of Ion Composition and Temperatures in the Topside Ionosphere // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 75. № 19. P. 3867–3878. 1970.
- *Chandra S.* The equatorial helium ion trough and the geomagnetic anomaly // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 37. № 2. P. 359–367. 1975.
- *Heelis R.A., Hanson W.B., Bailey G.J.* Distributions of He⁺ at middle and equatorial latitudes during solar maximum // *J. Geophys. Res.* V. 95. № A7. P. 10313–10320. 1990.
- *Huba J.D., Joyce G., Krall J.* Three-dimensional equatorial spread *F* modeling // *Geophys. Res. Lett.* V. 35. № L10102. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2008GL033509>
- *Hysell D.L., Kudeki E.* Collisional shear instability in the equatorial *F* region ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 109. № A11301. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010636>
- *Kil H., Heelis R.A.* Global distribution of density irregularities in the equatorial ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 103. № A1. P. 407–417. 1998.
- *Krall J., Huba J.D., Ossakow S.L., Joyce G.* Why do equatorial ionospheric bubbles stop rising? // *Geophys. Res. Lett.* V. 37. № L09105. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2010GL043128>
- *Kudeki E., Bhattacharyya S.* Postsunset vortex in equatorial *F*-region plasma drifts and implications for bottomside spread-*F* // *J. Geophys. Res.* V. 104. № 12. P. 28163–28170. 1999.
- *Kudeki E., Akgiray A., Milla M.A., Chau J.L., Hysell D.L.* Equatorial spread-*F* initiation: post-sunset vortex, thermospheric winds, gravity waves // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 69. № 17–18. P. 2416–2427. 2007.
- *Maryama T., Matuura N.* Global distribution of occurrence probability of spread echoes based on ISS-b observation // *J. Radio Res. Lab.* V. 27. № 124. P. 201–216. 1980.
- *McClure J.P., Hanson W.B., Hoffman J.F.* Plasma bubbles and irregularities in the equatorial ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 82. № 19. P. 2650–2656. 1977.
- *Ossakow S.L., Chaturvedi P.K.* Morphological studies of rising equatorial spread *F* bubbles // *J. Geophys. Res.* V. 83. № A5. P. 2085–2090. 1978.
- *Ott E.* Theory of Rayleigh–Taylor bubbles in the equatorial ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 83. № A5. P. 2066–2070. 1978.
- *RRL.* Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. V. 1–3. 1983.
- *RRL.* Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite-b. Tokyo: Radio Research Laboratories Ministry of Posts and Telecommunications. Special Report. V. 4. 1985.
- *Sidorova L.N.* Plasma bubble phenomenon in the topside ionosphere // *Adv. Space Res. Special issue (COSPAR).* 2007.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.03.067>
- *Sidorova L.N.* Topside plasma bubbles, seen as He⁺ density depletions // *Fundamental Space Research. Conference Proceedings.* Sunny Beach, Bulgaria. P. 238. 21–28 September, 2008.
- *Sidorova L.N., Filippov S.V.* Topside ionosphere He⁺ density depletions: seasonal/longitudinal occurrence probability // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 86. P. 83–91. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.06.013>
- *Sidorova L.N., Filippov S.V.* Plasma bubbles in the topside ionosphere: estimations of the survival possibilities // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 119. P. 35–41. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.06.013>
- *Su S.-Y., Liu C.H., Ho H.H. et al.* Distribution characteristics of topside ionospheric density irregularities: Equatorial versus midlatitude regions // *J. Geophys. Res.* V. 111. № A06305. 2006.
<https://doi.org/10.1029/2005JA011330>
- *Taylor H.A., Jr., Mayr H.G., Brinton H.C.* Observations of hydrogen and helium ions during a period of rising solar activity // *Space Res.* X. V. 10. P. 663–678. 1970.
- *Tsunoda R.T.* Magnetic–field-aligned characteristics of plasma bubbles in the nighttime equatorial ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 42. P. 743–752. 1980.
- *Wilford C.R., Moffett R.J., Rees J.M., Bailey G.J., Gonzalez S.A.* Comparison of the He⁺ layer observed over Arecibo during solar maximum and solar minimum with CTIP model results // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A12. P. 1452–1461. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2003JA009940>
- *Woodman R.F., La Hoz C.* Radar observations of *F*-region equatorial irregularities // *J. Geophys. Res.* V. 81. P. 5447–5466. 1976.

УДК 533.951

ВЫСОКОШИРОТНЫЕ ГЕОМАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ И ПРОДОЛЬНЫЕ ТОКИ В ВОССТАНОВИТЕЛЬНУЮ ФАЗУ БОЛЬШОЙ МАГНИТНОЙ БУРИ 21–26 ИЮНЯ 2015 г.

© 2021 г. Н. Г. Клейменова^{1,2,*}, Л. И. Громова³, С. В. Громов³, Л. М. Мальшева¹¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия²Институт космических исследований (ИКИ РАН), г. Москва, Россия³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: kleimen@ifz.ru

Поступила в редакцию 21.12.2020 г.

После доработки 14.01.2021 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Рассмотрены особенности геомагнитного эффекта подхода к магнитосфере Земли межпланетного магнитного облака в восстановительную фазу сильной магнитной бури (21–26 июня 2015 г.). На земной поверхности наибольшие геомагнитные эффекты были зарегистрированы при подходе к магнитосфере Земли ведущего края магнитного облака, где отмечались большие знакопеременные вариации B_z - и B_y -компонент ММП. В околополуденном секторе приполярных широт, предположительно, в области проекции дневного полярного каспа, наблюдались большие (до 1000 нТл) бухтообразные магнитные возмущения. Показано, что знак высокоширотной магнитной бухты контролировался знаком B_y -компоненты ММП и не зависел от направления B_z -компоненты ММП. На основе одно-временной магнитной регистрации на 66 ионосферных спутниках связи (проект AMPERE) были исследованы планетарная высокоширотная геомагнитная активность и распределение крупномасштабных продольных электрических токов, вычисленных по магнитным наблюдениям. Установлено, что в случае развития отрицательной магнитной бухты (западный электроджет) втекающие продольные электрические токи в околополуденном секторе наблюдались полярнее вытекающих токов, а в случае положительной бухты (восточной электроджет) вытекающие токи располагались полярнее втекающих. Показано, что резкая смена знака B_y -компоненты ММП-привела не только к резкой смене направления ионосферного тока, но и к перемещению его по широте.

DOI: 10.31857/S0016794021040076

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Магнитная буря 21–26 июня 2015 г.

Термин “магнитная буря” был предложен более 200 лет назад А. Гумбольтом. Несмотря на то, что за прошедшие годы изучению геомагнитных эффектов магнитных бурь посвящено огромное число исследований, многие вопросы физики протекания бурь остаются неизвестными, эта проблема остается актуальной и в настоящее время. Интенсивность магнитной бури определяется величиной Dst -индекса, отражающего интенсивность симметричной части кольцевого тока [Gonzales et al., 1994]. В развитии магнитной бури выделяется три основные фазы: начальная, когда, в основном, отмечается сжатие магнитосферы солнечным ветром и $dDst/dt > 0$; главная, когда происходит инжекция частиц в кольцевой ток ($dDst/dt < 0$), и восстановительная, соответствующая медленному распаду кольцевого тока ($dDst/dt > 0$).

Наиболее значительные геомагнитные возмущения наблюдаются в главную фазу бури при южном направлении межпланетного магнитного поля (B_z ММП < 0). В это время авроральный овал смещается в сторону более низких широт, а полярные сияния могут наблюдаться даже в средних широтах. Большое разнообразие динамики и большие различия в интенсивности и длительности начальной, главной и восстановительной фаз отдельных бурь приводят к тому, что статистический анализ бурь часто не может дать четкого однозначного результата. Поэтому большой интерес представляют исследования особенностей протекания отдельных, особенно очень больших магнитных бурь, к которым по определению [Tsurutani et al., 1992] относятся бури со значением Dst в максимуме бури меньше -200 нТл. Такие бури часто развиваются нестандартно.

Одна из наиболее сильных магнитных бурь 24 цикла солнечной активности наблюдалась в

июне 2015 г. и была вызвана подходом к магнитосфере Земли межпланетного магнитного облака, образованного корональным выбросом массы Солнца (Coronal Mass Ejection – CME). Это подробно рассмотрено в ряде работ, например, [Liu et al., 2015; Громова и др., 2016; Baker et al., 2016; Astafyeva et al., 2016, 2017; Augusto et al., 2018; Piersanti et al., 2017; Gopalswamy et al., 2018; Kashcheyev et al., 2018]. В перечисленных выше работах подробно обсуждены возмущения на Солнце, вызвавшие эту бурю, а также геомагнитные и ионосферные эффекты начальной и главной фазы бури, наблюдаемые 21–23 июня 2015. Максимум магнитной бури отмечался 23 июня около 05:30 UT с $Dst = -207$ нТл. Однако особенности развития восстановительной фазы этой бури до сих пор не исследовались.

Вариации параметров космической погоды в интервале 21–26 июня приведены на рис. 1 по данным 1-мин базы OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>). На верхней панели рис. 1 показаны временные изменения индекса $SymH$, который является 1-мин аналогом широко известного часового индекса Dst . Далее сверху вниз: вариации межпланетного магнитного поля – ММП (полного магнитного поля (B), его вертикальной (Bz) и азимутальной (By) компоненты), динамического давления (P_{sw}) и скорости (V) солнечного ветра, а также AL -индекса авроральной суббуревой активности, т.е. западного электроджета. Во время этой бури отмечался приход к магнитосфере Земли двух межпланетных магнитных облаков (magnetic cloud – MC), каждому из которых предшествовала область сжатия (SHEATH), что типично для магнитного облака [Burlaga et al., 1981]). Это схематически показано в верхней части рис. 1 согласно каталогу (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni/>), описание которого приведено в работе [Ермолаев и др., 2009].

Начальная фаза этой бури была необычно длительной, хотя и сопровождалась подходом к магнитосфере Земли трех межпланетных ударных волн. Однако это происходило на фоне северного ММП (положительные значения Bz компоненты ММП), когда отсутствует поступление энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли. Главная фаза бури началась только после поворота ММП к югу, т.е. появления отрицательных значений Bz ММП. На границе между областью SHEATH и магнитным облаком наблюдались большие знакопеременные вариации всех компонент ММП на фоне очень большого динамического давления солнечного ветра (до 60 нПа). Это привело к очень большим возмущениям в магнитосфере и ионосфере Земли, что подробно обсуждено в ряде работ, например, [Baker et al., 2016; Reiff et al., 2016; Astafyeva et al., 2016, 2017; Augusto et al., 2018; Kashcheyev et al., 2018 и др.]. Появление больших положительных значений Bz ММП 23 июня вы-

звало начало распада кольцевого тока и восстановительной фазы бури, но ее развитие было осложнено появлением новых потоков в солнечном ветре.

На рисунке 1 видно, что 25 июня в позднюю восстановительную фазу бури к магнитосфере Земли подошло еще одно межпланетное магнитное облако, которому 24 июня предшествовала область сжатия (SHEATH) с межпланетной ударной волной в 13:30 UT. В это время и до 06:20 UT следующего дня (25 июня) направление ММП было северным (Bz ММП > 0), и суббуревой активности на земной поверхности не наблюдалось, что четко видно по отсутствию возмущений в AL -индексе.

Позднее, 25 июня, при относительно большой скорости солнечного ветра (~ 650 км/с), на границе SHEATH с ведущим краем магнитного облака (в интервале ~ 07 – 09 UT) появились большие знакопеременные вариации Bz - и By -компонент ММП с амплитудой до ± 10 нТл. Это привело к развитию суббуревой активности, значение AL -индекса резко увеличилось (рис. 1). Следует заметить, что AL -индекс вычисляется на основе наземных наблюдений на 12 авроральных станциях северного полушария, расположенных на геомагнитных широтах $\sim 60^\circ$ – 70° [Davis and Sugiura, 1966], т.е. этот индекс отражает геомагнитную активность на широтах ниже 70° и “не видит” возмущений в более высоких, приполярных широтах. Однако известно, что в восстановительную фазу магнитных бурь, как правило, дневные геомагнитные возмущения перемещаются в сторону полярных широт к границе магнитосферы, поскольку магнитосфера постепенно возвращается к добуревому спокойному состоянию.

Целью данной работы было проведение исследования геомагнитных возмущений в высоких широтах (больше 70° MLAT) в позднюю восстановительную фазу обсуждаемой бури, вызванных подходом к магнитосфере Земли второго межпланетного магнитного облака (25 июня 2015 г.).

2. ДАННЫЕ

Настоящая работа основана на анализе планетарных геомагнитных наблюдений проекта AMPERE (*Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment*), состоящего из 66 одновременно работающих коммерческих спутников связи на высоте 780 км с круговой полярной орбитой (<http://ampere.jhuapl.edu>). Спутники расположены на 6-ти меридиональных профилях [Anderson et al., 2000, 2014], по 11 спутников на каждом. Спутники оборудованы идентичными магнитометрами, данные которых передаются на Землю для сферического гармонического анализа, по результатам которого вы-

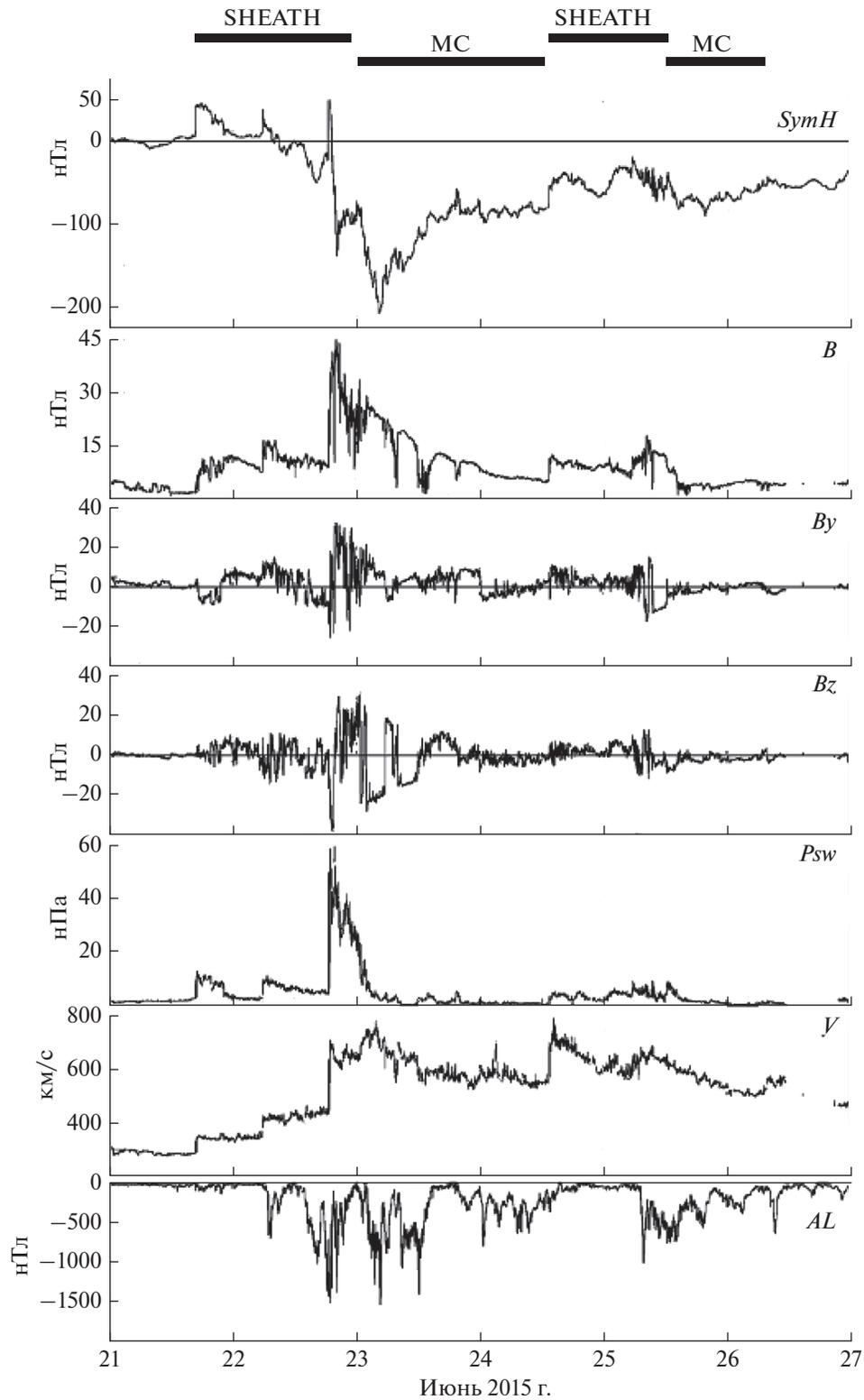


Рис. 1. Условия космической погоды с 21 по 27 июня 2015 г. Сверху вниз: индекс *SymH*, магнитуа магнитного поля *B* и *Bz*- и *By*-компонент ММП, динамическое давление (*Psw*) и скорость (*V*) солнечного ветра, а также геомагнитный индекс *AL*.

числяются продольные электрические токи [Waters et al., 2001]. Результаты наблюдений и расчетов представляются в виде глобальных карт планетарного распределения измеренной магнитной возмущенности и вычисленных по ней продольных электрических токов с 10 мин обобщением и временным сдвигом в 2 мин. Эти данные приводятся в геомагнитных координатах с разрешением по широте в 1° и по долготе в 1 ч MLT.

Использование данных AMPERE позволяет получить планетарную картину геомагнитных возмущений по данным *равномерной* сети. Наземные геомагнитные наблюдения основываются на данных магнитных наблюдений станций и обсерваторий, располагающихся очень *неравномерно* по земному шару. Кроме того, на огромных океанических территориях магнитные наблюдения вообще отсутствуют.

В дополнение к данным AMPERE в данной работе использовались наблюдения на высокоширотной части (60° – 76° MLAT) скандинавского профиля IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>), с геомагнитным полднем около 09 UT. Для анализа пространственного распределения высыпающих частиц были использованы данные наблюдений на низкоорбитальных спутниках DMSP (*Defense Meteorological Satellites Program*) F16–F18 (<http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/spectrogram>), пересекающих или находящиеся поблизости от скандинавского меридиана IMAGE.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Из рисунка 1 видно, что в позднюю восстановительную фазу этой бури дважды отмечались значительные всплески геомагнитных возмущений – 24 и 25 июня. В первом случае (24 июня) возмущения были вызваны подходом к магнитосфере Земли области резкого градиента плотности солнечного ветра (и соответственно, скачка динамического давления P_{sw}) на передней границе SHEATH около 13:30 UT. Во втором случае (25 июня) геомагнитные возмущения в интервале ~ 07 – 09 UT наблюдались при подходе ведущего края межпланетного магнитного облака.

На рисунке 2 приведены два примера карт AMPERE, на которых показано глобальное распределение геомагнитной возмущенности по результатам спектрального гармонического анализа магнитной регистрации на 66 низко-апогейных спутниках в выбранные временные интервалы обсуждаемых выше событий 24 и 25 июня. Карты построены в геомагнитных координатах в одинаковом масштабе для широт выше 40° MLAT, геомагнитный полдень наверху, полночь – внизу. Видно, что основная геомагнитная активность в обоих случаях наблюдалась в дневном секторе

высоких широт (выше 60° MLAT). При этом геомагнитные возмущения 25 июня наблюдались в значительно большей области пространства (как по широте, так и по долготе), чем 24 июня, когда значительная магнитная активность регистрировалась, в основном, в утреннем секторе.

На картах рис. 2 также показано положение высокоширотных станций скандинавской сети IMAGE, находящейся в анализируемые интервалы времени в дневном секторе: в послеполуденное время 24 июня и дополуночное время 25 июня. Представляло интерес рассмотреть временные геомагнитные вариации, происходящие на разных широтах меридиана IMAGE. Эти данные в интервале 02–20 UT (05–23 MLT) приведены на рис. 3 в виде магнитограмм X -компоненты поля, построенных относительно спокойного добурового уровня. Вертикальный масштаб графиков для обоих дней одинаков. Международные коды высокоширотных ст. IMAGE и их геомагнитные широты указаны на графиках справа. В верхней части рисунков приведены временные вариации динамического давления солнечного ветра (P_{sw}), а также B_z - и B_y -компонент ММП по 1-мин данным OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>).

На рисунке 3а видно, что 24 июня приход ударной волны был зарегистрирован около 13:30 UT как всплеск динамического давления солнечного ветра (P_{sw}) при небольших знакопеременных значениях B_z ММП. В момент скачка давления в B_y ММП наблюдался относительно короткий (около получаса) отрицательный импульс, сменившийся большими (почти до $+10$ нТл) положительными значениями. На земной поверхности в это время отмечалась генерация отрицательного магнитного импульса на геомагнитных широтах выше 70° с возрастающей к полюсу амплитудой, до ~ 500 нТл в обл. NAL.

Значительно более интенсивные геомагнитные высокоширотные возмущения наблюдались 25 июня в ~ 07 – 10 UT (рис. 3б) при подходе к магнитосфере Земли ведущего края межпланетного магнитного облака. Амплитуда больших знакопеременных колебаний в X -компоненте магнитного поля в высоких широтах в интервале 08–09 UT была больше 1000 нТл. Четко видно, что вариации магнитного поля на земной поверхности повторяли вариации B_y ММП с запаздыванием в несколько минут. Динамическое давление солнечного ветра во время этого события было почти вдвое больше, чем в событии 24 июня, но вариации давления не проявлялись в магнитных колебаниях на земной поверхности.

Рассмотрим две различные ситуации в особенностях дневных высокоширотных геомагнитных возмущений 25 июня (рис. 3б): развитие отрицательной магнитной бухты в ~ 08 – 09 UT и резко сменившей её положительной магнитной бухты в

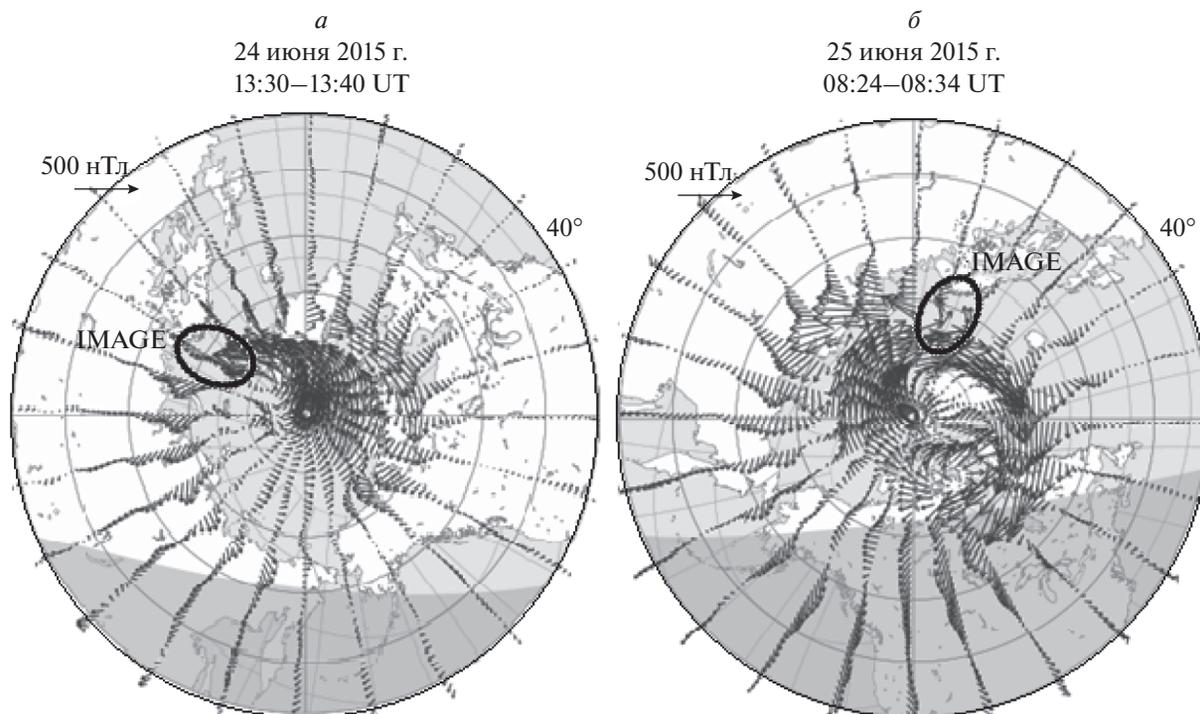


Рис. 2. Планетарные геомагнитные возмущения в Северном полушарии по данным регистрации на 66 спутниках проекта AMPERE (подробности в тексте) во время подхода к магнитосфере Земли переднего края SHEATH 24 июня – (а) и ведущего края межпланетного магнитного облака 25 июня 2015 г. – (б). Овалом показано положение скандинавского профиля IMAGE.

~09–10 UT. На рисунке 3б видно, что отрицательная магнитная бухта на меридиане IMAGE началась несколько минут спустя смены знака в 08 UT V_y -компоненты ММП с положительного на отрицательный, после чего установилась ситуация с V_y ММП < 0 и V_z ММП > 0 . Однако в интервале ~08:50–09:00 UT знак и величина V_y -компоненты ММП резко изменились – от -12 нТл до $+15$ нТл, а V_z -компонента ММП на короткое время стала отрицательной. В это время на земной поверхности отрицательная приполярная магнитная бухта также резко изменила знак и стала положительной, следовательно, западный электроджет сменился восточным. При этом в начале как отрицательной (в ~08 UT), так и положительной (в ~09 UT) приполярной магнитной бухты, ММП было направлено преимущественно на север (V_z ММП ~ $+12$ нТл). Результаты наблюдений, представленные на рис. 3б, экспериментально подтверждают, что, как это и предполагалось ранее в модели высокоширотных токовых систем [Трошичев и Гизлер, 1980; Troshichev, 1982], знак магнитной бухты, регистрируемой в околополуденном секторе приполярных широт (т.е. направление ионосферного электроджета), определяется знаком V_y -компоненты ММП не зависимо от направления V_z ММП. Анализ данных наблюдений убедительно показывает, что временные вариации

геомагнитных возмущений в дневной приполярной области широт контролируются временными вариациями V_y -компоненты ММП.

Заметим, что около 09:30 UT знак V_y -компоненты ММП опять скачком изменился от $+10$ нТл до -14 нТл, что с задержкой около 10 мин вызвало резкое уменьшение амплитуды положительной высокоширотной магнитной бухты на земной поверхности. До ~12:15 UT значения V_y ММП оставались отрицательными при практически полном отсутствии каких-либо флуктуаций. В это время V_z -компонента ММП была также отрицательной (~ -4 нТл). На рисунке 3б видно, что в этот интервал времени на высоких широтах (НОР – НАЛ) наблюдались очень интенсивные (с амплитудой ~200–400 нТл) квазипериодические длиннопериодные геомагнитные пульсации, которые можно отнести к типу vlp (very long period) пульсаций, рассмотренных, например, в работах [Клейменова и др., 1986; Большакова и др., 1987, 1988]. Известно [Большакова и др., 1987], что типичные vlp пульсации наблюдаются только в летнее время, при условии высокой ионосферной проводимости, как и в обсуждаемом событии. Предполагается, что они возбуждаются выше полярной границы каспа (возможно, в мантии) и являются отражением низкочастотной турбулентности в

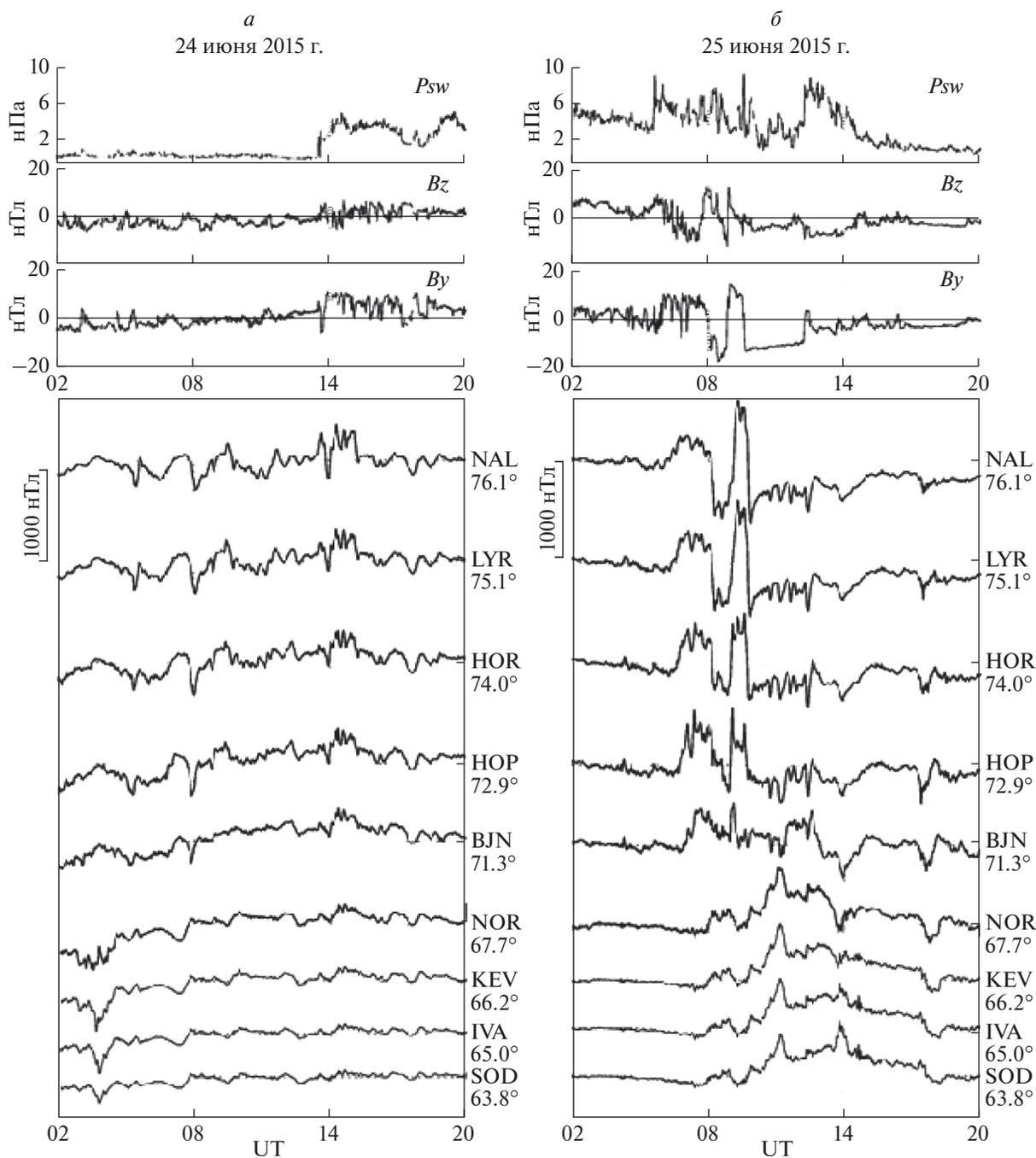


Рис. 3. Магнитограммы высокоширотных станций скандинавского профиля IMAGE, международные коды и геомагнитная широта которых приведена на правой стороне графиков: (а) – 24 июня и (б) – 25 июня 2015 г.

области незамкнутых силовых линий геомагнитного поля. При этом, как правило, νp пульсации регистрируются при положительных значениях B_y ММП. Следовательно, в данном случае, к типичным νp пульсациям можно отнести колебания только в интервале ~ 09 – 10 UT, когда B_y -компонента ММП была положительной. Тогда остается непонятным, почему на земной поверхности генерация этих колебаний, хотя и с меньшей ам-

плитудой, продолжалась и после смены знака B_y ММП, когда в B_y ММП вообще никаких вариаций не отмечалось.

Чтобы показать эти пульсации более подробно, на рис. 4 показаны результаты фильтрации (в полосе частот 0.5 – 10 мГц) исходных высокоширотных магнитограмм, а также B_z - и B_y -компонент ММП и динамического давления солнеч-

ного ветра (P_{sw}). Видно, что геомагнитные пульсации на земной поверхности отличаются от пульсации в ММП и P_{sw} , поэтому трудно предположить, что, наземные пульсации могут быть результатом просачивания волн из межпланетного пространства. Однако следует учесть, что обсуждаемая буря произошла вблизи летнего солнцестояния, т.е. в условиях повышенной ионосферной проводимости северной полярной шапки, когда горловина северного каспа открыта для прямого проникновения потока солнечной плазмы, поэтому нельзя исключать возможный вклад флуктуаций B_z и B_y ММП в спектр геомагнитных ν/p пульсации, наблюдаемых на земной поверхности. Однако наибольшие амплитуды ν/p пульсаций отмечались в интервале $\sim 08:30-09:00$ UT, т.е. вблизи и после местного магнитного полдня, типичного для положения задней стенки дневного полярного каспа, где силовые линии воронки уходят в сторону мантии.

Рисунок 4 показывает, что на длиннопериодные геомагнитные пульсации ν/p отмечались только на широтах выше $\sim 70^\circ$ MLAT (BJN). На более низких широтах в это время регистрировались шумовые np колебания с более короткими периодами и значительно меньшей амплитудой. Такая пространственная структура пульсаций типична для широт дневного каспа [Клейменова и др., 1985], когда полярнее каспа наблюдаются ν/p пульсации, а экваториальнее — np пульсации. Можно предположить, что в обсуждаемом событии в 08–10 UT дневной касп находился на геомагнитных широтах $\sim 70^\circ$, а высокоширотные станции скандинавского профиля IMAGE (HOR-NAL) регистрировали геомагнитные ν/p пульсации, отражающие турбулентные процессы в мантии. Источник более низкоширотных np пульсаций находился в замкнутой магнитосфере и, скорее всего, был связан с турбулентным пограничным слоем в окрестностях каспа [Савин и др., 2001].

Рассмотрим планетарное пространственное распределение высокоширотных геомагнитных возмущений и продольных электрических токов 25 июня в интервале 08–10 UT по данным AMPERE. На рисунке 5 слева приведены карты AMPERE магнитных возмущений (результат сферического гармонического анализа), а справа вычисленные по этим измерениям продольные электрические токи на геомагнитных широтах выше 60° . На сайте AMPERE карты продольных токов приведены в цветном изображении, где втекающие в ионосферу продольные токи показаны синим цветом, а вытекающие токи — красным. К сожалению, при трансформации цветного изображения в черно/белое, оба цвета становятся одинаково темными, и карта теряет наглядность. Чтобы различить эти цвета, на черно-белых вариантах карт AMPERE, область втекающих токов показана нами крестич-

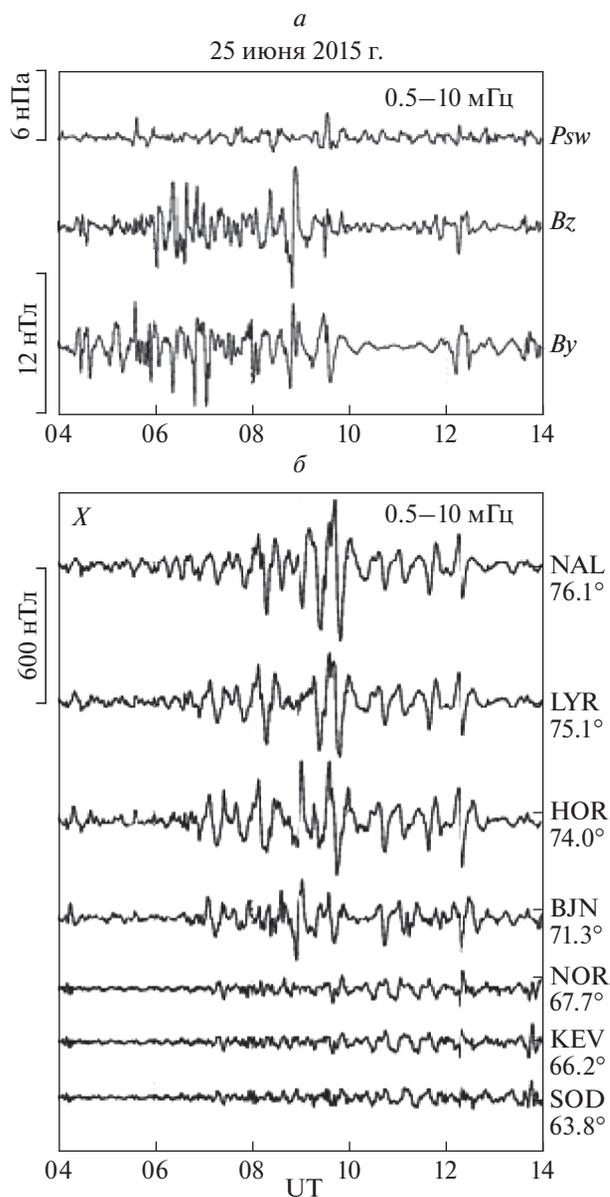


Рис. 4. Отфильтрованные в полосе 0.5–10 мГц вариации и B_z - и B_y -компонент ММП и динамического давления солнечного ветра (P_{sw}) — (а), а также отфильтрованные в той же полосе магнитограммы высокоширотных станций скандинавского профиля IMAGE — (б).

ками, а вытекающих — кружочками. Известно, что источником вытекающих токов являются высыпавшиеся в ионосферу электроны различных энергий, а втекающие в ионосферу токи обусловлены направленными вверх тепловыми электронами ионосферного происхождения [например, McDiarmid et al., 1979; Maier et al., 1980]. Заметим, что в ионосфере горизонтальный холловский ток (электроджет), регистрируемый на земной поверхности как бухтообразные возмущения в маг-

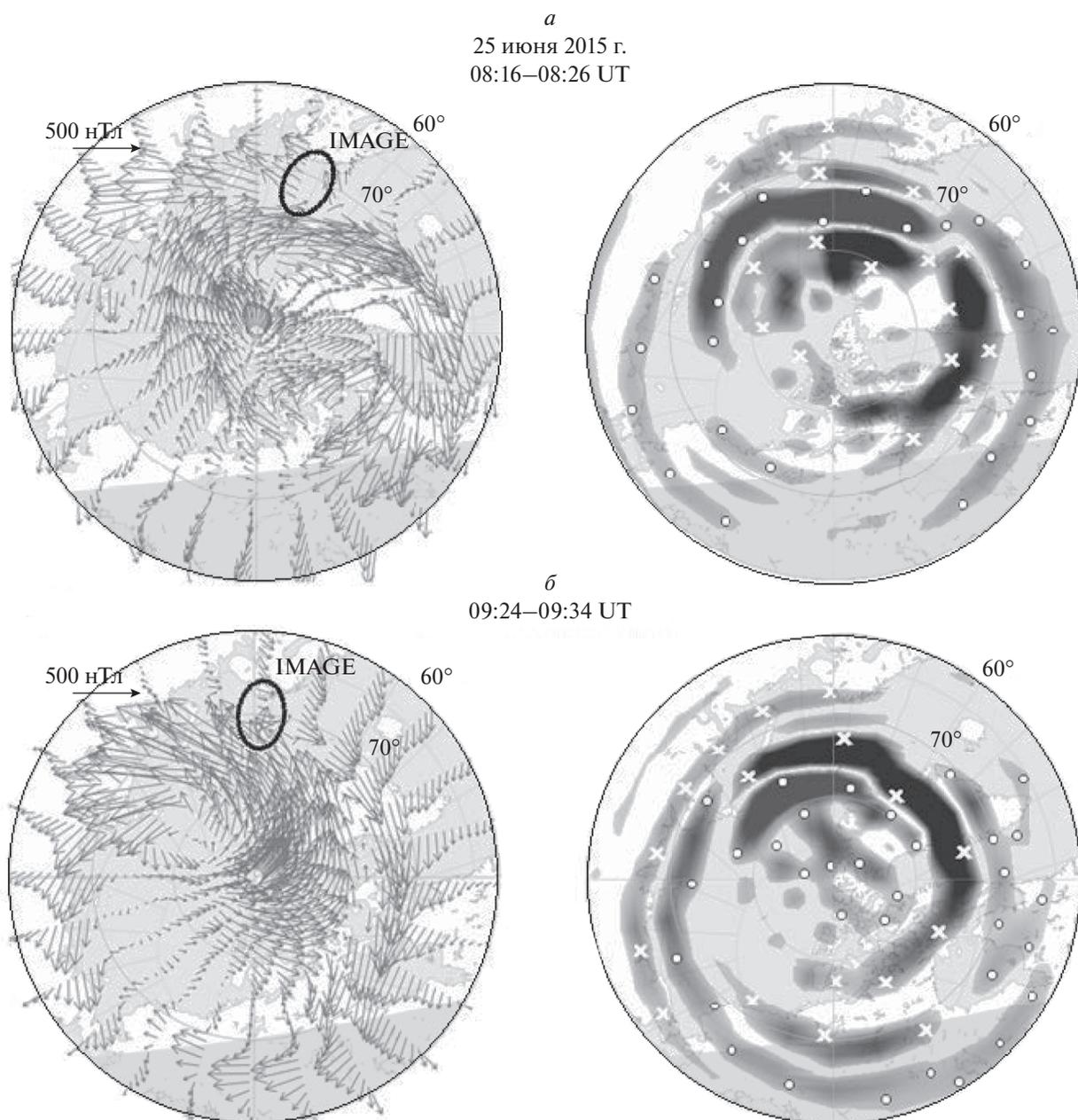


Рис. 5. Планетарное распределение геомагнитных возмущений и продольных токов в высокоширотной области Северного полушария по данным проекта AMPERE во время отрицательной – (*a*) и положительной – (*b*) магнитной бухты 25 июня. Овалом показано положение скандинавского профиля IMAGE. Токи, втекающие в ионосферу, обозначены крестиками, а вытекающие – кружками.

нитном поле, течет по азимуту в области широт между положением крупномасштабных структур втекающих и вытекающих токов.

На рисунке 5*a* показано распределение магнитных возмущений и продольных токов в середине отрицательной магнитной бухты, а на рис. 5*b* в середине положительной бухты. Видно, что во время этих событий крупномасштабные магнитные вихри в околополярных широтах были на-

правлены в противоположные стороны. Различным было и пространственное распределение продольных токов в околополуденном секторе приполярных широт. Так, в первом случае (рис. 5*a*) вытекающие из ионосферы продольные токи (на рисунке они показаны белыми кружочками) находились экваториальнее втекающих токов, показанных белыми крестиками. Во втором случае (рис. 5*b*) направление ионосферного электродже-

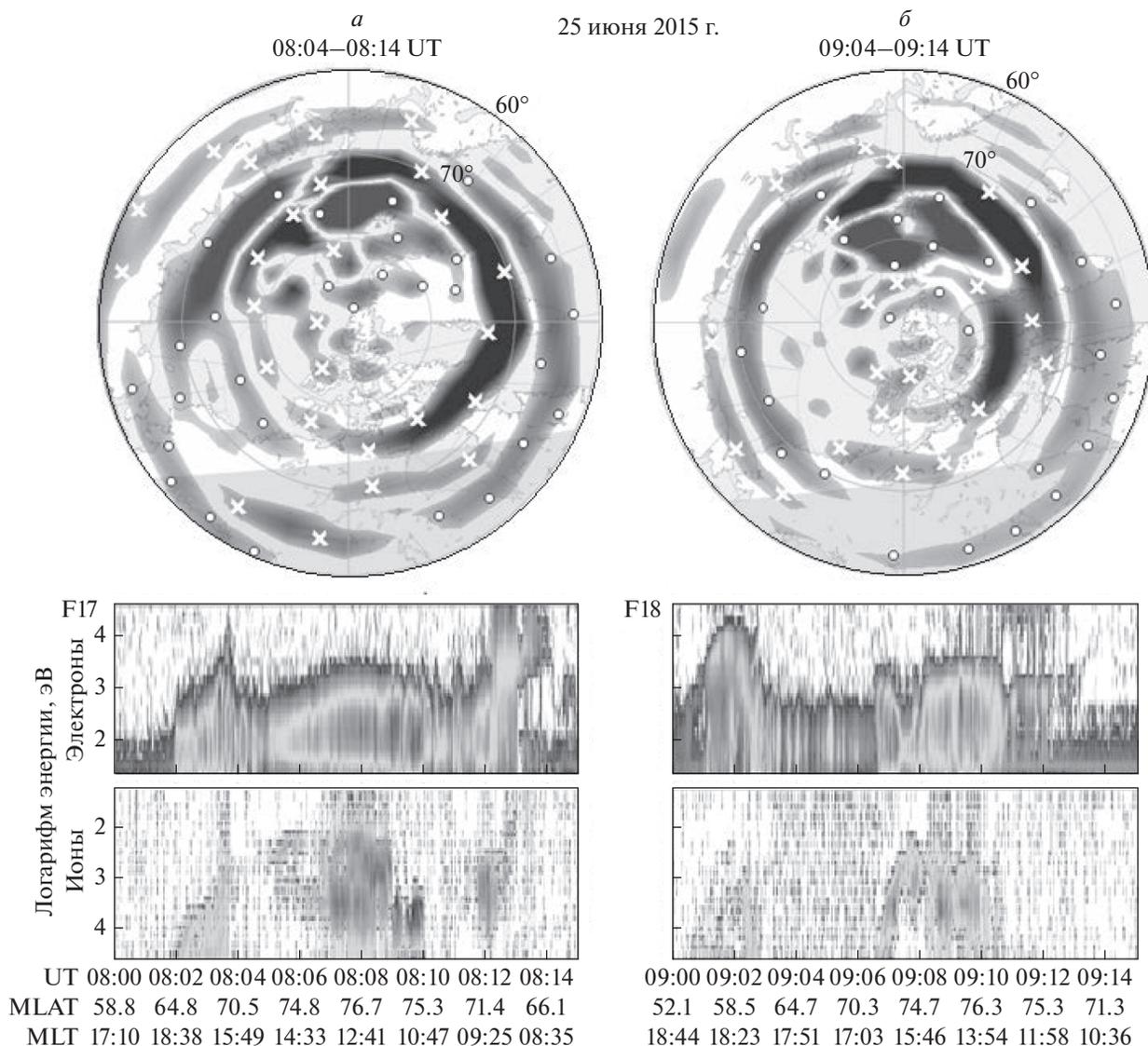


Рис. 6. Распределение продольных токов по данным AMPERE в геомагнитной системе координат и регистрация высыпающихся частиц по данным спутников DMSP F17 – (а) и F18 – (б). Токи, втекающие в ионосферу, обозначены крестиками, а вытекающие – кружками.

та было противоположным, и вытекающие продольные токи наблюдались полярнее втекающих токов, занимая почти всю полярную шапку. В обоих случаях направление ММП было преимущественно северным.

Такое же распределение втекающих и вытекающих токов в околополуденном секторе полярных широт наблюдалось и при южном направлении ММП (B_z ММП < 0), например, в 08:40–08:50 UT при B_z ММП < 0 и в 09:36–09:46 UT при B_z ММП > 0 (эти графики в данной работе не приводятся). Таким образом, в случае дневной отрицательной магнитной бухты (западный электроджет) более полярными были втекающие про-

дольные токи, а в случае положительной магнитной бухты полярнее находились вытекающие токи.

Бликие результаты были получены ранее в работе [Burch and Reiff, 1985] при исследовании пространственного положения околополуденных втекающих и вытекающих продольных токов, наблюдаемых при различных знаках B_z ММП. Вопрос о возможном источнике околополуденных продольных токов достаточно сложный, вполне возможно, что одновременно может присутствовать несколько различных источников, расположенных на замкнутых и открытых силовых линиях, как, например, это обсуждалось в работе [Wing et al., 2010].

Для исследования пространственного распределения высыпающихся частиц в дневном секторе высоких широт были использованы данные наблюдений на низкоапогейных (~830 км) спутниках DMSP F17 и F18 [Redmon et al., 2017]. Во время развития геомагнитных возмущений (25 июня в 08–10 UT), спутники DMSP дважды пересекали дневную высокоширотную область Северного полушария: спутник DMSP F17 в интервале 08:00–08:15 UT и спутник DMSP F18 в интервале 09:00–09:15 UT. Спектрограммы высыпающихся частиц, измеренных на этих спутниках, приведены на рис. 6, где в верхней части рисунка показаны карты положения продольных токов по осредненным за 10 мин данным AMPERE. Естественно, что не совсем корректно сравнивать результаты мгновенной регистрации на быстро перемещающихся в пространстве спутников DMSP с результатами 10-мин осреднения многоточечных данных AMPERE, поэтому из сопоставления этих графиков можно сделать только довольно грубо обобщенные выводы.

Спутник DMSP F17 (рис. 6а) находился в дневном секторе полярных широт в интервале ~08:04–08:14 UT и регистрировал усиленные потоки высыпающихся частиц в 08:03–08:04 UT на широтах ~68°–71° MLAT в предвечернем секторе ~16–18 MLT и в 08:12–08:13 UT на тех же широтах в утреннем секторе ~08–09 MLT. На карте AMPERE видно, в этих пространственно-временных областях утреннего и послеполуденного времени отмечались вытекающие продольные токи. Небольшой подъем на спектре DMSP в 08:08–08:09 UT в околополуденное время на широтах ~75°–76° MLAT соответствует пересечению спутником области вытекающих токов вблизи полдня в области полярных геомагнитных широт.

Спутник DMSP F18 (рис. 6б) находился в полярных широтах послеполуденного сектора в интервале ~09:08–09:12 UT и регистрировал повышенные потоки высыпающихся частиц на широтах ~75°–76° MLAT. На карте продольных токов AMPERE видно, что в это время спутник пересекал область вытекающих токов. Следовательно, как и ожидалось, данные наблюдений подтвердили, что области вытекающих из ионосферы продольных токов соответствуют областям с усиленными потоками высыпающихся частиц.

4. ВЫВОДЫ

Рассмотрены особенности геомагнитного эффекта подхода к магнитосфере Земли межпланетного магнитного облака с предшествующей областью сжатия (SHEATH) в позднюю восстановительную фазу сильной магнитной бури 21–26 июня 2015 г. Найдено, что наибольшие геомагнитные эффекты наблюдались при подходе к магнитосфере Земли ведущего края магнитного облака.

Установлено, что наиболее интенсивные геомагнитные возмущения в это время наблюдались в дневном секторе приполярных широт. Знак геомагнитного возмущения, контролировался знаком V_y -компоненты ММП и не зависел от направления V_z -компоненты ММП. Резкая смена знака V_y ММП привела к быстрой смене направления электроджета за счет быстрой перестройки структуры продольных токов.

Показано, что в околополуденном секторе в случае развития отрицательного магнитного возмущения (западный электроджет) втекающие крупномасштабные продольные токи наблюдались полярнее вытекающих токов, а в случае положительной бухты (восточной электроджет) вытекающие токи располагались полярнее втекающих. В области вытекающих продольных токов, наблюдались высыпания частиц по данным спутников DMSP F17 и F18, пересекающих эту область пространства.

