# СОДЕРЖАНИЕ

\_

\_

### Том 61, номер 2, 2021

\_

Динамика солитонов обобщенного уравнения NLS в неоднородной и нестационарной среде: эволюция и взаимодействие	
В. Ю. Белашов, О. А. Харшиладзе, Е. С. Белашова	139
Прогноз квазистационарных и транзиентных потоков солнечного ветра по данным наблюдений солнца в 2010 г.	
Ю. С. Шугай, К. Б. Капорцева	148
Динамика жесткости обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время разных фаз бури 20 ноября 2003 г.	
Н. Г. Птицына, О. А. Данилова, М. И. Тясто, В. Е. Сдобнов	160
Отклик магнитосферной бури в атмосферном электрическом поле средних широт	
С. В. Анисимов, Н. М. Шихова, Н. Г. Клейменова	172
Анализ поляризации электрической компоненты поля высокоширотных пульсаций диапазона <i>Pc</i> 1 в прибрежной зоне	
А. В. Петленко	184
Поляризационные характеристики высокоширотных геомагнитных пульсаций <i>Pi3</i>	
Н. А. Куражковская, Б. И. Клайн	195
Проявление вариаций солнечного рентгеновского излучения в вертикальной компоненте электрического поля в озере Байкал	
С. М. Коротаев, Н. М. Буднев, В. О. Сердюк, Д. А. Орехова, Р. Р. Миргазов, Е. О. Киктенко	211
Индексы солнечной активности в 24-м цикле и поведение слоя F2 ионосферы	
А. Д. Данилов	218
Зависимость локального индекса годовой асимметрии для <i>NmF</i> 2 от солнечной активности	
М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова	224
Многолетняя динамика свойств ионосферных возмущений слоя F2 в разных регионах	
Н. П. Сергеенко	232
Восстановление высотных профилей электронной концентрации по данным внешнего спутникового зондирования с использованием модели IRI во внутренней ионосфере	
П. Ф. Денисенко, В. В. Соцкий	240
Лунные приливы в области мезопаузы по данным о летней температуре излучающего гидроксила	
Н. Н. Перцев, П. А. Далин, В. И. Перминов	259
Инверсии геомагнитного поля: ограничение на интенсивность конвекции в ядре Земли?	
М. Ю. Решетняк	267

УДК 530.1

### ДИНАМИКА СОЛИТОНОВ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ NLS В НЕОДНОРОДНОЙ И НЕСТАЦИОНАРНОЙ СРЕДЕ: ЭВОЛЮЦИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

© 2021 г. В. Ю. Белашов<sup>1, \*</sup>, О. А. Харшиладзе<sup>2</sup>, Е. С. Белашова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия
<sup>2</sup>Тбилисский государственный университет им. И. Джавахишвили, г. Тбилиси, Грузия
<sup>3</sup>Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия
\*e-mail: vybelashov@yahoo.com
Поступила в редакцию 22.06.2020 г.
После доработки 27.07.2020 г.
Принята к публикации 24.09.2020 г.

Изучена устойчивость и динамика взаимодействия солитоноподобных решений обобщенного нелинейного уравнения Шредингера, описывающего динамику огибающей модулированных нелинейных волн и импульсов (в том числе явления волнового коллапса и самофокусировки волновых пучков) в плазме (включая космическую), а также в нелинейных оптических системах с учетом неоднородности и нестационарности среды распространения. Уравнение используется и в других областях физики – таких, например, как теория сверхпроводимости и физика низких температур, гравитационные волны малой амплитуды на поверхности глубокой невязкой жидкости и др. Следует отметить, что исследуемое уравнение не является полностью интегрируемым, и его аналитические решения в общем случае не известны (за исключением, пожалуй, гладких решений типа уединенных волн). Однако, используя ранее развитые нами подходы для других уравнений (обобшенное уравнение Кадомцева-Петвиашвили и 3-мерное нелинейное уравнение Шредингера с производной нелинейного члена) системы Белашова-Карпмана, можно аналитически исследовать устойчивость возможных решений данного уравнения, а динамику взаимодействия солитонов изучить численно. Именно такой подход реализован в работе. Аналитически получены достаточные условия устойчивости 2- и 3-мерных солитоноподобных решений и численно изучены случаи устойчивой и неустойчивой (с образованием бризеров) эволюции импульсов различной формы, а также взаимодействие 2- и 3-импульсных структур, приводящее к формированию устойчивых и неустойчивых решений. Полученные результаты могут быть полезны в многочисленных приложениях в физике ионосферной и магнитосферной плазмы и многих других областях физики.

DOI: 10.31857/S0016794021020036

### 1. ВВЕДЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Если в системе BK (Belashov-Karpman system) [Belashov and Vladimirov, 2005; Belashov et al., 2018a]

$$\partial_t u + \hat{A}(t, u)u = f, \quad f = \sigma \int_{-\infty}^x \Delta_\perp u dx + f', \qquad (1)$$
$$\Delta_\perp = \partial_y^2 + \partial_z^2$$