Было найдено, что полярные геомагнитные возмущения сопровождалась генерацией иррегулярных длиннопериодных ($T \sim 20$ – 30 мин) пульсаций типа vlp , наблюдаемых на широтах выше ~70° MLAT (предполагаемого положения каспа), т.е. в области проекции мантии. Одновременно на широтах ниже ~70° MLAT, т.е. в области проекции а замкнутых силовых линий, регистрировались более короткопериодные пульсации ($T \sim 5$ – 15 мин).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания института физики Земли им. О.Ю. Шмидта и института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Большаякова О.В., Клайн Б.И., Клейменова Н.Г., Куражковская Н.А. Особенности широтного распределения очень длиннопериодных геомагнитных пульсаций (vlp) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 27. № 1. С. 109–114. 1987.
- Большаякова О.В., Клайн Б.И., Клейменова Н.Г., Куражковская Н.А. Поляризационные характеристики высокоширотных очень длиннопериодных геомагнитных пульсаций (vlp) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 28. № 5. С. 836–838. 1988.
- Громова Л.И., Клейменова Н.Г., Левитин А.Е., Громов С.В., Дремухина Л.А., Зелинский Н.Р. Дневные геомагнитные возмущения в высоких широтах во время сильной магнитной бури 21–23 июня 2015: Начальная фаза бури // Геомагнетизм и аэрономия № 3 С. 302–313. 2016.
<https://doi.org/10.7868/S0016794016030056>
- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений сол-

- нечного ветра для периода 1976–2000 гг. // *Космич. исслед.* Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009.
- *Клейменова Н.Г., Большакова О.В., Троицкая В.А., Фриис-Кристенсен Е.* Два вида длиннопериодных геомагнитных пульсаций вблизи экваториальной границы дневного полярного каспа // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 25. № 1. С. 163–164. 1985.
- *Клейменова Н.Г., Большакова О.В., Куражковская Н.А., Фриис-Кристенсен Е.* Очень длиннопериодные пульсации геомагнитного поля в полярных шапках и их связь с ионосферным ДРУ–током // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 26. № 6. С. 985–989. 1986.
- *Савин С.П., Зеленый М., Романов С.А. и др.* Турбулентный погранслои на границе геомагнитной ловушки // *Письма в ЖЭТФ.* Т. 74. С. 620–624. 2001.
- *Трошичев О.А., Гизлер В.А.* Модель продольных токов в области дневного каспа, учитывающая влияние межпланетного магнитного поля // *Геомагнитные исслед.* № 27. С. 108–111. 1980.
- *Anderson B.J., Takahashi K., Toth B.A.* Sensing global Birkeland currents with Iridium® engineering magnetometer data // *Geophys. Res. Lett.* V.27. P. 4045–4048. 2000. <https://doi.org/10.1029/2000GL000094>
- *Anderson B.J., Korth H., Waters C.L., Green D.L., Merkin V.G., Barnes R.J., Dyru L.P.* Development of large-scale Birkeland currents determined from the Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment // *Geophys. Res. Lett.* V. 41(9). P. 3017–3025. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014GL059941>
- *Astafyeva E., Zakharenkova I., Alken P.* Prompt penetration electric fields and the extreme topside ionospheric response to the June 22–23, 2015 geomagnetic storm as seen by the Swarm constellation // *Earth, Planets and Space.* V. 68(1). P. 152. 2016. <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0526-x>
- *Astafyeva E., Zakharenkova I., Huba J.D., Doornbos E., Van den IJssel J.* Global Ionospheric and thermospheric effects of the June 2015 geomagnetic disturbances: Multi-instrumental observations and modeling // *J. Geophys. Res. Space Physics.* V. 122. P. 11.716–11.742. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017JA024174>
- *Augusto C.R.A., Navia C.E., de Oliveira M.N. et al.* The 2015 Summer Solstice Storm: One of the Major Geomagnetic Storms of Solar Cycle 24 Observed at Ground Level // *Solar Phys.* V. 293. P. 84. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1303-8>
- *Baker D.N., Jaynes A.N., Turner D.L. et al.* A telescopic and microscopic examination of acceleration in the June 2015 geomagnetic storm: Magnetospheric Multiscale and Van Allen Probes study of substorm particle injection // *Geophys. Res. Lett.* V. 43. P. 6051–6059. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016GL069643>
- *Burlaga L.F., Sittler E., Mariani F., Schwenn R.* Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations // *J. Geophys. Res.* V. 86. P. 6673–6684. 1981. <https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673>
- *Davis T.N., Sugiura M.* Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations // *J. Geophys. Res.* V. 71. P. 785–801. 1966. <https://doi.org/10.1029/JZ071i003p00785>
- *Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y., Kroehl H.W., Rostoker G., Tsurutani B.T., Vasyliunas V.M.* What is a geomagnetic storm? // *J. Geophys. Res.* V. 99(A4). P. 5771–5792. 1994. <https://doi.org/10.1029/93JA02867>
- *Gopalswamy N., Mäkelä P., Akiyama S., Yashiroa S., Xiea H., Thakur N.* Sun-to-Earth propagation of the 2015 June 21 coronal mass ejection revealed by optical, EUV, and radio observations // *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.* V. 179. P. 225–238. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.07.013>
- *Kashcheyev A., Migoya-Orué Y., AmoryMazaudier C., Fleury R., Nava B., AlazoCuartas K., Radicella S.M.* Multi-variable comprehensive analysis of two great geomagnetic storms of 2015 // *J. Geophys. Res. Space Physics.* V. 123. P. 5000–5018. 2018. <https://doi.org/10.1029/2017JA024900>
- *Liu Y.D., Hu H., Wang R., Zhongwei Y., Bei Z., Yi A.L., Luhmann J.G., Richardson J.D.* Plasma and magnetic field characteristics of solar coronal mass ejections in relation to geomagnetic storm intensity and variability // *The Astrophys. J. Lett.* V. 809(2), L34. 2015. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/809/2/L34>
- *Maier E.J., Kayser S.E., Burrows J.R., Klumppar D.M.* The suprathermal electron contributions to high-latitude Birkeland currents // *J. Geophys. Res.* V. 85 (A5). P. 2003–2010. 1980. <https://doi.org/10.1029/JA085iA05p02003>
- *McDiarmid I.B., Burrows J.R., Wilson M.D.* Large-scale magnetic field perturbations and particle measurements at 1400 km on the dayside // *J. Geophys. Res.* V. 84. № A4. P. 1431–1441. 1979. <https://doi.org/10.1029/JA084iA04p01431>
- *Piersanti M., Alberti T., Bemporad A. et al.* Comprehensive analysis of the geoeffective solar event of 21 June 2015: Effects on the magnetosphere, plasmasphere, and ionosphere systems // *Solar. Phys.* V. 292. P. 169. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1186-0>
- *Reiff P.H., Daou A.G., Sazykin. S.Y. et al.* Multispacecraft observations and modeling of the 22/23 June 2015 geomagnetic storm // *Geophys. Res. Lett.* V. 43. P. 7311–7318. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016GL069154.1>
- *Redmon R.J., Denig W.F., Kilcommons L.M., Knipp D.J.* New DMSP database of precipitating auroral electrons and ions // *J. Geophys. Res. Space Physics.* V. 122. P. 9056–9067. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023339>
- *Troshichev O.A.* Polar magnetic disturbances and field-aligned currents // *Space Sci. Rev.* V. 32. P. 275–360. 1982. <https://doi.org/10.1007/BF00167945>
- *Tsurutani B.T., Lee Y.T., Gonzalez W.D., Tang F.* Great magnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* V. 19(1). P. 73–76. 1992. <https://doi.org/10.1029/91GL02783>
- *Waters C.L., Anderson B.J., Liou K.* Estimation of global field aligned currents using the Iridium® system magnetometer data // *Geophys. Res. Lett.* V. 28. P. 2165–2168. 2001. <https://doi.org/10.1029/2000GL012725>
- *Wing S., Ohtani S., Newell P.T., Higuchi T., Ueno G., Weygand J.M.* Dayside field-aligned current source regions // *J. Geophys. Res.* V. 115. P. A12215. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015837>

УДК 550.386.64

ОЦЕНКА ПЛАНЕТАРНЫХ ИНДЕКСОВ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ОТДЕЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ РОССИЙСКОГО СЕКТОРА

© 2021 г. В. Г. Петров^{1, *}, Е. И. Гамза^{1, **}

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

*e-mail: vpetrov@izmiran.ru

**e-mail: gamza@izmiran.ru

Поступила в редакцию 03.11.2020 г.

После доработки 23.11.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Исследованы связи между локальными индексами станций российского сектора и планетарными *Ap*-, *Kp*-индексами и возможности оценки планетарных индексов по значениям локальных. Показано, что локальные индексы западных российских обсерваторий позволяют достаточно хорошо оценить значения глобальных индексов. Оценка глобальных индексов по данным центральных и восточных станций российского сектора менее достоверна, но это может быть обусловлено отсутствием обсерваторий сети *Kp*, станций в этом секторе и недооценкой глобальной геомагнитной активности в 09–15 UT самим *Kp*-индексом.

DOI: 10.31857/S001679402104012X

1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние геомагнитной активности (ГА) на практическую деятельность было обнаружено более 200 лет назад, когда начали внедряться линии телеграфной связи, и были замечены сбои в их работе во время магнитных бурь. В настоящее время с ГА связывают множество природных, технологических и биологических процессов. Однако для изучения и использования какого-либо явления необходимо иметь его определение и способы оценки интенсивности, т.е. научный подход невозможен без определения понятия геомагнитной возмущенности (ГА) и количественной оценки ее интенсивности – индексов геомагнитной активности. В работе [Афанасьева, 1954] дано следующее определение ГА: магнитная активность или возмущенность – это совокупность изменений магнитного поля Земли, вызываемых корпускулярным излучением Солнца. При расширенном толковании термина корпускулярного излучения с включением переносимого солнечным ветром магнитного поля это определение справедливо и с современной точки зрения. Одним из первых индексов для оценки ГА в этом смысле – *K*-индекс был предложен Дж. Бартельсом [Bartels et al., 1939] и утвержден резолюцией Международной ассоциации геомагнетизма и аэрoномии (МАГ) в 1939 г. [IATME Bulletin, 1940].

K-индекс используется для количественной оценки уровня возмущенности магнитного поля в конкретной обсерватории в течение 3-часового интервала времени. Он определяется величиной изменения горизонтальной составляющей магнитного поля Земли, выраженной целым числом в диапазоне 0–9, причем 0 и 1 означает очень маленькие изменения, а 5 или более – геомагнитную бурю. Буква *K* происходит от немецкого слова “*Kennziffer*”, означающего “*характерная цифра*”, а методика вычисления *K*-индекса описана в работах [Bartels et al., 1939; Mayaud, 1980] и ряде других.

Проявление ГА зависит от местоположения точки наблюдения, поэтому для оценки планетарной ГА Бартельсом был предложен индекс планетарной ГА – *Kp*-индекс, вычисляемый как среднее взвешенное значение *K*-индексов ряда фиксированных обсерваторий [Bartels, 1955]. Авторы методики вычисления понимали, что амплитуда регистрируемого возмущения и значения локального *K*-индекса зависят от местного времени станции, проводящей измерения, и ввели промежуточный индекс *Ks* (*standardized K-index*) который получается из *K*-индекса введением к данным *K*-индекса каждой станции поправки. Эти поправки были статистически рассчитаны для каждой станции, каждого сезона и каждого 3-часового интервала так, чтобы максимально ском-

пенсировать наблюдаемую статистическую зависимость локального K -индекса от локального времени, и K_p получался уже усреднением этого стандартизованного K_s -индекса. Индексы K_p могут принимать 28 значений от 0 (очень спокойный интервал) до 9 (сильно возмущенный) с дробными частями, округленными до $1/3$. Эти дробные значения могут обозначаться знаками “+” или “-”, например, значение K_p -индекса, равное $3\frac{2}{3}$, может обозначаться как 3.7, или 4-.

Шкала для расчета K -индексов имеет почти логарифмический масштаб – увеличение индекса на единицу означает увеличение амплитуды вариаций приблизительно в два раза, поэтому арифметические операции (например, вычисление среднесуточного значения K или суммы K за сутки) с ним не имеет смысла, хотя, к сожалению, часто применяются. Для примера, сутки со значениями K -индекса 1 1 1 1 1 1 1 1 – это очень спокойный день, а со значениями 0 0 0 5 3 0 0 – это уже магнитная буря, хотя среднесуточное значение у них одно и тоже. Для таких операций предназначаются локальные индексы A (обычно обозначаемые прописным a) и планетарный A_p , т.е. значения K , переведенные обратно в амплитуду вариаций в нТл по специальной единой для всех обсерваторий шкале.

В силу своей наглядности, длинного непрерывного ряда наблюдений с 1932 г. и понятного физического смысла [Mayaud, 1980], K_p -индекс стал широко использоваться для изучения, а затем и прогнозирования различных явлений в магнитосфере, ионосфере и на поверхности Земли. Например, в ионосферных исследованиях принято использовать K_p для параметризации ионосферных движений [Mats et al., 2015] и высыпаний энергичных частиц [Emery et al., 2008]. В магнитосферной физике установлена хорошая корреляция K_p с плотностью холодной плазмы в плазмосфере [Goldstein et al., 2014], плотностью горячей плазмы [Denton et al., 2016], положением плазмопаузы [Carpenter and Anderson, 1992], интенсивностью магнитосферной конвекции [Thomsen, 2004]. Многие модели магнитного поля в магнитосфере используют K_p в качестве входного параметра [Tsyganenko, 1989]. K_p также используется в моделях VLF [Agaritov et al., 2015] и ULF пульсаций [Ozeke et al., 2014]. Авроральная зона, где наблюдаются полярные сияния и текут сильные авроральные электроструи, также расширяется к экватору по мере изменения интенсивности геомагнитной бури и увеличения значения K_p [Старков, 1994]. Другие примеры использования K_p приводятся в работе [Shprits et al., 2019].

Таким образом, K_p -индекс является очень важным индексом для диагностики и прогнозирования состояния многих параметров ионосферы и магнитосферы, и доступ к значениям K_p -индекса с минимальной задержкой существенен для

многих прикладных задач. Предварительный K_p (<https://www.swpc.noaa.gov/products/planetary-k-index>, http://www-app3.gfz-potsdam.de/kp_index/ql_bar.gif) доступен при наличии Интернета с задержкой от 3 до 6 ч, окончательное значение с задержкой до месяца. При отсутствии Интернета и доступа к сайтам K_p -индекса, он становится недоступным совсем.

В некоторых приложениях такая ситуация недопустима и возникает задача оценить значения K_p -индекса по данным K -индекса отдельной ближайшей обсерватории.

Знание текущего значения K_p -индекса необходимо для оценки текущих потоков электронов МэВ энергий в геосинхронных условиях, оценки состояния космических аппаратов и процессов накопления статического потенциала спутника [Heather et al., 2013], а также для определения интервалов времени, когда могут быть выполнены точные геомагнитные измерения.

Целью данной работы и является исследование возможности оценки значения планетарного A_p - и K_p -индексов по данным отдельной обсерватории российского сектора.

2. ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ K -ИНДЕКСА

До появления цифровых магнитных измерений K -индексы вычислялись по аналоговым магнитограммам, и методика их вычисления была описана в работах [Bartels et al., 1939, Mayaud, 1967]. На основе этих методик позже были разработаны компьютерные методы вычисления K -индекса. На конференции МАГА в 1993 г. было одобрено и рекомендовано для использования четыре метода [IAGA news, 1993], их обзор и результаты сравнения с вычисленными вручную описаны в [Menvielle et al., 1995]. Наиболее известным и точным является метод линейной оценки, предложенный Финским метеорологическим институтом (FMI метод) [Jankowski et al., 1988; Pirola et al., 1990] который мы и использовали.

Определяющим моментом при вычислении K -индекса на конкретной обсерватории является выбор значения вариации магнитного поля, при превышении которого K -индексу назначается максимальное значение равное 9, это значение обычно называется лимит $K9$ (иногда это значение обозначается $L9$). Граничные значения для меньших значений K -индекса однозначно устанавливаются по значению $K9$. Поскольку по самой идее K -индекс является характеристикой уровня геомагнитной возмущенности, а не места, где наблюдались вариации магнитного поля, то частотные распределения (вероятность наблюдения) данных значений K -индекса на разных обсерваториях, должны быть одинаковы [Bartels

et al., 1939]. Это означает, что значения лимита K_9 должно изменяться от обсерватории к обсерватории таким образом, что частота появления определенных уровней K за достаточно большой промежуток времени должна быть примерно одинакова во всех обсерваториях. В первую очередь значение K_9 будет зависеть от геомагнитной широты обсерватории, но амплитуда наблюдаемых вариаций магнитного поля может зависеть и от величины индукционных токов в проводящей земле, поэтому выбранное по геомагнитной широте значение лимита K_9 является предварительным и затем должно корректироваться по результатам сопоставления с данными ближайшей станции, имеющей утвержденное значение лимита K_9 или с планетарным индексом геомагнитной активности K_p . Вопросы выбора правильного значения лимита K_9 для отдельных обсерваторий и регионов были рассмотрены в работах [Regi et al., 2020; Hwang et al., 2013]. Для некоторых российских обсерваторий такое рассмотрение проведено в работе [Petrov and Krasnoperov, 2020], поэтому здесь на нем мы останавливаться не будем.

Исторически K -индекс долгое время вычислялся по данным аналоговых магнитометров с фотозаписью, которые регистрировали компоненту H , направленную вдоль местного магнитного меридиана и D (сейчас часто обозначаемую как E в нТл, чтобы отличить от D в градусах), и все методики и значения лимитов были определены именно для HE -компоненты. Сейчас многие обсерватории проводят измерения (или преобразуют данные) в систему координат XU с осью X , направленной к географическому северу. Угол между направлениями X и H даже для среднеширотных станций может достигать нескольких десятков градусов. При переходе к измерениям XU -компоненты измеренные амплитуды вариаций изменяются и принятые лимиты K_9 тоже могут измениться.

На рисунке 1 приведена гистограмма распределения числа случаев наблюдения различных значений K -индекса, вычисленных по HE - и XU -компонентам, для обс. Новосибирск. Эта обсерватория была выбрана для сравнения, так как значение склонения там достигает 35° . Для вычисления по XU число наблюдений малых значений K -индекса немного больше, а больших значений немного меньше, чем по HE . В соответствии с результатами работы [Petrov and Krasnoperov, 2020], это говорит о том, что значение лимита K_9 при вычислении по XU нужно несколько увеличить и использовать 420 вместо 400. Этот вывод подтверждает и рис. 2, где показана гистограмма распределения разности значений K -индекса, вычисленных по XU - и HE -компонентам. В 80% случаев значения совпадают, а число случаев отклонения в одну или другую сторону достаточно близко. Небольшое превышение значений разности, рав-

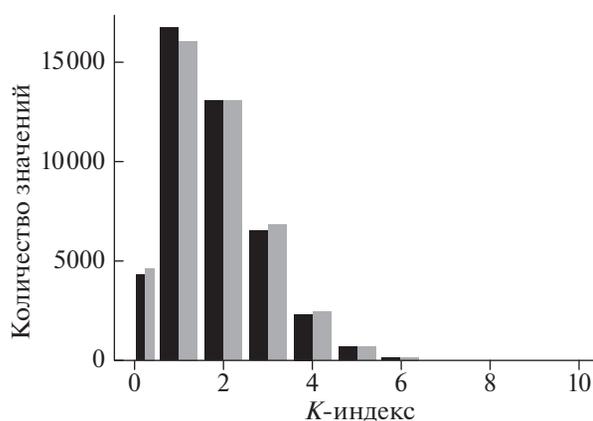


Рис. 1. Число случаев наблюдения различных значений K -индекса при вычислении по XU (черный) и HE (серый) – компонентам.

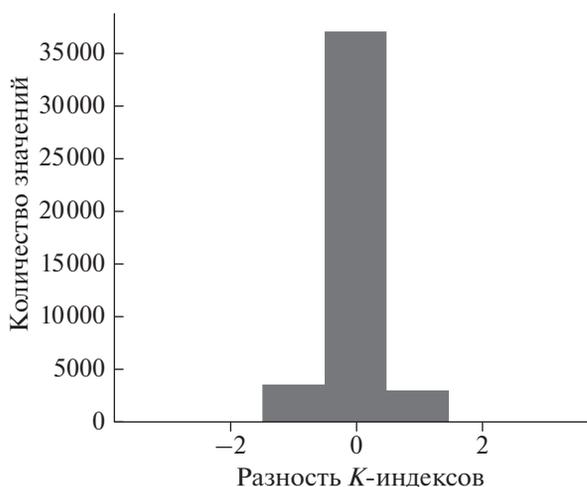


Рис. 2. Гистограмма распределения разности значений K вычисленных по XU - и HE -компонентам.

ной -1 над $+1$ подтверждает упомянутую выше возможность небольшой корректировки K_9 для вычисления по XU . Но эта разница незначительна и в дальнейшем мы будем вычислять K индекс по XU -компонентам, не делая преобразования к HE .

3. ОЦЕНКА AP - И KP - ИНДЕКСОВ ПО ДАННЫМ ОТДЕЛЬНОЙ СТАНЦИИ

Процедура выбора индивидуального лимита K_9 для каждой обсерватории делает распределения значения K -индекса независимым от положения точки измерения, т.е. за достаточно большой интервал времени вероятность наблюдения конкретного значения K -индекса должна быть одинаковой для любой станции. Если это не так, то требуется изменение лимита K_9 для данной станции. Однако амплитуда магнитных вариаций имеет максимальные значения в ночные часы

Таблица 1. Коэффициенты регрессии и корреляции A -индекса MOS с Ap -индексом

K_{reg}	B	K_{cor}	Местное время	Мировое время
1.131	4.096	0.893	0.8	22.5
0.923	3.277	0.879	3.8	1.5
0.687	3.059	0.879	6.8	4.5
0.57	4.288	0.859	9.8	7.5
0.759	4.712	0.825	12.8	10.5
1.169	3.633	0.875	15.8	13.5
1.51	3.348	0.875	18.8	16.5
1.415	3.971	0.877	21.8	19.5

местного времени, где наиболее сильны эффекты авроральных электроструй и продольных или токов растекания, замыкающих токи электроструй, и соответственно, в локальных K -индексах эффект местного времени хорошо заметен. При построении планетарного Kp -индекса разработчики индекса этот эффект учли и скомпенсировали его введением поправок в значения K -индекса станций, формирующих Kp , зависящих от местного времени каждой станции, и вычислением промежуточного K_s индекса, усреднением которого и получается Kp -индекс [Bartels et al., 1939].

Для получения оценки значения Kp -индекса по данным отдельной станции также необходимо ввести поправки, увеличивающие K -индекс конкретной станции в дневные часы и уменьшающие в ночные. Конечно, это не обеспечит усреднение по сети обсерваторий, определяющих Kp -индекс, но если процедура нормировки или стандартизации K -индекса работает удовлетворительно, то значение такого нормированного индекса должно быть примерно одно и то же и не зависеть от местного времени обсерватории, при этом эффект усреднения не должен быть сильным.

Определить эти поправки можно сопоставлением локальных и планетарных индексов отдельно для каждого временного интервала вычисления K -индекса. Иногда [Regi et al., 2020] такое сопоставление делается по значениям самого K -индекса, но учитывая, что само значение K -индекса является именно индексом, а не физической величиной, математические операции с ним физического смысла не имеют. В данной работе сопоставление выполнялось по значениям A - и Ap -индексов.

Сопоставление выполнялась в два этапа. Вначале по методике [Petrov and Krasnoperov, 2020] вычислялись значения лимита $K9$ для данной обсерватории, затем по методике FMI вычислялись A -индексы и считался коэффициент регрессии (K_{reg}) и корреляции (K_{cor}) между значениями локального A -индекса и планетарного Ap -индекса

по всему имеющемуся набору данных. По найденному значению K_{reg} определялась поправка лимита $K9$ и вновь считался K_{reg} с новым лимитом $K9$. После этого K_{reg} по всему массиву оказывался близким к единице и вычислялся K_{reg} уже для каждого трехчасового интервала мирового времени. Такие расчеты были выполнены для всех среднеширотных российских обсерваторий, имеющих достаточно длинный ряд цифровых данных: Калининград (KLD), Москва (MOS), Борок (BOX), Екатеринбург (ARS), Новосибирск (NVS), Иркутск (IRK), Якутск (YAK), Хабаровск (KHB), Магадан (MGD), Петропавловск (PET).

К сожалению, наличие цифровых данных по разным обсерваториям менялось от 4 до 19 лет и при малой статистике, особенно учитывая, что активность текущего солнечного цикла была мала, результаты для некоторых обсерваторий не очень надежны. В связи с небольшим интервалом наличия данных по обс. Калининград, они были дополнены данными обс. Хель (HLP). Сопоставление A - и K -индексов этих обсерваторий, расположенных на расстоянии ~ 80 км за пересекающийся интервал времени наблюдений, показало их очень высокую корреляцию (0.92) и разность их K -индексов никогда не превышала единицу, что позволило объединить их в один набор в дальнейшем обозначаемый как KLD(HEL). Для сопоставления A -индекса отдельной станции сети Kp , с Ap -индексом также были проведены расчеты для обс. Нимегк (NGK). Пример результатов расчета для обс. Москва приведен в табл. 1. В итоге для каждого интервала UT мы получили связь $A = K_{reg} * Ap + B$. Поскольку коэффициент B достаточно мал (не более 5 нТл), то в дальнейшем для удобства мы будем приравнивать K_{reg} к отношению A/Ap .

Поскольку значение коэффициента регрессии K_{reg} определяется местным временем, на рис. 3 сведены эти значения для всех обсерваторий как функция местного времени (MLT). Общая закономерность — минимальное значение в 10–11 MLT, максимальное в 19–21 MLT хорошо видна, но разброс точек достаточно велик. Анализ этого отношения по данным отдельных станций выявляет ряд систематических изменений в ходе этого отношения в зависимости от долготы и широты станции. Видно, что положение минимума и максимума смещается с долготой в более поздние часы местного времени, причем, если долготы двух станций оказываются близкими, то положения экстремумов и общий ход оказывается одинаковым (см. MOS и BOX, KHB и MGD), т.е. этот сдвиг не является случайным. Также наблюдается зависимость разности максимальных и минимальных значений от широты — на более высокоширотных станциях эффект суточного хода более заметен. На рисунке 4 все значения K_{reg} сведены вместе.

Таблица 2. Координаты станций и коэффициенты корреляции A -индекса станций с Ap -индексом

КОД станции	Долгота географическая	Широта географическая	Широта геомагнитная	Коэффициент корреляции стандартный	Коэффициент корреляции нормированный
NGK	12.7	52.1	48.0	0.884	0.911
KLD(HLP)	20.2	54.5	50.8	0.893	0.917
BOX	39.0	58.0	54.5	0.844	0.884
MOS	37.3	55.5	48.8	0.829	0.870
ARS	58.6	56.4	52.9	0.807	0.847
NVS	82.9	55.0	51.3	0.820	0.841
IRT	104.5	52.2	47.8	0.837	0.837
YAK	129.7	60.0	54.9	0.770	0.835
KHB	134.7	47.6	41.4	0.786	0.750
MGD	150.9	60.0	54.3	0.775	0.829
PET	158.3	53.0	46.7	0.794	0.771

Используя известную (среднюю или индивидуальную для каждой станции) зависимость отношения амплитуды вариации магнитного поля A/Ap от MLT, можно ввести для каждого 3-часового интервала вычисления A -индекса поправку в значение лимита $K9$ (или в зарегистрированную вариацию XU , HE -компоненты), так, чтобы скомпенсировать такое суточное изменение амплитуды и убрать зависимость локального A -индекса от времени и вычислить нормированный (стандартизованный) A -индекс по данным отдельной станции. При хорошей нормировке значения такого нормированного A -индекса уже не будут зависеть от местного времени и осреднение по ряду станций не должно существенно изменить результат, т.е. такой нормированный A -индекс может использоваться как приближенное значение Ap -индекса.

В таблице 2 сведены данные о положении используемых станций и коэффициенты корреляции A -индекса без поправки на местное время (стандартный A -индекс) и с учетом поправки (нормированный A -индекс) с Ap -индексом. Из таблицы можно сделать следующие выводы:

1) A -индексы западных станций (NGK, KLD(HLP), BOX, MOS) имеют достаточно высокий коэффициент корреляции с Ap -индексом (0.893–0.844), а введение поправок на местное время заметно его увеличивает (0.917–0.884).

2) При увеличении долготы станции коэффициент корреляции уменьшается и эффект введения поправки на местное время также уменьшается.

Типичная ошибка вычисления самого коэффициента корреляции $err = \sqrt{(1-r^2)/(n-2)}$, где r – значение коэффициента корреляции и n – количество пар точек наблюдения. В наших случаях

ошибка вычисления коэффициента корреляции имеет значение 0.002–0.005 и можно утверждать, что в большинстве случаев введение нормировки достоверно улучшает оценку Ap по данным отдельной станции. Сделать количественную оценку качества приближения Ap -индекса по A -индексу сложно, в силу степенного характера A -индекса обычные оценки по стандартному отклонению σ не работают.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

A -индексы более восточных станций систематически показывают меньший коэффициент корреляции с Ap , чем западные. На рисунке 5 показано расположение магнитных обсерваторий, данные которых используются при вычислении Kp и Ap -индексов. Видно, что из 13 используемых только 7 обсерваторий, т.е. более половины, расположены в Европе в очень узком долготном секторе, а в секторе 20° – 150° Е таких обсерваторий вообще нет, и в интервале времени ~ 09 – 15 UT в ночном секторе, где наблюдаются максимальные амплитуды магнитных возмущений, нет ни одной Kp обсерватории.

Конечно, введенная авторами Kp -индекса поправка на местное время через промежуточный Ks -индекс должна была скомпенсировать этот пропуск в долготном распределении используемых обсерваторий, но неизвестно насколько хорошо это получилось. Глобальная ГА в общем случае не должна зависеть от мирового времени. Даже если имеются UT-эффекты в ГА связанные, например, с суточным изменением угла наклона земного диполя к линии Солнце–Земля, то по методике построения Kp -индекса они исключаются введением индивидуальной поправки в K -индексы обсерваторий, формирующих Kp через ис-

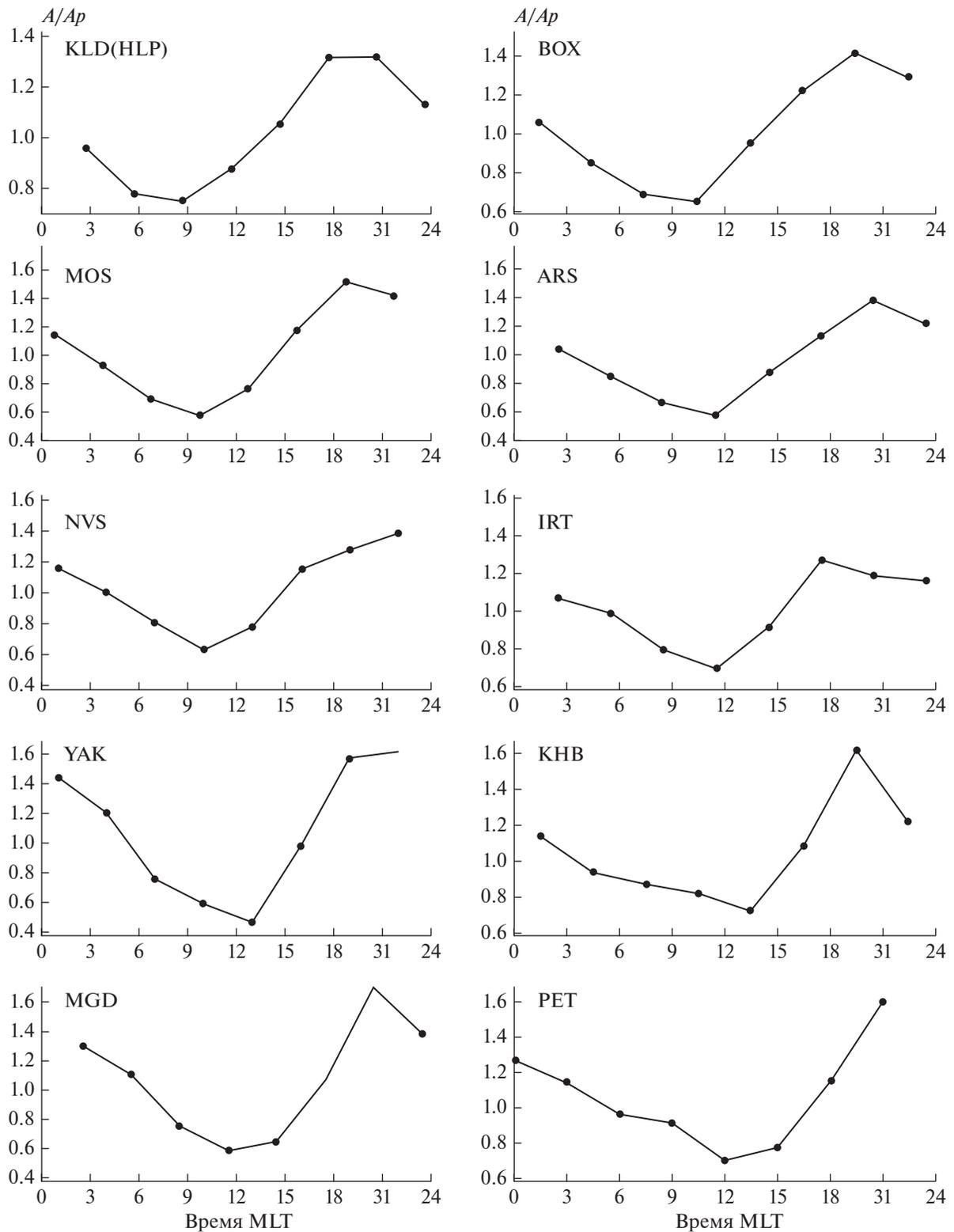


Рис. 3. Отношение локального A -индекса к планетарному A_p -индексу (коэффициент регрессии) как функция местного времени для ряда обсерваторий.

пользование K_s -индекса. В итоге статистически распределение значений K_p не должно зависеть от интервала UT.

На рисунке 6 представлено число случаев наблюдения возмущенных значений ($K > 3$) в процентах от общего числа значений K_p и K -индек-

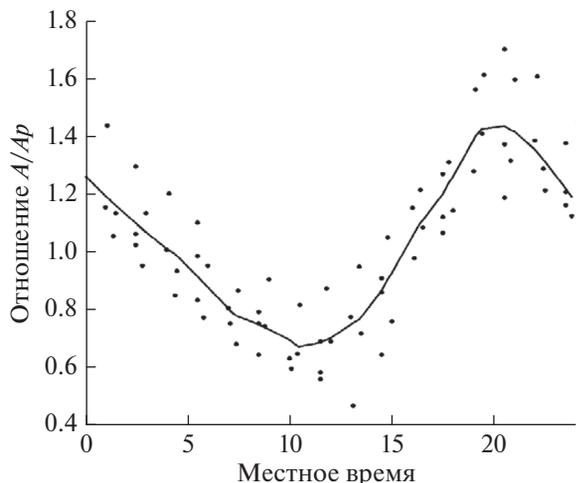


Рис. 4. Значения A/A_p (коэффициент регрессии) для всех станций как функция местного времени. Черная кривая — сглаженные значения.

сов ряда обсерваторий за период 2000–2019 гг. Видно, что в распределении K_p имеются систематические изменения с максимумом в 00–03 UT и минимумом в 09–15 UT. Если считать, что ГА не зависит от мирового времени, то в интервале 09–

15 UT K_p -индекс не зарегистрировал 36% всех случаев с $K_p > 3$. На этом же рисунке приведено аналогичное распределение для европейской обс. NGK, входящую в сеть K_p и ряда российских обсерваторий. Максимальное число числа случаев наблюдения K -индекса > 3 для NGK и KLD(HLP) приходится на интервал примерно 22–01 UT, а минимальное на 07–10 UT мирового времени, что соответствует примерно 23–02 UT и 08–11 UT местного времени. При этом в дневном секторе регистрируется на 72% меньше интервалов со значением K -индекса > 3 , чем в ночном. Это отражает известный факт, что сильные возмущения чаще наблюдаются в ночном секторе местного времени. Сравнивая суточную вариацию K_p - и K -индекса NGK, можно сделать вывод, что введение нормировки на локальное время в K_p и осреднение по ряду станций существенно уменьшает (с 72% до 36%) зависимость K_p от мирового времени, но не устраняет ее полностью.

Основной причиной наблюдаемого суточного хода в ГА по K_p -индексу может являться отсутствие в составе обсерваторий K_p -индекса, расположенных в секторе 20°–150° E. Кривые суточного хода числа случаев K -индекса > 3 для обсерваторий IRT и MGD (рис. 6) показывают, что интервал времени с пониженной частотой реги-

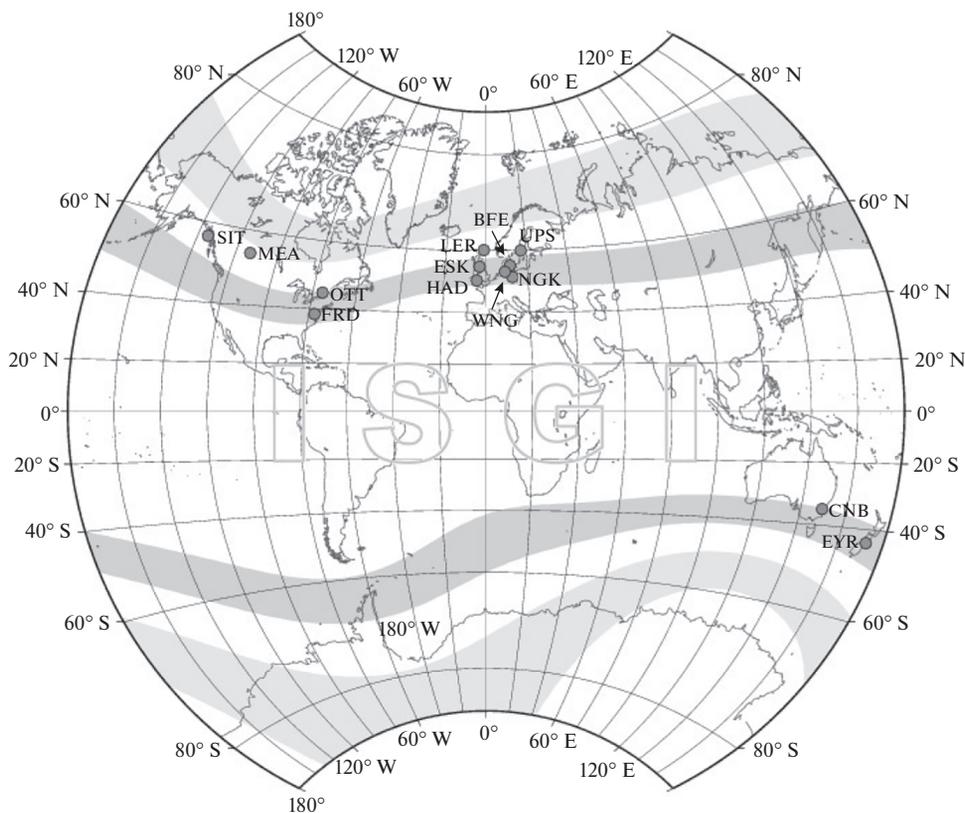


Рис. 5. Расположение магнитных обсерваторий, данные которых использованы при вычислении K_p - и A_p -индексов (http://isgi.unistra.fr/Images/reseau_Kp.jpg).

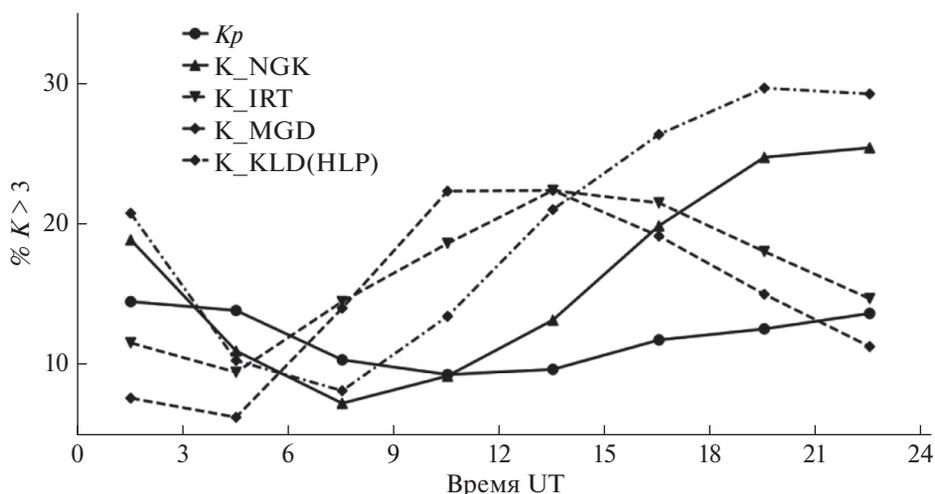


Рис. 6. Число случаев наблюдения значений K -индекса >3 в зависимости от мирового времени.

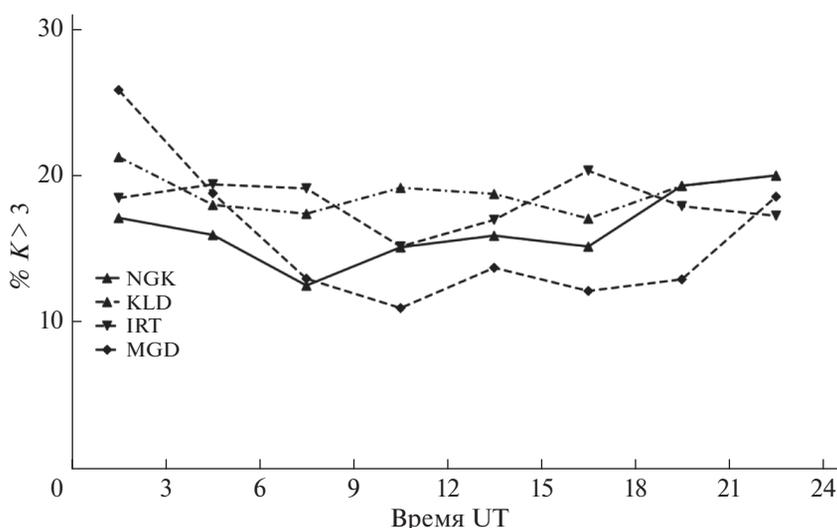


Рис. 7. Число случаев наблюдения значений нормированного K -индекса >3 в зависимости от мирового времени.

страции сильных возмущений по K_p соответствует интервалу с повышенной частотой регистрации таких возмущений на станциях российского сектора. Их включение в состав обсерваторий, используемых для вычисления K_p -индекса, устранило бы провал в K_p . Это свидетельствует о том, что нормировка, используемая в K_p -индексе, недостаточно эффективно компенсирует уменьшение амплитуды магнитных возмущений в дневном секторе.

Для проверки эффективности предлагаемой методики нормировки магнитных возмущений для дневного сектора на рис. 7 приведены аналогичные графики, построенный по нормированному K -индексу (псевдо K_p). Регулярного суточного хода здесь уже не заметно, и частота появления случаев $K > 3$ меняется значительно меньше,

чем на рис. 6, для NGK 36% вместо 70%, для KLD(HLP) 16% вместо 57%. Для восточных станций (MGD) вариация частоты наблюдения $K > 3$ от времени возрастает. Это может быть связано с ошибками самого K_p -индекса, по которому определялся нормировочный коэффициент в интервале 09–15 UT.

Выполнить прямое сопоставление K и K_p -индексов непосредственно не удастся, так как K -индекс может принимать 10 значений, а K_p — 28, и в связи с тем, что граничные значения в таблицах перевода K и K_p в A и A_p иногда не совпадают, однозначный перевод K_p - в K -индекс невозможен. Простая корреляция K и K_p смысла не имеет и в общем дает заметно меньшие коэффициенты корреляции (0.7–0.8) чем для A и A_p -индексов. Напоминаем, что основой для вычисления K -ин-

дексов является амплитуда вариации, т.е. фактически A -индекс, и перевод его в K -индекс и особенно в Kp , может существенно исказить соотношение между локальными и планетарными индексами. Таблицы, связывающие значения K и A -индексов, хорошо известны [Заболотная, 2007]. В соответствии с этими таблицами, например, значение $K = 7$ присваивается интервалу со значением вариации A от 140–240 нТл, а Ap – с вариацией от 132–154 нТл соответствует $Kp = 7_0$, т.е. часть случаев $Kp = 7_0$ соответствует $K = 7$ (если амплитуда была >140), а часть $K = 6$ ($A > 132$, но <140). Вопросы сопоставления планетарного Kp и локального K -индексов требуют дальнейшего исследования. Возможные способы разрешения – либо полный переход к A -индексам, либо введение такой же 27 ступенчатой шкалы для локального K -индекса.

5. ВЫВОДЫ

Введение нормировки амплитуды вариации или лимита $K9$ для каждого УТ интервала вычисления K -индекса позволяет с высокой достоверностью оценивать значения Ap - и Kp -индексов по данным российских станций, расположенных в западной части России.

Оценка значения Ap - и Kp -индексов по данным российских станций, расположенных в центральной и восточной части России, менее достоверна. Это, вероятно, является недостатком самих Ap - и Kp -индексов, основной вклад в которые дают станции европейского сектора, и поэтому он не полностью отражает глобальную геомагнитную активность в интервале 09–15 УТ, когда в ночном секторе находятся российские станции.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты, представленные в этой статье, основаны на данных, собранных в магнитных обсерваториях. Мы благодарим поддерживающие их национальные институты и ИНТЕРМАГНЕТ за продвижение высоких стандартов практики магнитных обсерваторий (www.intermagnet.org).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда, грант № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Афанасьева В.И. Справочник по переменному магнитному полю СССР. Ред. Афанасьева В.И., Л.: Гидрометеиздат. 267 с. 1954.
– Заболотная Н.А. Индексы геомагнитной активности: Справочное пособие. М.: изд-во ЛКИ, 88 с. 2007.

– Старков Г.В. Математическое описание границ аврорального свечения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 3. С. 80–86. 1994.
– Agapitov O.V., Artemyev A.V., Mourenas D., Mozer F.S., Krasnoselskikh V. Empirical model of lower band chorus wave distribution in the outer radiation belt // J. Geophys. Res.: Space. V. 120. № 10. P. 425–442. 2015.
– Bartels J., Heck N., Johnston H. The Three-Hour-Range Index Measuring Geomagnetic Activity // Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity. V. 4. P. 411–454. 1939.
– Bartels J. The standardization index K_s , and planetary index K_p // IAGA Bulletin 12i. P. 88–101. 1955.
– 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>
– Denton M.H., Henderson M.G., Jordanova V.K., Thomson M.F., Borovsky J.E., Woodroffe J., Hartley D.P., Pitchford D. An improved model of electron and ion fluxes at geosynchronous orbit based on upstream solar wind conditions // Space Weather. V. 14. P. 511–523. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016SW001409>
– Emery B., Coumans V., Evans D.S. et al., Seasonal Kp , solar wind, and solar flux variations in long-term single-pass satellite estimates of electron and ion auroral hemispheric power // J. Geophys. Res. V. 113, A06311. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007JA012866>
– Goldstein J., Pascuale S.D., Kletzing C. et al. Simulation of Van Allen Probes plasmopause encounters // J. Geophys. Res. – Space. V. 119. P. 7464–7484. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA020252>
– Heather A.E., Jörg-Micha J., McComas D.J. // Space Weather. V. 11(6). P. 339. 2013. <https://doi.org/10.1002/swe.20053>
– Hwang J., Hang-Pyo K., Young-Deuk P.J. Comparison of K-index Calculations between Several Geomagnetic Stations during IQDs and IDDJs // Astron. Space Sci. V. 30(3) P. 169–174. 2013. <https://doi.org/10.5140/JASS.2013.30.3.169>
– IATME Bulletin. V. 11. P. 550, resolution 2. 1940
– Jankowski J.A., Ernst T., Sucksdorff C., Pirjola R., Rynö J. Experiences of a filter method and a standard curve method for determining K-indices // Ann. Geophys., V. 6. P. 589–593. 1988.
– Mats A., Dandouras I., Delcourt D. et al. The Earth: Plasma sources, losses, and transport processes // Space Sci. Rev. V. 192(1–4). P. 145–208. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0187-2>
– IAGA news. Computer derivation of K-Indices // IAGA news. № 32. P. 27–28. 1993.
– Mayaud P.N. Atlas des indices K / IAGA Bull., 21. Paris: IUGG Publ. Office, 113 p. 1967.
– Mayaud P. N. Derivation, meaning, and use of geomagnetic indices / Geophys. Monograph Ser. Washington DC: American Geophysical Union. 154 p. 1980. <https://doi.org/10.1029/GM022>
– Menvielle M., Papitashvili N., Häkkinen L., Sucksdorff C. Computer production of K indices: review and comparison of methods // Geophys. J. Int. V. 123. P. 866–886. 1995.
– Ozeke L.G., Mann I.R., Murphy K.R., Rae I.J., Milling D.K. Analytic expressions for ULF wave radiation belt radial dif-

- fusion coefficients // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 119. P. 1587–1605. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019204>
- *Petrov V.G., Krasnoperov R.I.* The Aspects of K-index calculation at Russian geomagnetic observatories // *Russian J. Earth Sciences*. V. 20, ES6008. 2020.
<https://doi.org/10.2205/2020ES000724>
- *Pirjola R., Ryno J., Sucksdorff C.* Computer production of K indices by a simple method based on linear elimination / *Proc. Intern. Workshop on Geomagnetic Observatory Data Acquisition and Processing, Geophys. Publ.* 15. Ed. K. Kauristie, C. Sucksdorff, H. Nevanlinna, p. 128. Helsinki: Finnish Meteorological Institute. 1990.
- *Regi M., Bagiacchi P., DiMauro D., Lepidi S., Cafarel L.* On the validation of K-index values at Italian geomagnetic observatories // *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.* V. 9. P. 105–115. 2020.
- *Shprits Y., Vasile R., Zhelavskaya I.* Nowcasting and Predicting the Kp index Using Historical Values and Real-time Observations // *Space Weather*. V. 17. №. 8. P. 1219–1229. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018SW002141>
- *Thomsen M.F.* Why Kp is such a good measure of magnetospheric convection // *Space Weather*. V. 2. S11044. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004SW000089>
- *Tsyganenko N.A.* A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet // *Planet. Space Sci.* V. 37(1). P. 5–20. 1989.

УДК 550.385.4

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ B_z -КОМПОНЕНТЫ ММП КАК ТРИГГЕР ИЗОЛИРОВАННЫХ ВСПЛЕСКОВ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В ОБЛАСТИ ДНЕВНОГО ПОЛЯРНОГО КАСПА

© 2021 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 11.12.2020 г.

После доработки 14.01.2021 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Выполнено исследование одновременных наблюдений изолированных всплесков пульсаций *ipcl* (в диапазоне частот 1.3–6.3 мГц) в области дневного полярного каспа и динамики B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). Обнаружено, что в 61% случаев (первая группа) изолированные всплески *ipcl* наблюдаются в области каспа после изменения направления B_z -компоненты ММП с северного на южное, и в 39% случаев (вторая группа) при изменении направления B_z с южного на северное. Всплески двух групп имели примерно одинаковый спектральный состав, но различались по интенсивности, продолжительности волновых пакетов и условиям возбуждения. В зависимости от смены знака B_z -компоненты (с положительного на отрицательное или с отрицательного на положительное) спектральная плотность пульсаций *ipcl* достигала максимального значения через 10–20 мин или 5–10 мин, соответственно после момента переориентации B_z . Показано, что динамика других геоэффективных параметров солнечного ветра и ММП была относительно стабильной до момента переориентации B_z -компоненты и после, т.е. во время возбуждения волновых пакетов пульсаций *ipcl*. Совокупность экспериментальных фактов позволяет предположить, что единственным триггером изолированных всплесков *ipcl* в условиях умеренно-возмущенной магнитосферы может быть изменение направления B_z -компоненты ММП не только с северного на южное, но и с южного на северное. Высказана гипотеза о возбуждении изолированных всплесков пульсаций *ipcl*, наблюдающихся в области дневного каспа, в результате стационарного пересоединения как в предполуденном секторе магнитосферы, так и вблизи полярных каспов.

DOI: 10.31857/S0016794021040088

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционно считается, что магнитные возмущения на Земле и, в частности, возбуждение ультранизкочастотных (УНЧ) волн контролируется солнечным ветром и межпланетным магнитным полем (ММП), особенно вертикальной компонентой ММП (B_z). От направления B_z -компоненты существенно зависит процесс пересоединения между силовыми линиями межпланетного и геомагнитного поля, положение его локализации. В свою очередь, процессы пересоединения ответственны за поступление энергии солнечного ветра в магнитосферу, изменение топологии магнитного поля, возбуждение УНЧ-волн и многие другие явления [Нишида, 1980; Прист и Форбс, 2005]. Из литературных источников известны примеры генерации УНЧ-волн (геомагнитных пульсаций) в магнитосфере, связанных со сменой знака B_z -компоненты ММП. Так, в работе [Большакова и Троицкая, 1982]

показано, что при изменении направления B_z -компоненты ММП с северного направления на южное в области дневного каспа наблюдаются отдельные интенсивные всплески длиннопериодных пульсаций *ipcl*. Заметим, что иррегулярные геомагнитные пульсации *ipcl* (irregular pulsations continuous long period) с периодами от 3 до 15–20 мин исследуются, начиная с пионерских работ [Troitskaya et al., 1973; Большакова и др., 1975]. В этих и ряде других работ, например, [Клейменова и др., 1985; Friis-Christensen et al., 1988; Dunlop et al., 1992; Куражковская и Клайн, 1997; Vennerstrom, 1999; Pilipenko et al., 2015], показано, что *ipcl* являются типичным режимом высокоширотных областей магнитосферы.

Согласно работе [Белаховский и Ролдугин, 2008] резкая смена знака B_z -компоненты с положительного на отрицательный знак в ходе развития

интенсивной магнитной бури приводит к возбуждению геомагнитных пульсаций в диапазоне $Pc5$ ($T = 150\text{--}600$ с). Даже в условиях спокойной магнитосферы ($Kp \sim 0$) переориентация B_z -компоненты с северного направления на южное направление оказывается существенным фактором, влияющим на усиление интенсивности пульсаций $ipcl$ в диапазоне 2–6 мГц [Куражковская и др., 2016]. Более того, экспериментальные исследования связи возбуждаемых геомагнитных пульсаций с вертикальной компонентой ММП показали, что B_z -компонента оказывает значительное влияние на их характеристики. Так, в работе [Troitskaya et al., 1980] показано, что амплитуда пульсаций $ipcl$ увеличивается с ростом отрицательных значений B_z -компоненты. Из результатов исследования [Куражковская и др., 2016] следует, что увеличение скорости изменения B_z -компоненты приводит к уменьшению средней частоты пульсаций $ipcl$. Иными словами B_z -компонента контролирует не только амплитуду, но и спектральный состав длиннопериодных иррегулярных пульсаций $ipcl$.

В работе [Куражковская и Клайн, 2017] отмечалось, что в области дневного каспа наблюдаются отдельные иррегулярные УНЧ-волны (всплески) аномально большой амплитуды, диапазон частот которых совпадал с частотным составом пульсаций $ipcl$. Такие всплески были условно названы “изолированными всплесками пульсаций $ipcl$ ”, поскольку в интервале времени $\pm 3\text{--}4$ ч до их начала и после не наблюдалось других интенсификаций магнитного поля. Генерация подобных всплесков в области дневного каспа могла быть обусловлена переориентацией B_z -компоненты ММП с северного направления на южное, как ранее отмечалось в работе [Большакова и Троицкая, 1982]. Однако при анализе условий возбуждения изолированных всплесков пульсаций $ipcl$ [Куражковская и Клайн, 2017] мы заметили, что некоторые всплески наблюдаются в области дневного каспа после переориентации B_z -компоненты ММП с южного направления на северное.

Как отмечалось выше, изменение направления B_z -компоненты с северного на южное приводило к возбуждению или интенсификации некоторых режимов геомагнитных пульсаций. Вопрос о том, может ли играть аналогичную роль переориентация B_z -компоненты с южного направления на северное в формировании режимов пульсаций, во многом остается открытым.

Настоящая работа является продолжением исследования [Куражковская и Клайн, 2017] и посвящена анализу особенностей возбуждения изолированных всплесков пульсаций $ipcl$ аномально большой амплитуды, наблюдаемых в области дневного каспа после переориентации B_z -компо-

ненты ММП с северного направления на южное и с южного направления на северное.

2. АНАЛИЗИРУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы цифровые одноминутные данные Антарктической obs. Мирный (код MIR, исправленные геомагнитные координаты $\Phi' = -76.93^\circ$, $\Lambda' = 122.92^\circ$) за период 1989–1991 гг., 1995–2003 гг. из Мирового центра данных по солнечно-земной физике (МЦД по СЗФ, Москва) (http://www.wdcb.ru/stp/data/geo_min.val/). Кроме того, использовались среднечасовые и одноминутные данные параметров плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) из базы данных OMNI, полученные с сайта (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>) за эти же интервалы времени.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Одноминутные данные регистрации магнитного поля в obs. Мирный предварительно фильтровались в диапазоне частот 1.3–6.3 мГц и после фильтрации выполнялся их спектрально-временной анализ. Критерии отбора изолированных всплесков пульсаций $ipcl$ и их общая характеристика достаточно подробно изложены в работе [Куражковская и Клайн, 2017]. Здесь мы отметим, что в анализ были включены всплески пульсаций $ipcl$, для которых имелись данные параметров солнечного ветра и ММП. Всего было рассмотрено 113 изолированных всплесков пульсаций $ipcl$. Анализируемые всплески пульсаций $ipcl$ наблюдались преимущественно в дневном секторе магнитосферы (07–14 MLT) при умеренной геомагнитной активности ($Kp \sim 2\text{--}3$). В южном полушарии при таком уровне возмущенности положение obs. Мирный соответствует широте дневного полярного каспа [Newell et al., 1989; Zhou et al., 2000].

Первоначально проводилось одновременное сопоставление случаев наблюдения изолированных всплесков пульсаций $ipcl$ и динамики B_z -компоненты ММП. Анализ показал, что в 61% случаев всплески $ipcl$ возникают после изменения направления B_z -компоненты с северного на южное и в 39% случаев после изменения ориентации B_z -компоненты с южного на северное. В связи с этим все случаи наблюдения изолированных всплесков пульсаций $ipcl$ были условно разбиты на две группы: 1) всплески, наблюдающиеся после смены знака B_z -компоненты с (+) на (–) (70 случаев), и 2) всплески, наблюдающиеся после смены знака B_z -компоненты с (–) на (+) (43 случая).

3.2. На рисунке 1 приведены типичные примеры наблюдения изолированных всплесков пульсаций $ipcl$, относящихся к первой и второй группам, а также их динамические спектры. В верхней

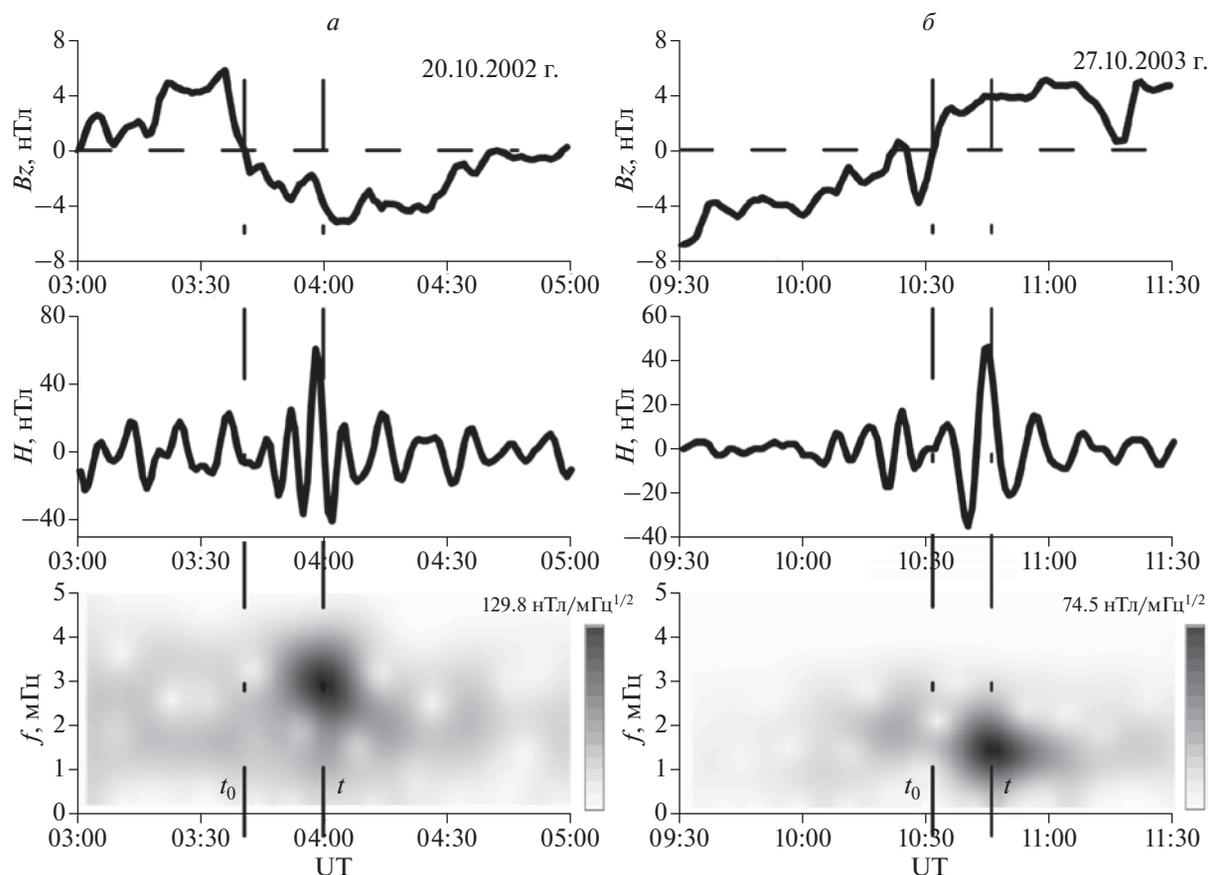


Рис. 1. Примеры наблюдения изолированных всплесков длиннопериодных иррегулярных пульсаций *ipcl* в obs. Мирный (H -компонента) 20.10.2002 г. и 27.10. 2003, возникающих после переориентации B_z -компоненты ММП с северного направления на южное (а) и с южного на северное (б), соответственно. В верхней части рисунка – вариации B_z -компоненты ММП; вертикальные штрих-пунктирные линии – моменты перехода B_z -компоненты через ноль (t_0) и достижения максимума спектральной плотности пульсаций (t).

части рисунка показана вариация B_z -компоненты ММП, из которой видно различное изменение ее направления. Вертикальными штрихпунктирными линиями обозначены моменты переориентации B_z -компоненты (t_0) и время наблюдения максимальной спектральной плотности всплесков *ipcl* (t). Из рисунка 1 видно, что после смены знака B_z -компоненты спектральная плотность изолированных всплесков пульсаций *ipcl* через некоторое время – Δt ($\Delta t = t - t_0$) достигает максимального значения. Величина Δt использовалась нами как одна из характеристик всплесков *ipcl* двух групп.

Распределение времени сдвига $-\Delta t$ между максимумом спектральной плотности и моментом перехода B_z -компоненты через ноль для двух групп изолированных всплесков пульсаций *ipcl* представлено на рис. 2. Величина Δt изменяется, в основном, от 5 до 40 мин, но в некоторых случаях достигает 70–80 мин. После переориентации B_z -компоненты с северного направления на южное в доминирующем числе случаев $\Delta t \sim 10$ –20 мин

и $\Delta t \sim 5$ –10 мин, если всплески наблюдаются после обратного изменения направления B_z -компоненты.

Кроме Δt в качестве характеристик двух групп всплесков *ipcl* рассматривались максимальная амплитуда – A , которая находилась из выражения: $A = \sqrt{H^2 + D^2}$, где H и D – максимальные значения меридиональной и азимутальной составляющих магнитного поля; продолжительность – τ и частота – f волновых пакетов. Оценки средних и медианных значений этих характеристик представлены в табл. 1.

Из таблицы 1 видно, что средняя амплитуда всплесков первой группы больше, а продолжительность их волновых пакетов меньше, чем всплесков, относящихся ко второй группе. Средняя частота заполнения волновых пакетов *ipcl* двух групп одинакова. Среднее время сдвига Δt всплесков *ipcl*, относящихся к первой группе заметно больше по сравнению с Δt для второй группы. Таким образом, всплески, наблюдаемые в об-

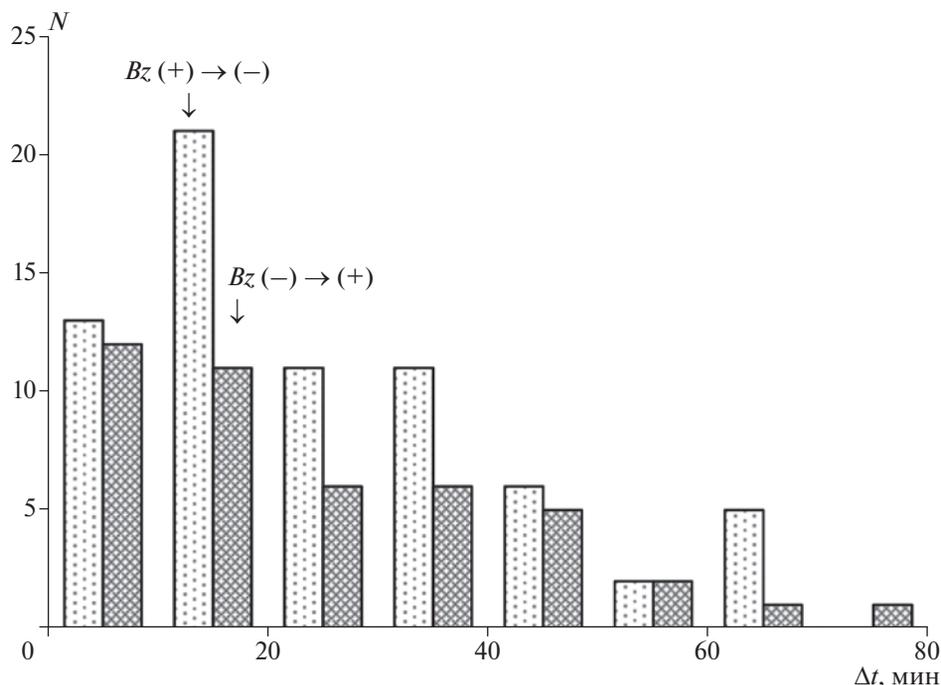


Рис. 2. Распределение времени сдвига (Δt) между моментом перехода B_z -компоненты ММП через ноль и максимумом спектральной плотности всплесков пульсаций $ipcl$ для первой и второй (светлая и темная гистограмма, соответственно) групп всплесков.

ласти каспа после разной переориентации B_z , имеют примерно одинаковый спектральный состав, но различные интенсивность, продолжительность волновых пакетов и время достижения максимальной спектральной плотности после смены направления B_z .

На рисунке 3 показаны суточные вариации нормированной на максимальное число случаев частоты наблюдения N/N_{max} , амплитуды A и величины временного сдвига Δt изолированных всплесков пульсаций $ipcl$, возникающих после разной переориентации B_z -компоненты. Аппроксимация экспериментальных данных полиномами четвертой степени показана сплошными линиями. Независимо от характера смены знака B_z -компоненты распределения N/N_{max} подобны

по форме и по положению максимумов частоты наблюдения. Оба распределения асимметричны относительно полуденного меридиана. Видно, что всплески $ipcl$ как первой, так и второй группы в дополуночном секторе (10–11) MLT. Положение максимума суточного хода всплесков $ipcl$ относительно полуденного меридиана не зависит от переориентации B_z -компоненты с северного направления на южное или, наоборот, с южного на северное. Вероятность наблюдения изолированных всплесков $ipcl$ двух групп в послеполуденное время относительно мала.

Суточные вариации средних амплитуд изолированных всплесков $ipcl$ различаются по положению максимумов для двух групп (рис. 3). Так, по-

Таблица 1. Средние и медианные значения основных характеристик изолированных всплесков пульсаций $ipcl$ при различной переориентации B_z -компоненты ММП

Характеристики всплесков $ipcl$	Переориентация B_z -компоненты ММП с (+) на (-)		Переориентация B_z -компоненты ММП с (-) на (+)	
	средние значения	медианные значения	средние значения	медианные значения
A , нТл	152.6 ± 9.7	131.8	143.4 ± 8.2	125.0
τ , мин	78.9 ± 2.9	75.0	86.4 ± 3.6	75.0
f , мГц	2.20 ± 0.04	2.20	2.20 ± 0.05	2.30
Δt , мин	26.4 ± 2.1	22.0	23.9 ± 2.7	18.0

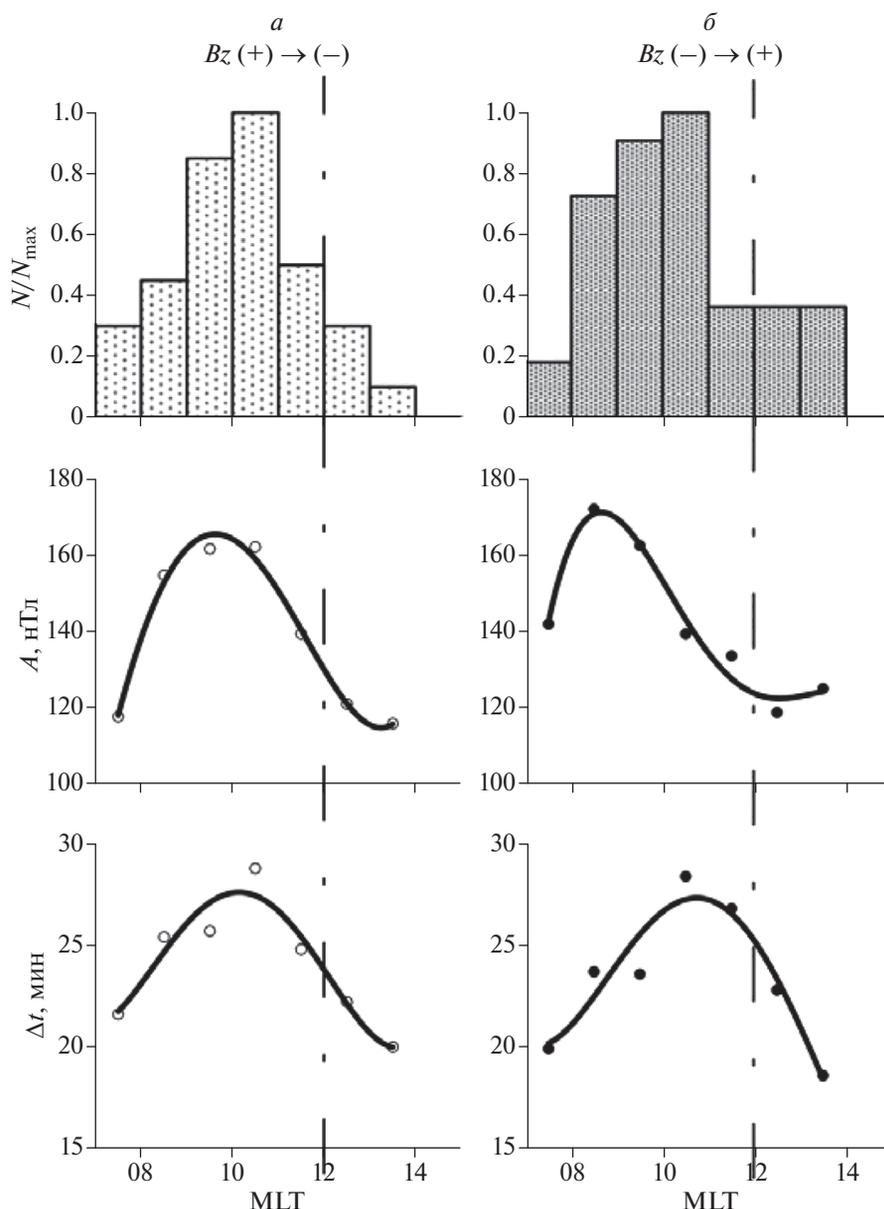


Рис. 3. Суточная вариация нормированной на максимальное число случаев частоты наблюдения N/N_{max} , амплитуды A и величины временного сдвига Δt изолированных всплесков пульсаций *ipcl*, наблюдающихся после переориентации B_z -компоненты ММП с северного направления на южное (а) и с южного на северное (б).

сле переориентации B_z -компоненты с северного направления на южное максимум интенсивности всплесков наблюдается в (09–10) MLT, а при изменении направления с южного на северное в (08–09) MLT. Временной интервал между максимумами амплитуд всплесков *ipcl* двух групп составляет 1 час.

Поведение зависимости Δt от локального времени для двух групп всплесков *ipcl* примерно одинаково. В предполуденном секторе наблюдается увеличение времени сдвига Δt с 07 MLT до достижения максимума в 10.30 MLT. После 11 MLT на-

чинается постепенное уменьшение Δt , которое продолжается и в послеполуденном секторе. Максимумы Δt в обоих случаях приходятся на (10–11) MLT, т.е. наибольшие значения времени сдвига между моментом переориентации B_z -компоненты и достижением максимальной спектральной плотности наблюдаются вблизи полуденного меридиана. По мере удаления от полуденного меридиана величина Δt уменьшается (рис. 3).

3.3. Рассмотрим условия в межпланетной среде, на фоне которых происходит возбуждение изолированных всплесков пульсаций *ipcl* двух групп по-

сле изменения направления вертикальной компоненты ММП. Анализ геомагнитной активности, параметров солнечного ветра и ММП, проводился по часовым данным базы данных OMNI. Для характеристики геомагнитной активности использовались индексы Kp , Dst и AE , которые отражают глобальную возмущенность, возмущения в средних и экваториальных широтах и возмущения в зоне полярных сияний, соответственно. Величина Kp индекса бралась, как принято в базе данных OMNI. Состояние плазмы солнечного ветра характеризовалось следующими параметрами: концентрация n , скорость V , динамическое давление солнечного ветра $P_{dyn} = \rho V^2$ (ρ – плотность плазмы). В качестве характеристик ММП рассматривались: модуль напряженности B , широта ММП θ (угол между вектором B и его проекцией на плоскость эклиптики), долгота ММП ϕ (угол между проекцией вектора B на плоскость эклиптики и B_x -компонентой ММП), B_x -, B_y -, B_z -компоненты ММП. Анализируемые параметры солнечного ветра и ММП рассматривались в солнечно-эклиптической системе координат.

Первоначально были построены распределения геомагнитных индексов, параметров плазмы солнечного ветра и ММП для часовых интервалов, во время которых наблюдались изолированные всплески *ipcl* двух групп. Поскольку распределения геомагнитных индексов и параметров плазмы солнечного ветра для случаев наблюдения всплесков *ipcl* обеих групп имели примерно одинаковую форму, диапазоны изменения и положение максимумов независимо от характера переориентации B_z -компоненты, мы их не будем здесь приводить. Однако следует отметить, что во время наблюдения всплесков *ipcl* как первой, так и второй групп магнитосфера была умеренно возмущена, о чем свидетельствуют значения индексов геомагнитной активности. Так, величина индексов во время появления всплесков *ipcl* двух групп преимущественно равнялась $Kp = 20-30$, $Dst = -20-0$ нТл, $AE = 50-100$ нТл. Параметры плазмы солнечного ветра не сильно различались во время наблюдения всплесков *ipcl* двух групп и в доминирующем числе случаев составляли $n = 4-8$ см⁻³, $V = 350-400$ км/с, $P_{dyn} = 1-3$ нПа.

Наиболее существенные различия были обнаружены в распределениях параметров ММП во время наблюдения всплесков *ipcl* двух групп, поэтому остановимся подробнее на их анализе. На рисунке 4 показаны зависимости частоты появления изолированных всплесков *ipcl* двух групп от B , угла ϕ , угла θ , B_x -, B_y -, B_z -компонент. Видно, что распределения перечисленных параметров различаются во время возбуждения всплесков *ipcl* двух групп. Например, всплески *ipcl* первой и второй группы в большинстве случаев наблюдаются при $B = 3-6$ нТл и $B = 6-9$ нТл,

соответственно, т.е. величина вектора напряженности ММП после изменения направления B_z -компоненты с положительного на отрицательное меньше, чем при обратном изменении ориентации B_z . Распределения угла ϕ , характеризующего направление вектора напряженности ММП в плоскости эклиптики различны для случаев наблюдения всплесков *ipcl* двух групп. Всплески первой группы появляются, главным образом, при $\phi = 270^\circ-360^\circ$, а второй группы при $\phi = 90^\circ-180^\circ$. Исходя из величин углов ϕ , можно отметить, что всплески первой группы преимущественно наблюдались при направлении вектора ММП к Солнцу, а второй группы от Солнца. Величина угла θ также была различной и принадлежала диапазону $-30^\circ < \theta < 0^\circ$ и $0^\circ < \theta < 30^\circ$ в случае наблюдения всплесков первой и второй группы, соответственно (рис. 4).

Из рисунка 4 также видно различное поведение B_x -, B_y -, B_z -компонент ММП во время наблюдения всплесков *ipcl* двух групп. Всплески первой группы в доминирующем числе случаев наблюдались при $B_x > 0$, $B_y < 0$, $B_z < 0$, второй группы $B_x < 0$, $B_y > 0$, $B_z > 0$. Таким образом, характеристики ММП, благоприятные для формирования изолированных всплесков *ipcl* первой и второй групп после смены направления B_z -компоненты, были различными, как по величине, так и по направлению вектора напряженности ММП B и его компонент (рис. 4).

Кроме того, был выполнен анализ одноминутных данных ММП и плазмы солнечного ветра методом наложения эпох вблизи момента (± 2 ч) переориентации B_z -компоненты. Усредненная динамика B_z -, B_x - и B_y -компонент, модуля напряженности ММП – B , концентрации протонов – n , скорости – V , динамического давления – P_{dyn} солнечного ветра и за два часа до переориентации B_z -компоненты и 2 ч после приведена на рис. 5. За реперную точку выбран момент изменения знака B_z -компоненты ММП. Видно, что изолированные всплески пульсаций *ipcl*, возникающие после изменения направления B_z -компоненты как с северного на южное направления, так и наоборот, наблюдались на фоне относительно стабильных параметрах плазмы солнечного ветра. Качественное поведение n , V , и P_{dyn} солнечного ветра как до переориентации B_z , так и после примерно одинаково для двух групп всплесков *ipcl*. Отсутствие резких флуктуаций в поведении данных параметров указывает на то, что процессы резкого сжатия или расширения магнитосферы, а также приход фронта ударной волны не имеют отношения к формированию изолированных всплесков пульсаций *ipcl*. Необходимо отметить, что в поведении B_x - и B_y -компонент ММП в отличие от B_z не наблюдалось резкой смены направления вблизи реперной точки. Однако динамика B_x - и B_y -компонент ММП

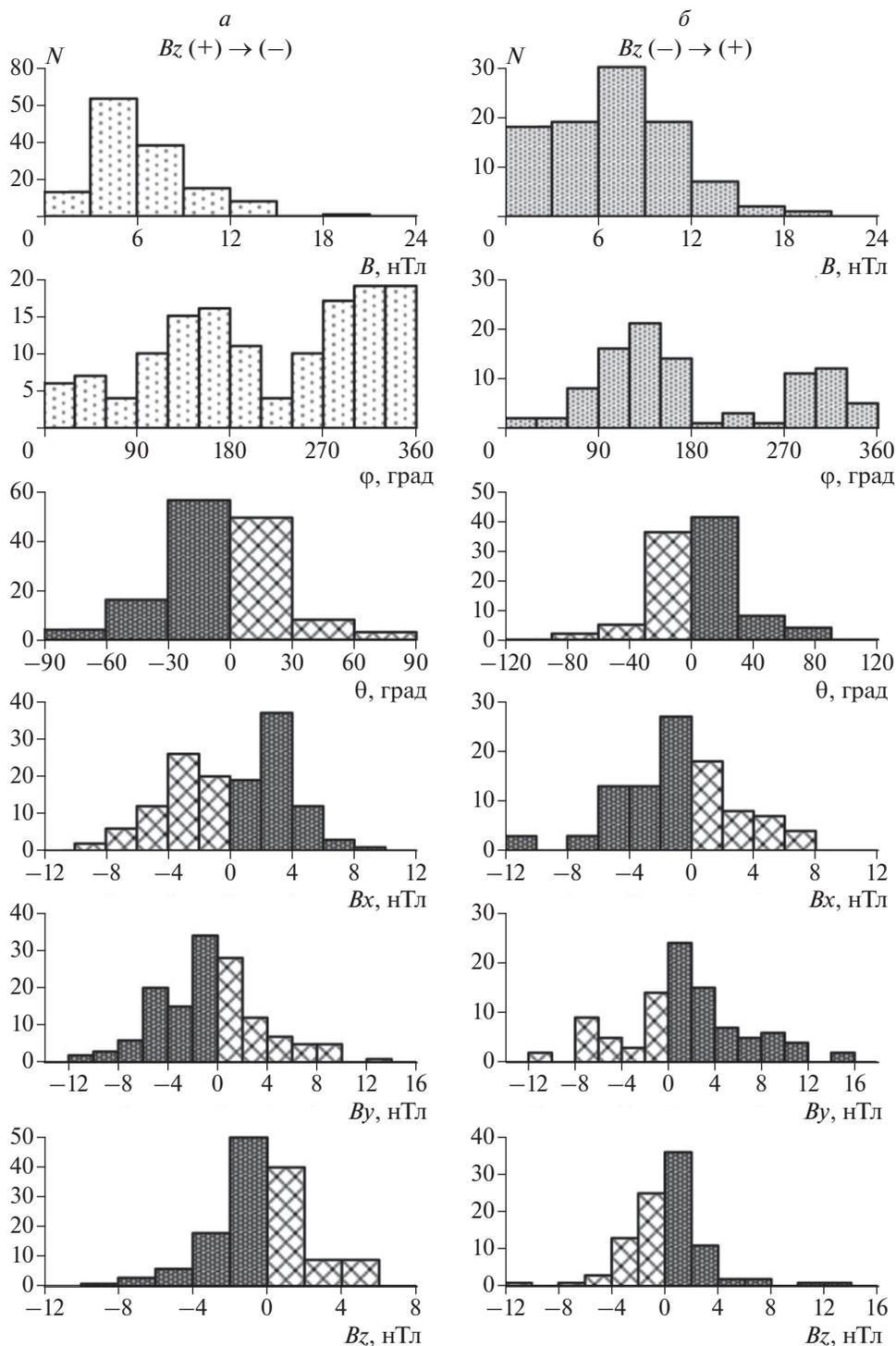


Рис. 4. Зависимость частоты наблюдения изолированных всплесков *icpl* первой (а) и второй (б) групп от параметров ММП.

различна во время наблюдения всплесков двух групп. Так, для динамики B_x -компоненты характерны небольшие флуктуации до момента переориентации B_z и после, если B_z -компонента изменяет знак с положительного на отрицательный. При этом B_y -компонента сохраняет отрицатель-

ное направление практически на всем временном интервале. Всплески *icpl* наблюдаются на фоне отрицательного направления B_x - и положительного B_y -компоненты, в случае изменения направления B_z -компоненты с отрицательного на положительное. Таким образом, судя по характеру

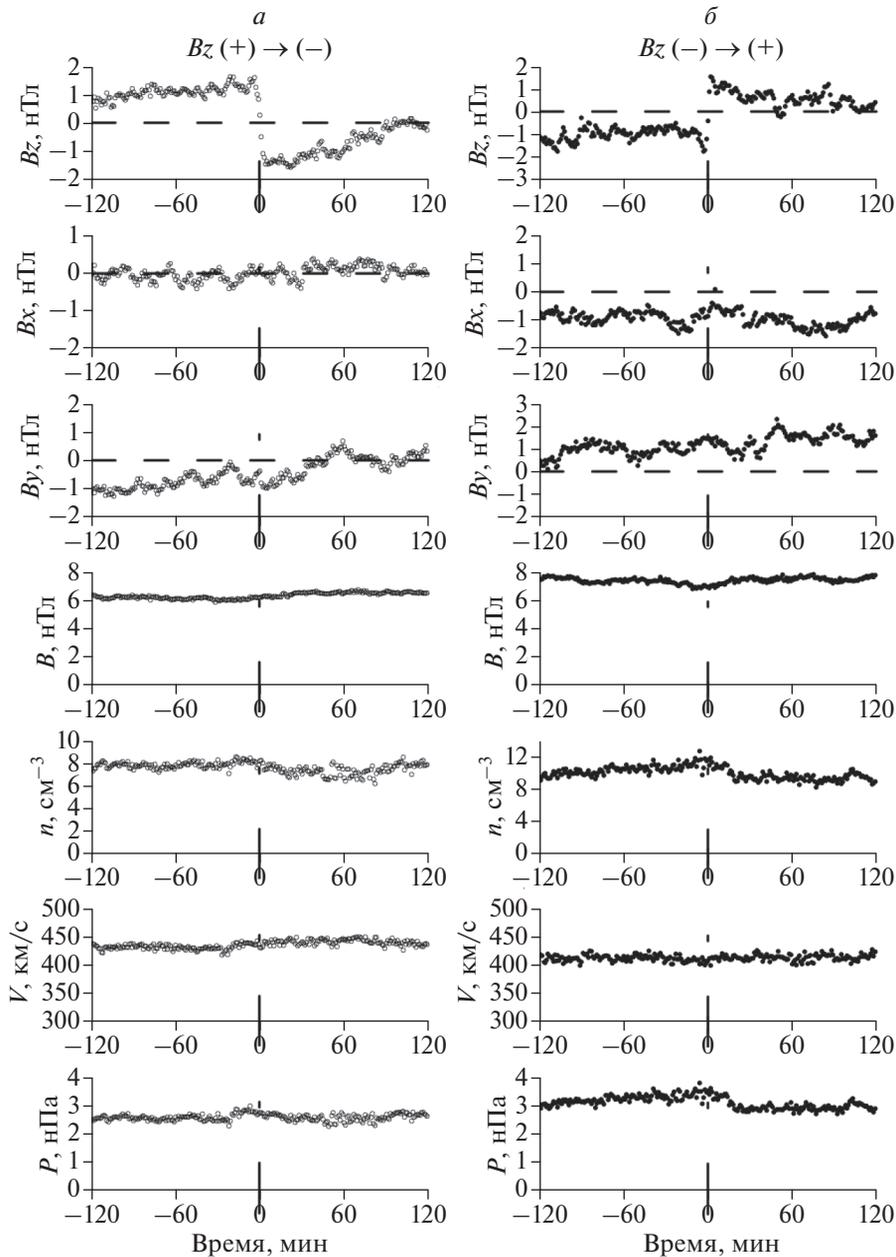


Рис. 5. Динамика параметров (B_z -, B_x -, B_y -компонент, модуля B) ММП и плазмы солнечного ветра (концентрации n , скорости V , динамического давления P_{dyn}), полученная методом наложенных эпох для случаев наблюдения первой (а) и второй (б) групп всплесков пульсаций *ipcl*.

поведения параметров ММП и плазмы солнечного ветра (рис. 5), в условиях умеренно-возмущенной магнитосферы единственным параметром, способствующим возбуждению изолированных всплесков *ipcl* может быть переориентация B_z -компоненты ММП, как с северного направления на южное, так и с южного на северное.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что изолированные всплески *ipcl*, наблюдающиеся в об-

ласти дневного каспа, возбуждаются как после смены знака B_z -компоненты ММП с положительного на отрицательный, так и, наоборот, с отрицательного на положительный. При этом другие геоэффективные параметры, такие как скорость и динамическое давление солнечного ветра оставались относительно стабильными вблизи момента начала возбуждения всплесков. Следовательно, эти параметры не могут играть роль триггера изолированных всплесков пульсаций *ipcl*. Таким образом, при умеренной геомагнитной активности единственным триггером всплес-

ков может быть переориентация B_z -компоненты ММП. Причем в отличие от пульсаций $Pc5$, на ход развития которых изменение направления B_z -компоненты ММП с отрицательного на положительное направление не оказывает никакого влияния [Белаховский и Ролдугин, 2008], изолированные всплески пульсаций $ipcl$ возникают и после такой смены знака B_z .

Поскольку изолированные всплески пульсаций $ipcl$ наблюдаются после переориентации B_z -компоненты на фоне относительно стабильных других параметрах плазмы солнечного ветра и ММП, то можно предположить, что их возбуждении стимулировано процессами пересоединения между межпланетным и геомагнитным полем. Согласно существующим представлениям [Прист и Форбс, 2005], переориентация B_z -компоненты с северного направления на южное приводит к процессу пересоединения между силовыми линиями геомагнитного и межпланетного полей в подсолнечной области магнитосферы. Когда B_z -компонента переориентируется с южного направления на северное наблюдается другой сценарий: происходит так называемое, высокоширотное пересоединение вблизи ночных полярных каспов, после чего магнитный поток смещается на дневную сторону [Li et al., 2008]. Переориентация B_z -компоненты существенно влияет на магнитосферную активность. Спокойные геомагнитные условия наблюдаются при северном направлении ММП ($B_z > 0$), т.е. когда прекращается поступление энергии солнечного ветра в магнитосферу. Поступление энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли с ростом величины южного ММП ($B_z < 0$) приводит к значительному усилению магнитных возмущений [Akasofu, 1980].

Из наших данных следует, что изолированные всплески $ipcl$ первой группы наблюдаются преимущественно при $B_z < 0$, а второй группы при $B_z > 0$ (рис. 4). Следовательно, процессы пересоединения как в подсолнечной области, так и в высокоширотной области приводят к возбуждению пульсаций $ipcl$. Это означает, что в полярный касп проникают волны из разных областей локализации процессов пересоединения. Важно отметить, что при $B_z < 0$ и $B_z > 0$ формируется режим иррегулярных длиннопериодных пульсаций с примерно одинаковым спектральным составом, но различной интенсивности и продолжительности волновых пакетов. Различия в уровне амплитуд и продолжительности, всплесков $ipcl$, наблюдаемых после разной смены направления B_z -компоненты, могут быть обусловлены разными межпланетными условиями во время их возбуждения (рис. 4).

Как известно, существуют, по крайней мере, два типа пересоединения: импульсное, так называемое FTEs (Flux Transfer Events), и стационар-

ное. По-видимому, изолированные всплески $ipcl$ не могут быть следствием импульсного пересоединения, поскольку их продолжительность существенно больше, чем характерные времена FTEs (1–2 мин). Кроме того, всплески $ipcl$ наблюдаются преимущественно в предполуденном секторе в отличие от FTEs, для которых характерен послеполуденный максимум вероятности наблюдения [Walsh et al., 2014]. Другой типичной чертой FTEs является их появление при южном направлении ММП. Согласно спутниковым наблюдениям при северном направлении ММП случаи FTEs не наблюдаются [Прист и Форбс, 2005]. В отличие от FTEs анализируемые нами всплески $ipcl$, по крайней мере, в 39% случаев регистрируются при северном направлении ММП.

Скорее всего, возбуждение всплесков пульсаций $ipcl$ инициируется стационарным пересоединением. Косвенным подтверждением последнего является совпадение средней продолжительности запаздывания Δt (~20–30 мин) между моментом переориентации B_z -компоненты и моментом достижения максимальной спектральной плотности всплесков $ipcl$ со временем продолжительности эрозии на дневной стороне магнитосферы. Согласно [Holzer and Reid, 1975] время установления стационарного состояния пересоединения составляет примерно 30 мин.

Согласно [Haaland et al., 2014] характеристики магнитопаузы и магнитослоя на флангах магнитосферы различаются. В частности, в предполуденном секторе магнитопауза более турбулентна, чем в послеполуденном секторе из-за асимметрии геометрии головной ударной волны. Именно в предполуденном секторе преимущественно и наблюдаются всплески $ipcl$ (рис. 3) независимо от характера смены направления B_z -компоненты. Турбулентность плазмы способствует развитию процессов пересоединения [Antonova and Ovchinnikov, 2002; Lazarian et al., 2020]. Кроме этого, спутниковые наблюдения [Phan et al., 2010] показали, что развитие процессов пересоединения контролируется параметром β солнечного ветра, равным отношению теплового давления к магнитному: $\beta = NkT/(B^2/8\pi)$, где N и T – плотность (см^{-3}) и температура (K) плазмы протонов, B – величина межпланетного магнитного поля (нТл). Согласно [Trenchi et al., 2008] пересоединение наиболее вероятно при $\beta \leq 2$. Однако динамика β параметра, полученная нами по одноминутным данным методом наложения эпох для случаев наблюдения всплесков пульсаций $ipcl$ двух групп (рис. 6) свидетельствует о том, в момент переориентации B_z -компоненты с северного направления на южное и с южного на северное величина β была >3 и >10 , соответственно. При построении рис. 6 за реперную точку, также как и на рис. 5, принимался момент смены знака B_z -компоненты

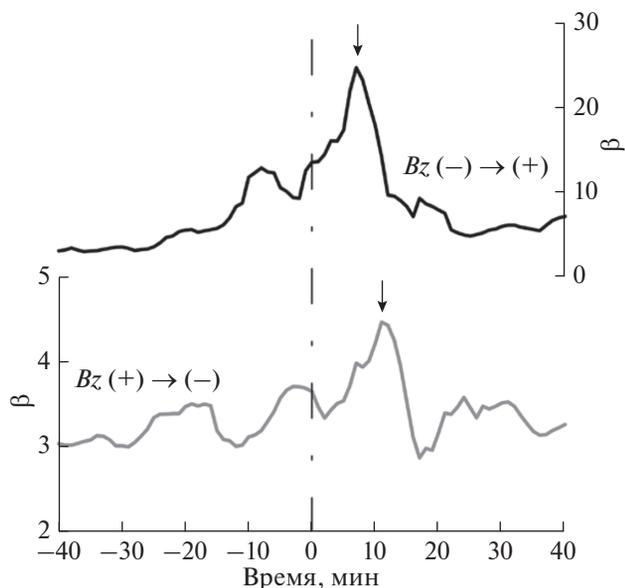


Рис. 6. Динамика параметра β солнечного ветра, полученная методом наложенных эпох для случаев наблюдения всплесков пульсаций *ipcl*, наблюдающихся после переориентации B_z -компоненты ММП с северного направления на южное и с южного на северное (серая и черная кривая, соответственно).

ММП. Из рисунка 6 видно, что после смены знака B_z параметр β постепенно увеличивается и через некоторое время достигает своего максимального значения. Во время наблюдения всплесков *ipcl* первой и второй группы время между моментом переориентации B_z -компоненты и моментом максимума параметра β составляет >10 мин и <10 мин, соответственно. Следует отметить, что интервалы времени, в течение которых параметр β солнечного ветра достигает максимума после изменения направления B_z -компоненты ММП, примерно совпадают с величиной Δt . Вполне вероятно, что время сдвига Δt между моментом переориентации B_z -компоненты и моментом достижения максимума спектральной плотности всплесков *ipcl* после смены знака B_z -компоненты с (+) на (-) и с (-) на (+) может быть обусловлено поведением параметра β солнечного ветра. В данном случае β может играть роль управляющего параметра, поскольку он является интегральной характеристикой плазмы солнечного ветра и ММП и в полной мере отражает не только баланс теплового и магнитного давления, но и энергию потока солнечного ветра, поступающего в магнитосферу.

Необходимо отметить, что область пересоединения при $B_z < 0$ из-за влияния B_y -компоненты ММП смещается от подсолнечной точки на фланги магнитопаузы [Němeček et al., 2003]. Уменьшение величины Δt от полуденного меридиана к предполуденному и послеполуденному секторам (рис. 3)

может также косвенно свидетельствовать о том, что область возбуждения изолированных всплесков, вероятно, смещена от подсолнечной точки на фланги магнитопаузы. Учитывая эти факты, можно предположить, что область пересоединения при $B_z < 0$ расположена не в подсолнечной точке, а в предполуденном секторе (свинута ближе к каспам). С другой стороны, высокоширотное пересоединение при $B_z > 0$ локализовано вблизи каспов [Song et al., 2000]. Но, судя по величине Δt область высокоширотного пересоединения располагается не в ночном каспе, как рассматривалось ранее, начиная с модели [Dungey, 1961] и более поздних исследованиях, например, [Li et al., 2008], а в дневном каспе. Небольшое различие во времени сдвига между моментом переориентации B_z и достижением максимальной спектральной плотности всплесков *ipcl* двух групп (рис. 2) свидетельствует о достаточно близком расположении областей пересоединения при разной смене знака B_z . В связи с этим становится понятным наблюдение всплесков *ipcl* в области каспа после изменения направления B_z -компоненты как с северного на южнее, так и с южного на северное направление.

С нашей точки зрения, в условиях умеренно-возмущенной магнитосферы, судя по наземным наблюдениям изолированных всплесков *ipcl*, в предполуденном секторе магнитосферы и вблизи дневных каспов реализуется стационарное пересоединение.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа одновременных наблюдений изолированных всплесков пульсаций *ipcl* (в диапазоне частот 1.3–6.3 мГц), наблюдающихся в области дневного каспа, и динамики параметров солнечного ветра и ММП обнаружено, что в 61% случаев изолированные всплески *ipcl* возникают после изменения направления B_z -компоненты ММП с северного на южное, и в 39% случаев при изменении направления B_z с южного на северное.

Показано, что динамика других геоэффективных параметров солнечного ветра и ММП была относительно стабильной до начала и после возбуждения волновых пакетов пульсаций *ipcl*. Всплески двух групп имели примерно одинаковый спектральный состав, но различались по интенсивности, продолжительности волновых пакетов и условиям возбуждения.

В зависимости от смены знака B_z -компоненты (с положительного на отрицательный или с отрицательного на положительный) спектральная плотность пульсаций *ipcl* становилась максимальной через 10–20 мин или 5–10 мин, соответственно после момента переориентации B_z . Эти вре-

менные сдвиги примерно совпадают со временем, в течение которого параметр β солнечного ветра достигает максимума после изменения направления V_z -компоненты ММП.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в условиях умеренно-возмущенной магнитосферы единственным параметром, способствующим возбуждению изолированных всплесков *ipcl*, может быть переориентация V_z -компоненты ММП как с северного направления на южное, так и с южного на северное.

Предполагается, что формирование изолированных всплесков пульсаций *ipcl*, наблюдающихся в области дневного каспа, происходит как в результате стационарного процесса пересоединения в предполуденном секторе магнитосферы, так и вследствие высокоширотного пересоединения вблизи полярных каспов.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Мирового центра данных по солнечно-земной физике (Москва) за предоставленную возможность использования геомагнитных данных обс. Мирный, создателям базы данных OMNI 2 (Goddard Space Flight Center, NASA, USA) за возможность использования параметров солнечного ветра, ММП и данных K_p , A_E , и Dst индексов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по теме “Влияние космических факторов на развитие экстремальных процессов в магнитосфере Земли”, государственное задание № 0144-2014-00116.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Белаховский В.Б., Ролдугин В.К.* Возбуждение $Pc5$ пульсаций при смене знака V_z -компоненты ММП // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 48. № 2. С. 188–194. 2008.
- *Большакова О.В., Троицкая В.А., Хесслер В.П.* Диагностика положения приполюсной границы дневного каспа по интенсивности высокоширотных пульсаций // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 15. № 4. С. 755–757. 1975.
- *Большакова О.В., Троицкая В.А.* Импульсное пересоединение как возможный источник пульсаций типа *ipcl* // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 22. № 5. С. 877–879. 1982.
- *Клейменова Н.Г., Большакова О.В., Троицкая В.А., Фриис–Кристенсен Е.* Два вида длиннопериодных геомагнитных пульсаций вблизи экваториальной границы дневного полярного каспа // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 25. № 1. С. 163–164. 1985.
- *Куражковская Н.А., Клайн Б.И.* Особенности всплесков длиннопериодных иррегулярных геомагнитных пульсаций типа *ipcl* в области дневного каспа // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 5. С. 184–190. 1997.
- *Куражковская Н.А., Клайн Б.И., Лаэров И.П.* Длиннопериодные иррегулярные пульсации в условиях спокойной магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 3. С. 314–323. 2016. <https://doi.org/10.7868/S0016794016030111>
- *Куражковская Н.А., Клайн Б.И.* Изолированные всплески иррегулярных геомагнитных пульсаций в области дневного каспа // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 5. С. 609–622. 2017. <https://doi.org/10.7868/S0016794017040113>
- *Нушида А.* Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 299 с. 1980.
- *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение: магнитогеодинамическая теория и приложения. М.: Физматлит, 592 с. 2005.
- *Akasofu S.I.* The solar wind-magnetosphere energy coupling and magnetospheric disturbances // Planet. Space Sci. V. 28. P. 495–509. 1980. https://doi.org/10.1007/978-1-4613-3652-5_12
- *Antonova E.E., Ovchinnikov I.L.* Reconnection in the conditions of developed turbulence // Advances in Space Research. V. 29. Issue 7. P. 1063–1068. 2002. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00022-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00022-4)
- *Dungey J.W.* Interplanetary magnetic field and auroral zones // Phys. Rev. Letts. V. 6. P. 47–48. 1961. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.47>
- *Dunlop I.S., Menk F.N., Hansen H.J., Fraser B.J., Morris R.J.* A multistation study of long period geomagnetic pulsations in the polar cleft and cusp // Anare Res. Notes. Burns G.B. and Duldig M.L. (Eds). № 88. P. 29–41. 1992.
- *Friis-Christensen E., Vennerstrom S., Clauer C.R., McHenry M.A.* Irregular magnetic pulsations in the polar cleft caused by traveling ionospheric convection vortices // Adv. Space Res. V. 8. № 9–10. P. 311–314. 1988. https://doi.org/10.1007/978-94-009-0979-3_11
- *Haaland S., Reistad J., Tenfjord P., Gjerloev J., Maes L., DeKeyser J., Maggiolo R., Anekallu C., Dorville N.* Characteristics of the flank magnetopause: Cluster observations // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. P. 9019–9037. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA020539>
- *Holzer T.E., Reid G.C.* The response of the dayside magnetopause-ionosphere system to time-varying field line reconnection at the magnetopause. 1. Theoretical model // J. Geophys. Res. V. 80. P. 2041–2049. 1975. <https://doi.org/10.1029/JA080i016p02041>
- *Lazarian A., Eyink G.L., Jafari A., Kowal G., Li H., Xu S., Vishniac E.T.* 3D Turbulent Reconnection: Theory, Tests & Astrophysical Implications // arXiv:2001.00868v1 [astro-ph.HE]. 2020.
- *Li W., Raeder J., Thomsen M. F., Lavraud B.* Solar wind plasma entry into the magnetosphere under northward IMF conditions // J. Geophys. Res. V. 113. A04204. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007JA012604>
- *Němeček Z., Šafránková J., Přeč L. et al.* Structure of the outer cusp and sources of the cusp precipitation during intervals of a horizontal IMF // J. Geophys. Res. V. 108(A12). 1420. 2003. <https://doi.org/10.1029/2003JA009916>
- *Newell P.T., Meng C.-I., Sibeck D.G., Lepping R.* Some low altitude cusp dependencies on the interplanetary mag-

- netic field // *J. Geophys. Res.* V. 94. P. 8921–8927. 1989.
<https://doi.org/10.1029/JA094iA07p08921>
- *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>
- *Pilipenko V., Belakhovsky V., Engebretson M.J., Kozlovsky A., Yeoman T.* Are dayside long-period pulsations related to the cusp? // *Ann. Geophys.* V. 33. P. 395–404. 2015.
<https://doi.org/10.5194/angeo-33-395-2015>
- *Song P., Gombosi T.I., DeZeeuw D.L., Powell K.G., Groth C.P.T.* A model of solar wind–magnetosphere–ionosphere coupling for due northward IMF // *Planet. Space Sci.* V. 48. P. 29–39. 2000.
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(99\)00065-3](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(99)00065-3)
- *Trenchi L., Marcucci M.F., Palocchia G. et al.* Occurrence of reconnection jets at the dayside magnetopause: Double Star observations // *J. Geophys. Res.* V.113. A07S10. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012774>
- *Troitskaya V.A., Bolshakova O.V., Hessler V.B.* Irregular geomagnetic pulsations in the polar cap. Rep. Assem. IAGA. Int.Assoc. Geom. and Aeron. Rockville, Md. 1973.
- *Troitskaya V.A., Bolshakova O.V., Matveeva E.T.* Geomagnetic pulsations in the polar cap // *J. Geomag. Geoelectr.* V. 32. P. 309–324. 1980.
<https://doi.org/10.5636/jgg.32.309>
- *Vennerstrom S.* Dayside magnetic ULF power at high latitudes: A possible long-term proxy for the solar wind velocity? // *J. Geophys. Res.* V. 104. № A5. P. 10145–10157. 1999.
<https://doi.org/10.1029/1999JA900015>
- *Walsh A.P., Haaland S., Forsyth C. et al.* Dawn–dusk asymmetries in the coupled solar wind–magnetosphere–ionosphere system: A review // *Ann. Geophys.* V. 32. P. 705–737. 2014.
<https://doi.org/10.5194/angeo-32-705-2014>
- *Zhou X.W., Russell C.T., Le G., Fuselier S.A., Scudder J.D.* Solar wind control of the polar cusp at high altitude // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A1. P. 245–251. 2000.
<https://doi.org/10.1029/1999JA900412>

УДК 550.385

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПУТНИКОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ

© 2021 г. В. В. Сурков^{1,2,*}, К. С. Мозгов³

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

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

³Научно-производственная корпорация “Системы прецизионного приборостроения”, г. Москва, Россия

*e-mail: surkovvadim@yandex.ru

Поступила в редакцию 03.11.2020 г.