оператор имеет вид  $\hat{A}(t,u) = i[\gamma|u|^2 - \beta \partial_x^2] + \alpha/2$ , она представляет собой 3-мерное (3D) обобщенное нелинейное уравнение Шредингера (3-GNLS) [Belashov et al., 2018b]:

$$\partial_t u + i\gamma |u|^2 u - i\beta \partial_x^2 u + (\alpha/2) u = \sigma \int_{-\infty}^x \Delta_\perp u dx + f', \quad (2)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma = \varphi(t, x, y, z), f' = f'(t, x, y, z)$  и  $(\alpha/2)u$ описывает диссипативные эффекты, а и есть огибающая волнового пакета (импульса). Уравнение 3-GNLS (2) описывает динамику огибающей модулированных нелинейных волн и импульсов (волновых пакетов) в средах с дисперсией и имеет многочисленные важные приложения в физике плазмы (например, описывает распространение ленгмюровских волн в горячей плазме), нелинейной оптике (распространение световых импульсов в кристаллах, оптоволокне и плоских оптических волноводах), оно описывает, в частности, такие явления, как турбулентность, волновой коллапс и оптическая самофокусировка. Уравнение (2) используется и в других областях физики таких, например, как теория сверхпроводимости и физика низких температур (в частности, обычное уравнение NLS есть упрощенная 1D форма уравнения Гинзбурга–Ландау ГГинзбург и Ландау, 1950], впервые введенного ими в 1950 г. при описании сверхпроводимости), гравитационные волны малой амплитуды на поверхности глубокой невязкой жидкости и др. Отметим, что 3D-уравнение (2) не является полностью интегрируемым, и его аналитические решения в общем случае не известны (за исключением, пожалуй, гладких решений типа уединенных волн). Однако, с использованием подходов, развитых в работах [Белашов, 1991, 1999] для других уравнений системы ВК (обобщенное уравнение Кадомцева-Петвиашвили – уравнение GKP, когда в системе (1)  $\hat{A}(t,u) = \alpha u \partial_x - \partial_x^2 (v - \beta \partial_x - \gamma \partial_x^3)$ , и 3-мерное нелинейное уравнение Шредингера с производной нелинейного члена – 3-DNLS, если оператор в (1)  $\hat{A}(t,u) = 3s|p|^2 u^2 \partial_x - \partial_x^2 (i\lambda + v))$ , мы можем исследовать устойчивость возможных решений уравнения 3-GNLS. При этом динамику взаимодействия солитоноподобных структур уравнения GNLS можно изучить численно с использованием методов, развитых Belashov and Vladimirov [2005]. Решение такой задачи является целью настоящей работы.

### 1. ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ РЕШЕНИЙ

Запишем уравнение (2) с  $\alpha = 0$  (уравнение 3-NLS) в гамильтоновой форме:

$$\partial_t u = \partial_x (\delta H / \delta u), \tag{3}$$

где гамильтониан, имеющий смысл энергии системы,  $\mathbf{H} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\gamma}{2} |u|^4 + \beta u u^* \partial_x \varphi + \frac{1}{2} \sigma (\nabla_\perp \partial_x w)^2 \right] d\mathbf{r},$  $\partial_x^2 w = u, \ \varphi = \arg(u).$ 

Используя метод анализа трансформационных свойств гамильтониана, подробно изложенный для уравнений системы ВК в работах [Белашов, 1991, 1999; Belashov and Vladimirov, 2005] и впервые примененный для существенно более простых случаев "классического" уравнения Кадомцева-Петвиашвили в работе [Кузнецов и Мушер, 1986] и уравнения NLS в работе [Захаров и Кузнецов, 2012], исследуем устойчивость 2D- и 3D-решений уравнения (2). При этом задача для уравнения (3) формулируется в виде вариационного уравнения  $\delta(\mathbf{H} + \upsilon P_x) = 0$ ,  $P_x = \frac{1}{2} \int u^2 d\mathbf{r}$ , смысл которого состоит в том, что все финитные решения уравнения (3) есть стационарные точки гамильтониана Н при фиксированном значении проекции импульса Р<sub>x</sub>. В соответствии с теоремой Ляпунова об устойчивости, в динамической системе точки, которые соответствуют минимуму или максимуму гамильтониана Н, являются абсолютно устойчивыми. Если же экстремум локальный, ему будут соответствовать локально устойчивые решения.

Рассмотрим деформации H, сохраняющие проекцию импульса  $P_x$ :

$$u(x, \mathbf{r}_{\perp}) \rightarrow \zeta^{-1/2} \eta^{-1} u(x/\zeta, \mathbf{r}_{\perp}/\eta), \ \zeta, \eta \in \mathbb{C}.$$

Гамильтониан примет вид  $H(\zeta, \eta) = a\zeta^{-1}\eta^{-2} + b\zeta^{-1} - c\zeta^2\eta^{-2}$  с коэффициентами

$$a = (\gamma/2) \int |u|^4 \, \mathrm{d}\mathbf{r}, \quad b = \beta \int u u^* \partial_x \varphi \mathrm{d}\mathbf{r},$$
  
$$c = (\sigma/2) \int (\nabla_\perp \partial_x w)^2 \mathrm{d}\mathbf{r}.$$
 (4)

Из необходимых условий экстремума  $\partial_{\zeta} H = 0$ ,  $\partial_n H = 0$  сразу же найдем его координаты:

$$\zeta_0 = -ac^{-1}, \quad \eta_0 = [-ab^{-1}(1+a^2c^{-2})]^{1/2},$$

где b < 0, если  $\eta \in \mathbb{R} \subset \mathbb{C}$ , поскольку a > 0, c > 0 по определению, и b > 0, если  $\eta \in \mathbb{C}$ . Достаточные условия минимума в точке ( $\zeta_i$ ,  $\eta_i$ ):

$$\begin{vmatrix} \partial_{\zeta}^{2} \mathbf{H}(\zeta_{i},\eta_{j}) & \partial_{\zeta\eta}^{2} \mathbf{H}(\zeta_{i},\eta_{j}) \\ \partial_{\eta\zeta}^{2} \mathbf{H}(\zeta_{i},\eta_{j}) & \partial_{\eta}^{2} \mathbf{H}(\zeta_{i},\eta_{j}) \end{vmatrix} > 0, \\ \partial_{\zeta}^{2} \mathbf{H}(\zeta_{i},\eta_{j}) > 0. \end{vmatrix}$$

Решая данную систему неравенств, получим, что для волн в случае b < 0 (положительная нелинейность)  $a/c < d = (2\sqrt{2})^{-1}\sqrt{13 + \sqrt{185}}$ , откуда следует, что H >  $-3bd/(1 + 2d^2)$ , то есть гамильтониан ограничен снизу. При b > 0 (отрицательная нелинейность): замена  $b \rightarrow -b$  эквивалентна замене  $y \rightarrow -iy$ ,  $z \rightarrow -iz$  и H <  $-3bd/(1 + 2d^2)$ , то есть гамильтониан снизу не ограничен (ограничен сверху).

Итак, мы доказали возможность существования устойчивых 3D-решений в модели 3-NLS и получили условия их устойчивости, то есть определили области значений коэффициентов уравнения (переменных во времени и пространстве характеристик среды), когда 3D-солитоны будут устойчивыми.

### 2. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Эволюции и динамики взаимодействия солитонов gnls

Численное исследование эволюции и динамики взаимодействия солитоноподобных структур уравнения 3-GNLS проводилось нами с использованием методов, разработанных и детально описанных в работе [Belashov and Vladimirov, 2005]. Результаты моделирования для общего случая неоднородной и нестационарной среды подтверждают сделанные на основе аналитического рассмотрения проблемы заключения. В качестве

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021



**Рис. 1.** Эволюция гауссова импульса огибающей при A = 2, l = 2;  $\beta = 0.5$ ,  $\gamma = 0$ .

иллюстрации на рисунках 1 и 2 представлены результаты, полученные при  $\sigma = 0$  (1D-случай) для начальных условий в виде солитоноподобного импульса огибающей:

$$u(x,0) = A \exp(-x^2/l),$$
  
$$u(x,0) = A \exp[-(x-5)^2/l] + A \exp[-(x+5)^2/l],$$

соответственно, в простейшем случае уравнения NLS с  $\beta$ ,  $\gamma = \text{const}$  (стационарная среда);  $\alpha$ , f = 0 при отрицательной нелинейности,  $\beta > 0$ . При этом b > 0 и гамильтониан H >  $3bd/(1 + 2d^2)$ , а значит условие устойчивости для отрицательной нелинейности, H <  $3bd/(1 + 2d^2)$ , не выполняется, и, как видно из рисунков, мы наблюдаем рассеяние импульсов огибающей со временем.

Примеры, когда коэффициент  $\gamma \neq 0$  и условие устойчивости для положительной нелинейности  $H > 3bd/(1 + 2d^2) > 0$  не выполняется и когда условие для отрицательной нелинейности  $H < 0 < < -3bd/(1 + 2d^2)$  удовлетворено, показаны соответственно на рисунках 3 и 4.

В первом случае мы наблюдаем рассеяние импульса огибающей со временем, а во втором имеет место стабилизация решения и формирование солитона из начального импульса.

На рисунке 5 показан результат для того же, как и на рис. 4, случая отрицательной нелинейности [ $\beta < 0$ ,  $\gamma < 0$  и *a*, *b* < 0 в формулах (4)], однако здесь имеет место случай сильной отрицательной нелинейности, когда  $\gamma = -1$  и наблюдается появление квазиустойчивых мощных солитоноподобных пульсаций типа бризеров.

В численных экспериментах для уравнения GNLS (2) с  $\sigma = 0$  при  $\beta$ ,  $\gamma = \varphi(t)$ ;  $\alpha, f = 0$  нами было установлено, что квазиустойчивая эволюция начального гауссова импульса может наблюдаться, когда в нестационарной среде с отрицательной нелинейностью условие устойчивости H <  $-3bd/(1 + 2d^2)$  удовлетворено. В этом случае можно наблюдать пульсации со сдвигом импульса в процессе его эволюции в *x*-направлении (рис. 6).

На рисунке 7 представлены два примера результатов эволюции гауссова импульса в нестационарной среде при отрицательной нелинейности, когда условие устойчивости  $H < -3bd/(1 + 2d^2)$ выполняется. В результате эволюции при этом наблюдается возникновение из начального уединенного импульса мощных устойчивых пульсаций типа бризеров.

Пример взаимодействия солитоноподобных начальных импульсов вида

$$u(x,0) = A[\operatorname{sch}(x) + \operatorname{sch}(x - s/2) + \operatorname{sch}(x + s/2)],$$
  

$$u(x,0) = A[\operatorname{sch}(x - s/2) + \operatorname{sch}(x + s/2)]$$
(5)

при отрицательной нелинейности в рамках модели GNLS приведен на рис. 8, 9, соответственно.



**Рис. 2.** Эволюция гауссова 2-импульсного возмущения огибающей при  $A = 1, l = 4; \beta = 0.5, \gamma = 0.$ 



**Рис. 3.** Эволюция гауссова импульса огибающей при  $A = 1, l = 4; \beta < 0, \gamma > 0$  (положительная нелинейность).



**Рис. 4.** Эволюция гауссова импульса огибающей при  $A = 1, l = 4; \beta < 0, \gamma = -0.5 < 0$  (отрицательная нелинейность).



**Рис. 5.** Эволюция гауссова импульса огибающей при  $A = 1, l = 4; \beta < 0, \gamma = -1.$ 

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021



**Рис. 6.** Эволюция гауссова импульса огибающей при A = 1, l = 4;  $\beta(t) = -0.5(1 + \sin 0.1\pi t)$ ,  $\gamma = -1$ .