После доработки 07.12.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Теоретически исследовано воздействие потоков электронов радиационных поясов Земли на спутники, выполненные из диэлектрических материалов. В качестве модели рассматриваются наноспутники сферической конфигурации типа BLITS и BLITS-M. Получено аналитическое решение для зависимости электрического поля от расстояния до центра спутника. Используются эмпирические формулы для плотности потока электронов и длины пробега в веществе в зависимости от энергии электронов. Учтены потери энергии падающих электронов в дебаевском экранирующем слое, который окружает спутник, а также возникновение радиационной проводимости в поверхностном слое диэлектрика. Установлены причины немонокотонной зависимости электрического поля от радиуса спутника. Исследована возможность электрического пробоя внутри диэлектрика. Несмотря на то, что электрическое поле внутри спутника меньше порога электрического пробоя диэлектрика, можно предположить, что электрические микропробои могут возникать в поверхностном слое диэлектрика и вблизи неоднородностей.

DOI: 10.31857/S0016794021040179

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных факторов воздействия окружающей среды на космические аппараты (КА) являются потоки электронов и ионов высоких энергий, которые способны глубоко проникать в толщу материалов и внутренние части КА [Кузнецов, 2007; Lai, 2011]. В результате такого воздействия КА приобретает электрические заряды, которые распределяются по поверхностям проводящих конструкций и в толще диэлектрических материалов. Процесс приобретения материалами электрических зарядов существенно зависит от их проводимости и вторично-эмиссионных процессов, которые, в свою очередь, подвержены изменениям под действием космических лучей и других факторов космического пространства. Однако характер этих изменений еще мало изучен. Анализ электризации реального КА представляет собой сложную задачу, поскольку конструкция современных КА содержит большое количество проводящих и диэлектрических материалов, между которыми возникают разности потенциалов, достигающие в отдельных случаях десятков киловольт [Новиков и др., 2007; Lai and Cahoy,

2017; Безродных и др., 2016; Lai et al., 2018]. При облучении диэлектриков релятивистскими электронами с энергиями 1–10 МэВ, характерными для радиационных поясов Земли (РПЗ), глубина их проникновения в диэлектрик превышает несколько миллиметров, создавая опасность электрического пробоя и разрушения материалов [Акишин и Новиков, 1985]. Электрические разряды в диэлектрических образцах, которые наблюдались при проведении научных экспериментов на борту КА CRESS, предположительно обусловлены потоками электронов РПЗ [Weber, 1964]. В результате образования разрядных каналов могут резко ухудшаться оптические и механические свойства диэлектрических материалов. Кроме того, электрические разряды, возникающие на поверхности и внутри корпуса КА, являются одной из важных причин появления сбоев и отказов в работе бортовой аппаратуры КА [DeForest, 1972; Новиков и др., 2007; Lai, 2011; Безродных и др., 2016; Lai and Cahoy, 2017; Lai et al., 2018].

Для математического моделирования электризации конструкций современных КА обычно применяются численные методы [Lai, 2011; No-

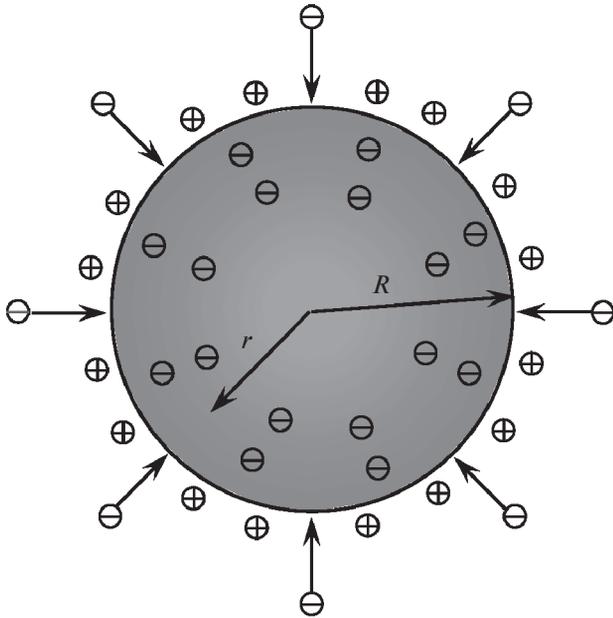


Рис. 1. Модель спутника в виде диэлектрического шара, изотропно облучаемого потоками релятивистских электронов.

vikov et al., 2017]. Аналитические результаты могут быть получены для некоторых КА, имеющих относительно простую шаровую конфигурацию. К их числу относятся пассивные лазерные спутники Ларец, BLITS, GFZ-1, WESTPAC, предназначенные для калибровки наземных измерительных средств с использованием высокоточных лазерных измерений [Сурков и Мозгов, 2019]. В частности, наноспутник BLITS (Ball Lens In The Space), запущенный в сентябре 2009 г. на круговую солнечно-синхронную орбиту с наклоном 98.77° и высотой 832 км, был сделан в форме стеклянного шара, выполненного по принципу оптической линзы Люнеберга [Kucharski et al., 2011; Васильев, 2018]. Конструктивно он состоял из двух стеклянных полусфер, наклеенных на стеклянную шаровую линзу. На наружную поверхность одной из полусфер было нанесено отражающее зеркальное покрытие.

В работе [Сурков и Мозгов, 2019] исследовался эффект электризации пассивных диэлектрических спутников типа BLITS под влиянием потока электронов РПЗ и рассчитывалось распределение электрического поля внутри спутника. Целью настоящей работы является обобщение результатов данной работы и развитие более совершенной модели явлений, учитывающей образование экранирующего плазменного слоя на поверхности спутника и возникновение радиационной проводимости в его объеме.

2. ПОСТАНОВКА И ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассмотрим модель наноспутника в виде вращающегося диэлектрического шара, движущегося в бесконечной разреженной двухкомпонентной плазме, состоящей из электронов и положительных ионов (рис. 1). Радиус шара R считаем малым по сравнению с длиной пробега частиц плазмы. Шар поглощает потоки релятивистских электронов РПЗ, приобретая отрицательный электрический заряд q . В результате возмущения плазмы электрическим полем этого заряда вокруг шара образуется слой экранирующего плазменного заряда. В системе отсчета, связанной со спутником, электрический потенциал этого поля ϕ и плотность электрического заряда ρ_e удовлетворяют уравнению Лапласа $\nabla^2\phi = -\rho_e/\epsilon_0$, а функции распределения электронов и ионов определяются кинетическими уравнениями Больцмана [Альперт и др., 1964].

Учитывая, что период вращения шара порядка 0.2 с, т.е. намного меньше характерного времени релаксации зарядов в диэлектрике [Сурков и Мозгов, 2019], упростим задачу, полагая, что средний за период вращения шара вектор плотности потока электронов РПЗ направлен всюду радиально в центр шара и одинаков по модулю во всех точках поверхности шара. Пусть j обозначает модуль средней плотности потока электронов в интервале энергий $(w, w + dw)$. Число электронов с такими энергиями, падающих за время dt на поверхность шара, равно: $d^2N = 4\pi R^2 j dt dw$. Полагая, что в среднем электроны РПЗ внедряются в шар равномерно, т.е. объемный заряд шара и его электрическое поле сферически симметричны. Если пренебречь асимметрией потока космической плазмы, обтекающей спутник, то потенциал электрического поля в плазме, окружающей шар, также зависит только от расстояния r до центра шара. Поэтому задача в целом становится сферически-симметричной.

Средняя длина пробега l заряженных частиц в веществе зависит от их энергии w . Пусть функция $l = l(w)$ определяет данную зависимость. Предположим, что за время dt частицы с энергиями в заданном интервале значений $(w, w + dw)$ внедряются в шар и занимают шаровой слой с радиусом $r = R - l(w)$ и толщиной $dr = dl(w)$. Дальнейшее изменение объемной плотности электрического заряда определяется малой, но конечной по величине электропроводностью диэлектрика.

Учитывая симметрию задачи, используем сферическую систему координат, начало которой расположено в центре шара. Если пренебречь временем торможения падающих электронов, предполагая, что они внедряются в вещество

практически мгновенно, то уравнение непрерывности, определяющее закон сохранения электрического заряда внутри шара, имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 J_r) - \frac{e}{4\pi r^2} \frac{\partial^2 N}{\partial t \partial l}, \quad (1)$$

где J_r – радиальная проекция плотности электрического тока; ρ_e – плотность электрического заряда; e – элементарный заряд. Подставляя сюда выражение для $d^2 N$, используя уравнение Максвелла $\rho_e / (\epsilon \epsilon_0) = \nabla \cdot \mathbf{E}$ и закон Ома $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, где \mathbf{E} – напряженность электрического поля; ϵ и σ – диэлектрическая проницаемость и проводимость вещества, а ϵ_0 – электрическая постоянная, переписем уравнение (1) в виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \left(\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t} + \sigma E_r \right) \right\} = -e R^2 j \frac{dw}{dl}, \quad (2)$$

где E_r – радиальная составляющая вектора напряженности электрического поля.

При прохождении заряженных частиц через диэлектрик их кинетическая энергия расходуется, в основном, на возбуждение молекул и ионизацию вещества, которая сопровождается образованием электрон-дырочных пар и других заряженных дефектов структуры, и, как следствие, возникновением радиационной проводимости диэлектрика. Например, согласно лабораторным экспериментам и расчетам работы [Rodgers et al., 2000], при облучении тефлонового и эпоксидного образцов электронами с энергетическим спектром, соответствующим условиям на геостационарной орбите, радиационная проводимость первого образца превосходила его собственную проводимость в 3 раза, а второго – на 2 порядка. В дальнейшем предполагаем, что проводимость σ в уравнении (2) включает в себя и собственную, и радиационную, которая зависит от расстояния до поверхности шара.

Предположим, что шар окружен двухкомпонентной плазмой, состоящей из электронов и положительных однозарядных ионов одного типа. Электрическое поле заряженного шара приводит к нарушению квазинейтральности плазмы на расстояниях порядка радиуса Дебая $r_D = \left\{ \epsilon_0 k_B T_e T_i / \left[n_e e^2 (T_e + T_i) \right] \right\}^{1/2}$, где n_e – концентрация космической плазмы; k_B – постоянная Больцмана; T_e и T_i – температуры электронов и ионов соответственно [Альперт и др., 1964]. Используя следующие усредненные значения параметров ионосферы для высоты 1500 км [Новиков и др., 2007]: $n_e \approx 1.6 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}$, $T_e \approx 3300 \text{ К}$, $T_i \approx 2050 \text{ К}$, получаем, что $r_D \approx 2.1 \text{ см}$. Рассматривая в качестве примера наноспутник VLITS-M, имеющий форму шара с радиусом $R = 11 \text{ см}$,

можно полагать, что вокруг спутника образуется узкий заряженный плазменный слой с характерным размером $\sim r_D \ll R \ll \lambda_{e,i,n}$, где $\lambda_{e,i,n}$ обозначает длины свободного пробега электронов, ионов и нейтральных частиц. Снаружи этого слоя потенциал принимает значение $\phi_1 \approx -0.690 k_B T_{e,i} / e$, а затем его значение стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$ по асимптотическому закону $\phi \approx -0.237 k_B T_{e,i} R^2 / (e r^2)$ [Альперт и др., 1964]. При указанных выше численных значениях параметров получаем, что $\phi_1 \approx -0.2 \text{ В}$. Из дальнейшего анализа будет видно, что для потенциала, ϕ_0 , поверхности спутника выполняется соотношение $e |\phi_0| \gg k_B T_{e,i}$, т.е. $|\phi_0| \gg |\phi_1|$. Таким образом, заряженный плазменный слой, окружающий спутник, практически полностью экранирует его электрическое поле на расстояниях, превышающих r_D .

Учитывая узость этого слоя, можно грубо оценить потери энергии электронов в дебаевском слое следующим образом: $w_0 \sim e |\phi_0| \sim e E_0 r_D$, где E_0 – электрическое поле на поверхности спутника. Предположим, что кинетическая энергия налетающих электронов РПЗ меняется в пределах от w_{\min} до w_{\max} . Учитывая потери энергии электронов в дебаевском слое и полагая вначале, что $w_{\min} > w_0$, заключаем, что энергии электронов, достигающих поверхности шара, варьируются в пределах $w_{\min} - w_0 < w < w_{\max} - w_0$. Плотность потока этих электронов на поверхности шара определяется функцией $j = j(w + w_0, t)$.

Пусть l_{\max} обозначает максимальный средний пробег в диэлектрике налетающих частиц с максимальной энергией $w_{\max} - w_0$. В силу сферической симметрии задачи напряженность электрического поля внутри шара в области $r < R - l_{\max}$ равна нулю. Учитывая это обстоятельство, проинтегрируем уравнение (2) по радиусу от $R - l_{\max}$ до r . В результате получим:

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{\sigma(r, t) E_r}{\epsilon \epsilon_0} = -\frac{e R^2}{\epsilon \epsilon_0 r^2} \int_{R-l_{\max}}^r j(w + w_0, t) \frac{dw}{dl} dr. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) с нулевым начальным условием имеет вид:

$$E_r(r, t) = -\frac{e R^2}{\epsilon \epsilon_0 r^2} \int_0^t \left\{ \int_{R-l_{\max}}^r j(w + w_0, t') \frac{dw}{dl} dr \right\} \times \exp \left(-\int_{t'}^t \frac{\sigma(r, t'')}{\epsilon \epsilon_0} dt'' \right) dt'. \quad (4)$$

В этом соотношении функция $j(w + w_0, t)$ равна плотности потока падающих электронов, длина пробега которых в веществе шара равна расстоя-

нию $r = l(w)$. Если функция $l(w)$ известна, то с ее помощью можно найти неявную зависимость j от радиуса r . Заметим, что функция j может зависеть от времени, если изменяются внешние условия, связанные с активностью Солнца, магнитными бурями и другими причинами.

3. СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ И ОБЪЕМНЫХ ЗАРЯДОВ

Исследуем полученное решение для случая, когда плотность потока падающих электронов j не зависит от времени. Характерное время релаксации электрических зарядов $\tau = \epsilon\epsilon_0/\sigma$ в формуле (4) составляет от нескольких часов до нескольких дней в зависимости от типа диэлектрика и характера его проводимости [Сурков и Мозгов, 2019]. Если $t \gg \tau$ то решение (4) упрощается. Его можно легко получить из уравнения (3), если пренебречь производной по времени от E_r и считать, что σ не зависит от t . Подставляя затем в интеграл $dr = -dl$ и переходя к переменной интегрирования w получаем, что стационарное распределение электрического поля в шаре имеет вид:

$$E_r = -\frac{eR^2}{\sigma(r)r^2} \int_{w(r)}^{w_{\max}-w_0} j(w+w_0)dw. \quad (5)$$

Здесь $w(r)$ обозначает кинетическую энергию электронов с пробегом $R-r$, а $\sigma(r)$ задает радиальное распределение электропроводности при $t \gg \tau$.

Формула (5) описывает стационарный режим, при котором распределение зарядов и электрического поля внутри шара остается постоянным. В этом режиме поток электронов РПЗ, падающих на поверхность, и поток электронов, выходящих из объема на поверхность вследствие электропроводности шара, равны друг другу. Заряд, образующийся на поверхности шара, не влияет на поле внутри шара из-за сферической симметрии задачи. Кроме того, этот поверхностный заряд достаточно быстро эмитирует в окружающее пространство вследствие фотоэффекта и вторичной электронно-ионной эмиссии [Сурков и Мозгов, 2019]. Поэтому поле снаружи шара, в основном, определяется объемным зарядом.

Плотность потока электронов РПЗ может меняться в широких пределах в зависимости от энергии электронов, солнечной активности и т.п. На дневной стороне ионосферы при умеренной солнечной активности зависимость $\log j$ от $\log w$ приблизительно линейная в диапазоне энергий электронов от 0.1 до 2–3 МэВ [Кузнецов, 2007]. Поэтому связь величин j и w можно аппроксимировать приближенной степенной зависимостью

вида: $j(w) = b_1 w^{-b_2}$. Для высот в 500–600 км плотность потока электронов j в интересующем нас диапазоне энергий уменьшается от 10^6 до $10^2 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$. При этом параметры данной зависимости имеют следующие значения: $b_1 = 2 \times 10^3 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{b_2-1}$, $b_2 = 2.7$ [Сурков и Мозгов, 2019]. Подставляя это соотношение в интеграл (5) и производя интегрирование, получим:

$$E_r = -\frac{eR^2 b_1}{\sigma(r)r^2(b_2-1)} \left\{ \frac{1}{[w(r)+w_0]^{b_2-1}} - \frac{1}{w_{\max}^{b_2-1}} \right\}. \quad (6)$$

Аналогичным образом можно описать электрическое поле, обусловленное потоком протонов или других заряженных частиц, падающих на поверхность спутника. Однако, учитывая, что на низких орбитах плотность потока электронов приблизительно на три порядка больше плотности потока протонов [Кузнецов, 2007], будем в дальнейшем пренебрегать вкладом потока протонов.

Длина пробега в веществе электронов с энергиями порядка 0.1–10 МэВ определяется следующей эмпирической формулой [Weber, 1964]:

$$l(w) = \frac{a_1 w}{\rho_m} \left(1 - \frac{a_2}{1+a_3 w} \right), \quad (7)$$

где $a_1 = 0.55 \text{ г см}^{-2} \text{ МэВ}^{-1}$, $a_2 = 0.9841$ и $a_3 = 3 \text{ МэВ}^{-1}$ – эмпирические параметры; ρ_m – плотность вещества, выраженная в г/см^3 , а энергия электронов w измеряется в МэВ. Заменяя в соотношении (7) $l(w)$ на r и выражая из него w , получаем следующую зависимость:

$$w(r) = \frac{1}{2} \left[\frac{\rho_m(R-r)}{a_1} - \frac{1-a_2}{a_3} \right] + \left\{ \frac{1}{4} \left[\frac{\rho_m(R-r)}{a_1} - \frac{1-a_2}{a_3} \right]^2 + \frac{\rho_m(R-r)}{a_1 a_3} \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Если $w_{\min} > w_0$, то соотношения (7) и (8) применимы в диапазоне $R - l_{\max} < r < R - l_{\min}$.

Радиационная электропроводность, возникающая под действием потока электронов РПЗ, падающих на шар, имеет максимальное значение σ_r на его поверхности. В направлении вглубь шара она убывает с характерным масштабом \bar{l} , равным средней длине пробега электронов в веществе шара. Для радиусов r , удовлетворяющих условию $R-r \gg \bar{l}$, радиационная электропроводность становится меньше собственной электропроводности σ_0 . Учитывая, что $R \gg \bar{l}$ и $\sigma_r \gg \sigma_0$, используем следующую аппроксимацию:

$$\sigma(r) = \sigma_0 + (\sigma_r - \sigma_0) \exp\{-(R-r)/\bar{l}\}, \quad (9)$$

где \bar{l} — средний по потоку пробег электронов:

$$\bar{l} = \int_{w_{\min}}^{w_{\max}} l(w - w_0) j(w, t) dw \left(\int_{w_{\min}}^{w_{\max}} j(w, t) dw \right)^{-1}. \quad (10)$$

Соотношение (10) применимо при условии, что $w_{\min} > w_0$. Если выполняется противоположное неравенство, то часть налетающих электронов не сможет достигнуть поверхности шара из-за электростатического отталкивания в дебаевском слое, окружающем шар. Поверхности шара достигнут только те электроны, чья энергия превосходит w_0 . Поэтому в этом случае необходимо заменить в соотношении (10) w_{\min} на w_0 .

Среднюю длину пробега найдем, подставляя соотношения для $j(w)$ и $l(w)$ в формулу (10). После некоторых преобразований получим:

$$\bar{l} = \frac{a_1 (b_2 - 1)}{\rho_m (w_{\min}^{1-b_2} - w_{\max}^{1-b_2})} \times \int_{w_{\min}}^{w_{\max}} (w - w_0) \left\{ 1 - \frac{a_2}{1 + a_3 (w - w_0)} \right\} \frac{dw}{w^{b_2}}. \quad (11)$$

Подставляя функции $w(r)$ и $\sigma(r)$ в формулу (6), получим распределение электрического поля в шаре по радиусу. Если $w_{\min} > w_0$, то это распределение применимо в диапазоне $R - l_{\max} < r < R - l_{\min}$, где l_{\max} и l_{\min} — длины пробега электронов с энергиями $w_{\max} - w_0$ и $w_{\min} - w_0$, соответственно. Если $w_{\min} < w_0$, то формально $l_{\min} = 0$. В узком слое, ограниченном радиусами $R - l_{\min} < r < R$, электроны отсутствуют, поскольку в модели не рассматриваются электроны с начальными энергиями, меньшими w_{\min} . Тогда модуль электрического поля на поверхности спутника $E_0 \approx \varepsilon |E_r|$, где E_r в формуле (6) берется в точке $r = R - l_{\min}$. Энергию $w_0 \sim er_D E_0$, теряемую падающими электронами в дебаевском слое, оценим так:

$$w_0 \approx \frac{e^2 b_1 r_D \varepsilon}{\sigma_r (b_2 - 1)} \left(\frac{1}{w_{\min}^{b_2-1}} - \frac{1}{w_{\max}^{b_2-1}} \right). \quad (12)$$

Следует отметить, что если $w_{\min} < w_0$, то в формулах (10)–(12) необходимо заменить w_{\min} на w_0 . В этом случае формула (12) определяет неявную зависимость w_0 от параметров задачи.

Проведем численные оценки полученных величин. Лабораторные эксперименты и расчеты показывают, что при облучении диэлектрических образцов электронами с энергиями, соответствующими условиям на геостационарной орбите, их проводимость может увеличиваться от нескольких раз до двух-трех порядков величины [Tutnev

et al., 2015]. В качестве примера используем параметры кварцевого стекла: $\varepsilon = 3.7$, $\sigma_0 = 10^{-16}$ См/м и $\rho_m = 2.3$ г/см³ [Бабичев и др., 1991]. Используя эти значения и указанные выше параметры, а также $\sigma_r = 10^{-14}$ См/м, $w_{\min} = 0.1$ МэВ и $w_{\max} = 3-10$ МэВ, получаем следующие оценки: $w_0 = 0.73$ кэВ, $E_0 = 0.56$ кВ/см, $l_{\min} = 0.06$ мм и $l_{\max} = 0.65-2.3$ см. В этом случае потерями энергии налетающих электронов в плазменном слое можно пренебречь по сравнению с начальной энергией электронов.

Зависимость $E_r(r)$, рассчитанная при указанных выше параметрах, проиллюстрирована на рис. 2 линиями 1 и 1' для случаев, когда $w_{\max} = 3$ МэВ и $w_{\max} = 10$ МэВ, соответственно. Поскольку $E_r < 0$, то для удобства изображены графики функции $|E_r|$. Как видно из этих графиков, один из максимумов находится вблизи поверхности на расстоянии l_{\min} от нее. Второй максимум, имеющий большую величину, располагается в глубине. Для графика, изображенного линией 1, максимальное значение поля, равное 0.175 кВ/см, достигается при $r = 10.86$ см. Для линии 1' данные значения равны 0.166 кВ/см и 10.83 см, соответственно. Эти величины очень близки, т.е. для указанных выше параметров величина и положение максимума электрического поля мало зависят от величины w_{\max} .

Для орбит высотой ~ 1500 км плотность потока электронов РПЗ с интересующими нас энергиями варьируется в пределах порядка $10^4 - 10^7$ см⁻² с⁻¹ МэВ⁻¹. Для этого диапазона энергий параметры, определяющие зависимость $j(w)$, имеют следующие значения: $b_1 = 3.2 \times 10^5$ см⁻² с⁻¹ МэВ^{b₂-1}, $b_2 = 1.5$ [Сурков и Мозгов, 2019]. В этом случае получаем, что $w_0 = 21-23$ кэВ, $E_0 = 11$ кВ/см, т.е. поправка w_0 становится существенной. Зависимость $|E_r|$ от r для этого случая показана на рис. 2 линиями 2 и 2', которым отвечают значения $w_{\max} = 3$ и 10 МэВ, соответственно. Для удобства изображения, значения $|E_r|$ уменьшены в 50 раз. Эти графики также имеют немонотонный характер. Для кривой 2 максимальное значение, равное 7.19 кВ/см, достигается при $r = 10.60$ см. Для кривой 2' эти значения равны 12.8 кВ/см и $r = 9.89$ см, соответственно. Таким образом, при указанной выше плотности потока электронов величина и положение максимума графиков, а также глубина проникновения поля (0.65 см и 2.3 см для линий 2 и 2', соответственно) существенно зависят от величины w_{\max} .

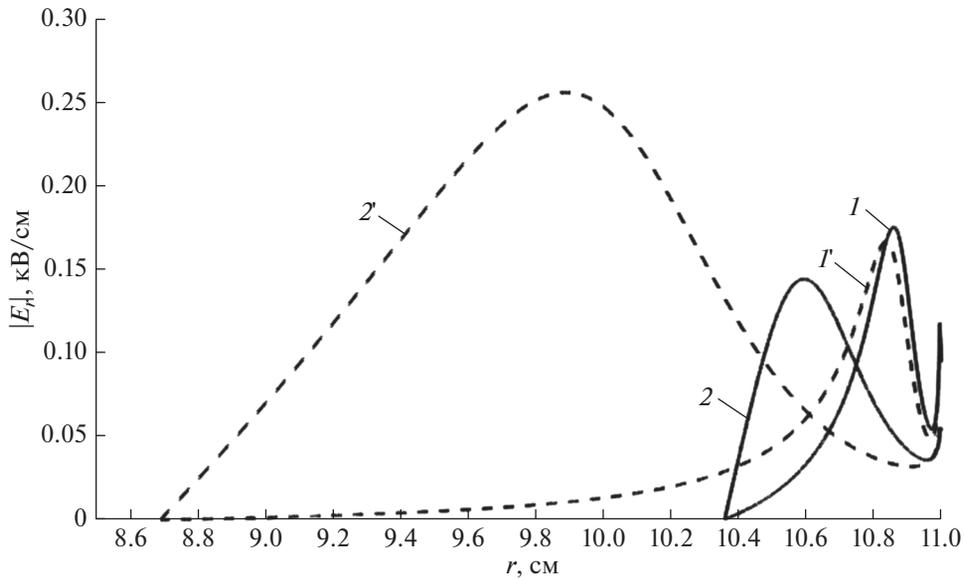


Рис. 2. Зависимость модуля радиального электрического поля от расстояния до центра шара для случая, когда константа радиационной проводимости диэлектрика $\sigma_r = 10^{-14}$ См/м. Графики 1 и 1' отвечают низким орбитам, графики 2 и 2' – более высоким. Максимальная энергия электронов 3 МэВ (линии 1 и 2) или 10 МэВ (линии 1' и 2'). Графики, показанные линиями 2 и 2', уменьшены в 50 раз.

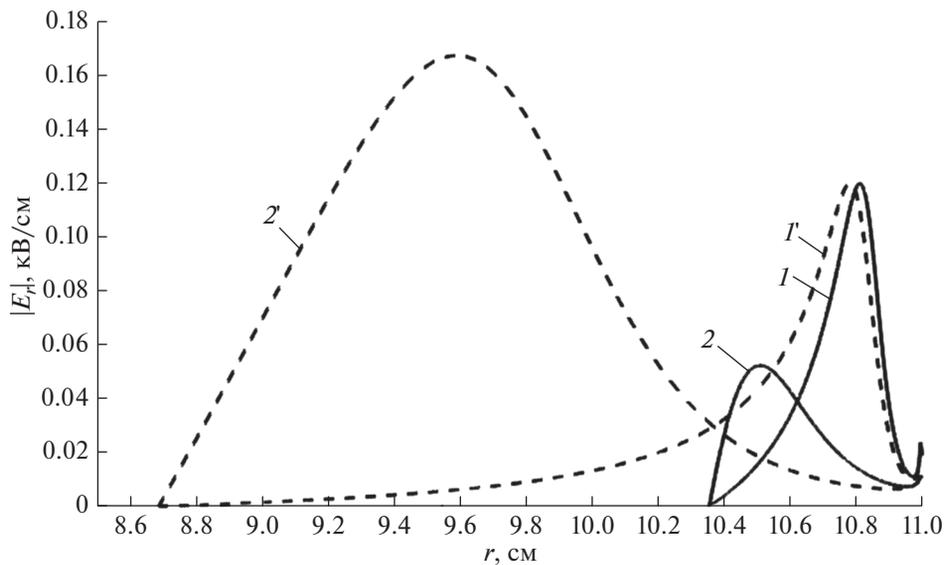


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для случая $\sigma_r = 5 \times 10^{-14}$ См/м.

Теперь проанализируем, каким образом влияет на электрическое поле параметр σ_r , определяющий максимальное значение радиационной проводимости диэлектрика. На рисунке 3 приведены зависимости модуля радиальной составляющей электрического поля от радиуса при тех же параметрах, которые использовались для рис. 2, но для значения $\sigma_r = 5 \times 10^{-14}$ См/м. Прежде всего

отметим, что графики, по-прежнему, имеют немонотонный характер. Сравнение с рис. 2 показывает, что увеличение радиационной проводимости σ_r приводит к уменьшению максимумов электрического поля и смещению их положений по направлению к центру шара. Например, для кривых 1 и 2 максимумы уменьшаются до значений 0.12 и 2.61 кВ/см, соответственно. Координата

ты соответствующих максимумов, $r = 10.81$ и 10.51 см, располагаются немного ближе к центру шара по сравнению с рис. 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Отметим, что результаты работы носят оценочный характер, поскольку используется простейшая модель сферического спутника, в которой не учитывается зависимость свойств материала от температуры, не рассматриваются суточные и сезонные вариации потока электронов РПЗ, падающих на спутник, и ряд других факторов. Тем не менее, полученные в работе аналитические результаты позволяют проанализировать процесс электризации спутников в зависимости от различных параметров, включая радиационную электропроводность диэлектриков.

Результаты расчета показывают, что электрическое поле и заряды распределяются вблизи поверхности спутника в слое толщиной от 0.65 до 2.3 см в зависимости от максимальной энергии электронов РПЗ. Немонотонный характер зависимостей $E_r(r)$, представленных на рис. 2 и 3, отличается от результатов работы [Сурков и Мозгов, 2019], где модуль E_r монотонно увеличивался в направлении к поверхности шара. Одним из важных факторов, влияющих на немонотонный характер функции $E_r(r)$, является зависимость радиационной проводимости диэлектрика от радиуса, которая не учитывалась в работе [Сурков и Мозгов, 2019].

Для лучшего понимания полученных выше закономерностей сделаем ряд упрощений в формулах (6)–(8). Полагая, что $a_2/(1 + a_3w) \ll 1$, опустим соответствующее слагаемое в формуле (7). Тогда из соотношения (8) следует, что $w \approx xp_m/a_1$, где $x = R - r$ – расстояние до поверхности шара. Анализ числовых значений параметров показывает, что вблизи точки максимума $|E_r|$, во-первых, можно пренебречь вторым слагаемым в квадратных скобках в формуле (6) и, во-вторых, положить, что множитель $R^2/r^2 \approx 1$. Тогда соотношение (6) упрощается к виду:

$$E_r(x) \approx \frac{eb_1(xp_m/a_1 + w_0)^{1-b_2}}{(1 - b_2)[\sigma_0 + (\sigma_r - \sigma_0)\exp(-x/\bar{l})]} \quad (13)$$

Функция в числителе соотношения (13) определяет зависимость электрического поля от длины пробега электронов РПЗ в корпусе спутника. Эта функция убывает с расстоянием x , поскольку $b_2 > 1$. Если бы проводимость σ была бы постоянной величиной, то электрическое поле также убывало бы расстоянием в соответствии с результатами работы [Сурков и Мозгов, 2019]. Но, по-

скольку электропроводность в знаменателе (13) также убывает, то функция $E_r(x)$ может быть немонотонной. Для нахождения экстремальных точек найдем производную выражения (13) по x . Приравняв ее к нулю, получаем неявное уравнение, определяющее экстремальные точки:

$$\exp\left(\frac{x}{\bar{l}}\right) = \left(\frac{\sigma_r}{\sigma_0} - 1\right) \left[\frac{(x + a_1w_0/\rho_m)}{(b_2 - 1)\bar{l}} - 1 \right]. \quad (14)$$

В этом соотношении \bar{l} зависит от w_{\max} , b_2 и других параметров задачи в соответствии с соотношением (11). При указанных выше значениях параметров уравнение (14) имеет два корня, один из которых определяет минимум, а другой – максимум функции $E_r(x)$. Например, для параметров, отвечающих кривым 1' и 2' на рис. 2, решение уравнения (14) дает следующие приблизительные координаты точек максимумов: $r_{\max 1} = R - x_{\max 1} \approx 10.85$ см для первой кривой и $r_{\max 2} \approx 9.61$ см для второй, которые близки к координатам соответствующих максимумов кривых 1' и 2'.

Анализ распределения объемных зарядов ρ_e показывает, что $\rho_e < 0$ во внутренней области $R - l_{\max} < r < r_0$, где r_0 приблизительно совпадает с координатой максимума E_r . Однако, в области $r > r_0$, где меняет знак производная E_r , появляется положительно заряженный слой. Физически это связано с тем, что функция ρ_e зависит не только от распределения внедренных в диэлектрик электронов, но и от $\nabla\sigma$.

Таким образом, особенности пространственных распределений электрического поля и зарядов вызваны тем, что концентрация внедренных электронов и радиационная проводимость диэлектрика увеличиваются с радиусом. “Конкуренция” этих двух тенденций, одна из которых увеличивает поле, а другая его уменьшает, приводит к тому, что у функции E_r возникает максимум вблизи поверхности спутника. Координата расположения этого максимума и его величина существенно зависят как от параметров потока электронов РПЗ, так и от радиационной проводимости материала спутника.

Расчеты показывают, что увеличение плотности потока и энергии электронов РПЗ ведет к росту электрического поля в диэлектрике, при этом величина максимума поля приблизительно на два порядка меньше напряженности пробоя диэлектрика в лабораторных условиях. Однако, эксперименты на КА CRESS [Frederickson et al., 1992; Акишин и др., 2007] показали, что в космических условиях пробой на объемных электрических зарядах в диэлектрике возникает при флюенсе электронов на 2–3 порядка меньше пороговой величины, при которой пробой наблюдается в

лабораторных условиях. Поэтому можно предположить, что электрические микропробой могут возникать в поверхностном слое диэлектрика, особенно вблизи неоднородностей, микротрещин и неровностей поверхности, где локальное электрическое поле больше среднего значения. Инициаторами пробоя могут, например, послужить галактические или солнечные космические протоны с большими энергиями, длина пробега которых сравнима с диаметром спутника или превышает его.

Локальный разогрев вещества при микропробоях может сопровождаться термическими деформациями и микроразрушениями вещества, которые будут накапливаться со временем. С этой точки зрения продолжительное облучение диэлектрического спутника электронами РПЗ аналогично действию длительных механических нагрузок, которые приводят к усталостному разрушению материалов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты модельных расчетов показывают, что облучение диэлектрического спутника электронами РПЗ с энергиями 0.1–10 МэВ приводит к возникновению электрического поля и зарядов в поверхностном слое диэлектрика толщиной ~0.65–2.3 см. Налетающие электроны теряют частично свою энергию в дебаевском экранирующем слое, образуемом на внешней поверхности спутника вследствие поляризации космической плазмы в электрическом поле спутника. Потери энергии электронов, согласно оценкам, составляют 1–23 кэВ в зависимости от высоты орбиты спутника. В результате этого эффекта снижается длина пробега электронов в диэлектрике.

Еще одним важным эффектом является увеличение электропроводности поверхностных слоев спутника вследствие ионизации вещества, производимой потоком налетающих электронов. Расчеты, учитывающие эффект радиационной проводимости диэлектрика, показывают, что зависимость электрического поля от радиуса имеет немонотонный характер. Из анализа полученного решения следует, что такой вид зависимости $E_r(r)$ обусловлен неоднородностью радиационной проводимости диэлектрика.

При увеличении плотности потока и энергии электронов РПЗ максимум электрического поля увеличивается, а его положение смещается от поверхности вглубь спутника. Для выбранных значений параметров и орбит высотой ~1500 км максимальное значение поля оценивается как 2.5–7 кВ/см при максимальной энергии электронов 3 МэВ и 8–13 кВ/см, если $w_{\max} = 10$ МэВ. Несмотря на то, что эти величины приблизительно

на два порядка меньше порога электрического пробоя диэлектрика, можно ожидать локальных электрических разрядов вблизи неоднородных включений и неровностей на поверхности диэлектрика. Вероятность микропробоев диэлектрика возрастает в периоды максимума солнечной активности.

Несмотря на оценочный характер проведенного исследования, результаты этой работы могут быть применены к низкоорбитальным наноспутникам сферической формы типа BLITS и BLITS-M.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-05-00108.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акишин А.И., Новиков Л.С. Электризация космических аппаратов. Сер. Космонавтика, астрономия, 1985/3. М.: Знание, 64 с. 1985.
- Акишин А.И., Новиков Л.С., Маклецов А.А., Милеев В.Н. Объемная электризация диэлектрических материалов космических аппаратов / Модель космоса. Т.2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Ред. М.И. Панасюк, Л.С. Новиков. М.: КДУ. С. 315–344. 2007.
- Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М.: Наука, 382 с. 1964.
- Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины. Ред. И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов. М.: Энергоатомиздат, 1232 с. 1991.
- Безродных И.П., Тютнев А.П., Семёнов В.Т. Радиационные эффекты в космосе. Ч. 2. Воздействие космической радиации на электротехнические материалы. М.: АО “Корпорация “ВНИИЭМ”, 122 с. 2016.
- Васильев В.П. Путь к точности // Российский космос. Т. 2. № 145. С. 10–14. 2018.
- Кузнецов Н.В. Радиационные условия на орбитах космических аппаратов / Модель космоса. Т. 1. Физические условия в космическом пространстве. Ред. М.И. Панасюк, Л.С. Новиков. М.: КДУ. С. 627–641. 2007.
- Новиков Л.С., Милеев В.Н., Крупников К.К., Маклецов А.А. Электризация космических аппаратов в магнитосферной плазме / Модель космоса. Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Ред. М.И. Панасюк, Л.С. Новиков. М.: КДУ. С. 236–275. 2007.
- Сурков В.В., Мозгов К.С. Эффекты воздействия потоков частиц и геомагнитных вариаций на низкоорбитальные спутники сферической формы // Космич. исслед. Т. 57. № 4. С. 269–277. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0023420619040071>
- De Forest S.E. Spacecraft charging at synchronous orbit // J. Geophys. Res. V. 77. № 4. P. 651–659. 1972.
- Frederickson A.R., Holeman E.G., Mullen E.G. Characteristics of spontaneous electrical discharges of various insula-

- tors in space radiations // IEEE Trans. Sci. V. 39. № 6. P. 1773–1982. 1992.
- *Kucharski D., Kirchner G., Lim H.-C. et al.* Optical response of nanosatellite BLITS measured by the Graz 2 kHz SLR system // Adv. Space Res. V. 48. № 8. P. 1335–1340. 2011.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.06.016>
- *Lai S.T.* Fundamentals of spacecraft charging: spacecraft interactions with space plasmas. Princeton, NJ: Princeton University Press. 2011.
- *Lai S.T., Cahoy K.* Spacecraft charging. Encyclopedia of plasma technology. P. 1352–1366. 2017.
<https://doi.org/10.1081/E-EPLT-120053644>
- *Lai S.T., Cahoy K., Lohmeyer W., Carlton A., Aniceto R., Minow J.* Deep dielectric charging and spacecraft anomalies / Extreme events in geospace. Ed. N. Buzulukova. Elsevier Science: Elsevier. P. 419–432. 2018.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-812700-1.00016-9>
- *Novikov L.S., Makletsov A.A., Sinolits V.V.* Modeling of spacecraft charging dynamics using COULOMB-2 code // IEEE Trans. Plasma Sci. V. 45. № 8. P. 1915–1918. 2017.
<https://doi.org/10.1109/tps.2017.2720595>
- *Rodgers D.J., Ryden K.A., Wrenn G.L., Latham P.M., Sørensen J., Levy L.* An engineering tool for the prediction of internal dielectric charging / Proc. 6th Spacecraft Charging Technology Conference. AFRL-VS-TR-20001578. 1 September 2000. P. 125–130. 2000.
- *Tyutnev A., Saenko V., Pozhidaev E., Ikhsanov R.* Experimental and theoretical studies of radiation-induced conductivity in spacecraft polymers // IEEE T. Plasma Sci. V. 43. № 9. P. 2915–2924. 2015.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2015.2403955>
- *Weber K.N.* Eine einfache reichweite-energie-besteimmung für elektronen im energiebereich von 3 keV bis 3MeV // Nucl. Inst. Meth. V. 25. P. 261–264. 1964.

УДК 551.510.535

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПРОНИКШЕГО В ИОНОСФЕРУ ТРОПОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, СВЯЗАННОГО С АФРИКАНСКОЙ ЗОНОЙ ГРОЗОВОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. В. В. Хегай^{1, *}, Л. П. Корсунова^{1, **}, А. Д. Легенька^{1, ***}

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

*e-mail: hegai@izmiran.ru

**e-mail: lpkors@rambler.ru

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

Поступила в редакцию 17.11.2020 г.

После доработки 14.01.2021 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

На основе расчетов исследовано проникновение в ночную ионосферу электрических полей в Африканской зоне грозовой активности. Эти поля обусловлены как кулоновскими зарядами грозовых облаков, так и электрическим током, генерируемым ими как элементами глобальной электрической цепи в рассматриваемой зоне. В первом случае электрическое поле создается суммой кулоновских полей от каждого из 600 грозовых облаков зоны, а во втором случае — направленным вверх усредненным суммарным током, величиной в 600 А (по 1 А от каждого грозового облака, когда оно рассматривается как элементарный квазистационарный точечный биполярный источник тока в рамках модели глобальной электрической цепи в Африканской зоне грозовой активности). Получено, что тропосферные кулоновские заряды создают в ионосфере незначительные электрические поля, которые по своей величине не превосходят 1 мкВ/м. Однако электрическое поле в ионосфере за счет суммарного тока от грозовых облаков в Африканской зоне грозовой активности может достигать на ионосферных высотах ~0.2 мВ/м в ночных условиях зимой в период низкой солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0016794021040064

1. ВВЕДЕНИЕ

Грозовое облако (ГО) является мощным источником кулоновского электрического поля и молниевых разрядов в приземной атмосфере, которые обеспечивают поддержание отрицательного электрического заряда Земли и глобального атмосферного электрического поля (см. работу [Имянитов и Шифрин, 1962]). Простейшая электрическая модель грозового облака представляет его в виде двух объемных разноименных кулоновских зарядов, расположенных по вертикали друг под другом, как это принято в исследованиях [Chalmers, 1967; Френкель, 2007]. Обычно вверху находится положительный заряд, а внизу — отрицательный. В типичном грозовом облаке центр отрицательного заряда расположен на высотах 2–4 км, а центр положительного заряда — на высотах 8–12 км согласно работам [Uman, 1969; Weisberg, 1976], но в так называемом “гигантском” грозовом облаке (ГГО) центр положительного заряда может находиться на высоте ~18 км. Абсолютная величина электрических зарядов ГО оценивается

для обычного ГО от 5 до 25 Кл, а в ГГО она может превышать 50 Кл, что следует из работ [Malan, 1963; Kazemir, 1965].

На основе модельных вычислений в работе [Park and Dejnakarindra, 1973] было показано, что электрическое поле кулоновских зарядов ГГО при определенных условиях в заметной мере проникает в ночную ионосферу высоких и средних широт и максимальная величина проникшего поля может составлять ~0.65 мВ/м. Однако, в работе [Park and Dejnakarindra, 1973] пренебрегалось ионосферной проводимостью Педерсена выше 150 км. При ее учете величина поля от ГГО на ионосферных уровнях получается более чем в 2 раза меньше, как это показано в работе [Kim and Hegai, 2015].

Одна из самых активных зон грозовой активности Земли расположена в тропической области Африки. В период зимы в северном полушарии она расположена в географическом широтно-долготном секторе приблизительно от 10° до 30° S и от 10° до 50° E и лежит достаточно далеко к югу

от магнитного экватора (магнитное наклонение поля $I = 0$), см., в частности, работы [Brooks, 1925; Crichlow et al., 1971] и рис. 8 работы [Kartalev et al., 2006]. В этой зоне одновременно может находиться около 600 грозовых облаков. Представляет интерес исследовать вопрос о проникновении электрического поля такого массива грозовых облаков в ионосферу. Этот вопрос ранее был рассмотрен в рамках общей модели глобальной электрической цепи (ГЭЦ) в работе [Hays and Roble, 1979]. Авторы получили, что суммарный ток, текущий вверх от всех грозовых облаков в Африканской зоне грозовой активности (АЗГА, далее всюду – суммарный ток АЗГА), вызывает появление в ионосфере поперечного относительно геомагнитного поля электростатического электрического поля и его максимальная напряженность может достигать ~ 0.3 мВ/м. Исходным (и ключевым) моментом этой модели является представление тока грозовых облаков совокупностью усредненных единичных квазистационарных источников вертикального электрического тока, определенным образом распределенных в атмосфере вокруг Земли. При этом модель вычисляет не сумму электрических полей на ионосферных высотах от всех отдельных токовых источников, а сглаженную усредненную картину суммарного тока АЗГА. Аналогичный подход используется, в частности, и в более поздней работе [Makin and Ogawa, 1984], см. также статью [Davydenko et al., 2004].

В настоящей работе выполнен расчет распределения электрического поля на ионосферных высотах, обусловленного: а) системой кулоновских зарядов всех 600 грозовых облаков, расположенных в АЗГА (в виде суммы вкладов в поле от каждого ГО), а также б) суммарным током АЗГА – усредненным модельным представлением текущего вверх суммарного тока величиной в 600 А (по 1 А от одного грозового облака, когда каждое грозовое облако рассматривается как элементарный квазистационарный точечный биполярный источник тока в рамках модели ГЭЦ в области АЗГА) для 600 грозовых облаков, одновременно находящихся в области АЗГА. При этом никакие нестационарные процессы в работе не рассматриваются, а исследование проводится в рамках электро- и токистатики (см., в частности, работу [Мареев, 2010]).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для определения электрического поля, создаваемого в ионосфере кулоновской системой электрических зарядов массива из 600 грозовых облаков, расположенных в Африканской зоне грозовой активности, мы сначала определим электрическое поле за счет одного ГО, а затем искомое поле найдем как векторную сумму этих по-

лей от всех облаков. При этом будем считать, что все грозовые облака имеют одинаковую дипольную электрическую структуру и равномерно распределены в области их расположения, которую будем аппроксимировать прямоугольником с размерами 2000 км и 3000 км соответственно в меридиональном и зональном направлениях с центром в географической точке (20° S, 25° E), что соответствует зимнему сезону.

В качестве системы координат для вычисления электрического поля над отдельным ГО естественно принять цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , начало которой поместим на поверхности Земли в точку пересечения ее с вертикальной электрической осью ГО, вдоль которой расположены центры положительного и отрицательного зарядов грозового облака. Ось z направим вертикально вверх. В стационарных условиях распределение электростатического поля над ГО до высоты 90 км может быть определено из уравнения непрерывности для электрического тока

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \quad (1)$$

при этом

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \operatorname{grad} \varphi, \quad (2)$$

где \mathbf{J} – вектор плотности электрического тока; σ – электрическая проводимость атмосферы; \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля; φ – электростатический потенциал.

Выше 90 км, в силу значительно более высокой величины проводимости ионосферы вдоль геомагнитных линий по сравнению с величиной проводимости поперек геомагнитных линий, геомагнитные силовые линии для электрических полей с характерными поперечными относительно геомагнитного поля размерами более нескольких км можно считать эквипотенциальными (см., например, статью [Farley, 1960]). Таким образом, электростатический потенциал выше уровня 90 км по высоте полностью определяется распределением потенциала на высоте 90 км. Далее мы принимаем, что геомагнитное поле \mathbf{B} является вертикальным. Учет наклона магнитного поля со срединной точкой зоны АЗГА с географическими координатами (20° S, 25° E) в соответствии с работами [Denisenko et al., 2018; Хегай, 2020], может быть выполнен умножением полученной величины поля на фактор $|\sin I|$, где I – величина магнитного наклона в точке (20° S, 25° E), равная примерно -60° , и $|\sin I| \cong 0.866$. Более того, даже в самой северной точке границы зоны АЗГА (наиболее близкой к магнитному экватору), географические координаты которой в принятой нами модели определяются как 8.76° S и 25° E, величина $I \cong -44^\circ$, тогда $|\sin I| \cong 0.7$. Из рисунка 8 работы [Kartalev et al., 2006], на котором зеленой линией показан магнитный экватор, где $I = 0$ и зона АЗГА

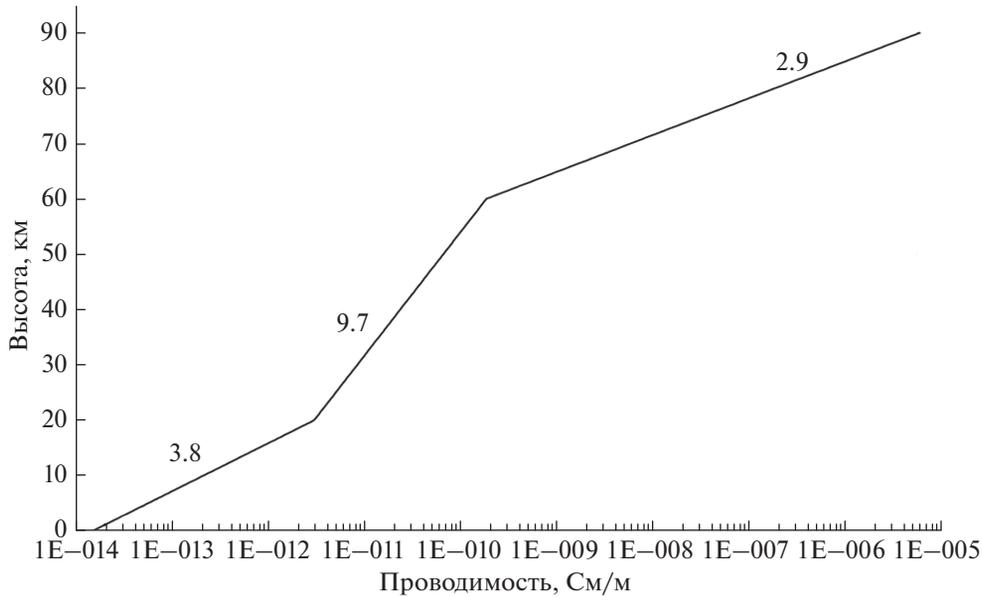


Рис. 1. Принятый высотный профиль атмосферной проводимости. Цифры у профиля дают значения характерного масштаба экспоненциально изменяющейся проводимости для каждой секции в км.