**Рис.** 7. Эволюция гауссова импульса огибающей в нестационарной среде при  $\alpha$ , f = 0: (*a*)  $\beta = 0.5$ ,  $\gamma = -1 + 0.01 \sin 2\pi t$ ; (*б*)  $\gamma = -1$ ,  $\beta(t) = -0.5$  при  $t \le 5$  и  $\beta(t) = 0.5(1 + 0.2\sin 2\pi t)$  при t > 5; случаи отрицательной нелинейности.

В первом случае условие устойчивости не выполняется, и мы наблюдаем на первом этапе возникновение одного мощного импульса из 3-импульсного начального возмущения и далее, со временем, его распад на два импульса малой амплитуды. Во втором случае, условие устойчивости выполнено, и имеет место устойчивая эволюция 2-импульсного возмущения.

Интересно отметить, что, когда в некоторый момент времени поле становится нестационарным, устойчивость многоимпульсного возмущения может нарушаться и процесс эволюции пере-



**Рис. 8.** Взаимодействие трех импульсов GNLS (стационарная среда) при γ = −1, β = 0.25; случай слабой отрицательной нелинейности.



**Рис. 9.** Отсутствие взаимодействия импульсов GNLS (стационарная среда) при  $\gamma = -1, \beta = 0.05$ ; случай отрицательной нелинейности.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021



**Рис. 10.** Эволюция 2-импульсного возмущения в нестационарной среде при  $\gamma = -1$ ,  $\beta(t) = 0.5$  для  $t \le 15$  и  $\beta(t) = 0.5[1 + 0.2\sin(2\pi t/15)]$  для t > 15; отрицательная нелинейность.

ходит в неустойчивый с малыми пульсациями. Такой случай можно видеть на рисунке 10 (ср. со случаем, представленным на рис. 9).

В численных экспериментах было также установлено, что при слабой отрицательной нелинейности, когда условие устойчивости выполняется, переход от устойчивой эволюции к режиму устойчивых пульсаций (бризеров) происходит при уменьшении начального расстояния *s* в начальных условиях (5) между импульсами [Belashov et al., 2019a; Белашов и др., 2019].

Детальному численному исследованию задач эволюции и взаимодействия 2D- и 3D-импульсов в модели 3-GNLS посвящены работы [Belashov et al., 2018b, 2019a, b; Belashov and Kharshiladze, 2019; Белашов и др., 2019, 2020].

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя результаты, отметим следующее.

1. Мы обсудили проблему эволюции и динамики неодномерных решений обобщенного уравнения NLS (уравнения GNLS), как частного случая системы BK, а именно: устойчивость 3D-решений уравнения 3-GNLS и динамику устойчивых и неустойчивых решений уравнения NLS в стационарных и нестационарных средах.

2. В работе аналитически получены условия, разделяющие классы устойчивых и неустойчивых солитоноподобных решений уравнения GNLS, и найдены достаточные условия устойчивости неодномерных решений.

3. Показано, что даже в простейшем 1D-случае уравнение GNLS имеет широкий класс устойчивых или квазиустойчивых решений типа солитонов и бризеров, а также неустойчивые пульсирующие решения, рассеивающиеся со временем.

4. Полученные аналитические результаты подтверждены численным исследованием случаев устойчивой и неустойчивой (с образованием бризеров) эволюции импульсов различной формы, а также взаимодействия 2- и 3-импульсных структур, приводящего к формированию устойчивых и неустойчивых решений.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа была поддержана Национальным научным фондом Грузии им. Шота Руставели (SRNF) (грант № FR17 252).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Белашов В.Ю.* Об устойчивости двумерных и трехмерных солитонов в слабо диспергирующих средах // ДАН СССР. Т. 320. № 1. С. 85-89. 1991.

*– Белашов В.Ю.* Проблема устойчивости трехмерных альфвеновских волн, распространяющихся в замагниченной плазме // Докл. АН. Т. 366. № 4. С. 465–467. 1999.

- Белашов В.Ю., Харшиладзе О.А., Рогава Дж.Л. Взаимодействие многомерных NLS-солитонов в неоднородной и нестационарной среде // Тр. XXVI Всеросс. откр. науч. конф. "Распространение радиоволн", Казань, 1–6 июля 2019 г.: в 2 т. Казань: Изд-во Казан. ун-та. Т. 2. С. 491–494. 2019.

– Белашов В.Ю., Харшиладзе О.А., Белашова Е.С. Динамика солитонов обобщенного уравнения NLS в неоднородной и нестационарной среде: эволюция и взаимодействие // Пятнадцатая ежегодн. конф. "Физика плазмы в солнечной системе", 10–14 февраля 2020 г. ИКИ РАН. М.: ИКИ РАН. С. 253. 2020.

- Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. К теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. Т. 20. С. 1064-1967. 1950.

- Захаров В.Е., Кузнецов Е.А. Солитоны и коллапсы: два сценария эволюции нелинейных волновых систем // УФН. Т. 182. С. 569–592. 2012.

- Кузнецов Е.А., Мушер С.Л. Влияние коллапса звуковых волн на структуру бесстолкновительных ударных волн в замагниченной плазме // ЖЭТФ. Т. 91. Вып. 5(11). С. 1605–1619. 1986.

*– Belashov V.Yu., Vladimirov S.V.* Solitary waves in dispersive complex media. Theory, simulation, applications. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag GmbH & Co. KG, 303 p. 2005.

*– Belashov V.Yu., Belashova E.S., Kharshiladze O.A.* Problem of stability of the multidimensional solutions of the BK class equations in space plasma // Adv. Space Res. V. 62. P. 65–70. 2018a.

- Belashov V.Yu., Kharshiladze O.A., Rogava J.L. Interaction of the multidimensional NLS solitons in non-uniform and nonstationary medium: modeling and stability problem // J. Astrophys. Aerospace Tech. V. 6. P. 38. 2018b.

- Belashov V.Yu., Kharshiladze O.A., Rogava J.L. Interaction of multidimensional NLS solitons in nonuniform and nonstationary medium // 2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP), Kazan, Russia, July 1–6, 2019, Kazan Federal University. Proc. IEEE Xplore Digital Library. P. 535–538. 2019a.

- Belashov V.Yu., Belashova E.S., Kharshiladze O.A. The BK system: stability and interaction dynamics of the GKP and GNLS solitons // J. Lasers, Optics & Photonics. V. 6. P. 20–21. 2019b.

- Belashov V.Yu., Kharshiladze O.A. Numerical study of evolution and collisional interaction of the GNLS solitons in nonstationary and non-uniform media // J. Lasers, Optics & Photonics. V. 6. P. 33–34. 2019.

УДК 550.385

# ПРОГНОЗ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ И ТРАНЗИЕНТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА В 2010 г.

© 2021 г. Ю. С. Шугай<sup>1, \*</sup>, К. Б. Капорцева<sup>1, 2, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва, Россия <sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

\*e-mail: jshugai@srd.sinp.msu.ru \*\*e-mail: kb.kaportceva@physics.msu.ru Поступила в редакцию 20.03.2020 г. После доработки 30.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

В работе представлены результаты прогноза скорости квазистационарных и транзиентых потоков солнечного ветра за период с мая по декабрь 2010 года. Скорость квазистационарных потоков солнечного ветра на околоземной орбите рассчитывались с помощью эмпирической модели на основе анализа изображений солнечной короны, полученных в вакуумном ультрафиолете. Скорость и время прихода межпланетных корональных выбросов масс прогнозировались Drag Based-моделью. Результаты прогноза скорости квазистационарных потоков солнечного ветра использовались в качестве параметра среды, по которой распространяются и с которой взаимодействуют транзиентые потоки. За период май-декабрь 2010 года было отобрано 94 корональных выброса масс из баз данных, пополняющихся в режиме близком к реальному времени. Анализ результатов прогноза показал, что у 67% из отобранных межпланетных корональных выбросов масс спрогнозированная скорость была менее 400 км/с, а 96% из них связаны со спокойной геомагнитной обстановкой (Dst > -30 нTл). Добавление прогноза межпланетных корональных выбросов масс к прогнозу квазистационарных потоков солнечного ветра улучшает качество прогноза. За период с мая по декабрь 2010 года среднеквадратичное отклонение между измеренными на космическом аппарате ACE и спрогнозированными скоростями потоков солнечного ветра с учетом как квазистационарных, так и транзиентых потоков, получено равным 82 км/с, а коэффициент корреляции – 0.6.

DOI: 10.31857/S0016794021020164

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач в области космической погоды является прогноз геомагнитных возмущений. Геомагнитная активность связана с солнечной активностью, одним из факторов которой являются потоки солнечного ветра (СВ), приходящие на околоземную орбиту. Заблаговременная информация о параметрах солнечного ветра является важным компонентом успешного прогнозирования геомагнитных возмущений. С развитием космических технологий в последнее время становятся востребованными модели прогнозирования, которые могут работать в режиме реального времени, используя оперативные данные наблюдений за Солнцем с космических и наземных обсерваторий. Так как потоки СВ распространяются от Солнца по гелиосфере со скоростями ~300-1200 км/с, то по наблюдениям Солнца можно прогнозировать приход потоков СВ на околоземную орбиту с заблаговременностью от десятков часов до 5-7 сут.

Потоки СВ можно разделить на транзиентые и квазистационарные. Транзиентые потоки или корональные выбросы масс (КВМ) являются наиболее геоэффективными. Исторически термин КВМ широко используется для описания выбросов солнечной плазмы, которые можно наблюдать на изображениях, получаемых с коронографов. Источниками КВМ могут быть вспышки или выбросы протуберанцев на Солнце, однако, в некоторых случаях корональные источники КВМ отследить не удается. Когда говорят о КВМ, параметры которых были зарегистрированы на КА в межпланетном пространстве, то обычно используют термин межпланетные КВМ или МКВМ. Квазистационарные потоки или фоновый солнечный ветер, по которому распространяются КВМ, можно условно разделить на два типа: высокоскоростные и медленные потоки. Высокоскоростные потоки (ВСП) СВ связаны с корональными дырами, областями униполярного магнитного поля с открытой конфигурацией магнитных силовых трубок. Для определения положения и параметров корональных дыр могут использоваться магнитограммы или изображения Солнца, например, получаемые в ВУФ-диапазоне длин волн. Медленный СВ, со скоростями ниже 400 км/с, может быть связан с множеством разнообразных корональных источников: поясом стримеров, границами корональных дыр, районами около активных областей и т.д.

Наиболее известная модель прогноза параметров потоков СВ в режиме реального времени – *WSA* + *ENLIL* + *Cone* модель. Данная модель позволяет прогнозировать время прихода, кинетические и магнитные параметры МКВМ и квазистационарных потоков солнечного ветра с заблаговременностью несколько суток. Как видно из названия модели, она состоит из трех моделей. Модель ENLIL [Odstrčil and Pizzo, 1999; Odstrčil et al., 2004] представляет собой трехмерную гелиосферную модель распространения солнечного ветра в межпланетном пространстве, основанную на идеальных МГД-уравнениях. Внутренняя граница модели ENLIL располагается на 21.5 или 30 солнечных радиусах за пределами внешней критической точки, а внешняя граница может быть на расстояниях до 10 а.е. На вход модели ENLIL (внутренняя граница) поступают данные от модели Wang-Sheeley-Arge (WSA) [Arge and Pizzo, 2000; Arge et al., 2004]. Эта модель используются для моделирования фонового состояния плазмы солнечного ветра и магнитного поля в короне и внутренней гелиосфере. Модель Конуса (Сопе model) [Zhao et al., 2002; Xie et al., 2004] – это эмпирическая модель, основанная на асимптотическом приближении распространения КВМ через межпланетное пространство в радиальном направлении с почти постоянной угловой шириной и с изотропным расширением. В модели Конуса используются угловая ширина, скорость и угловое положение КВМ, которые определяются по наблюдениям в коронографе. Модель Конуса обеспечивает входные параметры модели ENLIL, описывая введение облака плазмы с избыточным давлением в окружающий солнечный ветер, что соответствует прохождению КВМ по фоновому солнечному ветру. Однако это плазменное облако не описывается магнитными параметрами, которые бы моделировали структуру самого выброса ("ejecta" или магнитное облако). Следует отметить, что кроме модели конуса, описывающей геометрию распространения КВМ, существуют и другие модели, например, Graduated Cylindrical Shell (GCS) модель [Shi et al., 2015].