для рассматриваемых нами зимних условий, хорошо видно, что вся зона АЗГА лежит достаточно далеко от магнитного экватора. Таким образом, применение модели расчета в приближении вертикального геомагнитного поля с указанной последующей коррекцией в данном случае можно считать вполне правомерным (более подробно см. работу [Хегай, 2020]).

Полагая, что проводимость атмосферы σ изотропна и зависит только от z , можно получить из уравнения (1) с учетом азимутальной симметрии задачи следующее уравнение для потенциала ϕ :

$$\partial^2\phi/\partial r^2 + (1/r)\partial\phi/\partial r + (1/\sigma)\partial/\partial z(\sigma\partial\phi/\partial z) = 0. \quad (3)$$

Для решения этого уравнения мы разделим высотный профиль проводимости от 0 до 90 км на три высотных сегмента, внутри каждого из которых аппроксимируем проводимость простой экспоненциальной функцией высоты z следующим образом (см. рис. 1):

$$\sigma_i = s_i \exp\{(z - z_{i-1})/h_i\}, \quad (4)$$

где $0 \leq z \leq z_i$; $i = 1, 2, 3$; $s_1 = 1.5 \times 10^{-14}$ С/м; $s_2 = s_1 \exp\{(z_1 - z_0)/h_1\}$; $s_3 = s_2 \exp\{(z_2 - z_1)/h_2\}$; $z_0 = 0$ км; $z_1 = 20$ км; $z_2 = 60$ км; $z_3 = 90$ км; $h_1 = 3.8$ км; $h_2 = 9.7$ км; $h_3 = 2.9$ км. Такая аппроксимация высотного профиля проводимости приблизительно соответствует модели проводимости, представленной в исследовании [Rycroft et al., 2007]. Для принятого профиля проводимости решение уравнения (3) можно получить в квадратурах

$$\phi_i(z_{i-1} \leq z \leq z_i) = \int_0^\infty J_0(kr)[A_i(k)\exp\{a_i(z - z_{i-1})\} + B_i(k)\exp\{b_i(z - z_{i-1})\}]dk, \quad (5)$$

где $J_0(kr)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $a_i = -1/(2h_i) - [1/(4h_i^2) + k^2]^{1/2}$; $b_i = -1/(2h_i) + [1/(4h_i^2) + k^2]^{1/2}$; A_i и B_i – коэффициенты, определяемые из граничных условий.

Эквипотенциальность геомагнитных силовых линий выше 90 км позволяет рассматривать ионосферу как тонкий проводящий слой с интегральной вдоль геомагнитной силовой линии проводимостью Педерсена Σ_p . При этом уравнение непрерывности для тока на высоте $z = 90$ км можно записать в следующем виде (см. также работы [Denisenko et al., 2008; Heggai et al., 2015; Хегай, 2020]):

$$\sigma\partial\phi/\partial z = \Sigma_p[\partial^2\phi/\partial r^2 + (1/r)(\partial\phi/\partial r)]. \quad (6)$$

Для вычисления векторной суммы электрических полей, создаваемых на ионосферных высотах $z \geq 90$ км кулоновскими зарядами всех 600 грозовых облаков, используем декартову систему координат (x, y, z') , начало которой поместим на поверхности Земли в центр прямоугольника (20° S, 25° E), а оси x, y, z' направим соответственно на восток, на север и вертикально вверх.

Чтобы найти распределение электрического поля в ионосфере ($z \geq 90$ км), которое обусловлено грозовыми облаками в зоне АЗГА как генераторами квазистационарного тока в качестве

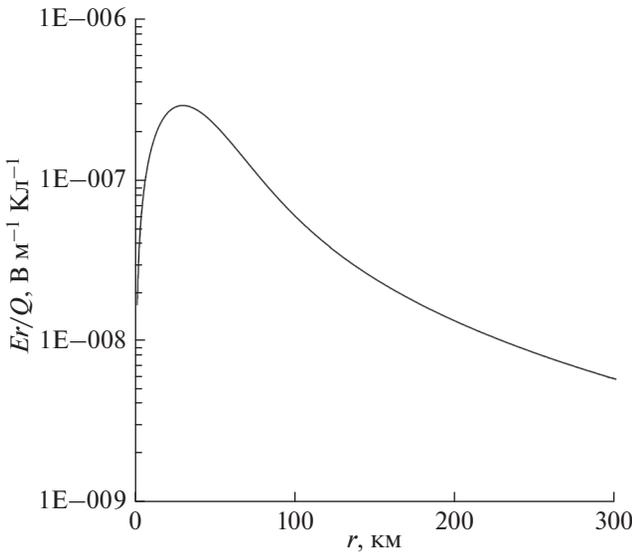


Рис. 2. Зависимость от r нормированной на Q горизонтальной компоненты электрического поля Er , создаваемого в ночной ионосфере на высотах $z \geq 90$ км кулоновскими зарядами типичного ГО.

составляющих элементов глобальной электрической цепи (ГЭЦ), мы примем, что средний эффективный электрический ток вверх, приходящийся на одно ГО составляет 1 А, как это указано в работах [Muhleisen, 1976; Мареев, 2010]. Тогда 600 грозовых облаков в области АЗГА обеспечивают направленный вверх ток величиной 600 А суммарно. Выберем полярную систему координат (r' , ϕ' , z''), начало которой расположено на поверхности Земли в точке (20° S, 25° E), а ось z'' направлена вертикально вверх. Далее мы будем полагать, что плотность направленного вверх суммарного вертикального тока на некоторой высоте над системой грозовых облаков АЗГА имеет в зависимости от r' гауссоподобное распределение следующего вида:

$$I(r') = I_0 \exp[-\ln 10 (r'/R_0)^2], \quad (7)$$

где I_0 – значение плотности стационарного вертикального тока при $r' = 0$, а R_0 – средний горизонтальный размер АЗГА ($I_0 = 2.8 \times 10^{-10}$ А/м², $R_0 = 1250$ км).

Для определения электростатического потенциала над одним ГО из уравнения (5) наложим следующие граничные условия (см. также работу [Kim and Hegai, 2015]):

1. $\phi = (Q/4\pi\epsilon_0)[(r^2 + (z_b - h_p)^2)^{-1/2} - (r^2 + (z_b - h_n)^2)^{-1/2}]$ при $z = z_b$,
2. ϕ – равномерно непрерывен при $z = 20$ и 60 км,
3. $\sigma \partial \phi / \partial z = \Sigma_p [\partial^2 \phi / \partial r^2 + (1/r)(\partial \phi / \partial r)]$ при $z = 90$ км,

где Q – абсолютная величина кулоновских зарядов ГО; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; z_b – высота горизонтальной плоскости, расположенной непосредственно над ГО; h_p и h_n – высоты центров положительного и отрицательного объемных зарядов ГО соответственно. Первое граничное условие вытекает из принятой электрической модели грозового облака. Мы полагаем также, что ГО не влияет на проводимость атмосферы на высотах $z \geq z_b$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рисунок 2 показывает горизонтальную компоненту электрического поля $Er = -\partial \phi / \partial r$, нормированную на Q , в зависимости от расстояния r в ночной ионосфере на высотах $z \geq 90$ км для типичного ГО ($h_n = 3$ км, $h_p = 8$ км). Мы приняли, что $z_b = 10$ км, а $\Sigma_p = 0.4$ См (ночь, условия низкой солнечной активности). Как следует из рисунка, максимальное значение Er при $Q = 10$ Кл в ночной ионосфере составляет ~ 0.3 мкВ/м примерно в 30 км от электрической оси ГО.

Так как Σ_p является одним из ключевых параметров при расчетах величины электрического поля в ионосфере и ее увеличение уменьшает эффективность проникновения электростатического поля от поверхности земли или уровня тропосферы в ионосферу при прочих равных условиях (см. работы [Denisenko et al., 2008, 2018; Хегай, 2020]), остановимся на этом вопросе подробнее. В нашей постановке эта величина получается как сумма проводимостей, вычисленных для центральной точки зоны АЗГА и магнитосопряженной с ней точки, т.е. $\Sigma_p = \Sigma_p + \Sigma_p^*$, где Σ_p – интегральная проводимость Педерсена для географических координат точки (20° S, 25° E), а Σ_p^* – интегральная проводимость Педерсена для магнитосопряженной точки. Расчет Σ_p в соответствии моделями ионосферы IRI-2016 (https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php) и нейтральной атмосферы NRLMSIS-00 (<https://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/nrlmsise00.html>) показывает, что для условий низкой солнечной активности 2008 г. величина Σ_p (22.12.2008 г., 00 UT) $\cong 0.27$ См (декабрь), а Σ_p (22.07.2008 г., 00 UT) $\cong 0.56$ См (июль), тогда его средняя величина $\Sigma_p \cong 0.4$ См. Отметим здесь, что проникновение квазистатического поля в ионосферу наиболее эффективно ночью в периоды низкой солнечной активности (см. работы [Hegai et al., 2015; Denisenko et al., 2018]).

Распределение напряженности горизонтального электрического поля, создаваемого в ночной ионосфере всеми 600 грозовыми облаками при $Q = 10$ Кл, иллюстрирует рис. 3. Видно, что величина поля над внутренней частью зоны достигает всего 0.2 мкВ/м, что объясняется взаим-

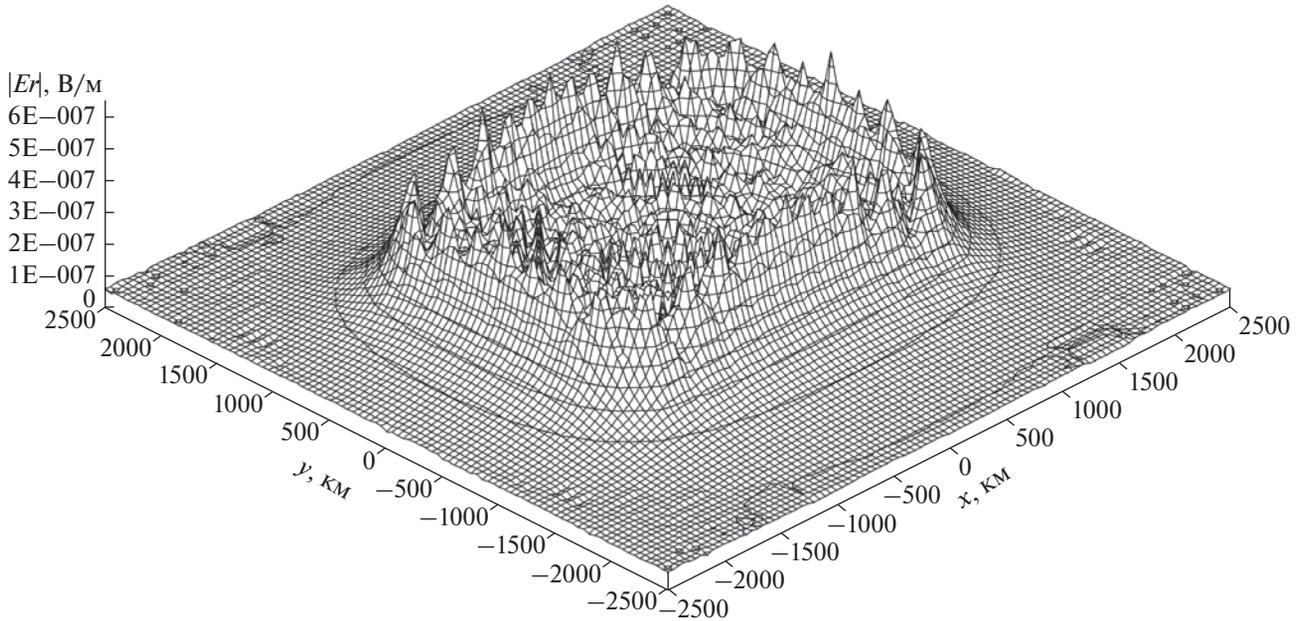


Рис. 3. Распределение модуля напряженности горизонтального электрического поля ($|Er| = [Ex^2 + Ey^2]^{1/2}$), создаваемого в ночной ионосфере кулоновскими зарядами всех 600 грозовых облаков АЗГА при $Q = 10$ Кл. Ось x направлена на восток, а ось y — на север.

ной компенсацией полей от разных облаков. Поле максимально над границей зоны, где электрические поля от отдельных грозовых облаков складываются, образуя своеобразную корону, но по своей величине суммарное поле не превосходит 0.65 мкВ/м. Таким образом, кулоновские заряды всех 600 грозовых облаков АЗГА создают в ночной ионосфере незначительное электростатическое поле, величина которого менее 1 мкВ/м в любой точке над зоной (даже для вертикальных геомагнитных линий).

Для расчета распределения электрического поля Er в ночной ионосфере, которое обусловлено суммарным током АЗГА, соотношение (7) представляет собой нижнее граничное условие задачи при $z = z_b$, а остальные граничные условия остаются такими же, как в задаче для одного грозового облака. На рис. 4 показаны результаты расчета Er при $\Sigma_p = 0.4$ См. Максимальное значение поля достигается на расстоянии ~ 950 км от центра зоны и составляет ≈ 0.18 мВ/м.

Расчетная величина Er здесь получилась в предположении вертикальных силовых линий магнитного поля и значения $\Sigma_p = 0.4$ См, однако учет наклона магнитного поля в точке (20° S, 25° E) в соответствии с работами [Denisenko et al., 2018; Хегай, 2020], требует умножения полученной величины поля на фактор $|\sin I|$, где I — величина угла магнитного наклона в точке (20° S, 25° E), равная примерно -60° , и $|\sin I| \cong 0.866$. Таким образом, получаем $Er^{\max} \cong 0.18$ мВ/м $\times 0.866 \approx$

≈ 0.16 мВ/м. Это достаточно близко к полученным в работе [Haas and Roble, 1979] результатам, согласно которой максимальная величина горизонтальной компоненты поля над АЗГА может составить 0.3 мВ/м.

С другой стороны, в работе [Denisenko et al., 2019], посвященной математическому моделированию электрического поля в ионосфере в рамках

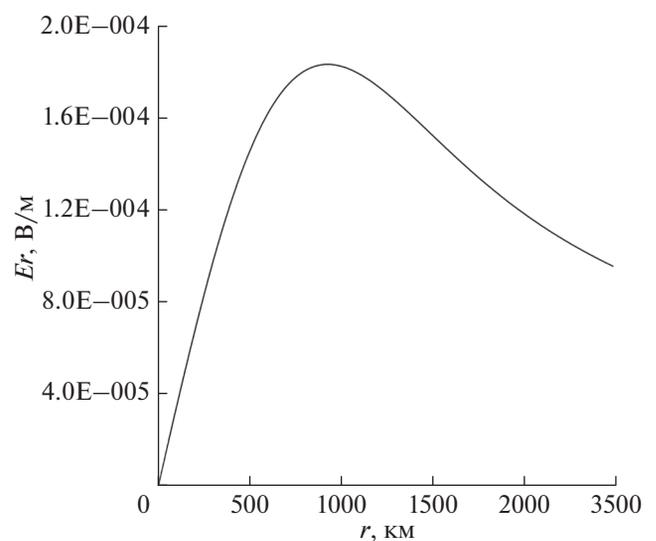


Рис. 4. Распределение электрического поля Er в ночной ионосфере над АЗГА, которое обусловлено суммарным электрическим током АЗГА.

ГЭЦ, получено, что для условий высокой солнечной активности в июле горизонтальное поле в ионосфере нигде не превосходит 10 мкВ/м для 19 UT. Полагая положение зоны АЗГА неизменным, получим (в соответствии с моделью IRI-2016) для 1989 г. высокой солнечной активности $\Sigma_p(22.07.1989 \text{ г.}, 19 \text{ UT}) \cong 6.55 \text{ См}$ (июль). Тогда, по нашим расчетам, в зоне АЗГА для этого момента времени UT с учетом наклона геомагнитных линий $E_r^{\max} \cong 0.011 \text{ мВ/м} \times 0.866 \approx 0.0095 \text{ мВ/м} = 9.5 \text{ мкВ/м}$, что согласуется с представленным в работе [Denisenko et al., 2019] результатом. Величина поля в зоне АЗГА, по-видимому, в этом случае будет еще меньше, так как для летнего сезона зона АЗГА лежит значительно ближе к магнитному экватору (см. рис. 10 работы [Kartalev et al., 2006]).

Для ночных условий зимнего сезона 2008 г. низкой солнечной активности, как указано выше, $\Sigma_p(22.12.2008 \text{ г.}, 00 \text{ UT}) \cong 0.27 \text{ См}$ (декабрь), и для вертикальных геомагнитных силовых линий $E_r^{\max}|_{I=90^\circ} \cong 0.27 \text{ мВ/м}$. Тогда в зоне АЗГА (за счет суммарного тока АЗГА) получим $E_r^{\max} \cong 0.27 \text{ мВ/м} \times 0.866 \cong 0.23 \text{ мВ/м} \approx 0.2 \text{ мВ/м}$.

5. ВЫВОДЫ

Проведен расчет электрических полей, создаваемых в ночной ионосфере над Африканской зоной грозовой активности (АЗГА) за счет кулоновских зарядов 600 грозовых облаков, одновременно расположенных в зоне, и суммарного тока АЗГА – усредненного модельного представления текущего вверх суммарного тока величиной в 600 А (по 1 А от каждого грозового облака, когда каждое грозовое облако рассматривается как элементарный квазистационарный точечный биполярный источник тока в рамках модели ГЭЦ в области АЗГА). Получено, что величина суммарного электрического поля, обусловленного кулоновскими зарядами грозовых облаков, очень мала и не превосходит 1 мкВ/м. В то же время электрическое поле, связанное с интегральным током АЗГА, может в максимуме достигать ~0.2 мВ/м для ночных зимних условий в период низкой активности Солнца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Имянитов И.М., Шифрин К.С.* Современное состояние исследований атмосферного электричества // УФН. Т. 76. № 4. С. 593–642. 1962.
<https://doi.org/10.3367/UFNR.0076.196204a.0593>

– *Мареєв Е.А.* Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. Т. 180. № 5. С. 527–534. 2010.
<https://doi.org/10.3367/UFNR.0180.201005h.0527>

– *Френкель Я.И.* Теория явлений атмосферного электричества. М.: КомКнига. 160 с. 2007.

– *Хегай В.В.* Аналитическая модель сейсмогенного электрического поля по данным измерений в приземном слое атмосферы средних широт и расчет его величины на уровне ионосферы // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 60. № 4. С. 528–541. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020030086>

– *Brooks C.E.P.* The distribution of thunderstorms over the globe // Geophys. Mem. London. V. 3. Iss. 24. P. 147–164. 1925.

– *Chalmers J.A.* Atmospheric electricity. London: Pergamon Press. 515 p. 1967.

– *Crichlow W.Q., Davis R.C., Disney R.T., Clark M.W.* Hourly probability of world-wide thunderstorm occurrence / Telecommunications Research Report OT/ITS RR 12, U.S. Department of Commerce, Boulder, Colo., April 1971.

– *Davydenko S.S., Mareev E.A., Marshall T.C., Stolzenburg M.* On the calculation of electric fields and currents of meso-scale convective systems // J. Geophys. Res. V. 109. D11103. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JD003832>

– *Denisenko V.V., Boudjada M.Y., Horn M., Pomozov E.V., Biernat H.K., Schwingenschuh K., Lammer H., Prattes G., Cristea E.* Ionospheric conductivity effects on electrostatic field penetration into the ionosphere // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. V. 8. Iss. 5. P. 1009–1017. 2008.
<https://doi.org/10.5194/nhess-8-1009-2008>

– *Denisenko V.V., Nesterov S.A., Boudjada M.Y., Lammere H.* A mathematical model of quasistationary electric field penetration from ground to the ionosphere with inclined magnetic field // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 179. P. 527–537. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.09.002>

– *Denisenko V., Rycroft M., Harrison G.* Mathematical simulation of the ionospheric electric field as a part of the Global Electric Circuit // Surv. Geophys. V. 40. Iss. 1. P. 1–35. 2019.
<https://doi.org/10.1007/s10712-018-9499-6>

– *Farley Jr., D.T.* A theory of electrostatic fields in the ionosphere at nonpolar geomagnetic latitudes // J. Geophys. Res. V. 65. № 3. P. 869–877. 1960.
<https://doi.org/10.1029/JZ065i003p00869>

– *Hays P.B., Roble R.G.* A quasi-static model of global atmospheric electricity. 1. The lower atmosphere // J. Geophys. Res. V. 84. № A7. P. 3291–3305. 1979.
<https://doi.org/10.1029/JA084iA07p03291>

– *Hegai V.V., Kim V.P., Liu J.Y.* On a possible seismo-magnetic effect in the topside ionosphere // Adv. Space Res. V. 56. Iss. 8. P. 1707–1713. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.07.034>

– https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php

– <https://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/nrlmsise00.html>

– *Kartalev M.D., Rycroft M.J., Fuellekrug M., Papitashvili V.O., Keremidarska V.I.* A possible explanation for the dominant effect of South American thunderstorms on the Carnegie curve // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 68. Iss. 3–5. P. 457–468. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.05.012>

– *Kasemir H.W.* The thundercloud / Problems of Atmospheric and Space Electricity. Ed. *Coroniti S. C.* N.Y.: Elsevier. P. 215–235. 1965.

- *Kim V.P., Hegai V.V.* On the electric fields produced by dipolar coulomb charges of an individual thundercloud in the ionosphere // *J. Astron. Space Sci.* V. 32. № 2. P. 141–144. 2015.
<https://doi.org/10.5140/JASS.2015.32.2.141>
- *Making M., Ogawa T.* Responses of atmospheric electric field and air-earth current to variations of conductivity profiles // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 46. Iss. 5. P. 431–445. 1984.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(84\)90087-4](https://doi.org/10.1016/0021-9169(84)90087-4)
- *Malan D.J.* *Physics of Lightning.* London: The English University Press Ltd., 176 p. 1963.
- *Muhleisen R.* The global circuit and its parameters / *Electrical Processes in Atmospheres.* Eds. Dolezalek H., Reiter R., Landsberg H. E. Darmstadt: Dr. Dietrich Steinkopff Verlag GmbH & Co. KG., 1976. P. 467–476.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-85294-7_73
- *Park C.G., Dejnakintra M.* Penetration of thundercloud electric fields into the ionosphere and magnetosphere: 1. Middle and subauroral latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 28. P. 6623–6633. 1973.
<https://doi.org/10.1029/JA078i028p06623>
- *Rycroft M.J., Odzimek A., Arnold N.F., Fullekrug M., Kulak A., Neubert T.* New model simulations of the global atmospheric electric circuit driven by thunderstorms and electrified shower clouds: The roles of lightning and sprites // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 69. Iss. 17–18. P. 2485–2509. 2007.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.09.004>
- *Uman M.A.* *Lightning.* N.Y.: McGraw-Hill, 162 p. 1969.
- *Weisberg J.S.* *Meteorology: The Earth and its weather.* Boston: Houghton Mifflin. Company, 241 p. 1976.

УДК 551.510:621.371:550.388

ОТЛИЧИЯ ПРОГНОЗОВ УСЛОВИЙ КВ-РАДИОСВЯЗИ МЕЖДУ ПЕРЕДАТЧИКОМ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ И ПРИЕМНИКОМ В АРКТИЧЕСКОМ РЕГИОНЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЭМПИРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ

© 2021 г. И. В. Мингалев^{1, 2, *}, З. В. Суворова¹, В. Н. Шубин³, А. М. Мерзлый⁴,
В. В. Тихонов⁵, А. Б. Талалаев⁶, В. С. Мингалев¹

¹Полярный геофизический институт (ПГИ),
г. Мурманск, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

²Мурманский Арктический государственный университет (МАГУ),
г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

⁴Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН),
г. Москва, Россия

⁵АО «Радиотехнические и информационные системы воздушно-космической обороны»,
г. Тверь (Тверская обл.), Россия

⁶АО «РТИ», г. Москва, Россия

*e-mail: mingalev_i@pgia.ru

Поступила в редакцию 03.09.2020 г.

После доработки 29.12.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Сопоставлены результаты прогнозов условий радиосвязи в КВ-диапазоне между передатчиком, расположенным на средних широтах, и приемниками, расположенными в районах Норвежского и Баренцева морей. В качестве основы расчета прогнозов были использованы модели ионосферы IRI-2016 и Global Dynamic Model of Ionosphere (GDMI), разработанная в ИЗМИРАН. Прогноз условий радиосвязи основан на расчетах трехмерных лучевых траекторий радиоволн в приближении геометрической оптики с учетом анизотропии ионосферной плазмы и ее пространственной неоднородности. Показано, что прогноз условий радиосвязи, рассчитанный при помощи модели GDMI, может существенно отличаться от прогноза, рассчитанного при помощи модели IRI-2016. Также показано, что в середине декабря рассчитанные с помощью моделей GDMI и IRI-2016 значения МПЧ для радиотрассы Санкт-Петербург–Longyearbyen (Лонгйирбюен) (Шпицберген) для односкачковых траекторий днем превышают экспериментальные значения МПЧ на 5–20%, а ночью ниже экспериментальных на 30–40%. При этом для второй половины дня точность прогноза МПЧ, полученного с использованием модели GDMI, лучше, чем точность прогноза МПЧ, полученного с использованием модели IRI-2016. Для остального времени суток наоборот, использование модели IRI-2016 обеспечивает лучшую точность прогноза МПЧ.

DOI: 10.31857/S001679402104009X

1. ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение надежной КВ-радиосвязи с морскими и воздушными судами, а также сухопутными объектами в высоких широтах имеет большое прикладное значение. Распространение КВ-радиоволн определяется пространственным распределением концентрации электронов в ионосфере, которое на средних и высоких широтах имеет сложную неоднородную структуру как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях. Основные крупномасштабные неоднородно-

сти – это овал полярных сияний (ОПС) и главный ионосферный провал (ГИП). Их положение существенно меняется в зависимости от времени суток и от геофизических условий.

Для прогноза условий радиосвязи, а также для оценки состояния ионосферы по работе различных радиотрасс давно применяется численное моделирование распространения радиоволн КВ-диапазона с расчетом лучевых траекторий в приближении геометрической оптики [Кравцов и Орлов, 1980; Budden, 1985; Крашенинников и

Егоров, 2005; Андреев и др., 2007а, б; Крашенинников и др., 2017, 2018; Крашенинников и Шубин, 2020].

Для расчета лучевых траекторий распространения радиоволн КВ-диапазона необходимо рассчитывать плазменную частоту и частоту столкновений электронов в ионосфере во всей области прохождения лучевых траекторий. Для задания распределения этих параметров в ионосфере разработаны эмпирические модели, построенные на основе анализа данных наблюдений о состоянии ионосферы, самые известные из которых – это Международная Справочная модель Ионосферы (IRI) [Bilitza et al., 2017] и модель NeQuick [Nava et al., 2008]. В модели GDMI, разработанной в ИЗМИРАН, основные параметры F2-слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий рассчитываются по моделям $hmF2$ [Shubin et al., 2013; Shubin, 2015] и $foF2$ [Шубин, 2017], которые построены на основе данных наземного зондирования ионосферы и профилей электронной концентрации, полученных радиозатменным методом с помощью спутников. Модели IRI, NeQuick и GDMI существенно различаются между собой и могут быть использованы для расчета лучевых траекторий радиоволн КВ-диапазона в приближении геометрической оптики.

Общая схема вычислений в этих моделях следующая. Над заданной точкой на поверхности Земли по аналитическим формулам рассчитываются высоты максимумов критической частоты и значения этой частоты на высоте для D, E, F1 и F2-слоев ионосферы. Аналитические формулы подбирают для выбранной базы данных. Затем с помощью перечисленных параметров также по аналитическим формулам рассчитываются вертикальные профили в узлах сетки по высоте электронной концентрации и плазменной частоты, а также профили температуры электронов и частоты их столкновений [Banks, 1966; Schunk and Nagy, 1978; Часовитин и др., 1988].

Указанные выше модели отличаются между собой используемыми аналитическими формулами для расчета основных параметров слоев ионосферы, а также базами данных, с помощью которых эти формулы построены.

Цель данной работы – сравнить прогнозы условий КВ-связи между передатчиком, расположенным на средних широтах, и приемниками, расположенными в районах Норвежского и Баренцева морей, рассчитанные при использовании моделей ионосферы IRI-2016 и GDMI.

Область на поверхности Земли, в которую попадают выходящие из одного передатчика односкачковые лучевые траектории радиоволн КВ-диапазона, существенно меняется в течение суток. В дальнейшем будем называть эту область зоной засветки передатчика.

В данной работе с помощью численного моделирования исследуются изменения этой зоны для передатчика, расположенного в Санкт-Петербурге, в течение суток 21 июня 2019 г. для разных частот КВ-диапазона, близких к максимальной применимой частоте (МПЧ) для данных условий. Проводится анализ моделирования и делается вывод о возможности односкачковой КВ-радиосвязи между Санкт-Петербургом и районами, расположенными к северу от него в секторе азимутальных углов от -30° до 30° от направления на север.

Также проводится сравнение экспериментальных ионограмм наклонного зондирования (НЗ) для радиотрассы Санкт-Петербург–Longyearbyen (Лонгйирбюен) (Шпицберген), полученных техническими средствами ААНИИ в течение одних суток (14–15 декабря 2001 г.) для пяти моментов времени, и численно синтезированных с использованием эмпирических моделей ионосферы ионограмм для этой же радиотрассы для тех же моментов времени.

Кроме того, приведено описание используемой в работе численной модели распространения радиоволн КВ-диапазона. Эта модель является дальнейшим развитием модели, использовавшейся в работах [Андреев и др., 2007а, б].

2. МЕТОД РАСЧЕТА ЛУЧЕВЫХ ТРАЕКТОРИЙ КВ-РАДИОВОЛН

Для численного моделирования распространения КВ-радиоволн используется приближение геометрической оптики [Кравцов и Орлов, 1980] с учетом анизотропии ионосферной плазмы, обусловленной геомагнитным полем. Лучевые траектории находятся путем численного решения системы уравнений эйконала:

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = \mathbf{p} - \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{p}} (n_b^2), \quad \frac{d\mathbf{p}}{d\tau} = \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{r}} (n_b^2), \quad (1)$$

в которых \mathbf{r} – радиус-вектор, проведенный из начала координат в точку наблюдения; \mathbf{p} – вектор волновой нормали; τ – приведенная длина луча; n_b^2 – квадрат вещественной части показателя преломления нормальной волны. Этот показатель определяется как решение дисперсионного биквадратного уравнения

$$An^4 + Bn^2 + C = 0, \quad (2)$$

в котором использованы обозначения:

$$\begin{aligned} A &= \varepsilon_{\perp}(1 - \cos^2 \theta) + \varepsilon_{\parallel} \cos^2 \theta, \\ B &= -\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel} (1 + \cos^2 \theta) - (\varepsilon_{\perp}^2 - g^2)(1 - \cos^2 \theta), \\ C &= \varepsilon_{\parallel} (\varepsilon_{\perp}^2 - g^2), \end{aligned}$$

где θ – угол между векторами \mathbf{p} и $\mathbf{b} = \mathbf{B}_{\text{внеш}}/|\mathbf{B}_{\text{внеш}}|$; $\mathbf{B}_{\text{внеш}}$ – внешнее магнитное поле; $\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega - iv_e)}{[(\omega - iv_e)^2 - \omega_H^2]\omega}$, $g = \frac{\omega_p^2\omega_H}{[(\omega - iv_e)^2 - \omega_H^2]\omega}$, $\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - iv_e)\omega}$ – компоненты тензора комплексной диэлектрической проницаемости плазмы $\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}$ в декартовой системе координат с осью z , ориентированной вдоль магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{внеш}}$; $\omega_p^2 = e^2 N_e / m_e \varepsilon_0$ – квадрат плазменной частоты; e и m_e – заряд и масса электрона; N_e – концентрация электронов в плазме; $\omega_H = e\mathbf{B}_{\text{внеш}}/m_e$ – гирочастота электронов; ν_e – эффективная частота соударений электронов с другими частицами.

Дисперсионное уравнение (2) определяет два решения для двух волновых мод – обыкновенной и необыкновенной волн, которые распространяются с различными показателями преломления, фазовыми и групповыми скоростями, причем обыкновенная волна имеет левую поляризацию, а необыкновенная волна – правую. Решение дисперсионного уравнения можно представить в виде $n = \left[\frac{-B \pm D}{2A} \right]^{1/2}$, где $D = (B^2 - 4AC)^{1/2}$.

Для численного интегрирования системы уравнений эйконала используется схема Рунге–Кутты 4-го порядка точности с коррекцией гамильтониана на каждом шаге траектории. Особенностью используемой нами схемы является расчет компонент градиента в декартовых координатах, при этом параметры среды задаются на сетке в сферической системе координат. Такой подход позволяет избежать накопления дополнительной погрешности, которая непременно возникла бы при расчете траектории в сферической системе координат вследствие большого количества вычислительных операций (вычисление коэффициентов Ламе, более громоздкие уравнения с большим количеством слагаемых и пр.).

3. ЗАДАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ

Для задания этих параметров использовались две эмпирические модели ионосферы – модель IRI-2016 и разработанная в ИЗМИРАН модель ионосферы GDMI. Для проведения расчетов были выбраны две даты – 21 июня 2019 г. и 21 декабря 2018 г. – и заданы спокойные геофизические условия (индекс $A_p = 3$, $F10.7 = 70$, $F10.7A = 70$).

На рисунках 1 и 2 представлены вертикальные профили критической частоты плазмы, рассчи-

танные по указанным выше моделям, в точках, расположенных на долготе 30° E и на широтах 60° , 65° , 70° N в разные моменты времени. На рисунке 1 представлены вертикальные профили критической частоты плазмы для даты 21.12.2018 г. в моменты, когда в Санкт-Петербурге полночь (а) и полдень (б). На рисунке 1а видно, что в полночь для всех трех точек максимальные критические частоты в F -слое, рассчитанные по модели GDMI, больше, чем рассчитанные по модели IRI-2016. Высоты максимумов F -слоя для точек с широтами 60° и 65° , рассчитанные по модели GDMI, ниже, чем рассчитанные по модели IRI-2016, примерно на 40 и 25 км соответственно. Градиент электронной концентрации на высотах 170–190 км, рассчитанный по модели GDMI, существенно больше, чем рассчитанный по модели IRI-2016, что сильно влияет на распространение КВ-радиоволн. Различия между моделями на высотах ниже 170 км незначительны.

На рисунке 1б видно, что в полдень для всех трех точек максимальные критические частоты в F -слое, рассчитанные по модели GDMI, больше, чем рассчитанные по модели IRI-2016. Высоты максимумов F -слоя для всех точек, рассчитанные по модели GDMI, ниже, чем рассчитанные по модели IRI-2016, примерно на 40–50 км. Градиент электронной концентрации на высотах 130–150 км, рассчитанный по модели GDMI, существенно больше, чем рассчитанный по модели IRI-2016, что сильно влияет на распространение КВ-радиоволн. Различия между моделями на уровне E -слоя ионосферы также весьма существенны. Это связано с тем, что в модели GDMI в области ОПС дополнительно учитывается источник ионизации атмосферы, вызванный выпадающими из магнитосферы заряженными частицами [Бадин и др., 2013]. Поэтому модель GDMI дает выраженный максимум E -слоя на высоте 110 км, а в модели IRI-2016 такого максимума нет.

На рисунке 2 представлены вертикальные профили критической частоты плазмы для даты 21.06.2019 г. в моменты, когда в Санкт-Петербурге полночь (а) и полдень (б). На рисунке 2а видно, что в полночь для всех трех точек имеются существенные различия между профилями, рассчитанными по модели GDMI и по модели IRI-2016, на высотах 90–120 км и 130–300 км. Для всех трех профилей модель GDMI дает высоту максимума F -слоя ~ 260 км, а модель IRI-2016 – ~ 320 км. При этом максимальные критические частоты F -слоя, рассчитанные по этим двум моделям, различаются незначительно (модель IRI-2016 дает значения $foF2$ примерно на 0.5 МГц меньше). Градиент электронной концентрации на высотах 130–150 км, рассчитанный по модели GDMI, существенно больше, чем рассчитанный по модели IRI-2016, что сильно влияет на распространение КВ-радиоволн.

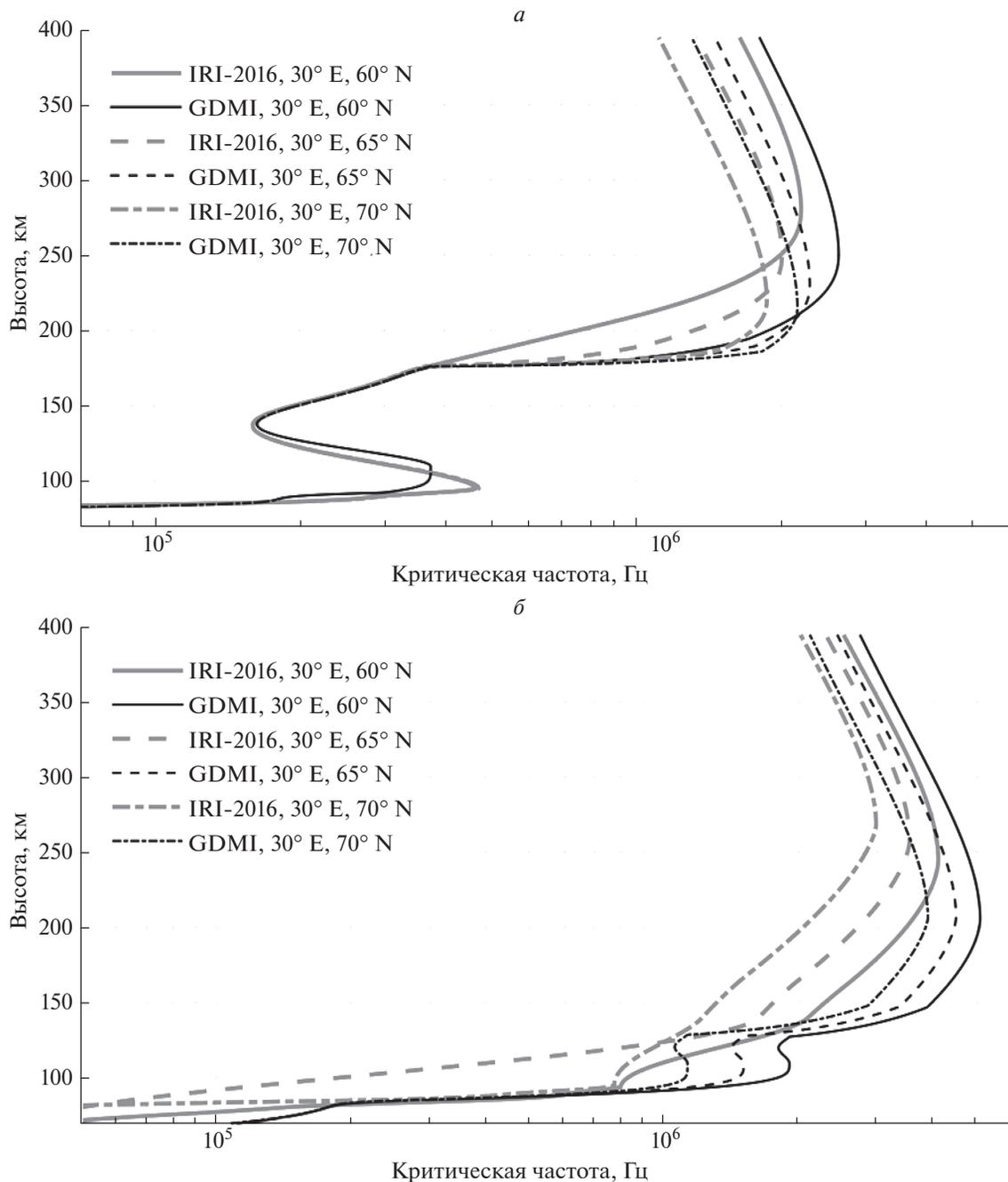


Рис. 1. Вертикальные профили критической частоты плазмы, рассчитанные по моделям GDMI и IRI-2016 для даты 21.12.2018 г. для спокойных геофизических условий (индекс $A_p = 3$, $F_{10.7} = 70$, $F_{10.7A} = 70$), для моментов времени UT = 22:00 (а) и UT = 10:00 (б).

На рисунке 2б видно, что в полдень для всех трех точек профили, рассчитанные по модели GDMI и по модели IRI-2016, на высотах выше 130 км близки между собой. Различия между моделями на высотах 90–120 км весьма существенны. Модель GDMI дает выраженный максимум E-слоя на высоте 110 км, а модель IRI-2016 такого максимума не дает. Градиент электронной кон-

центрации на высотах 90–120 км, рассчитанный по модели GDMI, существенно больше, чем рассчитанный по модели IRI-2016, что сильно влияет на распространение КВ-радиоволн. Критические частоты на высоте 100 км, рассчитанные по модели GDMI, больше, чем рассчитанные по модели IRI-2016, примерно в 6 раз.

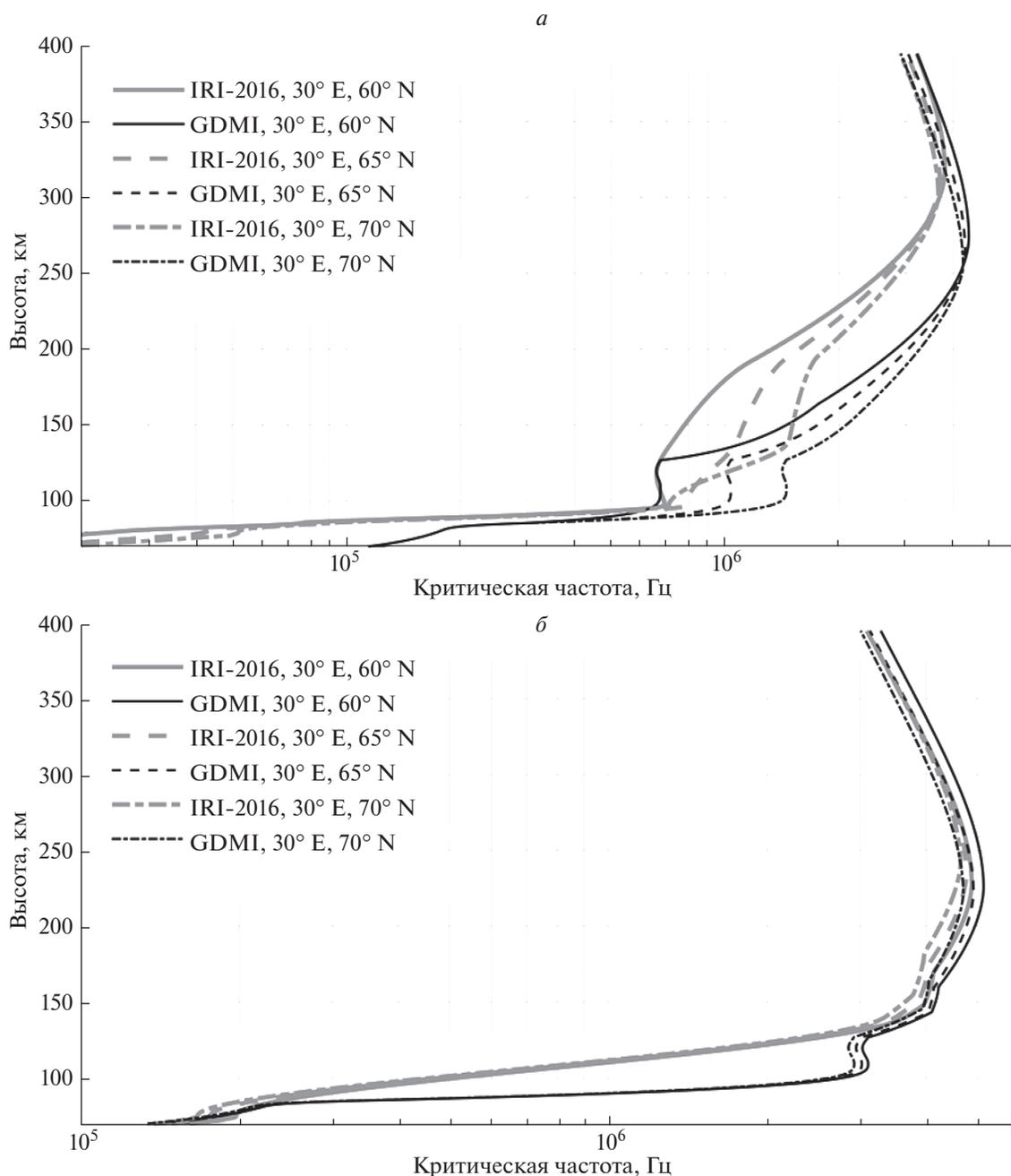


Рис. 2. Вертикальные профили критической частоты плазмы, рассчитанные по моделям GDMI и IRI-2016 для даты 21.06.2019 г. для спокойных геофизических условий (индекс $A_p = 3$, $F10.7 = 70$, $F10.7A = 70$), для моментов времени UT = 22:00 (а) и UT = 10:00 (б).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗОНЫ ДОСЯГАЕМОСТИ ОДНОСКАЧКОВЫХ ТРАЕКТОРИЙ

Моделирование проводилось следующим образом. Передатчик располагался в точке с координатами 30.5° E, 60.0° N. Для выбранной частоты и выбранного времени суток рассчитывался следующий набор выходящих из передатчика лучевых траекторий для обыкновенной моды (не-

обыкновенная мода затухает сильнее). Углы возвышения выбирались следующим образом: в диапазоне от 6° до 10° – с шагом 0.5 градуса, от 11° до 18° – с шагом 1 градус, от 20° до 32° – с шагом 2 градуса. Для каждого угла возвышения рассчитывались лучевые траектории, выходящие из передатчика в секторе азимутальных углов от -30° до 30° от направления на север с шагом 2 градуса. Точки падения на поверхность Земли траекто-

рий, вышедших из передатчика с одним углом возвышения и разными азимутами, соединялись одной линией. Полученная область на поверхности Земли, ограниченная крайними кривыми, соответствовала зоне засветки передатчика на данной частоте при данных геофизических условиях.

Возможны случаи, когда в одну точку попадают две и более лучевых траекторий, выходящих из передатчика при разных углах возвышения и разных азимутальных углах. Такие ситуации соответствуют многолучевому распространению, когда лучевая траектория, вышедшая из передатчика с меньшим углом возвышения, отражается от E -слоя ионосферы, а вышедшая из передатчика с большим углом возвышения отражается от F -слоя ионосферы. В случае, когда все траектории отражаются от одного и того же слоя ионосферы, ближайšie к передатчику кривые соответствуют большим углам возвышения, дальние кривые — меньшим углам.

На рисунке 3 изображены зоны засветки передатчика на частоте 4 МГц, рассчитанные для даты 21 декабря 2018 г., UT = 22:00 (полночь в СПб) и спокойных геофизических условий (индексы $A_p = 3$, $F_{10.7} = 70$, $F_{10.7A} = 70$), для случаев, когда параметры ионосферы заданы по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б). Видно, что на рис. 3а зона засветки по дальности лежит в пределах примерно от 800 до 1900 км от передатчика, а на рис. 3б эта зона располагается на расстоянии от 1200 км до 1800 км от передатчика. Это обусловлено тем, что в случае, когда ионосфера задана по модели IRI-2016, траектории с углами возвышения от 21 до 32 градусов проходят сквозь ионосферу и не попадают на поверхность Земли, а в случае задания ионосферы по модели GDMI эти траектории отражаются от ионосферы и попадают на поверхность Земли. Такое различие связано с тем, что концентрация электронов на высотах 180–250 км, рассчитанная по модели GDMI, существенно выше, чем концентрация, рассчитанная по модели IRI-2016, как видно из рис. 1а.

На рисунке 4 изображены зоны засветки передатчика на частоте 5 МГц, рассчитанные для даты 21 декабря 2018 г. UT = 10:00 (полдень в СПб) и спокойных геофизических условий (индексы $A_p = 3$, $F_{10.7} = 70$, $F_{10.7A} = 70$), для случаев, когда параметры ионосферы заданы по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б). Видно, что на рис. 4а зона засветки по дальности лежит в пределах примерно от 500 до 1300 км от передатчика, а на рис. 4б эта зона располагается на расстоянии от 1400 км до 2000 км от передатчика. Столь существенная разница обусловлена тем, что в случае, когда ионосфера задана по модели GDMI, траектории с углами возвышения от 6 до 32 градусов отражаются от нижней части F -слоя ионосферы на высотах от 130 до 150 км, а в случае задания ионосферы по

модели IRI-2016 эти же траектории отражаются от ионосферы на высотах ~200–250 км. Такое различие связано с тем, что концентрация электронов на высотах 100–250 км, рассчитанная по модели GDMI, существенно выше, чем концентрация, рассчитанная по модели IRI-2016, как видно из нижней части рис. 1.

На рисунке 5 представлены зоны засветки передатчика на частоте 6 МГц, рассчитанные для даты 21 июня 2019 г. UT = 22:00 (полночь в СПб) и спокойных геофизических условий (индексы $A_p = 3$, $F_{10.7} = 70$, $F_{10.7A} = 70$), для случаев, когда параметры ионосферы заданы по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б). Видно, что на рис. 5а зона засветки по дальности лежит в пределах примерно от 800 до 1800 км от передатчика, а на рис. 5б эта зона располагается на расстоянии от 1400 км до 2000 км от передатчика. Имеющаяся разница между зонами засветки обусловлена тем, что в случае, когда ионосфера задана по модели GDMI, концентрация электронов на высотах 140–250 км существенно выше концентрации, рассчитанной по модели IRI-2016. Это приводит к тому, что лучевые траектории в первом случае отражаются на меньших высотах, чем во втором случае, что, в свою очередь, приводит к уменьшению расстояния между передатчиком и точками падения траекторий в первом случае.

На рисунке 6 представлены зоны засветки передатчика на частоте 10 МГц, рассчитанные для даты 21 июня 2019 г., времени UT = 10:00 (полдень в СПб) и спокойных геофизических условий (индексы $A_p = 3$, $F_{10.7} = 70$, $F_{10.7A} = 70$), для случаев, когда параметры ионосферы заданы по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б). Видно, что на рис. 6а зона засветки по дальности лежит в пределах примерно от 800 до 1400 км от передатчика, а на рис. 6б эта зона располагается на расстоянии от 900 км до 1600 км от передатчика. Разница в зонах засветки не столь существенна, как на рис. 3 и 4. Имеющиеся различия обусловлены тем, что концентрация электронов на высотах 80–130 км, рассчитанная по модели GDMI, существенно выше, чем концентрация, рассчитанная по модели IRI-2016, как видно из нижней части рис. 1б, а на высотах более 130 км концентрации, рассчитанные по обеим моделям, близки между собой.

5. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И СИНТЕЗИРОВАННЫХ ИОНОГРАММ

Для сравнения экспериментальных и численно синтезированных ионограмм НЗ были выбраны ионограммы для радиотрассы Санкт-Петербург—Лонгйирбюен (Шпицберген), полученные техническими средствами ААНИИ в течение одних суток (14–15 декабря 2001 г.) для пяти момен-

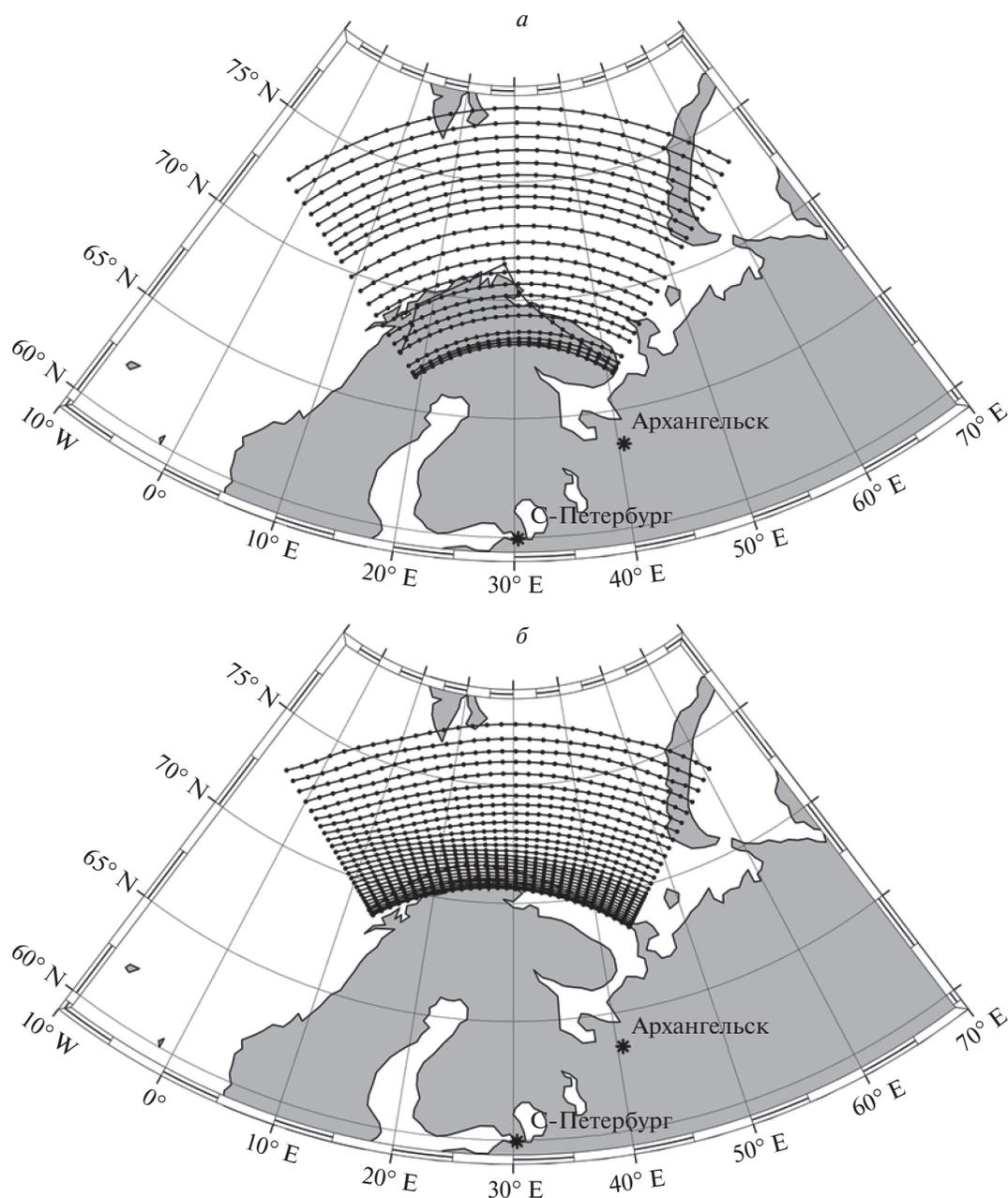


Рис. 3. Зоны засветки расположенного в СПб передатчика на частоте 4 МГц, рассчитанные для момента времени 21 декабря 2018 г. UT = 22:00 и для ионосферы, заданной по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б).

тов времени. Эти ионограммы приведены в работе [Андреев и др., 2007а].

Для этой радиотрассы и для этих же моментов времени нами были рассчитаны ионограммы НЗ в двух случаях. В первом случае трехмерное распределение электронной концентрации было рассчитано при помощи модели IRI-2016, а во втором случае — при помощи модели GDMI. Для данных расчетов нами была создана программа, использующая метод “пристрелки” и метод расчета лучевых траекторий, описанный выше в раз-

деле 2. В этой программе расчеты полностью трехмерные, учитывается анизотропия ионосферной плазмы, а также отклоняющее поглощение.

На рисунках 7–11 приведены экспериментальные и синтезированные ионограммы НЗ для пяти моментов времени: 14 декабря 2001 г. UT = 12:48, UT = 14:48, UT = 20:48, UT = 23:48 и 15 декабря 2001 г. UT = 8:48.

В момент времени 14 декабря 2001 г. UT = 12:48 значение геомагнитного 3-часового индекса $ap = 7$, а среднее значение этого индекса за предыдущие

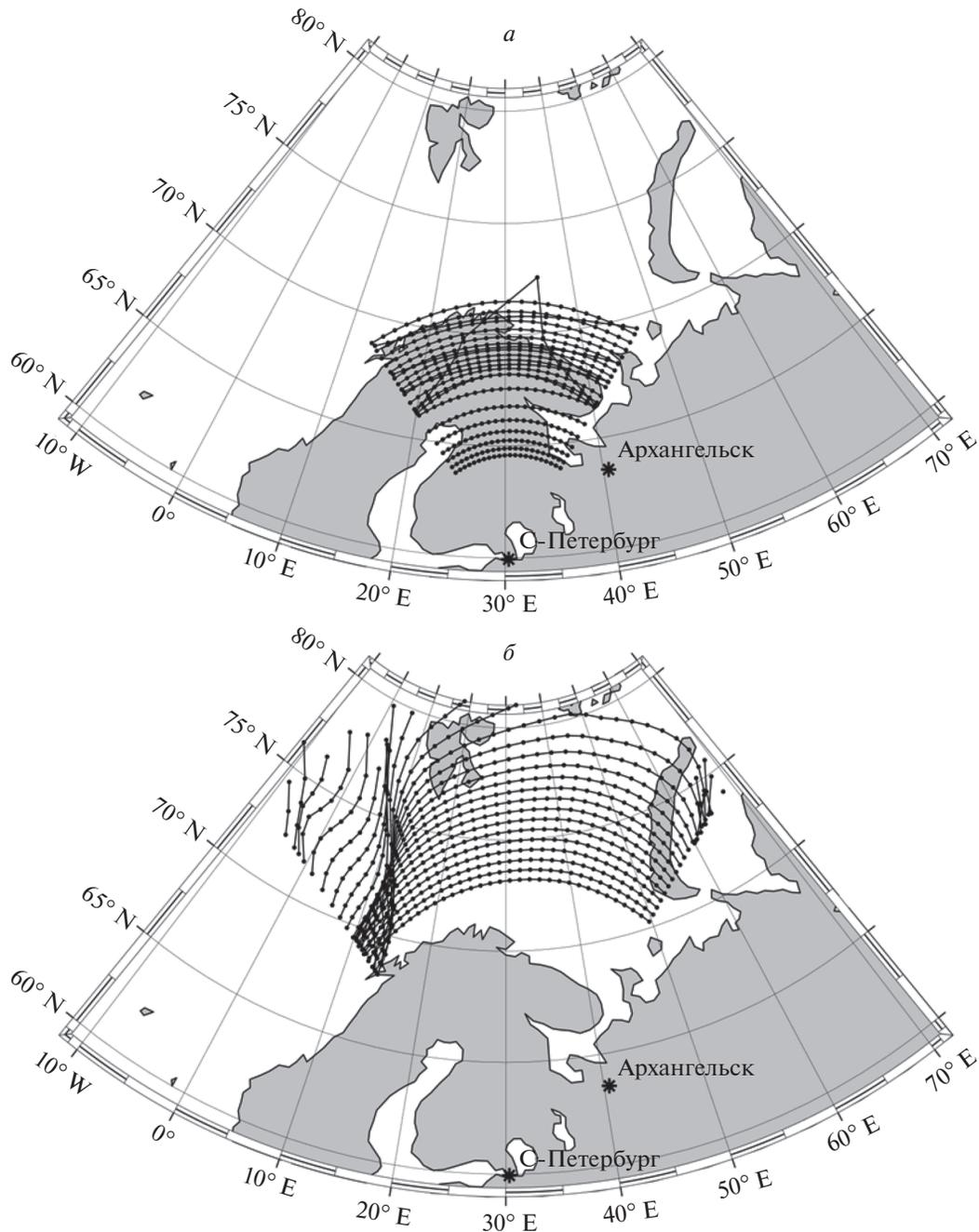


Рис. 4. Зоны засветки расположенного в СПб передатчика на частоте 5 МГц, рассчитанные для момента времени 21 декабря 2018 г. UT = 10:00 для ионосферы, заданной по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б).

сутки $A_p = 2.75$. Значение индекса $F10.7 = 217$. На верхней части рисунка видно, что экспериментальная МПЧ для односкачковых траекторий, отражающихся от $F2$ -слоя, составила ~ 20 МГц. Из средней и нижней частей рисунка видно, что МПЧ для этих же траекторий, рассчитанных с помощью моделей IRI-2016 и GDMI, составила ~ 21 МГц. Таким образом, для данного момента времени МПЧ для односкачковых траекторий на

синтезированных ионограммах превышает экспериментальную МПЧ примерно на 1 МГц, что говорит о том, что эмпирические модели дали более высокую концентрацию электронов в $F2$ -слое в центральной части радиотрассы, чем в реальности. Аналогично при сравнении МПЧ двухскачковых траекторий, отражающихся от $F2$ -слоя, видно, что экспериментальная МПЧ совпадает с МПЧ, рассчитанной с помощью модели GDMI, и

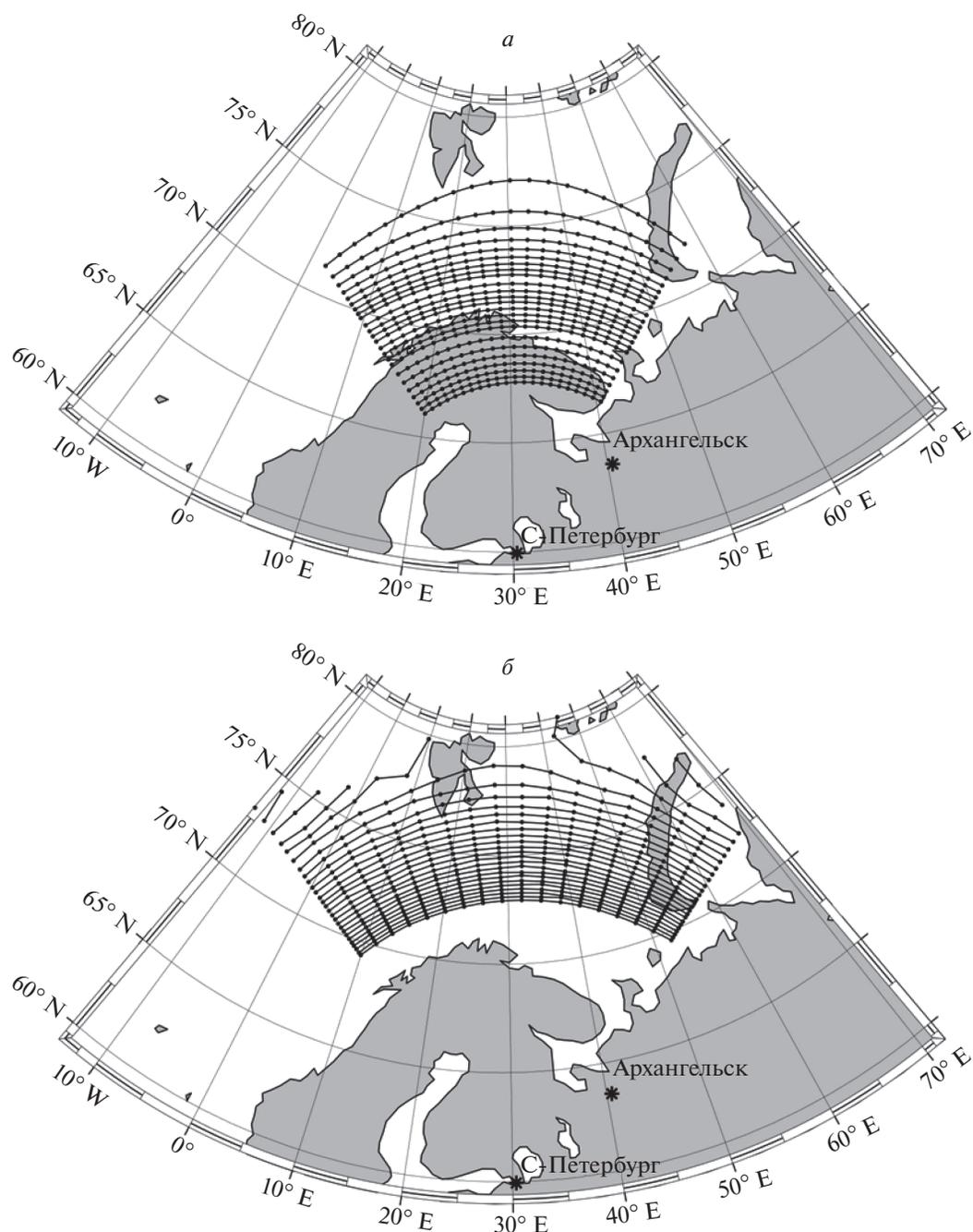


Рис. 5. Зоны засветки расположенного в СПб передатчика на частоте 6 МГц, рассчитанные для момента времени 21 июня 2019 г. UT = 22:00 для ионосферы, заданной по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б).

составляет ~12 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, составляет 13 МГц. Таким образом, отличие экспериментальной МПЧ от рассчитанных с помощью эмпирических моделей не превышает 1 МГц.

Аналогичные сравнения МПЧ для 1- и 2-скачковых траекторий проведены для других моментов времени. Результаты сравнения, а также значения индексов ap , Ap , $F10.7$ приведены в табл. 1.

Как видно из таблицы, для момента времени 14.12.2001 г. UT = 14:48 для односкачковых траекторий, отражающихся от $F2$ -слоя, экспериментальная МПЧ составляет ~14 МГц, МПЧ, рассчитанная с помощью модели GDMI, превышает экспериментальную на 0.7 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, превышает экспериментальную на 2.5 МГц. Экспериментальная МПЧ для двухскачковых траекторий, от-

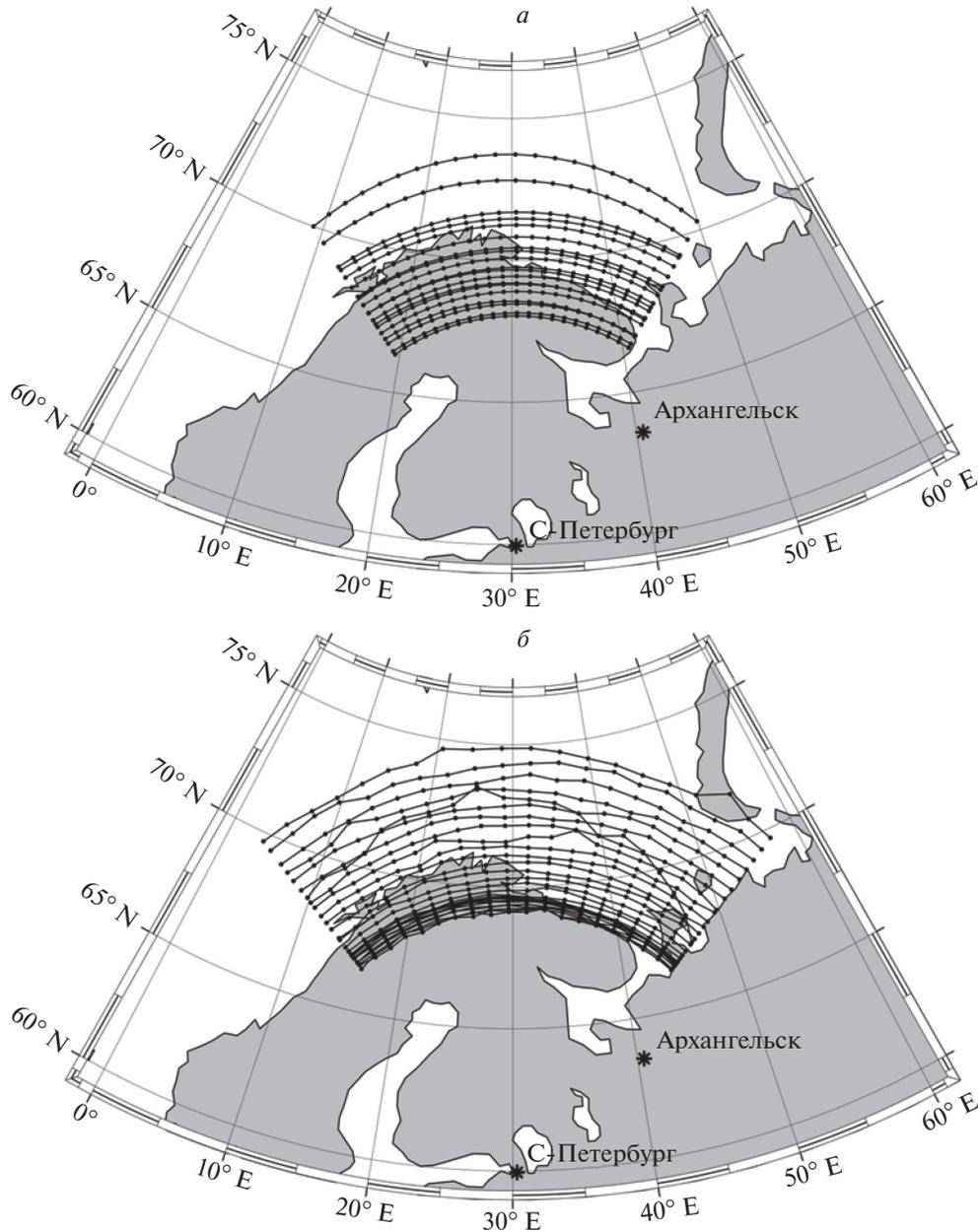


Рис. 6. Зоны засветки расположенного в СПб передатчика на частоте 10 МГц, рассчитанные для момента времени 21 июня 2019 г. UT = 10:00 для ионосферы, заданной по модели GDMI (а) и по модели IRI-2016 (б).

ражающихся от F_2 -слоя, составляет ~ 6.7 МГц, МПЧ, рассчитанная с помощью модели GDMI, превышает экспериментальную на 2.3 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, превышает экспериментальную на 3.6 МГц. Таким образом, для данного момента времени модель IRI-2016 дает большую погрешность в МПЧ, чем модель GDMI, как для односкачковой связи, так и для двухскачковой, при этом погрешность при определении МПЧ для двухскачковой связи превышает таковую для односкачковой. Указанный факт означает, что обе модели завышают

электронную концентрацию в данный момент времени, причем IRI-2016 завышает больше, чем модель GDMI.

Для момента времени 14.12.2001 г. UT = 20:48 для односкачковых траекторий, отражающихся от F_2 -слоя, экспериментальная МПЧ составляет ~ 13.5 МГц, МПЧ, рассчитанная с помощью модели GDMI, меньше экспериментальной на 5.2 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, меньше экспериментальной на 3.8 МГц. Экспериментальная МПЧ для двухскачковых траекто-

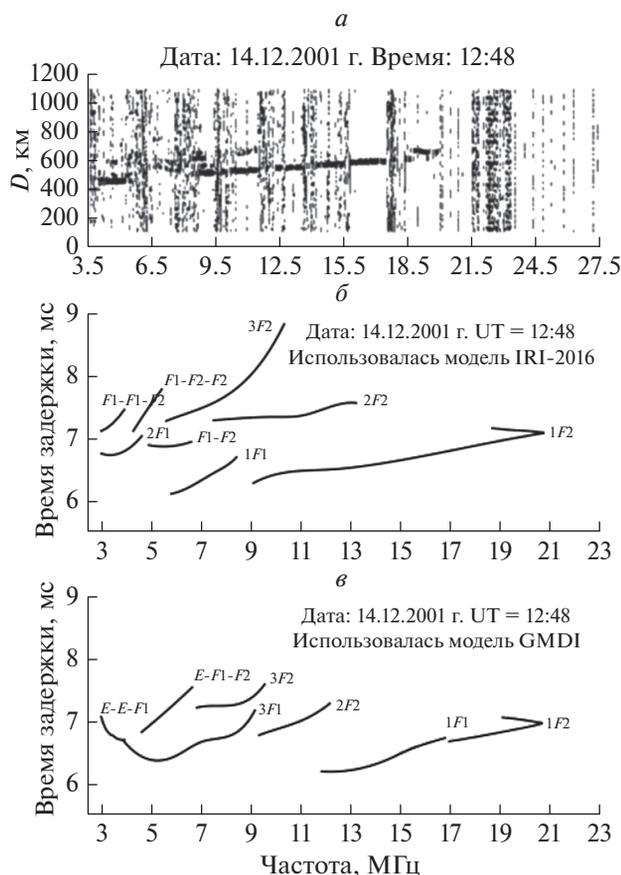


Рис. 7. Ионограммы наклонного зондирования для радиотрассы Санкт-Петербург–Лонгйирбуен (Шпицберген) для момента времени 12:48 UT 14 декабря 2001 г., полученные экспериментально (а), численно синтезированные с использованием модели IRI-2016 (б) и численно синтезированные с использованием модели GDMI (в).

рий, отражающихся от F_2 -слоя, составляет ~ 9.5 МГц, МПЧ, рассчитанная с помощью модели GDMI, меньше экспериментальной на 4 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, меньше экспериментальной на 3.2 МГц. Таким образом, для данного момента времени модель IRI-2016 дает меньшую погрешность в МПЧ, чем модель GDMI, как для односкачковой связи, так и для двухскачковой. Указанный факт означает, что обе модели занижают электронную концентрацию в данный момент времени, причем IRI-2016 занижает меньше, чем модель GDMI.

Для момента времени 14.12.2001 г. UT = 23:48 экспериментальная МПЧ для односкачковых траекторий, отражающихся от F_2 -слоя, составляет ~ 13 МГц, МПЧ для этих же траекторий, рассчитанная с помощью модели GDMI, меньше экспериментальной на 5 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, меньше экспериментальной на 2 МГц. Экспериментальная

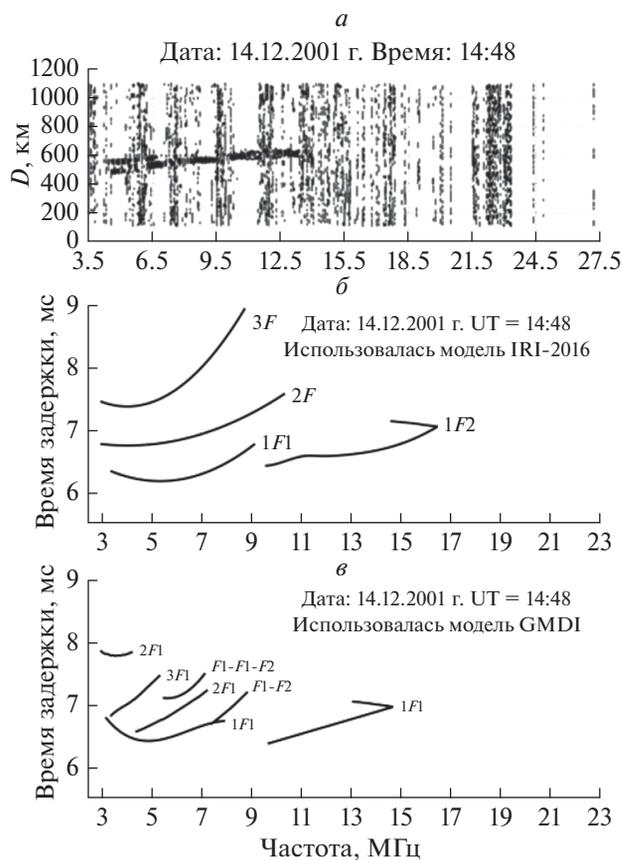


Рис. 8. Ионограммы наклонного зондирования для радиотрассы Санкт-Петербург–Лонгйирбуен (Шпицберген) для момента времени 14:48 UT 14 декабря 2001 г., полученные экспериментально (а), численно синтезированные с использованием модели IRI-2016 (б) и численно синтезированные с использованием модели GDMI (в).

МПЧ для двухскачковых траекторий, отражающихся от F_2 -слоя, составляет ~ 8 МГц, МПЧ для этих же траекторий, рассчитанная с помощью модели GDMI, меньше экспериментальной на 2.5 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, меньше экспериментальной на 1 МГц. Таким образом, для данного момента времени модель IRI-2016 дает меньшую погрешность в МПЧ, чем модель GDMI, как для односкачковой связи, так и для двухскачковой. Указанный факт означает, что обе модели занижают электронную концентрацию в данный момент времени, причем IRI-2016 занижает меньше, чем модель GDMI.

Для момента времени 15.12.2001 г. UT = 08:48 для односкачковых траекторий, отражающихся от F_2 -слоя, экспериментальная МПЧ составляет ~ 22 МГц, МПЧ, рассчитанная с помощью модели GDMI, меньше экспериментальной на 4 МГц, а МПЧ, рассчитанная с помощью модели IRI-2016, меньше экспериментальной на 1 МГц. Экспериментальная МПЧ для двухскачковых траекторий,

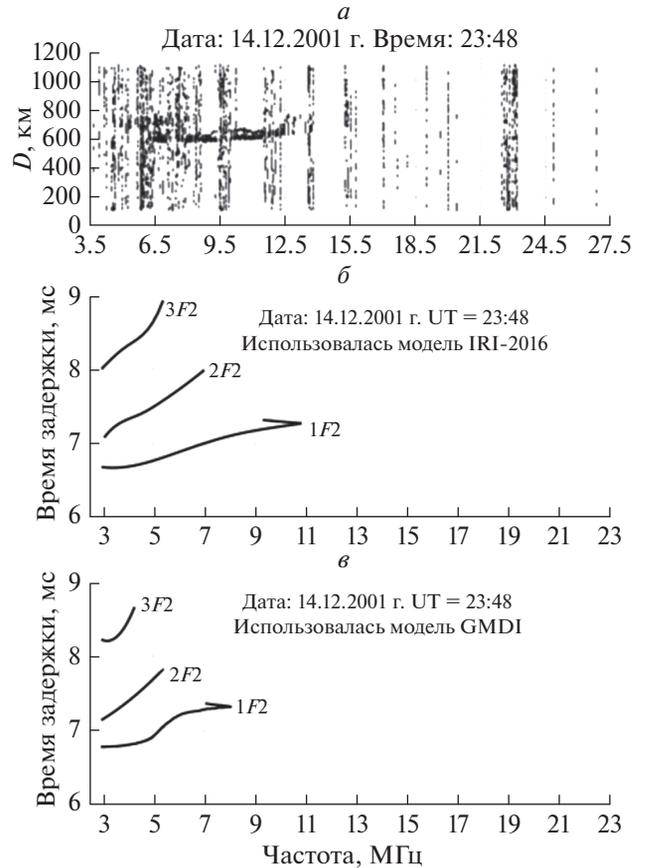
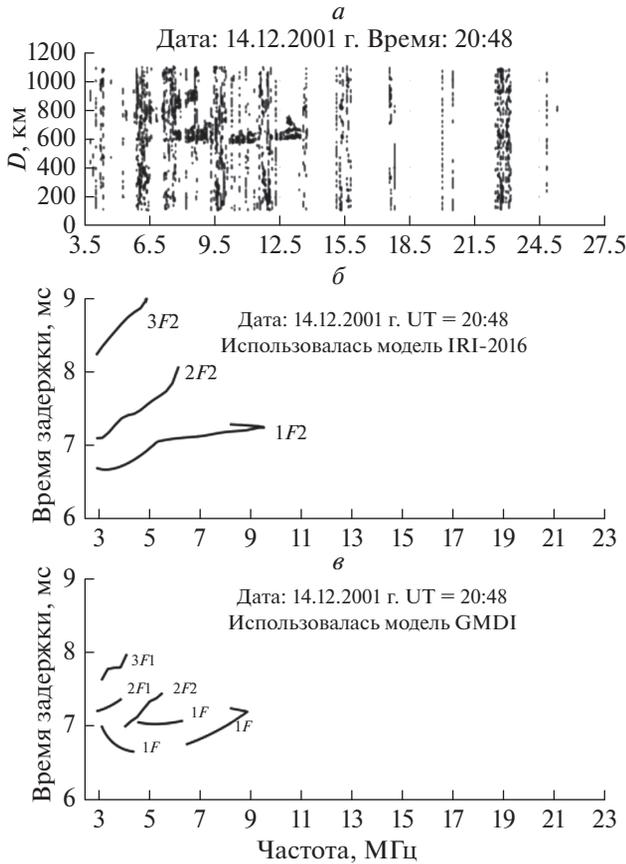


Рис. 9. Ионограммы наклонного зондирования для радиотрассы Санкт-Петербург–Лонгйирбуен (Шпицберген) для момента времени 20:48 UT 14 декабря 2001 г., полученные экспериментально (а), численно синтезированные с использованием модели IRI-2016 (б) и численно синтезированные с использованием модели GDMI (в).

Рис. 10. Ионограммы наклонного зондирования для радиотрассы Санкт-Петербург–Лонгйирбуен (Шпицберген) для момента времени 23:48 UT 14 декабря 2001 г., полученные экспериментально (а), численно синтезированные с использованием модели IRI-2016 (б) и численно синтезированные с использованием модели GDMI (в).

отражающихся от $F2$ -слоя, составляет ~ 14.7 МГц, МПЧ, рассчитанная с помощью модели GDMI, меньше экспериментальной на 3 МГц, а МПЧ,

рассчитанная с помощью модели IRI-2016, меньше экспериментальной на 1.5 МГц. Таким образом, для данного момента времени модель IRI-2016

Таблица 1. Результаты сравнения экспериментальных и синтезированных ионограмм НЗ

Дата/время	ap	Ap	$F10.7$	МПЧ для 1-скачковых траекторий, МГц			МПЧ для 2-скачковых траекторий, МГц		
				эксперимент	GDMI	IRI-2016	эксперимент	GDMI	IRI-2016
14.12.2001 UT = 12:48	7	2.75	217	20	21	21	12	12	13
14.12.2001 UT = 14:48	7	2.75	217	14	14.7	16.5	6.7	9	10.3
14.12.2001 UT = 20:48	7	3.375	217	13.5	8.9	9.7	9.5	5.5	6.2
14.12.2001 UT = 23:48	7	3.375	217	13	8	11	8	5.5	7
15.12.2001 UT = 08:48	7	7.75	218	22	18	21	14.7	11.7	13.2

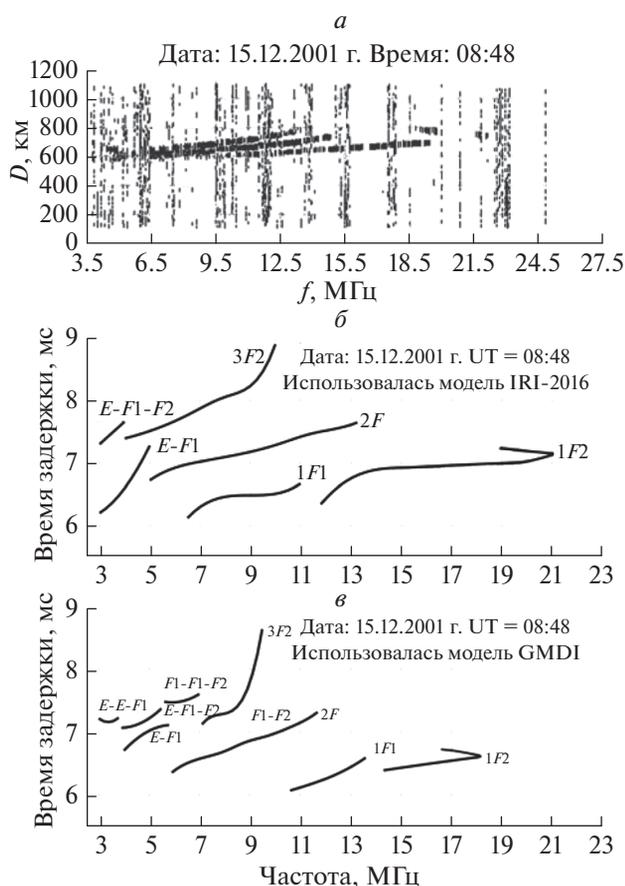


Рис. 11. Ионограммы наклонного зондирования для радиотрассы Санкт-Петербург–Лонгйирбьен (Шпицберген) для момента времени 8:48 UT 15 декабря 2001 г., полученные экспериментально (а), численно синтезированные с использованием модели IRI-2016 (б) и численно синтезированные с использованием модели GDMI (в).

дает меньшую погрешность в МПЧ, чем модель GDMI, как для односкачковой связи, так и для двухскачковой. Указанный факт означает, что обе модели занижают электронную концентрацию в данный момент времени, причем IRI-2016 занижает меньше, чем модель GDMI.

Проведенное выше сравнение экспериментальных ионограмм НЗ и численно синтезированных показало, что наилучшую точность (~5%) прогноза МПЧ для односкачковых траекторий, отражающихся от F_2 -слоя, численно синтезированные с использованием эмпирических моделей ионограммы НЗ обеспечивают во второй половине дня, когда местное время LT в пределах от 14:30 до 19:00 (UT от 12:30 до 17:00). Несколько хуже точность прогноза МПЧ в первой половине дня, когда местное время LT в пределах от 10:30 до 11:00 (UT от 8:30 до 9:00). В ночное время, когда местное время LT в пределах от 22:30 до 2:00 (UT от 20:30 до 24:00), имеют место наибольшие

отклонения МПЧ для отражающихся от F_2 -слоя односкачковых траекторий, рассчитанных с помощью эмпирических моделей, от экспериментальной МПЧ. При этом использование модели GDMI во второй половине дня обеспечивает лучшую точность прогноза МПЧ, чем использование модели IRI-2016, а ночью и в первой половине дня наоборот, использование модели IRI-2016 обеспечивает лучшую точность прогноза МПЧ.

6. ВЫВОДЫ

Проведенный в разделе 5 сравнительный анализ полученных техническими средствами ААНИИ в течение одних суток 14–15 декабря 2001 г. экспериментальных ионограмм НЗ для радиотрассы Санкт-Петербург–Лонгйирбьен (Шпицберген) и ионограмм НЗ, численно синтезированных с использованием эмпирических моделей ионосферы для этой же радиотрассы, позволяет сделать вывод о том, что рассчитанные с помощью моделей GDMI и IRI-2016 значения МПЧ для односкачковых траекторий днем превышают экспериментальные значения МПЧ на 5–20%, а ночью ниже экспериментальных на 30–40%. При этом для второй половины дня точность прогноза МПЧ, полученного с использованием модели GDMI, лучше, чем точность прогноза МПЧ, полученного с использованием модели IRI-2016. В остальное время суток наоборот, использование модели IRI-2016 обеспечивает лучшую точность прогноза МПЧ.

Представленные в разделах 4 и 5 данной работы результаты численного моделирования распространения радиоволн КВ-диапазона показали, что прогноз условий радиосвязи, рассчитанный при помощи модели GDMI, может существенно отличаться от прогноза, рассчитанного при помощи модели IRI-2016. Зоны засветки поверхности Земли односкачковыми лучевыми траекториями радиоволн КВ-диапазона на одной и той же частоте, полученные для расположенного в Санкт-Петербурге передатчика при использовании этих двух моделей, имеют следующие отличия. И ближняя, и дальняя границы зоны засветки, рассчитанной с использованием модели GDMI, расположены, как правило, ближе к передатчику, чем границы зоны, рассчитанной при использовании модели IRI-2016, причем в некоторых случаях на 500–600 км. Это связано с тем, что модель GDMI по сравнению с моделью IRI-2016 в большинстве случаев дает более высокую концентрацию электронов в E -слое и нижней части F -слоя ионосферы.

Также стоит отметить, что средние характеристики параметров ионосферы заметно изменились за последние десятилетия. По этой причине крайне важны дальнейшее развитие и расширение отечественной системы мониторинга ионосферы.

ры, создание отечественной базы данных ионосферных параметров за длительный период времени, а также уточнение с помощью этой базы данных существующих эмпирических моделей ионосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреев М.Ю., Благовещенский Д.В., Выставной В.М., Мингалев В.С., Мингалева Г.И. Интерпретация экспериментальных данных распространения коротких радиоволн на трассе Санкт-Петербург–арх. Шпицберген // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 4. С. 534–542. 2007а.
- Андреев М.Ю., Мингалева Г.И., Мингалев В.С. Численное моделирование структуры высокоширотного ионосферного слоя F и прохождения через него коротких радиоволн в меридиональном направлении // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 4. С. 518–527. 2007б.
- Бадин В.И., Деминов М.Г., Деминов Р.Г., Шубин В.Н. Модель медианы критической частоты E-слоя для авроральной области // Солнечно-земная физика. Вып. 8. С. 145–146. 2013.
- Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 304 с. 1980.
- Крашенинников И.В., Шубин В.Н. Частотная зависимость энергетических параметров волнового поля на предельной дальности односкачкового распространения радиоволн в условиях низкой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 2. С. 220–228. 2020.
- Крашенинников И.В., Егоров И.Б. Формирование комбинированных модов в ионосферном прохождении радиоволн // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 45. № 2. С. 241–244. 2005.
- Крашенинников И.В., Павлова Н.М., Ситнов Ю.С. Модель IRI в задаче прогнозирования ионосферного прохождения радиоволн в условиях высокой солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 57. № 6. С. 774–782. 2017.
- Крашенинников И.В., Гивишвили Г.В., Стаханова И.Г. Оценка критической частоты в задаче радиопросвечивания ионосферы с высокоорбитальных космических аппаратов в арктическом регионе // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 5. С. 669–675. 2018.
- Часовитин Ю.К., Широков А.В., Беспозванная А.С. и др. Глобальная эмпирическая модель распределения электронной концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов в ионосфере // Ионосферные исслед. № 44. С. 6–13. 1988.
- Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 57. № 4. С. 450–462. 2017.
- Banks P. Collision frequencies and energy transfer // Planet. Space Sci. V. 14. P. 1085–1103. 1966.
- Bilitza D., Altadil D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X. International Reference Ionosphere 2016: from ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. V. 15. P. 418–429. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016SW001593>
- Budden K.G. The propagation of radio waves. Cambridge: Cambridge University Press. 669 p. 1985.
- Nava B., Consson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 70. № 15. P. 1856–1862. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.01.015>
- Schunk R.W., Nagy A.F. Electron temperatures in the F region of the ionosphere: Theory and observations // Rev. Geophys. Space Ge. V. 16. № 3. P. 355–399. 1978. <https://doi.org/10.1029/rg016i003p00355>
- Shubin V.N. Global median model of the F2-layer peak height based on ionospheric radio-occultation and ground-based Digisonde observations // Adv. Space Res. V. 56. P. 916–928. 2015.
- Shubin V.N., Karpachev A.T., Tsybulya K.G. Global model of the F2 layer peak height for low solar activity based on GPS radio-occultation data // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 104. P. 106–115. 2013.

УДК 550.388

НЕКОТОРЫЕ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ ТРЕНДОВ В ВЕРХНЕЙ И СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

© 2021 г. А. Д. Данилов¹, *, Н. А. Бербенева²

¹Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета,
г. Москва, Россия

²Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
г. Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 09.01.2021 г.

После доработки 11.01.2021 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Показано, что в настоящее время наблюдаются тренды параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы, которые уже приводят или могут в обозримом будущем привести к изменениям в этих сферах. Указаны тренды этих параметров, которые, на наш взгляд, уже сейчас имеют выход на прикладные задачи. В средней атмосфере это — увеличение количества паров воды, которое может повлиять на судьбу озонового слоя. Оно объясняет также рост явлений полярных мезосферных летних эхо, беспокоящих оборонные ведомства. Там же происходит изменение системы ветров и усиление проникновения внутренних волн в ионосферу. Это должно приводить к существенному усилению “метеорологического контроля” ионосферы. Тренды плотности на спутниковых высотах уже сейчас приводят к увеличению времени жизни объектов “космического мусора” и повышению вероятности их столкновения с космическими аппаратами. Отрицательный тренд количества атомного кислорода в термосфере указывает, скорее всего, на усиление турбулентной диффузии. Видимо, это потребует корректировки термосферных моделей, используемых для многих прикладных задач. Отрицательные тренды температуры ионов в ионосфере могут уже сейчас влиять на работы систем глобального позиционирования. Тренды полного содержания электронов и приведенной толщины ионосферы связаны с корректировкой систем позиционирования и других подобных систем. Обнаружено, что происходит “опускание” уровней постоянных величин Ne в области D . Это должно учитываться в системах, использующих распространение радиоволн СДВ- и ДВ-диапазонов. Тренды критической частоты слоя $F2$ могут уже в ближайшее время привести к изменениям $foF2$, которые, как показывают расчеты, значительно влияют на параметры радиотрасс КВ-диапазона.

DOI: 10.31857/S0016794021040040

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время является общепризнанным тот факт, что человеческая деятельность влияет на окружающую среду в целом и атмосферу, в частности. Наиболее известным примером является истощение слоя озона в 80–90-х годах прошлого века, которое было вызвано использованием галогенсодержащих соединений (галонов) как в промышленности, так и в бытовой химии. К счастью для человечества, глобальное уменьшение количества озона удалось остановить благодаря объединенным усилиям ведущих мировых держав (так называемый “Монреальский протокол”) по замене галонов другими соединениями, не приводящими к каталитическим циклам уничтожения озона.

Вторым примером влияния человечества на окружающую среду является явление глобально-

го потепления. Обсуждение этого явления выходит за рамки данной статьи. Мы упоминаем о нем только потому, что именно то увеличение парниковых газов (в основном это — двуокись углерода CO_2 , и мы для простоты будем говорить только о ней), которое вызывает парниковый эффект в тропосфере, существенно влияет и на поведение вышележащих атмосферных слоев от стратосферы до термосферы. Группой ученых [Laštovička et al., 2008] была выдвинута концепция оседания и охлаждения средней и верхней атмосферы. Эта концепция с тех пор нашла много надежных подтверждений.

В этой статье мы дадим краткий обзор сегодняшнего положения дел с трендами параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы и кратко обсудим, к каким прикладным проблемам изучение этих трендов относится уже сегодня или

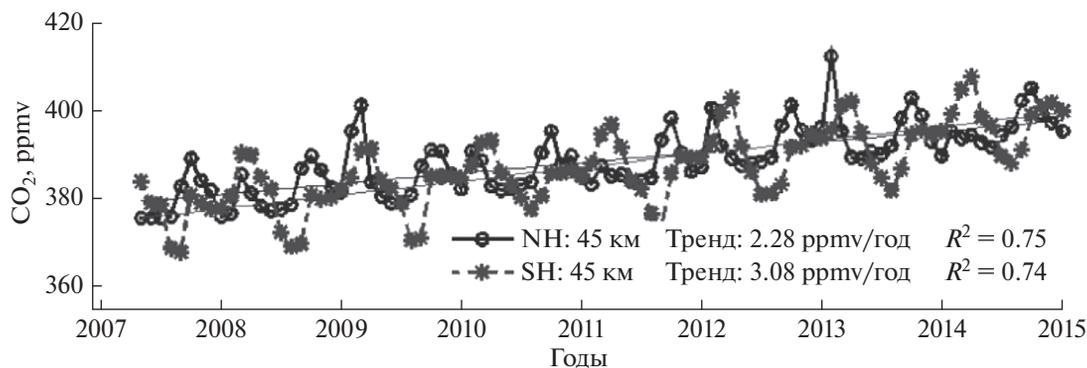


Рис. 1. Изменение количества CO₂ в течение последнего десятилетия по измерениям аппаратурой SOFIE на высоте 45 км согласно Su et al. [2018].

с большой вероятностью будет относиться в ближайшем будущем.

Подробный обзор всех аспектов проблемы трендов средней и верхней атмосферы и ионосферы потребовал бы большого объема статьи, очень большого числа ссылок и увел бы нас от основного вопроса данной публикации. Поэтому мы ограничимся констатацией наиболее важных аспектов этой проблемы, как она видится сегодня, отсылая читателя за детальными описаниями и более полным списком ссылок к обзорам: Данилов и Константинова [2020a], Laštovička [2017, 2018].

2. СРЕДНЯЯ АТМОСФЕРА

Монотонное увеличение количества двуокиси углерода в атмосфере продолжается непрерывно. Рост количества CO₂ согласно измерениям на ст. Мауна Лоа (США) составляет 2 ppm в год [Yue et al., 2018]. В настоящее время превышение над доиндустриальным уровнем (1980 г.) составляет чуть менее 30%. Таким образом, факт роста количества CO₂ в атмосфере общеизвестен. Результатом этого роста в тропосфере является глобальное потепление, проявления которого уже сегодня широко известны. Но увеличение количества CO₂ происходит во всей толще атмосферы.

В соответствии с физическими законами, контролирующими распределение барометрических параметров в атмосфере, состав атмосферы (в силу действия турбулентной диффузии) должен оставаться постоянным до высоты так называемой турбопаузы (~110–120 км). Именно поэтому увеличение количества CO₂ в результате антропогенной деятельности неизбежно должно происходить и на всех высотах средней атмосферы и в области MLT (мезосфера и нижняя термосфера). То, что это действительно происходит, подтвердили измерения аппаратурой SABER на спутнике TIMED [Mlynczak et al., 2016]. Согласно 20-лет-

ним измерениям аппаратурой SABER на спутнике TIMED [Yue et al., 2016] рост количества CO₂ ниже 80 км происходит с той же скоростью, что и в тропосфере: 5% за десятилетие. Тренды CO₂ составляют 20.6 ± 3.0, 19.5 ± 4.5 и 19.9 ± 5.5 ppm за десятилетие на высотах 80, 90 и 100 км, соответственно [Yue et al., 2018]. Авторы специально подчеркивают, что из данных убраны эффекты солнечной активности и квазидвухлетних осцилляций (QBO), которые могут исказить получаемые тренды.

На рисунке 1 приведено изменение количества двуокиси углерода со временем на высоте 45 км по измерениям аппаратурой SOFIE на спутнике AIM согласно [Su et al., 2018]. Видно, что в северном полушарии тренд на 45 км близок к тренду, получаемому на ст. Мауна Лоа, тогда как в южном полушарии этот тренд заметно выше: ~3 ppm в год.

Здесь мы имеем наглядный пример важности изучения трендов в вышележащих слоях атмосферы. Измерения трендов CO₂ на высотах стратосферы и мезосферы нужны для контроля трендов, получаемых по наземным измерениям. Измерять небольшие изменения газовых примесей в приземной загрязненной атмосфере трудно, и даже эталонные измерения на ст. Мауна Лоа нуждаются в проверке. Измерения дистанционными методами на различных высотах в средней атмосфере поэтому очень важны — они являются такой проверкой и дают хорошее согласие с наземными наблюдениями.

Первый детальный анализ всей совокупности измерений температуры в средней атмосфере был представлен Beig [2002]. В серии более поздних работ большой группы авторов во главе с G. Beig были уточнены результаты, полученные ранее, и подтверждено существование систематического охлаждения атмосферного газа на высотах средней атмосферы.

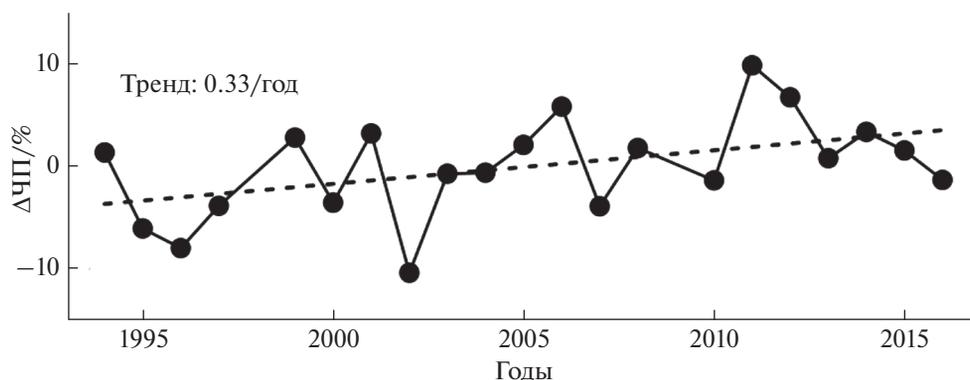


Рис. 2. Изменение со временем частоты появления PMSE согласно Latteck [2016].

В последующие годы результаты оценок трендов T в средней атмосфере неоднократно уточнялись. Было получено, что данные измерений различными наземными и спутниковыми методами хорошо согласуются между собой [Beig, 2018]. Например, согласно Sharma et al. [2016] измерения аппаратурой SABER на спутнике TIMED и аппаратурой HALOE на спутнике UARS дают изменения T со временем, близкие между собой и с наземными лидарными измерениями.

Много лет шла дискуссия вокруг трендов появления серебристых облаков (NLC) и явлений PMC (полярные мезосферные облака) и PMSE (полярные мезосферные летние эхо). Эта дискуссия была обусловлена, прежде всего, тем, что явления PMSE видны как сигналы на радарх, в том числе и задействованных в оборонительной службе разных стран, а потому способны вызывать ложные тревоги. Это, естественно, беспокоило соответствующие ведомства.

Однако природу указанных явлений и их взаимосвязь удалось выяснить. Оказалось, что наблюдения всех трех явлений (PMC, NLC, и PMSE) дают значимый положительный тренд. Согласно измерениям на 8 спутниках, частота появления PMC увеличилась в 1.5 раза. Такое же изменение наблюдается и по частоте появления NLC. Радары фиксируют рост числа PMSE. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведено изменение со временем частоты появления (ЧП) PMSE согласно Latteck [2016]. Все три явления связаны с количеством воды и температурой (ледяные кристаллы) и, таким образом, указывают на понижение температуры атмосферы на высотах 82–84 км и увеличение количества паров воды.

В результате большой программы по изучению NLC [Lübken et al., 2018a, b] был получен ряд новых результатов. Прежде всего, оказалось, что частота появления NLC существенно растет: вероятность наблюдения NLC по сравнению с доиндустриальным периодом (в качестве границы обычно принимается 1980 г.) выросла в 10 раз (!).

При этом растет не яркость облаков, как считалось до этого, а именно частота их возникновения. Более того, оказалось, что основной причиной трендов NLC является не охлаждение окружающего газа, а увеличение в этом газе количества паров воды. Охлаждение газа понижает высоту серебристых облаков, но мало влияет на их яркость. Увеличение количества ледяных кристаллов, образующих облака, а, следовательно, и их яркости, происходит из-за увеличения количества H_2O . Обнаружению положительных трендов паров воды в стратосфере и мезосфере было посвящено несколько публикаций [Nath, 2018; Lübken et al., 2018b; Ratnam, 2018]. В частности, было показано, что на высотах 30–50 км количество паров воды растет на 3% за десятилетие [Ratnam, 2018].

Необходимо отметить, что обнаружение указанного тренда количества H_2O требует существенного уточнения, или даже пересмотра, схемы фотохимических процессов, определяющих поведение озона в термосфере, поскольку соединения семейства NO_x играют в этой схеме существенную роль [Брасье и Соломон, 1987]. Таким образом, результаты, связанные с PMSE, имеют даже два прикладных аспекта. Во-первых, они сняли проблемы радарных наблюдений непонятных эхо, поскольку доказали, что это — одно из проявлений комплекса явлений, связанных с ростом количества воды в мезосфере. Во-вторых, они указывают на необходимость уточнения фотохимии озона в мезосфере, а это важно для прогнозирования будущего озонного слоя.