Еще одна модель, которая активно развивается в последнее время — модель солнечного ветра *EUHFORIA* (*European heliospheric forecasting information asset*), состоящая из корональной и гелиосферной моделей квазистационарных потоков СВ, в которую включаются KBM [Pomoell and Роеdts, 2018]. Для определения параметров плазмы солнечного ветра на внутренней границе до 0.1 а. е. применяется также полуэмпирическая корональная модель *WSA*, входными данными для которой являются карты коронального магнитного поля, а ее решения служат входными значениями для модели внутренней гелиосферы. Гелиосферная модель в свою очередь решает уравнения магнитной гидродинамики в трехмерном пространстве и во времени. В дополнение к моделированию фонового солнечного ветра, *EUHFORIA* может также моделировать KBM либо с использованием модели Конуса, либо с использованием линейной модели сферомака [Shiota and Kataoka, 2016].

Кроме описанных выше, существуют другие подходы к прогнозированию параметров СВ. Например, модели, которые комбинируют наблюдения солнечной короны в ВУФ-диапазоне длин волн для прогноза фонового солнечного ветра и модель Drag-Based (DBM) [Vršnak et al., 2013] для прогноза скорости и времени прихода МКВМ. Сравнение DBM- и ENLIL-моделей для прогноза КВМ не показывает существенных отличий в точности прогноза для разных временных интервалов: 2010-2011 г. [Vršnak et al., 2014] или 2013-2018 гг. [Riley et al., 2018]. Результаты прогнозов фонового солнечного ветра с помощью модели WSA и моделей, основанных на данных о площадях корональных дыр, полученных из анализа ВУФ-изображений солнечной короны, также сравнимы по качеству [Reiss et al., 2016]. Надо отметить, что подход, который использует данные наблюдений солнечной короны в ВУФ-диапазоне длин волн и DBM-модель, отличается меньшими требованиями к данным и вычислительным ресурсам, чем WSA-ENLIL + Cone модель. В среднем при анализе многолетних временных периодов точность прогнозов фонового СВ, полученных разными моделями. составляет приблизительно  $\pm 100$  км/с по скорости CB и около суток по времени прогноза, улучшаясь в период спада солнечного цикла и ухудшаясь в период максимума [Reiss et al., 2016; Bu et al., 2019]. Точность времени прихода MKBM в среднем составляет  $\pm 10$  ч, но со стандартными отклонениями, часто превышающими 20 часов для периода 2014–2018 года [Rilev et al., 2018]. Следует отметить, что точность прогноза МКВМ сильно зависит от того, какие спутниковые данные и критерии для отбора наблюдаемых КВМ были использованы. Однако, когда речь идет о прогнозе в режиме реального времени, то не все данные и подходы к прогнозированию можно использовать.

В статье описан подход к прогнозу скорости потоков CB, основанный на эмпирических и численных моделях. Для прогноза скорости квазистационарных потоков CB используется эмпирическая модель, связывающая параметры корональных дыр, полученные при анализе изображений Солнца в ВУФ-диапазоне длин волн, со скоростью солнечного ветра на околоземной орбите [Shugay et al., 2011]. Ранее эта модель применялись для решения задач прогнозирования высокоскоростных потоков (ВСП) СВ из областей корональных дыр [Shugay et al., 2017; Shugay et al., 2018]. Модель для прогнозирования квазистационарных потоков СВ реализована в режиме реального времени, и результаты ее работы выкладываются на сайте НИИЯФ МГУ (http://swx.sinp.msu.ru/ models/solar\_wind.php?gcm=1) [Kalegaev et al., 2019]. Спрогнозированные квазистационарные потоки СВ служат фоновой средой, по которой распространяются КВМ. Для прогноза скорости и времени прихода межпланетных корональны выбросов масс на околоземную орбиту применяется численная Drag-Based (DBM) модель [Vršnak et al., 2013], которая использовалась нами ранее для прогноза скорости и времени прихода МКВМ в геоэффективных событиях июня 2015 года [Shugay et al., 2017]. Для анализа результатов прогноза скорости потоков СВ нами был выбран период с мая по декабрь 2010 года, когда существовали обширные корональные дыры и после минимума солнечного цикла возросло количество KBM.