На сегодня картина трендов температуры в средней атмосфере выглядит следующим образом. Температура в стратосфере и мезосфере продолжает понижаться — наиболее сильный отрицательный тренд составляет 3 К за десятилетие на высотах 40 и 60 км. Охлаждение стратосферы в северном полушарии несколько замедлилось из-за восстановления количества озона. В мезосфере заметного восстановления озона не происходит,

и отрицательный тренд температуры по-прежнему составляет 3–4 К за десятилетие.

Отметим здесь один важный для данного рассмотрения факт. Увеличение температуры в тропосфере в глобальном масштабе еще мало (0.85 К), хотя оно уже приводит из-за нарушения системы циркуляции к заметным погодным катаклизмам и увеличению аномальных атмосферных явлений (штормов, торнадо, тайфунов и т.д.) в различных регионах Земли. Для измерения столь небольшого изменения температуры необходимы специальные усилия с использованием прецизионной аппаратуры. А обнаружение за тот же период уменьшения температуры в мезосфере на 4 К с помощью современной техники (например, лидарной) представляет собой гораздо более реальную задачу. Таким образом, результаты изучения трендов в вышележащих атмосферных слоях обеспечивают подтверждение реальности увеличения количества CO_2 в атмосфере, а, следовательно, и глобального потепления.

Поскольку уменьшается температура мезосферы, в соответствии с барометрическим законом должна уменьшаться и ее плотность. По данным метеорологических радаров в Beijing и Mohe (Китай) высота сгорания метеоров систематически уменьшается (на 56.2 м в год и 65.8 м в год, соответственно) [Liu H.-L., 2018]. Это подтверждает отрицательные тренды (уменьшение) плотности атмосферы на высотах ~90 км, поскольку метеоры сгорают в атмосфере, достигнув определенной плотности атмосферного газа.

Уменьшение температуры в средней атмосфере происходит неравномерно по земному шару, поэтому это уменьшение (да еще различное на разных широтах) должно неизбежно влиять, прежде всего, на ветровой режим стратосферы и мезосферы. Такое влияние действительно заметно [Emmert et al., 2001; Portnyagin et al., 2006; Hoffmann and Chau, 2016; Jacobi et al., 2016; Reid et al., 2018]. Преобладающий зональный ветер становится все более близок к восточному (направленному на восток). Этот факт создает более благоприятные условия для распространения вверх через стратосферу и мезосферу атмосферных волн, генерируемых в тропосфере в результате природных явлений (штормы, атмосферные фронты, землетрясения и т.д.) и антропогенной деятельности.

Согласно Hoffmann and Chau [2016] на $h = 74$ км максимальная скорость ветров с востока уменьшилась с 2000 до 2016 гг. на 8 м/с. При этом интенсивность ВГВ на 80 км возросла с 35 до 40 единиц. Согласно измерениям прибором SABER в высоких широтах южного полушария наблюдается рост интенсивности ВГВ на 20% за десятилетие [Yue et al., 2016]. В работе [Liu X. et al., 2018] экспериментально обнаружен рост количества ВГВ

на высотах 35–60 км на 12–15% за десятилетие. Согласно Deng [2018] тренд ВГВ на 100 км составляет +10% в год. Этот тренд очень важен для анализа физических процессов в области турбопаузы (110–120 км), поскольку диссипация ВГВ в этой области является основным источником турбулентности на этих высотах. Таким образом, усиление проникновения ВГВ через барьер горизонтальных ветров очень важно для проблемы увеличения коэффициента турбулентной диффузии, о которой будет говориться ниже.

Известно, что ионосфера реагирует на события в тропосфере. Это явление получило название “метеорологический контроль” или “влияние снизу” (coupling from below) и подробно описано в монографии Данилова и др. [1987]. В настоящее время уже надежно установлено, что переносчиком возмущений из тропосферы в ионосферу являются внутренние волны различных масштабов. Описанное выше “улучшение” проникновения таких волн через барьер циркуляции в средней атмосфере в результате температурных трендов может очень значительно усилить “влияние снизу”. Не исключено, что уже сейчас надо пересматривать учет влияния метеорологической обстановки на состояние ионосферы (особенно области D) в моделях и алгоритмах, используемых для прогноза состояния ионосферы и условий распространения радиоволн в прикладных задачах.

3. ТЕРМОСФЕРА

3.1. Плотность атмосферы на спутниковых высотах

Первые указания на то, что анализ орбит спутников показывает, что плотность термосферного газа r систематически уменьшается, были представлены Keating et al. [2000]. Эти данные были подтверждены в работах [Emmert et al., 2004; Marcos et al., 2005]. Все три группы результатов хорошо согласовались между собой и давали отрицательный тренд плотности на 400 км в пределах 1.7–7.4% за десятилетие.

В дальнейшем аналогичный анализ проводился и другими группами авторов, и в настоящее время вывод об уменьшении плотности термосферы основывается на анализе более чем 10000 спутниковых орбит. В результате этого анализа выяснилось, что магнитуда отрицательных трендов r сильно меняется с уровнем солнечной активности. Отрицательный тренд минимален при высокой активности (–(1–2)% за десятилетие) и может достигать –8% в период солнечного минимума [Solomon et al., 2018].

Вряд ли нужно пояснять, что точное знание плотности атмосферы на спутниковых высотах жизненно важно для целого ряда прикладных задач – организации наблюдений за конкретными

объектами, планирование времени их жизни в атмосфере, оценки вероятности их столкновения с другими объектами.

Venchiarutti et al. [2016] показали, что уменьшение плотности атмосферы, наблюдаемое уже сейчас, влияет на орбиты космических аппаратов и объектов космического мусора (space debris). Время жизни таких объектов на низких орбитах увеличивается на 2–5% за десятилетие. Это автоматически приводит к увеличению числа одновременно существующих объектов и, соответственно, вероятности их столкновения с действующими космическими аппаратами. Если падение плотности термосферы будет продолжаться с той же скоростью, то очень скоро вероятность таких столкновений может возрасти до критической величины.

3.2. Концентрация атомного кислорода

Изменение состояния термосферы и средней атмосферы неизбежно должно приводить и к изменению фотохимических параметров термосферы, в частности – состава термосферного газа. Наибольший интерес представляет изменение количества атомного кислорода, поскольку он играет большую роль в формировании ионосферных слоев $F1$ и $F2$, а также в ряде других фотохимических процессов.

Данилов и Константинова [2014, 2016] подробно рассмотрели вопрос о трендах величины $[O]$. Проанализировав на основании анализа данных вертикального зондирования тренды критической частоты $foF2$ и связи между $foF2$ и $hmF2$, они пришли к выводу, что происходит систематическое уменьшение концентрации атомного кислорода в термосфере. Это уменьшение на высотах области F составляет ~10% за десятилетие [Danilov, 2015].

Прикладной аспект этого результата связан с тем, что распределение атомов O в термосфере определяется скоростью переноса этих атомов вниз через турбопаузу за счет турбулентной диффузии. Если полученный на основании ионосферных трендов вывод об уменьшении $[O]$ справедлив, это означает, что идет усиление турбулентной диффузии.

По наблюдениям на двух спутниках обнаружена высокая скорость увеличения количества CO_2 на $h = 80–110$ км, в два раза превышающая скорость роста CO_2 в тропосфере и средней атмосфере (подробнее см. в обзоре Данилова и Константиновой [2020a]). Emmert [2012] предположил, что такое увеличение может быть связано с усилением турбулентной диффузии в области турбопаузы (100–120 км). Garsia et al. [2014] показали, что для объяснения такого увеличения $[CO_2]$ с помощью модели WACCM необходимо предположить, что

коэффициент турбулентной диффузии K_{zz} растет со скоростью ~30% за десятилетие. На необходимость увеличения K_{zz} в модели WACCM для объяснения увеличения $[CO_2]$ указывали также Yue et al. [2016] и Liu H.-L. et al. [2018]. Очень может быть, что описанные выше оценки уменьшения количества атомов O на основании ионосферных трендов как раз и дают усиление турбулентной диффузии, которое необходимо для решения проблемы высоких трендов CO_2 на 80–110 км.

3.3. Температура ионов

Результаты измерения температуры ионосферы T_i на установках некогерентного рассеяния (НР) дали неожиданно высокие величины отрицательных трендов T_i (2–5 К в год) во всей толще ионосферы, кроме слоя $F1$, где тренд оказался положительным. Следует сразу подчеркнуть, что измерения методом НР дают температуру ионов. Вопрос о том, равна ли температура нейтрального газа в термосфере температуре ионной составляющей, обсуждается с начала измерений методом НР, но, к сожалению, не решен окончательно и по сей день. Во всех работах, однако, принимается, что $T_n = T_i$, но крайней мере ниже 300 км, и поэтому на основании данных НР можно говорить об охлаждении термосферного газа в области F и ниже.

Поскольку высокие тренды T_i , полученные методом НР (прежде всего, в Millstone Hill) [Zhang and Holt, 2013], вошли в явное противоречие с данными о трендах плотности, описанными выше, вокруг этой проблемы развернулась широкая дискуссия. Опуская здесь эту дискуссию (она подробно описана в обзоре Данилова и Константиновой [2020a]), отметим, что на сегодня высокие тренды T_i получены на пяти установках НР.

Zhang et al. [2016a, 2016b] подробно рассмотрели результаты наблюдений на четырех установках НР (Millstone Hill, Chatanika (Poker Flat), Sondrestrom и Saint Santin), и подтвердили наличие высоких отрицательных трендов T_i (см. рис. 3) выше 200 км. В то же время, эти наблюдения дают высокие положительные тренды T_i на высотах слоя $F1$.

Результаты измерений T_i на установке EISCAT (Trömsö, Норвегия), не вошедшие в сводку измерений на рис. 3, также дают большие (более 10 К за десятилетие) отрицательные тренды T_i выше 220 км и большие положительные тренды в слое $F1$.

Таким образом, заключения о высоких трендах ионной температуры базируются на очень большом количестве измерений. Однако, наблюдения орбит более чем 10000 спутников дают тренды плотности атмосферы, которые соответствуют трендам температуры атмосферы на 400 км ~0.2 К в год [Emmert, 2015]. Наблюдающееся противоречие вызывает горячие споры. Од-

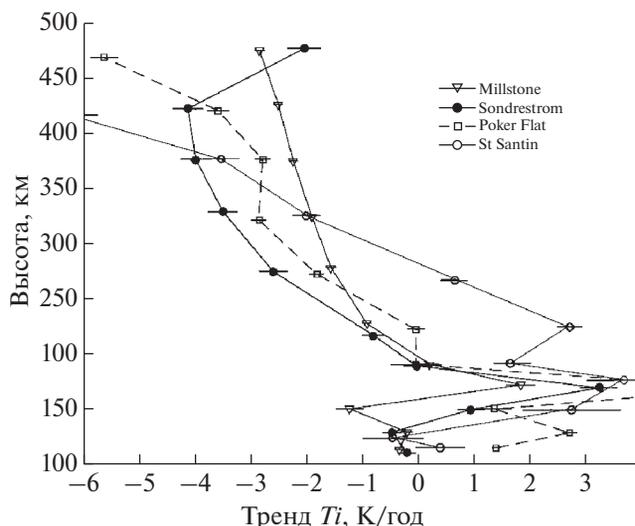


Рис. 3. Дневные (12:00 LT ± 3 ч) тренды T_i по измерениям на четырех установках НР (Millstone Hill, Saint Santin, Chantanka (Poker Flat) и Sonderstrom) согласно Zhang et al. [2016b].

ним из решений проблемы может быть предположение, что (вопреки принятым представлениям) температуры ионов и нейтральных частиц на рассматриваемых высотах не равны.

Сильные отрицательные тренды температуры ионов в ионосфере выше максимума слоя F_2 , измеренные методом НР и достигающие 50–60 К за десятилетие (см. рис. 3) должны уже сейчас влиять на работы систем глобального позиционирования и, несомненно, будут влиять в обозримом будущем, если будет происходить дальнейшее усиление отрицательных трендов T_i .

Изменение T_i должно неизбежно сказываться и на важнейшем параметре ионизационно-рекомбинационного цикла в ионосфере — эффективном коэффициенте рекомбинации $\alpha_{\text{эф}}$, поскольку определяющие его фотохимические процессы сильно зависят от температуры ионов.

4. ПАРАМЕТРЫ ИОНОСФЕРЫ

Роль состояния ионосферы в решении многочисленных задач, связанных с распространением радиоволн различных диапазонов, очевидна и пояснения не требует. Ионосферная информация составляет большую долю общего количества информации, выдаваемой любой службой космической погоды потребителям, поэтому вопрос о трендах параметров ионосферных слоев имеет особенно большое прикладное значение. Проблема ионосферных трендов сложна, и ее описание выходит за рамки данной статьи. Мы вновь отсылаем читателя к недавнему обзору Данилова и Константиновой [2020a], а ниже ограничимся лишь указанием на прикладные аспекты измене-

ний, которые происходят в различных ионосферных параметрах.

4.1. Область D

В самой нижней части ионосферы (область D) все исследования приводят к одному и тому же выводу — концентрация электронов в области D увеличивается и это приводит (в силу специфики вертикального профиля $[e]$) к тому, что уровни заданной электронной концентрации монотонно уменьшаются.

Данилов и Смирнова [1999] получили положительный тренд N_e , анализируя результаты всех опубликованных ракетных измерений. Результаты анализа собственных ракетных измерений N_e в области D австрийской группы авторов [Friedrich and Torkar, 2001] были позже подтверждены Friedrich and Pock [2016]. Был получен положительный тренд N_e на высотах 75–95 км, равный 1% в год. Причина наблюдаемого поведения области D со временем ясна в рамках концепции оседания и охлаждения атмосферы. Вертикальный профиль величины N_e в области D монотонно растет. Сама величина электронной концентрации жестко привязана к плотности нейтральной атмосферы, поскольку определяется фотохимическими процессами с участием основных нейтральных компонент (N_2 и O_2). Таким образом, если происходит оседание атмосферы, вертикальный профиль N_e смещается вниз, и при этом очевидным образом на каждой фиксированной высоте величина электронной концентрации повышается.

Увеличение концентрации электронов на фиксированных высотах нижней ионосферы бы-

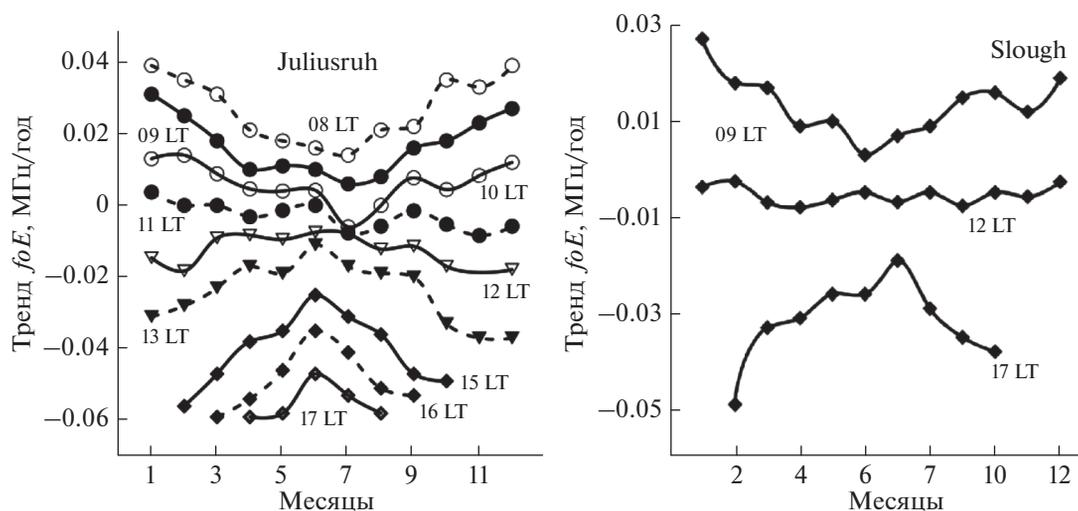


Рис. 4. Изменение трендов foE на ст. Juliusruh (а) и Slough (б) с LT и сезоном.

ло впервые получено также и по наблюдениям отражения радиоволн на фиксированных частотах [Таубенхайм и др., 1988; Taubenheim et al., 1990]. В дальнейшем подобные измерения методом стандартных фазовых высот проводились в течение двух десятилетий. Подробное описание метода и результатов можно найти в работе [Peters and Entzian, 2015].

Положительные тренды Ne в области D получены по измерениям высоты отражения радиоволн СДВ-диапазона (24.0 кГц) [Clilverd et al., 2017]. Измерения показали, что с 1971 по 2016 гг. эта высота уменьшилась на 3 км. В ДВ-диапазоне получено уменьшение высоты отражения на 114 м за десятилетие [Peters et al., 2017]. В силу специфики высотного профиля электронной концентрации в нижней части области D результаты анализа ракетных данных и результаты, полученные методом распространения радиоволн, прекрасно согласуются между собой. При этом результаты СДВ- и ДВ-измерений дают количественные изменения параметров распространения, что уже сейчас может быть важно для работ систем радиосвязи в этих диапазонах и, несомненно, должно будет учитываться в будущем.

4.2. Область E

Тренды критической частоты слоя E , foE , долгое время были предметом дискуссии. Разными исследователями получались как положительные, так и отрицательные тренды. Неожиданные результаты, касающиеся трендов foE , были получены в работах Данилова и Константиновой [2018] и Danilov and Konstantinova [2019]. Обнаружены тренды критической частоты foE , которые демонстрируют изменение с сезоном и временем суток. Для двух станций Juliusruh и Slough, имею-

щих близкую широту, в утренние часы величины $k(foE)$ положительны и достигают 0.02–0.04 МГц в год, в околополуденные часы они малы (по модулю меньше 0.01 МГц в год), а в вечерние часы — отрицательны и достигают минус (0.05–0.06) МГц в год. Эти результаты иллюстрирует рис. 4. Возможно, существование трендов разного знака в разные моменты суток и может объяснить разные результаты, получавшиеся разными авторами.

Изменение со временем критической частоты слоя E может иметь следующее прикладное значение. Один из распространенных методов (метод Vilitza) нахождения высоты слоя $F2$, $hmF2$, из данных вертикального зондирования требует знания foE . Если эта величина, действительно, существенно изменяется со временем, причем в разные стороны в разные моменты суток, то не учет этого факта может приводить к существенным ошибкам в определении высоты слоя $F2$.

4.3. Слой $F2$

Хотя вокруг трендов параметров ионосферного слоя $F2$ ведется определенная дискуссия, все исследователи приходят к выводу о существовании отрицательных трендов $foF2$. Обсуждается лишь магнитуда этих трендов. Мы здесь будем опираться на результаты, полученные в ФГБУ ИПГ Росгидромета и представленные в многочисленных публикациях (мы вновь отсылаем читателя к обзору Данилова и Константиновой [2020a]).

Согласно указанным публикациям в результате анализа данных примерно двадцати ионосферных станций получено, что в слое $F2$ наблюдаются отрицательные тренды критической частоты $foF2$ и высоты слоя $hmF2$. Тренды $foF2$ зависят от местного времени (максимальны около полудня)

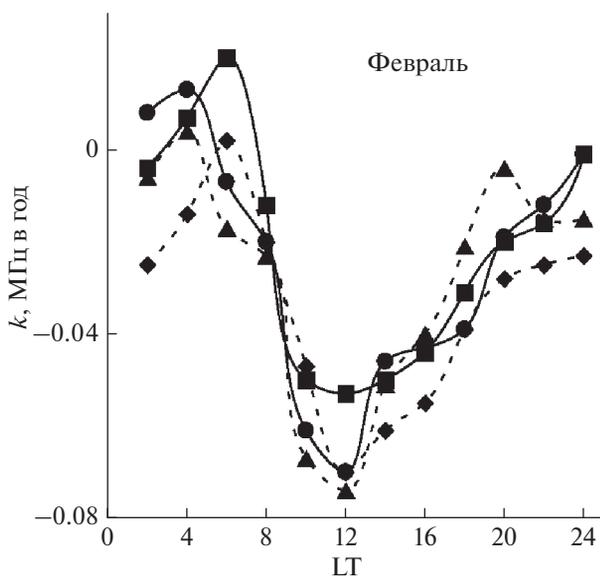


Рис. 5. Зависимость тренда k от местного времени в феврале для четырех станций: Juliusruh (кружки), Rome (ромбы), Slough (треугольники) и Boulder (квадраты). Согласно Данилову и Константиновой [2020a].

и сезона (зимой выше, чем летом). Примеры суточного хода трендов k приведены на рис. 5.

Получено, что наибольшие по магнитуде тренды $foF2$ наблюдаются зимой в околополуденные часы суток и могут достигать минус 0.06–0.08 МГц в год. За 10 лет такие тренды могут приводить к уменьшению $foF2$ на 0.6–0.8 МГц, что будет составлять 6–8% от средней величины порядка 10 МГц.

Оценивать, насколько указанные тренды важны при решении прикладных задач радиосвязи, должны, естественно, специалисты по распространению радиоволн с учетом конкретных задач и возможностей аппаратуры. Мы приведем один пример такого рода оценок.

Fagre et al. [2018] опубликовали результаты изучения влияния трендов слоя $F2$ на условия распространения радиоволн коротковолнового диапазона. Используя классический метод описания распространения радиоволн в ионосфере (так называемый метод “ray tracing”), они прове-

ли расчеты изменения дальности R и высоты h отражения радиоволн различных частот при наклонном падении на ионосферу под разными углами α при уменьшении концентрации электронов в области F на 1% и 5%.

Результаты приведены в таблице 1, взятой из работы [Fagre et al., 2018]. Эта таблица показывает, что при указанных изменениях N_e изменяется расстояние до точки прихода радиолуча R и высоты отражения h для различных частот при постоянном угле излучения α и для разных углов α при постоянной частоте 17.0 МГц. Максимальный эффект наблюдается при постоянной величине α : на частоте 17.5 МГц величина h увеличивается на 7 км, а на частоте 18.8 МГц величина R растет на 147 км.

Этот результат особенно важен для работы служб космической погоды, поскольку там регулярно ведутся расчеты радиотрасс для большого количества потребителей. При современных трендах параметров области F уменьшение концентрации в ней до значений, когда описанные эффекты станут заметны и должны будут учитываться в программах расчета условий распространения радиоволн, может произойти уже через несколько лет.

Следует упомянуть еще об одном результате, полученном недавно (Данилов и Константинова [2020б], Данилов [2021]). Речь идет о том, что наиболее часто используемый индекс солнечной активности $F10.7$ плохо описывает изменение солнечного ультрафиолета, определяющего поведение ионосферы, в 24-м цикле солнечной активности. Этот результат важен в прикладном плане потому, что в подавляющем большинстве прогностических моделей и программ, используемых для прогноза распространения радиоволн, входным параметром является именно $F10.7$. Анализ трендов $foF2$ в 22, 23 и 24-м циклах СА позволил предложить эффективные величины $F10.7$, которые целесообразно использовать в ионосферных моделях при анализе условий распространения радиоволн в 24-м цикле.

4.4. Полное содержание электронов

Неоднократно делались попытки выделить долговременные тренды полного содержания электронов (ТЕС). Однако все они встречают трудности из-за того, что при измерениях ТЕС излучающий радиоволны спутник непрерывно перемещается, изменяя широту, долготу и местное время, а потому получение рядов однородных данных, необходимых для нахождения трендов, представляется сложной задачей.

Положительные тренды ТЕС, опубликованные Lean et al. [2011], признаны ошибочными [Laštovička, 2018]. В настоящее время установлено

Таблица 1. Изменение дальности R и высоты отражения h в км для радиотрасс на разных частотах при разных величинах N_e

	$f = 17.0$ МГц		$f = 17.5$ МГц		$f = 18.0$ МГц	
	R	h	R	h	R	h
1.0 N_e	1555	183	1605	188	1697	195
0.99 N_e	1561	185	1637	189	1736	197
0.95 N_e	1611	188	1699	195	1844	201

только, что тренды ТЕС отрицательны (что согласуется с трендами параметров ионосферного слоя $F2$ по данным вертикального зондирования и с трендами “приведенной толщины” ионосферы (см. ниже)). Emmert et al. [2017] привел тренд ТЕС, равный $-19.3\% \pm 1\%$ между двумя соседними минимумами солнечной активности. Одна из попыток выделить долговременные тренды ТЕС описана Laštovička et al. [2017]. Они получили, что есть тенденция уменьшения ТЕС со временем, но не смогли получить надежных величин трендов.

Поскольку величины ТЕС жизненно важны для планирования и работы большого числа систем, связанных с распространением радиоволн через ионосферу, понятна и важность знания трендов ТЕС. Так как непосредственное определение этих трендов связано, как указано выше, с определенными инструментальными трудностями, тренды критической частоты слоя $F2$, т.е. концентрации электронов в максимуме слоя $NmF2$, могут оказаться востребованными при определении трендов ТЕС.

Для четырех станций вертикального зондирования (ВЗ) Европейского региона была рассчитана “приведенная толщина” (slab thickness) ионосферы (отношение VTEC (полное содержание электронов в вертикальном столбе ионосферы) к $NmF2$) и были определены ее тренды [Jakowsky et al., 2016]. Для всех четырех станций получены отрицательные тренды, лежащие в пределах от 3 до 5 км в год. Этот результат важен потому, что он согласуется с отрицательными трендами критической частоты $foF2$ и с упомянутыми выше оценками отрицательных трендов ТЕС. Специалисты по системам спутниковой навигации и ориентации должны оценить, насколько такое систематическое уменьшение “приведенной толщины” ионосферы должно учитываться уже сейчас или в обозримом будущем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сегодня является общепринятым, что происходит охлаждение и оседание средней и верхней атмосферы. Этот процесс приводит к долговременным изменениям (трендам) различных параметров как нейтрального газа, так и ионосферной плазмы. Некоторые из этих трендов достаточно надежно установлены уже сейчас. По поводу других ведется дискуссия. Многие из этих изменений атмосферных и ионосферных параметров приводят или могут приводить в самом ближайшем будущем к результатам, которые должны влиять на важные прикладные проблемы, особенно связанные со службой космической погоды, т.е. с диагностикой и прогнозированием состояния средней и верхней атмосферы и ионосферы с выходом на практические вопросы распространения радиоволн.

В этой работе мы постарались отметить те тренды параметров в средней атмосфере, термосфере и ионосфере, которые, на наш взгляд, уже сейчас имеют выход на прикладные задачи.

В средней атмосфере к таким трендам мы отнесли увеличение количества паров воды, которое, в силу важной роли, которую играют соединения семейства ОНх в фотохимии озона, может существенно повлиять на дальнейшую судьбу озонового слоя. Кроме того, обнаруженные тренды паров воды объясняют увеличение PMSE, которые регистрируются, в том числе и военными радарными.

Там же из-за трендов температуры происходит изменение системы горизонтальных ветров и усиление проникновения внутренних волн из тропосферы в ионосферу. А это должно приводить к существенному усилению “метеорологического контроля” ионосферы, что придется учитывать в прогностических моделях ионосферы и условий распространения радиоволн.

Полученные по анализу орбит спутников тренды плотности на спутниковых высотах уже сейчас приводят к увеличению времени жизни объектов “космического мусора” и повышению вероятности их столкновения с космическими аппаратами. Эти тренды ведут к уменьшению плотности, которые, вероятно, в ближайшее время придется учитывать при планировании дальнейших запусков таких аппаратов.

Отрицательный тренд количества атомного кислорода в термосфере указывает, скорее всего, на усиление турбулентной диффузии в области турбопаузы. Уже сейчас такое усиление требуется для согласования модельных расчетов со спутниковыми измерениями трендов CO_2 на 80–110 км. Видимо, это потребует корректировки термосферных моделей, используемых для многих прикладных задач.

Сильные отрицательные тренды температуры ионов в ионосфере выше максимума слоя $F2$, измеренные методом НР и достигающие 50–60 К за десятилетие, могут уже сейчас влиять на работы систем глобального позиционирования и, несомненно, будут влиять в обозримом будущем, если будет происходить дальнейшее усиление отрицательных трендов T_i .

Еще более наглядными примерами влияния трендов ионосферных параметров на работу спутниковых навигационных систем являются тренды полного содержания электронов (ТЕС) и приведенной толщины ионосферы. Очевидно, что оба эти параметра прямо связаны с корректировкой систем позиционирования и других систем, базирующихся на приеме сигналов с навигационных спутников.

Надежно определяемые тренды электронной концентрации в области D показывают, что про-

исходит “опускание” уровней постоянных величин N_e . А это уже сейчас должно учитываться при анализе работ систем, использующих распространение радиоволн СДВ- и ДВ-диапазонов.

Обнаруженные недавно особенности трендов критической частоты слоя E , foE , должны учитываться при использовании foE в расчетах высоты слоя $F2$ из данных вертикального зондирования.

Тренды критической частоты слоя $F2$ могут уже в ближайшее время привести к изменениям $foF2$, превышающим 1–5% от средней величины. Как показывают расчеты, такие изменения значительно влияют на параметры радиотрасс КВ-диапазона.

Когда данная статья была уже сдана в печать, были опубликованы результаты работы группы ведущих ученых NASA, посвященные тем же проблемам [Mlynczak et al., 2021]. Их статья начинается с фразы: “Происходящие климатические изменения в средней и верхней атмосфере Земли будут влиять на быстро развивающиеся космический и телекоммуникационный сектор”. В статье подчеркивается, в частности, что уменьшение плотности атмосферы на спутниковых высотах должно приводить к существенному изменению времени жизни объектов космического мусора и ухудшению работы многих важных спутниковых систем. Говорится также о том, что тренды малых составляющих в средней атмосфере (прежде всего, воды) могут существенно влиять на весь цикл фотохимических процессов в этой области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брасье Г., Соломон С. Аэрoномия средней атмосферы. Л.: Гидрометеoиздат. 416 с. 1987.
- Данилов А.Д. Индексы солнечной активности в 24-м цикле и поведение слоя $F2$ иoносферы // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 61. № 2. С. 218–223. 2021.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Уменьшение атомного кислорода в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 54. № 2. С. 239–245. 2014.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Изменение связи между $foF2$ и $hmF2$ со временем // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 56. № 5. С. 612–614. 2016.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Суточные и сезонные вариации трендов критической частоты слоя E // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 58. № 5. С. 653–661. 2018.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и иoносферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Тренды параметров слоя $F2$ и 24-й цикл солнечной активности // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 60. № 5. С. 619–630. 2020б.
- Данилов А.Д., Смирнова Н.В. Долговременные тренды электронной концентрации в области D : экспериментальные данные // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 39. № 2. С. 107–112. 1999.
- Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в иoносфере. Л.: Гидрометеoиздат. 271 с. 1987.
- Таубенхайм И., фон Коссарт Г., Ентциан Г. Глобальные изменения климата и нижняя иoносфера // Тез. 3-го Семинара КАПГ по метеорологическим эффектам в иoносфере (София, 31 октября–4 ноября 1988 г.).
- Beig G. Overview of the mesospheric temperature trend and factors of uncertainty // Phys. Chem. Earth. V. 27. P. 509–519. 2002.
- Beig G. Trends in temperature of the mesosphere and its linkages with stratosphere // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- Clilverd M.A., Duthie R., Rodger C.J., Hardman R.L., Yearby K.H. Long-term climate change in the D -region // Sci. Rep.-UK. V. 7. P. 16683. 2017.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-16891-4>
- Danilov A.D. Seasonal and diurnal variations in $foF2$ trends // J. Geophys. Res. V. 120. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020971>
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Diurnal and seasonal variations in long-term changes in the E -layer critical frequency // Adv. Space Res. V. 63. P. 359–370. 2019.
- Deng Y. Impact of NO Cooling and gravity wave on the long-term trend in the upper atmosphere: GITM simulations // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- Emmert J.T., Mannucci A.J., McDonald S.E., Vergados P. Attribution of interminimum changes in global and hemispheric total electron content // J. Geophys. Res. – Space. V. 122. P. 2424–2439. 2017.
- Emmert J.T. Thermospheric density climate and climate changes // Paper presented at the 7th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Buenos-Aires, Argentina, September 11–14, 2012).
- Emmert J.T. Altitude and solar activity dependence of 1967–2005 thermospheric density trends derived from orbital drag // J. Geophys. Res. V. 120. P. 2940–2950. 2015.
- Emmert J.T., Fejer B.G., Fesen C.D., Sheperd G.G., Solheim B.H. Climatology of middle- and low-latitude daytime F -region disturbance in neutral wind measured by Wind Imaging Interferometer (WINDII) // J. Geophys. Res. V. 106. V. 24. P. 701–706. 2001.
- Emmert J.T., Picone J.M., Lean J.L., Knowles S.H. Global change in the thermosphere: compelling evidence of a secular decrease in density // J. Geophys. Res. V. 109. (A02301). 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010176>
- Fagre M., Zossi B.S., Saavedra Z., Elias A.G. On some consequences of upper atmosphere cooling over HF signal propagation // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- Friedrich M., Torkar K.M. Long-term trends and other residual features of the lower ionosphere // Proc. 15th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programs and Related Research, Biarritz, France, 28–31 May 2001 (ESA SP-471, August 2001).
- Friedrich M., Pock Ch. Long-term trends in mesospheric electron densities // Paper presented at the 9th Workshop

- on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Garcia R., Lopez-Puertas M., Funke B., Kinnison D.E., Marsh D.R., Smith A.K., Gonzales-Galindo F.* On the distribution of CO₂ and CO in the mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res.* V. 119. P. 5700–5718. 2014.
- *Hoffmann P., Chau J.L.* Trends in mesospheric winds and gravity waves at Northern middle and polar latitudes // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Jacobi Ch., Geissler Ch., Lilienthal F., Krug A.* Long-term trends of mesosphere/lower thermosphere prevailing winds at northern midlatitudes // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Jakowsky N., Hoque M.M., Mielich J., Hall Ch.* Equivalent slab thickness of the ionosphere over Europe as an indicator of long-term changes in the thermosphere // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Keating G. M., Tolson R.H., Bradford M.S.* Evidence of long term global decline in the Earth's thermospheric densities apparently related to anthropogenic effects // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. P. 1523–1526. 2000.
- *Laštovička J.* A review of recent progress in trends in the upper atmosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 163. P. 2–13. 2017.
- *Laštovička J.* A review of progress in trends in the mesosphere-thermosphere-ionosphere system // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- *Laštovička J., Akmaev R.A., Beig G. et al.* Emerging pattern of global change in the upper atmosphere and ionosphere // *Ann. Geophysicae.* V. 26. № 5. P. 1255–1268. 2008.
- *Laštovička J., Urbar J., Kozubek M.* Long-term trends in the total electron content // *Geophys. Res. Lett.* V. 44. P. 8168–8172. 2017.
- *Latteck R.* Long-term changes of polar mesospheric summer echoes at Andoya // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Lean J., Emmert J.T., Picone J.M., Meier R.R.* Global and regional trends in ionospheric electron content // *J. Geophys. Res.* V. 116. A00H04. 2011. doi 10.1029/2010JA016378
- *Liu H.-L., Bardeen C.G., Foster B.T., Lauritzen P., Liu J., Lu G., Wang W.* Development and validation of the Whole Atmosphere Community Climate Model with thermosphere and ionosphere extension (WACCM-X 2.0) // *J. Adv. Modeling Earth Syst.* V. 10. P. 381–402. 2018.
- *Liu X., Yue J., Xu J., Garcia R.R., Russell III J.M., Mlynczak M., Wu D. L., Nakamura T.* Variations of global gravity waves derived from 14 years of SABER temperature observations // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- *Lübken F.-J., Berger U., Baumgarten G.* On the anthropogenic impact on long-term evolution of noctilucent clouds // *Geophys. Res. Lett.* V. 45. P. 6681–6689. 2018a.
- *Lübken F.-J., Berger U., Baumgarten G.* On the anthropogenic impact on long term evolution of noctilucent clouds // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018b).
- *Marcos F.A., Wise J.O., Kendra M.J., Grossbard N.J., Bowman B.R.* Detection of a long-term decrease in thermospheric neutral density // *Geophys. Res. Lett.* V. 32. L04103. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2004GL021269>
- *Mlynczak M., Hunt L., Yue J., Solomon S.* Trends in upper atmosphere energetics and composition – past, present, and future // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Mlynczak M.G., Yue J., McCormack J., Liebermann R.S., Livesey N.J.* An observational gap at the edge of space // *Eos.* № 102. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021EO155494>
- *Nath O.* Seasonal, interannual and long-term variabilities and tendencies of water vapor in the upper stratosphere and mesospheric region over tropics (30° N–30° S) // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 167. P. 23–29. 2018.
- *Peters D.H.W., Entzian G.* Long-term variability of 50 years of standard phase height measurements at Kühlungsborn, Germany // *Adv. Space Res.* V. 55. P. 1764–1774. 2015.
- *Peters D.H.W., Entzian G., Keckhut P.* Mesospheric temperature trends derived from standard phase-height measurements // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 163. P. 23–30. 2017.
- *Portnyagin Yu.I., Merzlyakov E.G., Sokolova T.V., Jacobi T.V., Kurschner D., Manson A., Meek C.* Long-term trends and year-to-year variability of midlatitude mesosphere/lower thermosphere winds // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 68. P. 1890–1901. 2006.
- *Ratnam M.V.* Long-term variability in UTLS aerosols and trace gases over Indian region observed by ground based and space borne measurements // Paper presented at the 10th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- *Reid I., Spargo A., Murphy D.* Long-term observations of the MLT region at Adelaide (34.6° S) and Davis Station (68.6° S) // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- *Sharma S., Chandra H., Vaishnav R.* Long-term middle atmosphere trends observed by lidar and satellite over subtropical location during 1997–2016 // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Solomon S., Liu H., Marsh D., McInerney J., Qian L., Vitt F.* Whole atmosphere simulation of anthropogenic climate change // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- *Su Y., Yue J., Hervig M., Marshall T., Smith A., Garcia R., Guo D., Guo S., Siskind D., Russell III J.* Carbon dioxide in the polar stratosphere from AIM/SOFIE // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).

- *Taubenheim J., von Cossart G., Eintzian G.* Evidence of CO₂-induced progressive cooling of the middle atmosphere derived from radio observations // *Adv. Space Res.* V. 10. № 10. P. 171–174. 1990.
- *Vencharutti V., Zossi M., Elías G.* The effect of neutral density long term variation on satellite lifetime using a simple classical mechanics formulation // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Yue J., Jan Y., Rezac L., Garsia R., Lopez-Puertas M., Mlynczak M., Russel J.* Increasing carbon dioxide concentration in the upper atmosphere observed by SABER // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016).
- *Yue J., Rezac L., Yongxiao J., Russell III J.M., Garcia R., Lopez-Puertas M., Mlynczak M.G.* On long-term trends of SABER CO₂ with WACCM (forward modeling) // Paper presented at the 10th Workshop on long-term changes and trends in the atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018).
- *Zhang S.-R., Holt J.M.* Long-term ionospheric cooling: Dependency on local time, season, solar activity, and geomagnetic activity // *J. Geophys. Res.* V. 118. № 6. P. 3719–3730. 2013.
- *Zhang S.R., Holt J.M., Erickson P.J., Goncharenko L.P., Nicolls M.J., McCready M., Kelly J.* Ionospheric ion temperature climate and upper atmospheric long-term cooling // *J. Geophys. Res.* V. 121. № 9. P. 8951–8968. 2016a.
- *Zhang S.R., Holt J.M., Erickson P., Goncharenko L., Nicoll M., McCready M., Kelly J.* Strong ionospheric long-term cooling measured by multiple incoherent scatter radars // Paper presented at the 9th Workshop on Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere (Kühlungsborn, Germany, September 19–23, 2016b).

УДК 550.388.8:551.510.535.2

СЕЗОННЫЕ И МНОГОЛЕТНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ АТМОСФЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ $O_2(b^1\Sigma)$ И $OH(X^2\Pi)$ ОБЛАСТИ МЕЗОПАУЗЫ

© 2021 г. В. И. Перминов¹, *, Н. Н. Перцев¹, **, П. А. Далин^{2,3},
Ю. А. Железнов⁴, В. А. Суходоев¹, М. Д. Орехов¹

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва, Россия

²Шведский институт космической физики, г. Кируна, Швеция

³Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

⁴Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: v.perminov@rambler.ru

**e-mail: n.pertsev@bk.ru

Поступила в редакцию 15.01.2021 г.

После доработки 20.01.2021 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

На основе спектральных наблюдений излучения мезопаузы на Звенигородской научной станции получены полуночные интенсивности эмиссий молекулярного кислорода (полоса $O_2A(0-1)$) и гидроксила (полоса $OH(6-2)$) для 2000–2019 гг. Спектральный анализ вариаций позволил определить годовой ход для каждой эмиссии, который описывается четырьмя гармониками. Запаздывание сезонных вариаций гидроксильной эмиссии относительно вариаций эмиссии молекулярного кислорода составляет 5–18 сут. Исследованы многолетние изменения среднегодовых интенсивностей эмиссий. Установлены значения линейного тренда ($-3.3 \pm 0.3\%$ в год для $O_2A(0-1)$ и $-2.6 \pm 0.2\%$ в год для $OH(6-2)$), зависимости от 11-летнего солнечного цикла (отклик на изменения солнечного излучения Лайман-альфа — $18.5 \pm 3.3\%$ на 10^{11} фотон $см^{-2} с^{-1}$ для $O_2A(0-1)$ и $10.5 \pm 2.5\%$ на 10^{11} фотон $см^{-2} с^{-1}$ для $OH(6-2)$) и 22-летнего солнечного цикла (отклик на изменения индукции солнечного магнитного поля — $23.2 \pm 4.5\%$ на $100 \mu T$ для $O_2A(0-1)$ и $12.1 \pm 3.5\%$ на $100 \mu T$ для $OH(6-2)$), а также квазивосьмилетние колебания.

DOI: 10.31857/S0016794021040118

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время изменения характеристик области мезопаузы (80–100 км) являются предметом многих исследований верхней атмосферы Земли. Причинами изменений могут быть как геологофизические факторы — солнечное электромагнитное и корпускулярное излучение и динамические процессы в атмосфере, так и эффект от антропогенного воздействия на окружающую среду. Наблюдения излучения атмосферных газов являются одним из наиболее эффективных методов изучения области мезопаузы. Измерения интенсивности и спектральной структуры полос излучения позволяют оценивать концентрации газовых компонентов и температуру. Исследования показывают, что характеристики излучения мезопаузы испытывают значительные пространственные и временные вариации. Последние представляют собой колебания от нескольких минут, носящие, как правило, нерегулярный характер, до нескольких десятков лет. Среди них

менее изученными являются многолетние вариации из-за ограниченности временных рядов наблюдений. Кроме того, широтно-долготные неоднородности и особенности высотного распределения излучающих газов создают локальные особенности сезонных (и меньших временных масштабов) изменений характеристик излучения мезопаузы.

В настоящей работе уделяется внимание двум эмиссиям, относящимся к собственному излучению мезопаузы: молекулярного кислорода (полоса $A(0-1)$ Атмосферной системы $O_2(b^1\Sigma)$, 865 нм) и гидроксила (полоса (6-2) $OH(X^2\Pi)$, 835 нм). В дневное время излучение $O_2(b^1\Sigma)$ возникает в области 40–110 км в результате действия флуоресценции, ионизации и химических реакций рекомбинации атомарного кислорода. Однако только последние являются основным процессом образования излучающего слоя в ночное время, который локализуется в области 85–105 км с пи-

ком ~94 км [Шефов и др., 2006]. Излучение ОН($X^2\Pi$), возникающее также в результате химических процессов рекомбинации атомов кислорода, образует слой в области 75–100 км с максимумом ~87 км [Шефов и др., 2006].

Целью данной работы является определение сезонного хода и многолетних изменений интенсивности вышеупомянутых полос излучения молекулярного кислорода и гидроксила мезопаузы. Для этого проанализированы ряды их многолетних наблюдений на Звенигородской научной станции (56° N, 37° E) Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (Москва).

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения собственного излучения мезопаузы в ближней инфракрасной области (0.77–1.05 мкм) на Звенигородской станции ведутся с помощью светосильного спектрографа СП-50 [Герасимова и Яковлева, 1956]. Прибор оснащен регистрирующей камерой с высокочувствительной ПЗС-матрицей, охлаждаемой до –50°С. Детальное описание аппаратуры, методики наблюдений, обработки спектров и определения характеристик эмиссий молекулярного кислорода и гидроксила дано в работах [Семенов и др., 2002; Шефов и др., 2006; Pertsev and Perminov, 2008].

Наблюдения ведутся на постоянной основе в безоблачную погоду при зенитном угле 53° в северо-западном направлении (азимут 23°, отсчитывается от севера на запад). Время экспозиции спектра составляло 10 мин. Условия наблюдений и характеристики прибора позволяли определять интенсивности полос $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$ с ошибкой измерения 5–6 рэлей (1 рэлей (Рл) = 10^6 фотон $cm^{-2} s^{-1}$). Полученные интенсивности эмиссий приводились к зенитным условиям.

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

В настоящем анализе исследуются интенсивности (I), измеренные в 2000–2019 гг. Каждый ряд интенсивности состоит из 1663 значений, являющихся средними с 21 до 22 ч по всемирному времени, т.е. около местной полуночи. Такой суточный интервал времени позволял измерять интенсивности эмиссий как зимой, так и летом, когда только сумеречные условия сохранялись на широте наблюдения (56° N). На рисунке 1 представлены данные ряды. Как видно, интенсивности эмиссий испытывают значительные изменения на протяжении всего многолетнего периода наблюдений – от трех десятков до тысячи рэлей в случае $O_2A(0-1)$ и от двух сотен до двух тысяч рэлей в случае $OH(6-2)$. Среди них выделяются регулярные сезонные вариации. Их спектр был

определен с помощью LS -периодограмм [Lomb, 1976; Scargle, 1982], которые показаны на рис. 2. Высоко значимыми являются первые четыре гармоники. Их нормализованная мощность (S_n) на периодограммах выше уровня статистической значимости $\alpha = 0.05$. Характеристики гармоник были оценены методом множественной регрессии. При вычислении ряды эмиссионных данных аппроксимировались выражением

$$I = A_0 + \sum_{i=1}^4 A_i \cos\left(\frac{2\pi i}{365.25} (t - f_i)\right), \quad (1)$$

где A_0 – нулевая гармоника; A_i и f_i – амплитуда и фаза максимума i -ой гармоники; t – порядковый номер суток, отсчитываемый с 1 января 2000 г. Результаты аппроксимации представлены в табл. 1. Согласно полученным значениям A_0 можно полагать, что средние интенсивности $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$ для периода 2000–2019 гг. составляют соответственно 265.2 ± 3.3 Рл и 710.7 ± 6.2 Рл. Амплитуды сезонных гармоник для первой эмиссии – от ~21 до ~66 Рл, для второй – от ~45 до ~58 Рл.

Межгодовые изменения интенсивностей эмиссий более наглядно рассматривать используя их средние значения для временных интервалов длиной 1 год (I_{am}). Поскольку данные наблюдений в течение большинства лет распределены неравномерно, то для более точной оценки значений I_{am} имело смысл находить A_0 , аппроксимируя эмиссионные данные на годовом интервале суммой гармоник (1). Для лучшей детализации межгодового поведения интенсивности эмиссий значения I_{am} были определены для временных промежутков с 1 января по 31 декабря и с 1 июля одного года по 30 июня последующего года. Полученные ряды представлены на рис. 3а, 3в. Как видно, они показывают значительное понижение, которое можно выразить в линейном виде как

$$I_{am} = (376.0 \pm 16.7) - (10.7 \pm 1.5)(t - 2000) \quad (2)$$

для $O_2A(0-1)$,

$$I_{am} = (920.2 \pm 27.2) - (21.4 \pm 2.5)(t - 2000) \quad (3)$$

для $OH(6-2)$,

где t – календарный год. Размерность линейного коэффициента – Рл/год. Выражения (2) и (3) получены методом наименьших квадратов. На рисунке 3а, 3в они показаны прямыми сплошными линиями. Однако вычисленные LS -периодограммы вариаций для данных рядов показывают (рис. 3б, 3г), что наряду с долговременными изменениями (трендом) значимой является 11-летняя осцилляция, которая скорее всего обусловлена 11-летним циклом солнечной активности [Шефов и др., 2006]. На периодограммах область периодов более 20 лет показана прерывистой линией, поскольку в ней значения

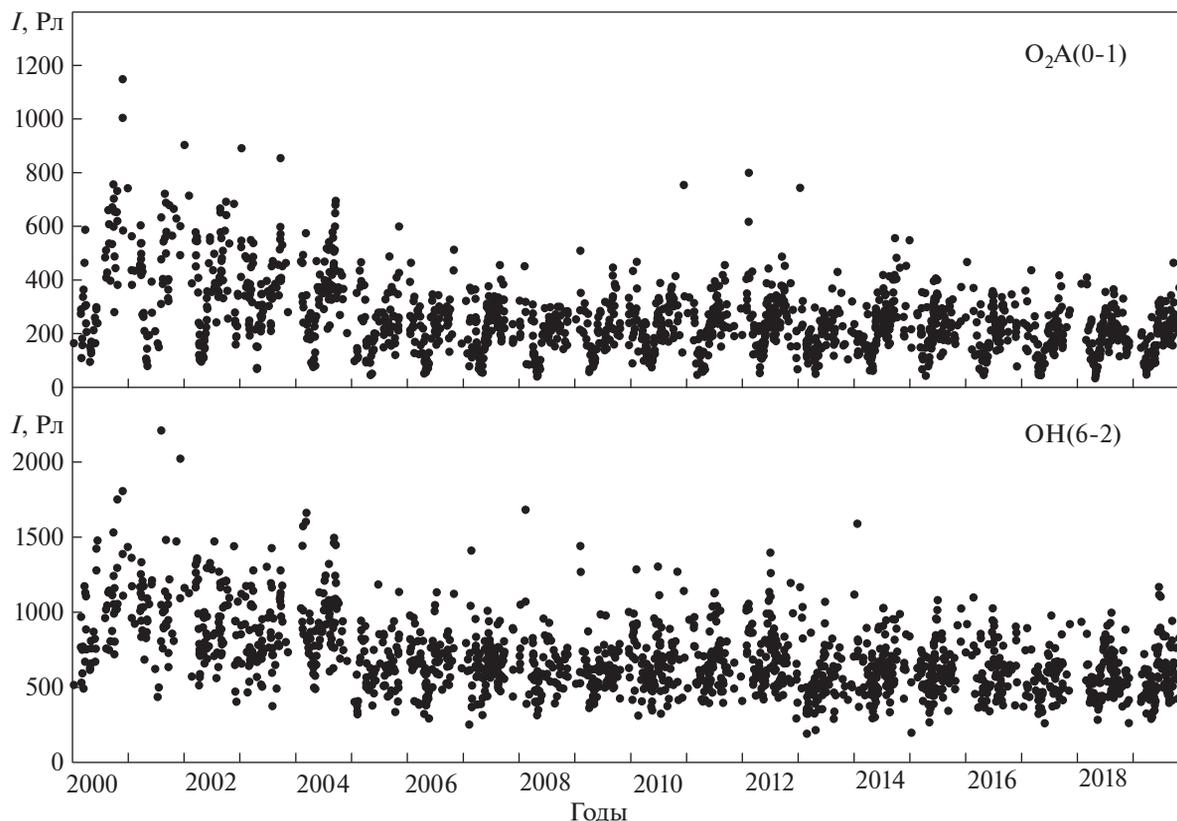


Рис. 1. Интенсивности (I) эмиссий $O_2A(0-1)$ (верхний график) и $OH(6-2)$ (нижний график) по наблюдениям на Звенигородской станции в 2000–2019 гг. Точки – средние значения для 21–22 ч всемирного времени.