150

### 2. ДАННЫЕ И МОДЕЛИ

### 2.1. Прогноз высокоскоростных потоков солнечного ветра

Для прогнозирования ВСП СВ использовалась эмпирическая модель, которая связывает площади корональных дыр (КД) и скорость СВ на 1 а. е. [Shugay et al., 2011, Shugay et al., 2018]. Площади КД определялись с помощью порогового алгоритма анализа изображений Солнца, полученных с космической обс. *SDO/AIA* на длинах волн 19.3 и 21.1 нм. Данные с обс. *SDO/AIA* на длинах волн 19.3 и 21.1 нм. Данные с обс. *SDO/AIA* начали поступать с мая 2010 года, поэтому прогнозы скорости ВСП СВ были рассчитаны начиная с мая 2010 года. Скорость и время прихода ВСП СВ моделировались по площадям КД, вычисленным по геоэффективной области, расположенной около центрального меридиана (±20° по долготе и ±40° по широте) изображения Солнца, по формуле:

$$V(S_{i},t) = V_{\min} + A_{i}S_{i}(t_{i0})^{\alpha_{i}}, \qquad (1)$$

где  $S_i(t_{i0})$  – относительная площадь КД, попадающая в выделяемую по широте и долготе полосу, в момент времени  $t_{i0}$ , на длине волны  $\lambda i$  (19.3 или 21.1 нм);  $V_{\min}$  – минимальная скорость СВ, была взята равной 300 км/с (ей также заменяются периоды отсутствия прогноза ВСП СВ);  $A_i$  и  $\alpha_i$  – подбираемые параметры, зависящие от длины волны  $\lambda_i$ , t – время прихода потока ВСП СВ на околоземную орбиту. Коэффициенты  $A_i$  и  $\alpha_i$  были подобраны путем минимизации ошибок прогнозирования:  $A_i = 210$  и 190 и  $\alpha_i = 0.4$  и 0.5, соответственно для длин волн 19.3 и 21.1 нм. Время распространения CB от солнечной короны по гелиосфере до 1 а. е. рассчитывается по баллистической модели, в которой движение CB полагается равномерным и радиальным. Прогноз ВСП CB рассчитывается в нескольких точках гелиосферы: на расстоянии в 20, 65, 115, 165 и 215 (1 а. е.) солнечных радиусов. Полученные данные о скорости спрогнозированных ВСП CB также используются в качестве входного параметра для моделирования скорости и времени прихода MKBM.

## 2.2. Отбор потенциально геоэффективных корональных выбросов массы из баз данных

В качестве основы для моделирования МКВМ использовались данные из каталога КВМ *CACTus*, который пополняется в режиме близком к реальному времени. *CACTus* – каталог параметров КВМ, автоматически детектируемых по изображениям, получаемым с коронографа *LASCO* на космическом аппарате *SOHO* (*http://sidc.oma.be/cactus/catalog.php*). Нами были рассмотрены события из каталога, произошедшие за период с 25.05.2010 по 31.12.2010 г. Всего за рассмотренный период автоматической системой *CACTus* было зарегистрировано 380 событий.

Автоматическая система САСТиѕ определяет время начала КВМ, его длительность, центральный угол и угол раствора конуса, в котором наблюдается КВМ, а также скорость КВМ по анализу серии изображений, получаемой с коронографа LASCO/SOHO. Иногда, алгоритм разделяет один КВМ типа гало или полу-гало на несколько узконаправленных потоков. Поэтому для улучшения качества входных данных мы использовали алгоритм объединения событий. Если несколько событий удовлетворяли условиям временного и углового пересечения, то они объединялись в один выброс с угловым раствором (da), объединяющим угловые растворы каждого, и скоростью, соответствующей скорости того выброса, который превышал остальные по длительности более, чем в 1.5 раза. В случае, если выбросы по длительности были одинаковыми, рассчитывалась средняя скорость всех объединенных КВМ. Длительность такого составного КВМ устанавливалась от времени начала первого до времени конца последнего события. После объединения количество событий КВМ сократилось до 351.

Для выявления событий с залимбовыми источниками KBM, использовалась база данных вспышек и диммингов Solar Demon (http://solardemon.oma.be/). Корональные димминги обычно наблюдаются, как кратковременное уменьшение

интенсивности части изображения Солнца в мягком рентгеновском и ультрафиолетовом излучении, и могут быть связаны с флуктуациями плотности или температуры в солнечной короне. Колебания плотности могут быть вызваны выбросами солнечной плазмы. Если КВМ, связан с корональным источником на видимой стороне Солнца, то мы можем зарегистрировать от него димминг на фоне солнечного диска, если же на обратной стороне Солнца, то димминг или не будет наблюдаться, или будет наблюдаться над лимбом. Кроме того, с помощью диммингов удобно детектировать КВМ, которые могут быть связаны со вспышками или эрупцией протуберанцев на видимой стороне Солнца, но которые не всегда достаточно належно регистрируются на коронографе из точки L1 [Kraaikamp and Verbeeck, 2015]. Димминги, зафиксированные за указанный период, сопоставлялись с событиями КВМ, полученными из базы данных *CACTus*, по времени начала события. Так как события в базе данных Solar Demon доступны с конца мая 2010, рассматриваемый интервал времени начинается этим моментом и включает в себя остаток 2010 года, что соответствует росту активности 24-го солнечного цикла. За указанный период было зарегистрировано 90 диммингов (из них 38 не имеющих источника на видимой стороне солнца, то есть координаты димминга находились за пределами видимой стороны солнечного диска), из которых 44 можно сопоставить с КВМ. Наблюдение события димминга на солнечном диске, которое может быть связанно с КВМ, происходит раньше, чем наблюдение самого КВМ в коронографе. КВМ считался соответствующим диммингу, если он наблюдался в коронографе LASCO после наблюдения димминга, но не позднее, чем через два часа. Таким образом 44 диммингам можно было поставить в соответствие 51 КВМ. Из этих диммингов 23 события были залимбовые, и соответствующие им 24 КВМ были нами отброшены из выборки, как не геоэффективные, т.е. с большой вероятностью не распространяющиеся в сторону Земли. Оставшимся 21 диммингу можно было поставить в соответствие 27 КВМ. Из остальных 46 диммингов, для которых не было найдено подходящего КВМ, 15 были залимбовые, а 31 оставались возможными источниками КВМ. Димминг может наблюдаться на изображениях Солнца, но КВМ может не быть зарегистрированным в коронографе. Это может происходить из-за перерывов и сбоев в работе инструмента *LASCO*, из-за того, что наблюдаемый димминг относился не к выбросу, а к не эруптивной корональной структуре, или был вызван флуктуациями параметров плазмы от мощных вспышек и выбросов, произошедших на обратной стороне Солнца.