мощности периодического сигнала могут быть недостоверными из-за более короткой длины ряда данных, чем определяемые периоды. Связь интенсивностей эмиссий с солнечной активностью была определена методом множественной регрессии:

$$I_{\text{am}} = (357.2 \pm 12.3) - (6.6 \pm 1.3)(t - 2000) + (73.5 \pm 11.8)(F_{L\alpha} - 4.5 \times 10^{11}) \text{ для } O_2A(0-1), \quad (4)$$

$$I_{\text{am}} = (893.0 \pm 21.7) - (15.4 \pm 2.2)(t - 2000) + (106.4 \pm 20.9)(F_{L\alpha} - 4.5 \times 10^{11}) \text{ для } OH(6-2), \quad (5)$$

где $F_{L\alpha}$ – среднегодовой поток излучения Лайман-альфа ($L\alpha$) в единицах 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, взятый в качестве индикатора солнечной активности. Размерность линейного коэффициента для связи с $F_{L\alpha}$ – $\text{Рл}/10^{11}$ фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Значения по

Таблица 1. Амплитуды и фазы гармоник годового хода интенсивностей эмиссий $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$

Номер гармоники	Эмиссия $O_2A(0-1)$		Эмиссия $OH(6-2)$	
	A_i , Рл	f_i , сут	A_i , Рл	f_i , сут
0	265.2 ± 3.3	–	710.7 ± 6.2	–
1	65.6 ± 4.6 (24.7 ± 1.7%)	302.4 ± 4.1	53.3 ± 9.8 (7.5 ± 1.4%)	321.8 ± 9.4
2	35.1 ± 4.4 (13.2 ± 1.7%)	31.8 ± 3.9	52.6 ± 9.2 (7.4 ± 1.3%)	17.2 ± 5.1
3	20.8 ± 4.6 (7.7 ± 1.7%)	40.5 ± 4.1	44.8 ± 9.4 (6.3 ± 1.3%)	52.3 ± 3.7
4	36.9 ± 4.2 (13.9 ± 1.6%)	76.4 ± 1.7	58.1 ± 8.5 (8.2 ± 1.2%)	85.8 ± 2.1

Примечание. Здесь и далее в качестве ошибки определения значения характеристики указано одно стандартное отклонение. Фазы даны для первого максимума. Проценты указаны относительно значений нулевой гармоники.

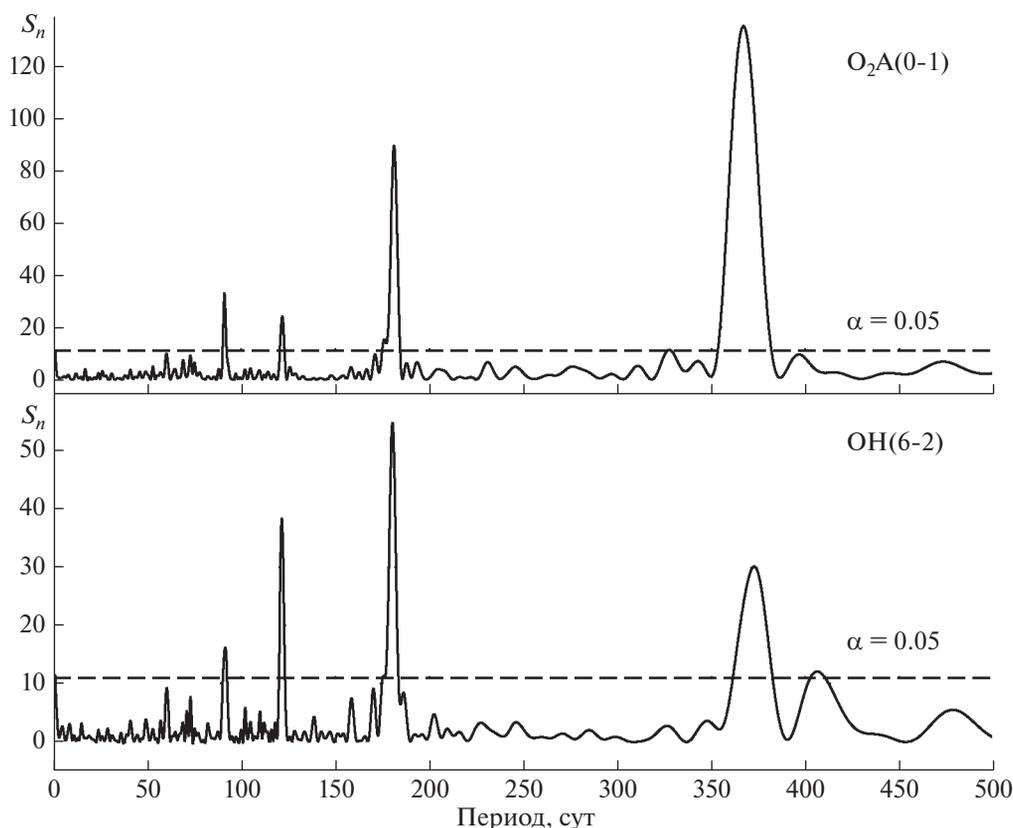


Рис. 2. LS -периодограммы вариаций интенсивности эмиссий в диапазоне 1–500 сут. S_n – мощность вариаций, нормализованная на дисперсию значений интенсивности I . Штриховая линия – уровень статистической значимости (α).

потоку $F_{L\alpha}$ взяты согласно данным LASP Interactive Solar Irradiance Data Center (<https://lasp.colorado.edu/lisird>). Обе эмиссии характеризуются меньшими значениями отрицательного линейного тренда по сравнению с величинами в (2) и (3), а также положительным откликом на 11-летние изменения солнечной активности. В случае зависимостей (4) и (5) коэффициент детерминации составил ~ 0.8 , что показывает значительную долю выявленных вариаций в общей дисперсии значений I_{am} . Однако оставшаяся доля (~ 0.2) дисперсии может быть также обусловлена значительными вариациями. Поэтому имело смысл провести их исследование в рядах остаточных интенсивностей (ΔI_{am}) эмиссий (рис. 4а, 4в). Значения ΔI_{am} являются разностью между начальными рядами данных (рис. 3а, 3в) и их аппроксимациями (4) и (5). На рисунке 4б, 4г показаны LS -периодограммы соответствующих вариаций. Как видно, для обеих эмиссий статистически значимой является осцилляция с периодами ~ 8 лет. Проверка показала, что квазивосьмилетняя периодичность содержится именно в остаточных интенсивностях ΔI_{am} , а не является следствием вычитания из первоначального ряда I_{am} солнечно-обусловленной компоненты из (4) и (5). Значи-

мый пик ~ 21 года находится в области периодов больше длины анализируемых рядов, поэтому он может служить только ориентиром для поиска возможной физической основы для связи интенсивности эмиссий с процессами в атмосфере предполагаемой периодичности. В работах [Hörner and Bittner, 2007; Kalicinsky et al., 2016] авторы связали многолетние изменения характеристик термодинамического режима области мезопаузы с 22-летней цикличностью изменений магнитного поля Солнца (цикл Хейла). На рисунке 5 можно визуальное сравнить межгодовые изменения ΔI_{am} с соответствующими изменениями солнечного магнитного поля. В качестве индикатора последнего принята средняя индукция (B) магнитного поля в области широт выше 55° N и S. Значения B взяты в микротеслах (μT) согласно наблюдениям на Солнечной обсерватории Уилкокса Стэнфордского университета (<http://wso.stanford.edu/Polar.html>). Как видно при сравнении необходимо учитывать некоторый временной лаг между изменениями солнечного магнитного поля и эмиссий мезопаузы.

Параметры всех зависимостей интенсивности эмиссий были оценены методом множественной регрессии при аппроксимации рядов I_{am} выражением

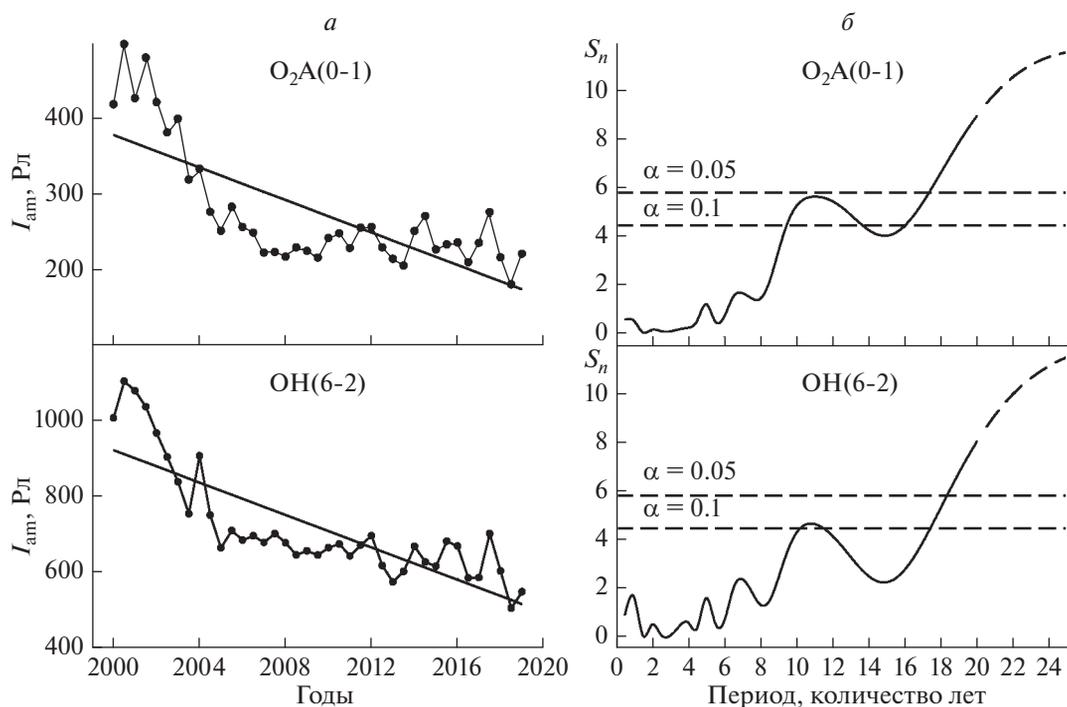


Рис. 3. (а) – многолетние изменения интенсивности (I_{am}) эмиссий. Точки – среднегодовые значения. Сплошная линия – тренд согласно выражениям (2) и (3). (б) – LS -периодограммы вариаций. S_n – мощность вариаций, нормализованная на дисперсию значений I_{am} . Область значений S_n в диапазоне периодов 20–25 лет показана прерывистой кривой линией, поскольку значения мощности периодического сигнала могут быть недостоверными из-за более короткой длины ряда данных, чем определяемые периоды. Прерывистые прямые линии – уровни статистической значимости (α).

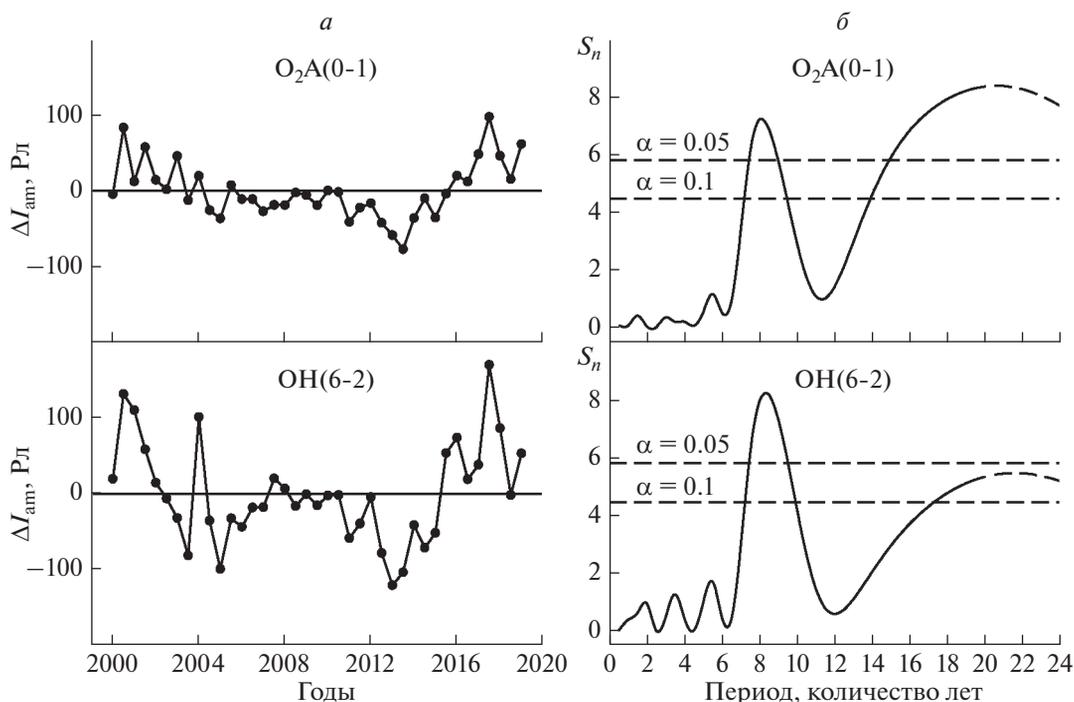


Рис. 4. (а) – межгодовые вариации остаточной интенсивности эмиссий (ΔI_{am}). (б) – LS -периодограммы вариаций. Обозначения как на рис. 3.

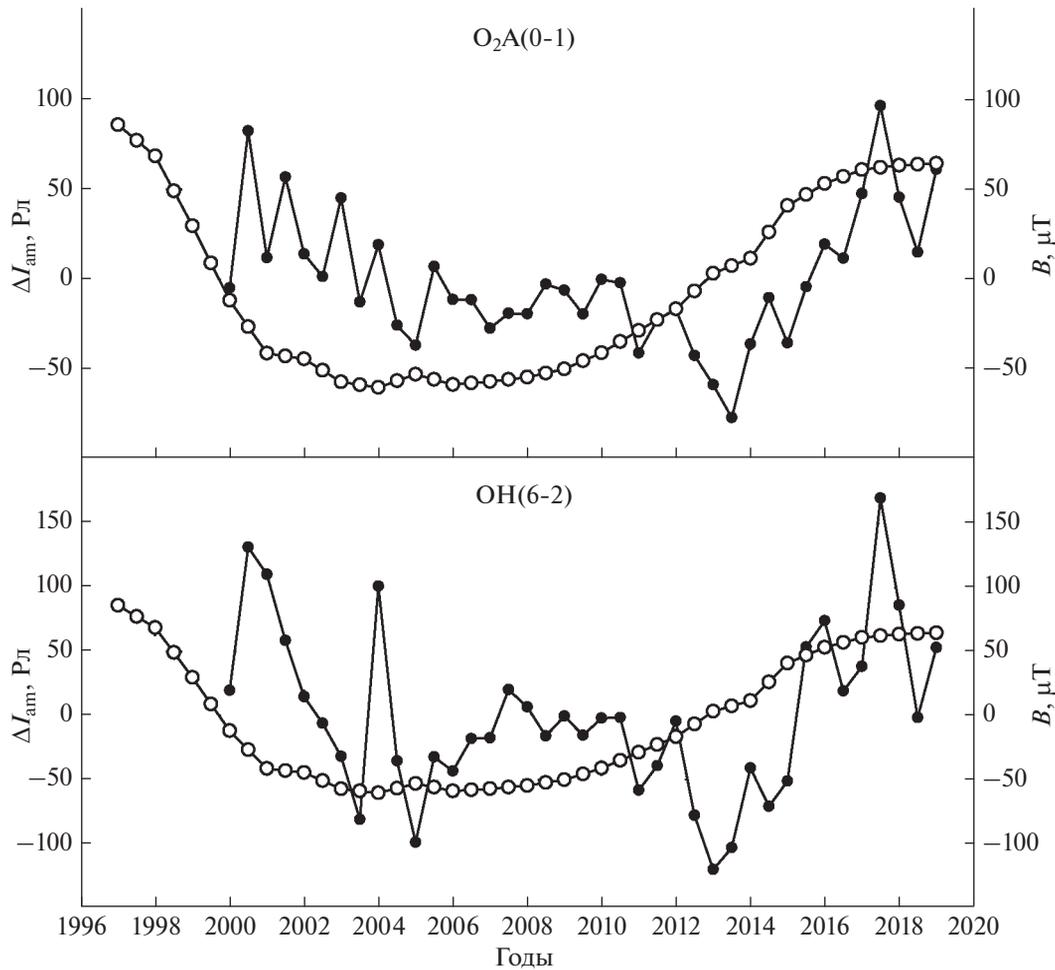


Рис. 5. Межгодовые изменения остаточной интенсивности (ΔI_{am}) эмиссий $O_2A(0-1)$ (верхняя панель рисунка), $OH(6-2)$ (нижняя панель рисунка) и магнитного поля Солнца. Черные кружки – значения интенсивности эмиссий. Белые кружки – среднегодовые значения индукции (B) полярного магнитного поля Солнца.

$$I_{am} = A_0 + A_{tr}(t - 2000) + A_{L\alpha}(F_{L\alpha} - 4.5 \times 10^{11}) + A_{MFS} \frac{B_{(t-\Delta t)}}{100} + A_{QOO} \cos\left(\frac{2\pi}{T_{QOO}}(t - f_{QOO})\right), \quad (6)$$

где A_0 – константа; A_{tr} – коэффициент линейного тренда (Рл/год); $A_{L\alpha}$ – отклик эмиссий на изменения потока $F_{L\alpha}$ (Рл/ 10^{11} фотон $cm^{-2} s^{-1}$); $B_{(t-\Delta t)}$ – среднегодовое значение индукции полярного магнитного поля Солнца для года, соответствующего $t - \Delta t$ (Δt – временной лаг между изменениями солнечного магнитного поля и интенсивности эмиссий излучения мезопаузы); A_{MFS} – отклик эмиссий на изменения индукции полярного магнитного поля Солнца (Рл/ μT); T_{QOO} , A_{QOO} , f_{QOO} – период, амплитуда и фаза максимума квазисовсемилетней осцилляции (QOO). Результаты оценки параметров регрессионной модели (6) представлены в табл. 2. Наилучшая корреляция между ее зависимыми переменными обнаруживается при лаге 2.5 г. Положительное значение лага показы-

вает, что вариации интенсивности эмиссий запаздывают от вариаций магнитного поля Солнца. В ходе регрессионного анализа был уточнен период квазисовсемилетней осцилляции по условию наибольшего коэффициента множественной корреляции. Он составил 7.7 г. для $O_2A(0-1)$ и 8.2 г. для $OH(6-2)$. Судя по коэффициенту детерминации (см. R^2 в табл. 2), более 92% дисперсии значений интенсивности I_{am} в 2000–2019 гг. обусловлено связями и вариациями, учтенными в (6).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Сезонные вариации

Согласно рис. 1 интенсивность эмиссий может значительно изменяться между ночами. Однако внутри каждого года сохраняется определенный регулярный ход, который можно представить в виде суперпозиции четырех относительных гармоник как на рис. 6а (графики созданы по резуль-

Таблица 2. Результаты определения параметров множественной регрессии (6)

Эмиссии	A_0 , Рл	A_{tr} , Рл/год	$A_{L\alpha}$, Рл/ 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	A_{MFS} , Рл/ $100 \mu\text{T}$	A_{QOO} , Рл	F_{QOO} , год	R^2
$O_2A(0-1)$	378.3 ± 9.0	-8.7 ± 0.9	49.1 ± 8.8	61.5 ± 11.8	17.7 ± 5.9	2002.3 ± 0.4	0.93
$OH(6-2)$	921.0 ± 17.8	-18.2 ± 1.7	75.0 ± 18.0	85.7 ± 25.1	33.3 ± 12.9	2000.8 ± 0.4	0.92

Примечание. R^2 – квадрат множественной корреляции (коэффициент детерминации).

татам табл. 1). Видно, что наряду со сходством обе эмиссии имеют некоторые особенности, которые можно описать следующим образом:

1. Эмиссии имеют похожий 4-пиковый сезонный ход. Однако вариации интенсивности $O_2A(0-1)$ опережают соответствующие вариации интенсивности $OH(6-2)$ на 5–18 сут.

2. Наибольшие относительные сезонные вариации наблюдаются в интенсивности $O_2A(0-1)$. Амплитуды ее гармоник составляют 8–25% от среднегодового значения интенсивности. В пери-

од весеннего минимума (конец апреля–начало мая) ее значения понижаются до 40% от среднегодовой величины. Наибольшие значения – вблизи осеннего равноденствия (превышение среднегодовой величины на 35%). Амплитуды гармоник сезонных вариаций $OH(6-2)$ менее ярко выраженные – 6–8% от средней величины интенсивности.

В литературе опубликовано достаточно большое количество работ, посвященных экспериментальным исследованиям сезонных вариаций излучения молекулярного кислорода и гидроксид-

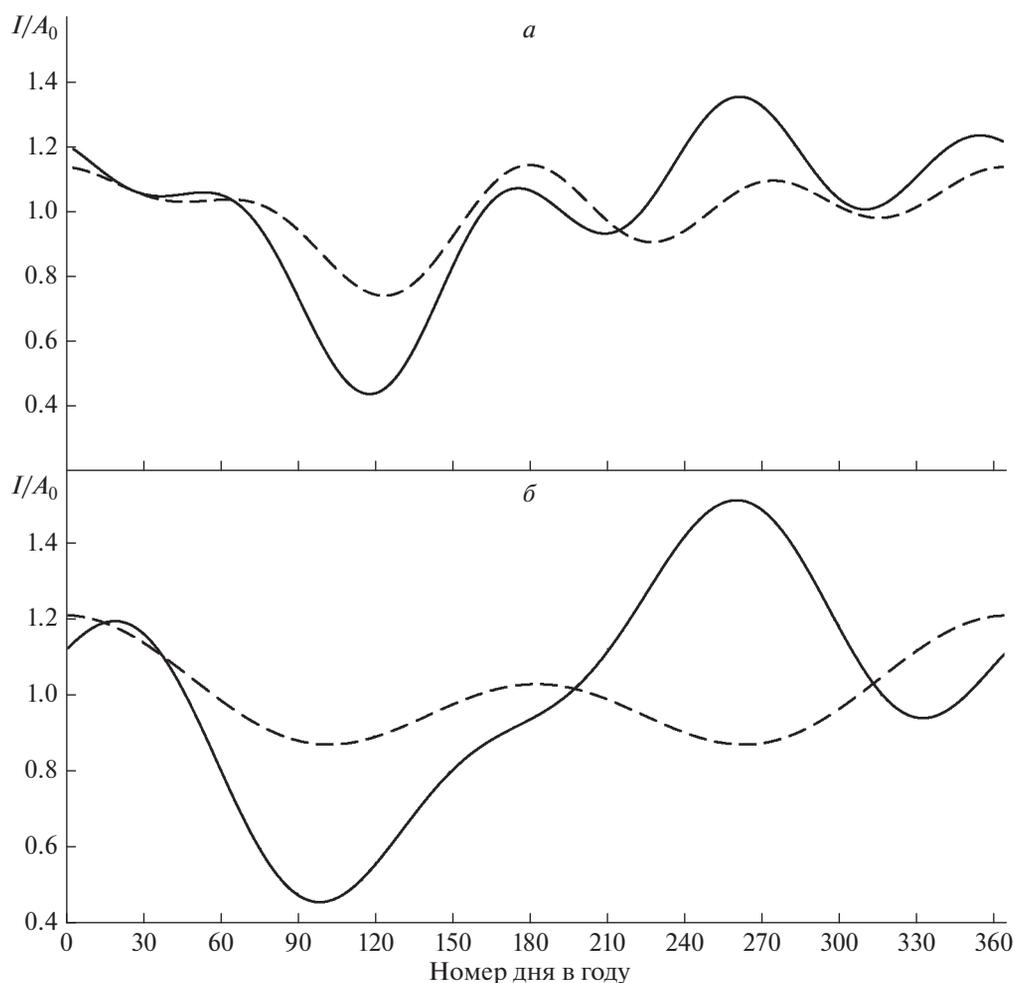


Рис. 6. Сезонный ход интенсивности эмиссий $O_2A(0-1)$ (сплошная кривая) и $OH(6-2)$ (штриховая кривая): (а) – по данным табл. 1 и (б) – согласно работе [Шефов и др., 2006] для широты 56°N . Значения интенсивностей взяты как их отношения к нулевой гармонике A_0 .

ла [см., например, Шефов и др., 2006; Фишкова, 1983; Перминов и др., 2007; Перминов и Перцев, 2010; Wiens and Weill, 1973; Lopez-Gonzalez et al., 2004; Scheer et al., 2005; Liu et al., 2008; Pertsev and Perminov, 2008; Gao et al., 2010; Reid et al., 2014; Teiser and von Savigny, 2017]. Наблюдения до середины 2000-х годов были проанализированы в работе [Шефов и др., 2006]. На их основе получены параметры первых трех сезонных гармоник излучения O_2 и двух гармоник излучения ОН. Для гармоник первого излучения также установлены широтные зависимости. На рисунке 6б показан сезонный ход эмиссионных интенсивностей для широты $56^\circ N$ согласно [Шефов и др., 2006]. Как видно, в данном случае вариации двух эмиссий не имеют такого сходства между собой, как в нашем исследовании, и, следовательно, нельзя судить о каком-либо запаздывании между ними.

Внимание обращают результаты работ [Lopez-Gonzalez et al., 2004; Scheer et al., 2005]. В них представлены сезонные изменения настоящих эмиссий для широт $37^\circ N$ и $32^\circ S$, полученных усреднением данных с окном 1 мес. На каждой широте интенсивности эмиссий имеют сходный годовой ход с запаздыванием вариаций гидроксильной эмиссии на 1–1.5 мес. Очевидно, что сильное сглаживание измерений не позволяет дать более точную оценку запаздывания в данном случае.

Особенности годового хода гидроксильного излучения с изменением широты (от $50^\circ S$ до $50^\circ N$) показаны на основе глобальных измерений радиометром TIMED со спутника SABER в [Gao et al., 2010]. Это исследование свидетельствует о доминировании полугодовой гармоники на экваторе и постепенном усилении годовой гармоники с ростом широты. Хотя в исследованиях [Gao et al., 2010] не было обнаружено четвертой гармоники годового хода (только первые три гармоники), в [Teiser and von Savigny, 2017] по данным других спутниковых наблюдений гидроксильного излучения (SCIAMACHY/Envisat) отмечается присутствие четвертой и пятой гармоник в спектре сезонных вариаций в низких широтах. Однако Teiser and von Savigny [2017] не анализируют данные гармоники и применяют их только для улучшения оценки годовой и полугодовой осцилляций. В настоящей работе годовой ход интенсивности излучения гидроксила выглядит более сложным: описывается четырьмя равнозначными гармониками (без доминирования первой гармоники).

В работе [Перминов и Перцев, 2010] было показано, что сезонные вариации интенсивности настоящих эмиссий являются отражением комбинации сезонных вариаций температуры, концентраций основных газовых компонентов атмосферы (O_2 и N_2) и атомарного кислорода, причем положительные изменения концентраций газо-

вых компонентов вызывают рост интенсивности эмиссий, а соответствующие изменения температуры – их уменьшение (вследствие замедления химических реакций, ведущих к возбуждению молекул кислорода и гидроксила). В ряде работ определяющая роль в сезонном поведении эмиссий мезопаузы отводится температурным изменениям и динамике атомарного кислорода, либо подчеркивается роль только последнего процесса [Liu et al., 2008; Grygalashvyly et al., 2014; Grygalashvyly, 2015; Sonnemann et al., 2015].

4.2. Многолетние изменения

4.2.1. Тренд

Анализ позволил выявить отрицательный линейный тренд интенсивности эмиссий в период 2000–2019 гг. Его значения, обусловленные всеми долговременными процессами в области мезопаузы, составляют -10.7 ± 1.5 Рл/год ($-4.0 \pm 0.6\%$ в год) для $O_2A(0-1)$ и -21.4 ± 2.5 Рл/год ($-3.0 \pm 0.4\%$ в год) для ОН(6-2). При учете влияния многолетних циклов солнечной активности и квазивосьмилетней осцилляции значения тренда понижаются до -8.7 ± 0.9 Рл/год ($-3.3 \pm 0.3\%$ в год) для $O_2A(0-1)$ и -18.2 ± 1.7 Рл/год ($-2.6 \pm 0.2\%$ в год) для ОН(6-2). Значения в процентах взяты относительно средних интенсивностей за весь период наблюдений (соответствуют величинам A_0 в табл. 1). Настоящий результат хорошо согласуется с предыдущим недавним исследованием многолетних наблюдений на Звенигородской станции, в которых анализировались тренды интенсивности эмиссий с учетом сезонов года для 2000–2018 гг. [Dalin et al., 2020].

В литературе исследования многолетнего тренда ограничены крайне малым числом работ, и большинство из них относятся к анализу интенсивности эмиссий гидроксильного излучения [Фишкова, 1983; Шефов и др., 2006; Sonnemann et al., 2015; Teiser and von Savigny, 2017; Dalin et al., 2020]. Наиболее ранние и продолжительные наблюдения (1948–1980 гг.) гидроксильного излучения выполнены Фишковой [1983]. Анализ этих данных, а также измерений на Звенигородской станции и в Верхнем Провансе в 50–60-х годах [Shefov, 1969; Wiens and Weill, 1973], позволил Шефову и др. [2006] сделать вывод о нелинейном росте интенсивности эмиссий гидроксила на средних широтах вплоть до 1980-х годов. В результате суммарная интенсивность всех полос излучения гидроксила увеличилась на $\sim 80\%$ (с ~ 550 кРл (1948 г.) до ~ 1 МРл (1980 г.)). Современные данные 2000–2019 гг. свидетельствуют, что сейчас в многолетнем ходе излучения гидроксила наблюдается фаза падения интенсивности. При этом можно отметить, что падение по величине идет с

той же скоростью, какая наблюдалась при росте в 1950-х годах.

В работе [Sonnemann et al., 2015] на основе многолетнего мониторинга антропогенных парниковых газов (1961–2009 гг.) и их применения в модели LIMA были вычислены межгодовые изменения и определен тренд концентрации колебательно-возбужденного гидроксидла (OH^*) в области максимума его излучения. Как оказалось, на средних широтах модель показывает небольшой положительный линейный тренд на протяжении всего анализируемого временного интервала (1961–2009 гг.). Однако на десятилетнем интервале 2000–2009 гг. межгодовые изменения имеют тенденцию к понижению концентрации OH^* , что согласуется с результатами настоящей работы. Также отрицательный тренд в изменениях интенсивности эмиссий гидроксидла для средних широт получен в [Teiser and von Savigny, 2017] на основе спутниковых наблюдений SCIAMACHY/Envisat в 2002–2012 гг.

Результаты работы Sonnemann et al. [2015] показывают, что основная причина возникновения тренда не в многолетних изменениях содержания парниковых газов в атмосфере, а в соответствующих изменениях активности планетарных волн, приливов и внутренних гравитационных волн. По-видимому, за счет изменений в динамике в области мезосферы и нижней термосферы происходят существенные изменения в содержании атомарного кислорода в излучающих слоях гидроксидла и молекулярного кислорода.

4.2.2. Связь с 11-летним циклом солнечной активности

Отклик эмиссий на изменения потока солнечного излучения в линии Лайман-альфа, взятого как индикатор солнечной активности, в период 11-летнего цикла является положительным и по величине одним из наиболее существенных среди межгодовых вариаций. Его значения составляют 49.1 ± 8.8 Рл/ 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ($18.5 \pm 3.3\%$ на 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) для $\text{O}_2\text{A}(0-1)$ и 75.0 ± 18.0 Рл/ 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ($10.5 \pm 2.5\%$ на 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) для $\text{OH}(6-2)$.

Ранее данные эмиссионных наблюдений на Звенигородской научной станции анализировались в работах [Pertsev and Perminov, 2008; Dalin et al., 2020]. Пересчет отклика эмиссий на изменения потока солнечного радиоизлучения (10.7 см), определенный в [Pertsev and Perminov, 2008], в единицы отклика на излучение Лайман-альфа дает их завышенные значения по сравнению с настоящими в 1.4–1.7 раза (68.1 ± 12.4 Рл/ 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для $\text{O}_2\text{A}(0-1)$ и 130.0 ± 19.6 Рл/ 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для $\text{OH}(6-2)$), но они находятся в хорошем согласии со значениями отклика при рас-

смотрении регрессий (4) и (5). Отклик, показанный в [Dalin et al., 2020], был установлен отдельно для зимнего и летнего периода. Их средние значения (67.5 Рл/ 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для $\text{O}_2\text{A}(0-1)$ и 103.5 Рл/ 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для $\text{OH}(6-2)$) также хорошо согласуются с полученными значениями отклика в выражениях (4) и (5).

Одно из наиболее детальных исследований отклика эмиссий области мезопаузы на изменения солнечной активности выполнено Gao et al. [2016]. На основе спутниковых данных TIMED/SABER для излучения гидроксидла они показали зависимость солнечного отклика от широты с сильной полушарной асимметрией: наибольшие значения отклика – в южном полушарии. Характерным для обоих полушарий является то, что наибольшие значения отклика наблюдаются на границах исследованной широтной зоны: 50°S ($10\text{--}11\%$ на 10^{11} Л α -фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) и 50°N ($8\text{--}9\%$ на 10^{11} Л α -фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$). Указанные значения отклика являются результатом пересчета коэффициентов линейной регрессии зависимости от солнечного радиоизлучения (10.7 см). Полученный в нашей работе отклик гидроксидного излучения на солнечную активность (10.5% на 10^{11} фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) свидетельствует о его некотором дальнейшем увеличении с ростом широты. Однако этот рост, по-видимому, неодинаков по сезонам и может иметь обратный знак. Так, исследования с помощью модели LIMA, выполненные для низких, средних и высоких широт, показывают уменьшение солнечного отклика излучения гидроксидла с ростом широты для зимних условий и увеличение для весенних и летних условий [Sonnemann et al., 2015]. Причем на широте $\sim 51^\circ \text{N}$ наибольший отклик прогнозируется для лета и наименьший – для зимы. Объяснить это можно было бы тем, что одной из основных причин изменения интенсивности эмиссий являются изменения содержания атомарного кислорода в области мезопаузы. Летние условия способствуют образованию атомов кислорода за счет более длительного процесса фотолиза молекулярного кислорода под воздействием солнечного УФ-излучения. Однако результатам работы [Sonnemann et al., 2015] противоречат наблюдения на Звенигородской станции, из которых следует, что зимний отклик больше летнего на 40% [Dalin et al., 2020]. По-видимому, первичным среди причин сезонности солнечного отклика эмиссий мезопаузы является не прямое воздействие УФ-излучения Солнца, а возможные изменения в процессах, обуславливающих динамику атмосферы, которые в свою очередь связаны с уровнем солнечной активности. В этой связи становятся актуальными исследования многолетнего хода активности волн различных временных и пространственных масштабов (см., например,

[Перминов и др., 2014; Perminov et al., 2014; Reisin et al., 2014; Popov et al., 2020]).

4.2.3. Зависимость от магнитного поля Солнца

В настоящей работе помимо отклика излучения области мезопаузы на 11-летний цикл солнечной активности получена его зависимость от магнитного поля Солнца, имеющего 22-летнюю периодичность (цикл Хейла). В качестве параметра магнитного поля Солнца взята его силовая характеристика – индукция полярного магнитного поля. Коэффициенты такой линейной зависимости составляют 61.5 ± 11.8 Рл/100 μ Т ($23.2 \pm 4.5\%$ на 100 μ Т) для $O_2A(0-1)$ и 85.7 ± 25.1 Рл/100 μ Т ($12.1 \pm 3.5\%$ на 100 μ Т) для $OH(6-2)$. Причем данные коэффициенты становятся статистически значимыми только при запаздывании изменений интенсивности эмиссий мезопаузы от изменений магнитного поля Солнца на 2.5 г. Следует отметить, что введение в регрессионную модель (6) зависимости от магнитного поля Солнца оказывает значительную коррекцию отклика эмиссий на изменения солнечного Лайман-альфа излучения. Вследствие этого становится затруднительно сравнивать результаты, полученные здесь и ранее в других исследованиях, в которых, как правило, рассматривалась только зависимость от 11-летнего цикла солнечной активности.

Ранее зависимость характеристик области мезопаузы от уровня магнитного поля Солнца рассматривалась в работах [Höppner and Bittner, 2007; Kalicinsky et al., 2016]. В [Höppner and Bittner, 2007] была проанализирована активность планетарных с 1981 по 2005 год по спектральным наблюдениям температуры гидроксильного излучения в Вуппертале (Германия). В результате было показано ее хорошее согласие с многолетними изменениями солнечного магнитного поля. Позднее Kalicinsky et al. [2016], анализируя более длинный ряд этих же измерений температуры в Вуппертале, показали, что многолетний температурный тренд в области мезопаузы испытывает эволюцию, которая возможно вызвана 22-летней цикличностью солнечного магнитного поля. Возможный механизм воздействия магнитного поля Солнца на область мезопаузы через его влияние на вращение Земли был предложен в [Höppner and Bittner, 2007], однако он нуждается в экспериментальной проверке и модельном обосновании.

4.2.4. Квазивосьмилетняя осцилляция

Амплитуда обнаруженной квазивосьмилетней осцилляции составляет 17.7 ± 5.9 Рл ($6.7 \pm 2.2\%$) для $O_2A(0-1)$ и 33.3 ± 12.9 Рл ($4.7 \pm 1.8\%$) для $OH(6-2)$. Подобная вариация была отмечена в работе [Reid et al., 2014]. Авторы данной работы провели анализ 15-летних наблюдений интенсивности эмиссий атомарного кислорода (линия 557.7 нм) и гидроксила (полоса $OH(8-3)$, 730 нм) вблизи Аделаиды (Австралия). На спектрах вариаций эмиссии гидроксила они обнаружили статистически значимой осцилляцию с периодом ~ 3000 сут (~ 8.2 г.). На подобных спектрах для эмиссии атомарного кислорода данная осцилляция не была выделена, по-видимому, из-за мощного сигнала, вызванного откликом эмиссии на 11-летнее колебание солнечной активности. Reid et al. [2014] не найдя физической основы для возникновения осцилляции с таким периодом в области мезопаузы, не стали уделять внимание ее анализу. Однако вариации с периодами, близкими к 8 годам, были выделены в различных климатических данных, связанных с наблюдениями температуры и давления вблизи земной поверхности. Так, Plaut et al. [1995], проанализировав 335-летний температурный ряд для центральной части Англии, идентифицировали колебания с периодом 7–8 лет. В дальнейшем вариации с подобным периодом были выделены в различных климатических данных для регионов Европы, Северной Атлантики и Средиземноморья [Paluš and Novotna, 1998, 2004; Gamiz-Fortis et al., 2002; Kondrashov et al., 2005; Feliks et al., 2010]. Недавно Jajcaj et al. [2016] показали, что колебания с периодом 7–8 лет могут оказывать модулирующий эффект на амплитуды более высокочастотных вариаций. Возможно данный эффект на приливы стал причиной наблюдаемых в настоящей работе 8-летних осцилляций интенсивности эмиссий верхней атмосферы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По спектральным наблюдениям собственного излучения области мезопаузы на Звенигородской научной станции получены интенсивности полос $O_2A(0-1)$ и $OH(6-2)$ для полуночных условий в период 2000–2019 гг. На их основе установлено следующее.

1. Сезонный ход эмиссий характеризуется четырьмя гармониками, амплитуды которых наибольшие для эмиссии молекулярного кислорода. Вариации интенсивности полосы излучения молекулярного кислорода опережают соответствующие вариации интенсивности полосы гидроксила на 5–18 сут. Амплитуды гармоник составляют 8–25% для $O_2A(0-1)$ и 6–8% для $OH(6-2)$ от средних значений интенсивности эмиссий за наблюдаемый период.

2. Линейный тренд интенсивности эмиссий в течение 2000–2019 гг. имеет отрицательные значения и составляет $-3.3 \pm 0.3\%$ в год для молекулярного кислорода и $-2.6 \pm 0.2\%$ в год для гидроксила, что свидетельствует о противоположных процессах в динамике и энергетике в области мезопаузы.

зопазузы по сравнению с 1948–1980 гг., когда наблюдался положительный тренд в излучении гидроксидов.

3. Наряду со связью с 11-летним циклом солнечной активности (индикатор – поток солнечного излучения в линии Лайман-альфа) эмиссии излучения мезопазузы имеют зависимость от солнечной полярной магнитной индукции (22-летний цикл изменения магнитного поля Солнца). В первом случае отклик составляет $18.5 \pm 3.3\%$ на 10^{11} $L\alpha$ -фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для $O_2A(0-1)$ и $10.5 \pm 2.5\%$ на 10^{11} $L\alpha$ -фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для $OH(6-2)$. Во втором случае – соответственно $23.2 \pm 4.5\%$ на $100 \mu\text{T}$ и $12.1 \pm 3.5\%$ на $100 \mu\text{T}$.

4. Интенсивность излучения мезопазузы испытывает статистически значимые колебания с периодами ~ 8 лет. Их амплитуда составляет $6.7 \pm 2.2\%$ для $O_2A(0-1)$ и $4.7 \pm 1.8\%$ для $OH(6-2)$. Возможной причиной данных колебаний в области мезопазузы являются соответствующие климатические осцилляции в состоянии приземного слоя атмосферы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 19-05-00358а.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

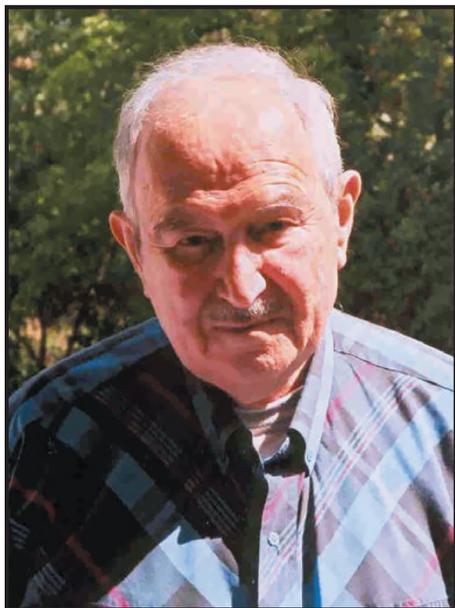
- Герасимова Н.Г., Яковлева А.В. Комплекс светосильных спектрографов с дифракционными решетками // Приборы и техника эксперимента. № 1. С. 86–95. 1956.
- Перминов В.И., Шефов Н.Н., Семенов А.И. Эмпирическая модель вариаций эмиссии Атмосферной системы молекулярного кислорода. 1. Интенсивность // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 47. № 1. С. 111–115. 2007.
- Перминов В.И., Перцев Н.Н. Сезонный и ночной ход эмиссий гидроксидов и Атмосферной системы молекулярного кислорода среднеширотной мезопазузы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 50. № 4. С. 544–550. 2010.
- Перминов В.И., Семенов А.И., Медведева И.В., Перцев Н.Н. Изменчивость температуры в области мезопазузы по наблюдениям гидроксильного излучения на средних широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 2. С. 246–256. 2014.
- Семенов А.И., Баканас В.В., Перминов В.И., Железнов Ю.А., Хомич В.Ю. Спектр излучения ночной верхней атмосферы Земли и ближней инфракрасной области // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 3. С. 407–414. 2002.
- Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 740 с. 2006.
- Фишкова Л.М. Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли. Тбилиси: Мецниереба, 272 с. 1983.
- Dalin P., Perminov V., Pertsev N., Romejko V. Updated long-term trends in mesopause temperature, airglow emissions, and noctilucent clouds // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 125. e2019JD030814. 2020. <https://doi.org/10.1029/2019JD030814>
- Feliks Y., Ghil M., Robertson A.W. Oscillatory climate modes in the Eastern Mediterranean and their synchronization with the North Atlantic Oscillation // J. Climate. V. 23. № 15. P. 4060–4079. 2010.
- Gao H., Xu J., Wu Q. Seasonal and QBO variations in the OH nightglow emission observed by TIMED/SABER // J. Geophys. Res. V. 115. A06313. 2010. <https://doi.org/10.1029/2009JA014641>
- Gao H., Xu J., Chen G.-M. The responses of the nightglow emissions observed by the TIMED/SABER satellite to solar radiation // J. Geophys. Res. – Space. V. 121. P. 1627–1642. 2016.
- Gamiz-Fortis S., Pozo-Vazquez D., Esteban-Parra M., Castro-Diez Y. Spectral characteristics and predictability of the NAO assessed through Singular Spectral Analysis // J. Geophys. Res. V. 107. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JD001436>
- Grygalashvyly M., Sonnemann G.R., Lübken F.-J., Hartogh P., Berger U. Hydroxyl layer: Mean state and trends at midlatitudes // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 119. P. 12391–12419. 2014.
- Grygalashvyly M. Several notes on the OH* layer // Ann. Geophysicae. V. 33. № 7. P. 923–930. 2015. <https://doi.org/10.5194/angeo-33-923-2015>
- Höppner K., Bittner M. Evidence for solar signals in the mesopause temperature variability? // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 69. P. 431–448. 2007.
- Jajcay N., Hlinka J., Kravtsov S., Tsonus A.A., Paluš M. Time scales of the European surface air temperature variability: The role of the 7–8 year cycle // Geophys. Res. Lett. V. 43. P. 902–909. 2016.
- Kalicinsky C., Knieling P., Koppmann R., Offermann D., Steinbrecht W., Wintel J. Long-term dynamics of OH* temperatures over central Europe: trends and solar correlations // Atmos. Chem. Phys. V. 16. P. 15033–15047. 2016.
- Kondrashov D., Feliks Y., Ghil M. Oscillatory modes of extended Nile River records (A.D. 622–1922) // Geophys. Res. Lett. V. 32. L10702. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004GL022156>
- Liu G., Shepherd G.G., Roble R.G. Seasonal variations of the nighttime O(1S) and OH airglow emission rates at mid-to-high latitudes in the context of the large-scale circulation // J. Geophys. Res. V. 113. A06302. 2008. <https://doi.org/10.1029/2007JA012854>
- Lomb N.R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data // Astrophys. Space Sci. V. 39. № 2. P. 447–462. 1976.
- Lopez-Gonzalez M.J., Rodriguez E., Wiens R.H. et al. Seasonal variations of O_2 atmospheric and OH(6-2) airglow and temperature at mid-latitudes from SATI observations // Ann. Geophysicae. V. 22. № 3. P. 819–828. 2004.
- Paluš M., Novotna D. Detecting modes with nontrivial dynamics embedded in colored noise: Enhanced Monte Carlo

- SSA and the case of climate oscillations // *Phys. Lett. A*. V. 248. № 2. P. 191–202. 1998.
- *Paluš M., Novotná D.* Enhanced Monte Carlo singular system analysis and detection of period 7.8 years oscillatory modes in the monthly NAO index and temperature records // *Nonlinear Processes Geophys.* V. 11. № 5–6. P. 721–729. 2004.
- *Plaut G., Ghil M., Vautard R.* Interannual and interdecadal variability in 335 years of central England temperature // *Science*. V. 268. P. 710–713. 1995.
- *Perminov V.I., Semenov A.I., Medvedeva I.V., Zheleznyu.A.* Variability of mesopause temperature from the hydroxyl airglow observations over mid-latitude sites, Zvenigorod and Tory, Russia // *Adv. Space Res.* V. 54. № 12. P. 2511–2517. 2014.
- *Popov A.A., Gavrilov N.M., Perminov V.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V.* Long-term changes in the mesoscale variations of hydroxyl rotational temperature near the mesopause at Tory and Zvenigorod // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 205. 105311. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105311>
- *Pertsev N., Perminov V.* Response of the mesopause airglow to solar activity inferred from measurements at Zvenigorod, Russia // *Ann. Geophysicae.* V. 26. № 5. P. 1049–1056. 2008.
- *Reid I.M., Spargo A.J., Woithe J.M.* Seasonal variations of the nighttime O(1S) and OH(8-3) airglow intensity at Adelaide, Australia // *J. Geophys. Res. – Atmos.* V. 119. P. 6991–7013. 2014.
- *Reisin E.R., Scheer J., Dyrland M.E. et al.* Traveling planetary wave activity from mesopause region airglow temperatures determined by the Network for the Detection of Mesospheric Change (NDMC) // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 119. P. 71–82. 2014.
- *Scargle J. D.* Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data // *Astrophys. J.* V. 263. P. 835–853. 1982.
- *Scheer J., Reisin E.R., Mandrini C.H.* Solar activity signatures in mesopause region temperatures and atomic oxygen related airglow brightness at El Leoncito, Argentina // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 67. P. 145–154. 2005.
- *Shefov N.N.* Hydroxyl emission of the upper atmosphere – I. The behavior during a solar cycle, seasons and geomagnetic disturbances // *Planet. Space Sci.* V. 17. P. 797–813. 1969.
- *Sonnemann G.R., Hartogh P., Berger U., Grygalashvily M.* Hydroxyl layer: trend of number density and intra-annual variability // *Ann. Geophysicae.* V. 33. № 6. P. 749–767. 2015.
- *Teiser G., von Savigny C.* Variability of OH(3-1) and OH(6-2) emission altitude and volume emission rate from 2003 to 2011 // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 161. P. 28–42. 2017.
- *Wiens R.H., Weill G.* Diurnal, annual and solar cycle variations of hydroxyl and sodium nightglow intensities in the Europe-Africa sector // *Planet. Space Sci.* V. 21. P. 1011–1027. 1973.

НЕКРОЛОГ

17.09.1927–14.04.2021
ЯКОВ ИСААКОВИЧ ФЕЛЬДШТЕЙН

DOI: 10.31857/S0016794021040180



14 апреля 2021 года ушел из жизни выдающийся советский и российский ученый Яков Исаакович Фельдштейн. Окончив физфак МГУ, он начал свою научную деятельность на полярной станции о-в. Диксон, а после возвращения из Арктики в 1959 г. продолжил работу в Институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (ИЗМИРАН). Даже после ухода на заслуженный отдых Яков Исаакович продолжал заниматься исследованиями магнитного поля Земли и магнитосферных процессов и поддерживать тесные связи с ИЗМИРАН и Полярным геофизическим институтом, с которым он плодотворно сотрудничал со времени его основания. Последняя работа с непосредственным активным участием Я.И. Фельдштейна вышла в 2018 г.

Доктор физико-математических наук, профессор, Я.И. Фельдштейн – ученый с мировым именем. Результаты его научных исследований отражены в 430 публикациях, включая 10 моногра-

фий. В истории науки навсегда останутся многие понятия, введенные и обоснованные Я.И. Фельдштейном, в том числе:

впервые по планетарным данным было получено пространственно-временное распределение полярных сияний в зените и сформулирована концепция овала полярных сияний. Введен в геофизику термин “авроральный овал” как место наиболее частого, практически постоянного, существования зенитных форм полярных сияний;

разработана крупномасштабная модель электромагнитного состояния ионосферы – модель IZMEM, в которой определены трехмерные системы электрических токов, контролируемых различными параметрами солнечного ветра, проведены расчеты электрического поля, потенциала и других электромагнитных параметров высокоширотной ионосферы с учетом ее неоднородной проводимости.

Результаты Я.И. Фельдштейна высоко оценены мировым научным сообществом, он является один из первопроходцев и признанных международных авторитетов в исследовании авроральных явлений, связи их с процессами в околоземном пространстве. Он помог сформироваться плеяде научных работников – геофизиков, докторов и кандидатов наук, являясь не только генератором новых идей и примером творческого подхода к решению научных проблем, но и образцом настоящего ученого и Человека. Знающие его, высоко ценят его преданность науке и оригинальность мышления.

Имя Якова Исааковича Фельдштейна навсегда останется в науке и в сердцах тех, кто работал с ним на протяжении всей его долгой и плодотворной жизни.

Выражаем глубокие соболезнования родным и близким.

Сотрудники ИЗМИРАН и Редколлегия журнала “Геомагнетизм и аэрономия”