В качестве дополнительной базы данных КВМ использовалась база данных SEEDS LASCO (http://

spaceweather.gmu.edu/seeds/lasco.php). Она также пополняется в режиме близком к реальному времени и дает основную информацию о параметрах КВМ: дата и время начала события, центральный угол, угол раствора конуса, скорость и ускорение выброса. Алгоритм детектирования КВМ основан на автоматической обработке изображений коронографа LASCO также, как и у CACTus, но изза отличий алгоритмов количество зафиксированных КВМ в этих базах может отличаться. По этой причине мы использовали базу SEEDS, чтобы найти КВМ, соответствующие диммингам, для которых не нашлось КВМ в базе CACTus. Из рассмотренных 31 димминга, которые не получилось сопоставит с событиями из базы данных CACTus, 6 относились к пропускам в данных, 6 событий соответствовали КВМ по базе данных SEEDS LASCO и 3 были найдены, как события в базе данных CACTus FLOW (список событий, параметры которых не удовлетворяют критериям базы для обозначения их полноценными КВМ, которые называются "подозрительные" регистрации КВМ). Таким образом в итоговый ряд КВМ вошло 115 событий.

Далее мы произвели отбор событий по углу раствора *da* и центральному углу *pa*: из полярных выбросов отбрасывались имеющие угловой раствор меньше 60, из экваториальных — меньше 30. После фильтрации осталось 94 события КВМ из баз данных, для которых осуществлялся прогноз скорости и времени прихода соответствующим им МКВМ на орбиту Земли.

### 2.3. Прогнозирование времени и скорости прихода корональных выбросов массы на орбиту Земли с помощью DBM-модели

Для моделирования КВМ обычно используют предположение о радиальном и само-подобном (с сохранением угловой ширины) распространении КВМ в гелиосфере. Модели (например, модель Конуса), основанные на этом предположении, в целом хорошо согласуются с измерениями in situ. хотя иногда наблюдаются значительные ошибки моделирования. В данном предварительном исследовании мы используем предположение о распространении выброса согласно Drag-Based Model [DBM: Vršnak et al., 2013]. В приближении *DBM* модели считается что, начиная с некоторого удаления от Солнца, динамика распространения КВМ определяется только взаимодействием КВМ с окружающим или фоновым солнечным ветром ( $F_d$ ), то есть силой Лоренца ( $F_L$ ) и гравитационным притяжением  $(F_g)$  можно пренебречь. Таким образом, начиная с некоторого расстояния от Солнца (более 15 солнечных радиусов по [Žic et al., 2015]), можно учитывать только силу вязкого трения  $F_d$ :

### ШУГАЙ, КАПОРЦЕВА

Димминг	Параметры КВМ				Вход <i>DBM</i> -модели				Прогноз МКВМ			
<i>t</i> , дата и время	<i>t</i> , дата и время	<i>dt</i> , ч	<i>v</i> , км/с	ра	da	<i>t</i> , дата и время	<i>v</i> , км/с	<i>w</i> , км/с	<i>g/k</i> , км <sup>-1</sup>	<i>t</i> , дата и время	<i>v</i> , км/с	время распространения, дни
12.06 01:04	12.06 01:31	2	351	289	52	12.06 09:46	351	300	-0.5	16.06 00:53	538	3.97
12.06 09:28	12.06 9:54	5	295	68	82	12.06 19:44	295	470	0.5	16.06 06:44	559	3.87
_	15.06 00:14	4	432	62	34	15.06 06:56	432	560	0.5	18.06 15:33	475	3.64

Таблица 1. Параметры некоторых транзиентных событий, произошедших в июне 2010 года

Примечание: Для каждого события указано: время начала димминга (если есть), время наблюдения КВМ в коронографе *LASCO* и параметры КВМ по базе данных *CACTus* (длительность dt, средняя скорость v, центральный угол pa, угол раствора конуса da), параметры, подаваемые на вход *DBM*-модели (время нахождения КВМ на  $R_0$ , скорость КВМ на  $R_0$ , соответствующая этому времени скорость окружающего солнечного ветра w на расстоянии  $R_0$ , рассчитанная по модели прогноза ВСП на основе площадей корональных дыр<sub>с</sub> соответствующий параметр ускорения g, деленный на безразмерный коэффициент  $k = 10^{-7}$ ) и итоговый результат прогноза времени прихода МКВМ на орбиту Земли (время, скорость и время распространения, рассчитанное от наблюдения КВМ в коронографе).  $R_0$  принято за 20 радиусов Солнца. Все углы указаны в градусах.

$$F = F_L - F_g + F_d \approx F_d$$
, при  $r > 15R_{Sun}$ . (2)

Возникающее ускорение  $a_d$  может ускорять или замедлять KBM, в зависимости от знака разности скоростей выброса v и окружающего солнечного ветра w:

$$a_d = -\gamma(v - w)|v - w|. \tag{3}$$

Параметр ускорения ү может считаться постоянным, или зависеть от параметров KBM и вычисляться по формуле:

$$\gamma = \frac{c_d A \rho_{sw}}{M},\tag{4}$$

где  $c_d$  — безразмерный коэффициент торможения, A и M — соответственно поперечное сечение и масса KBM, а  $\rho_{sw}$  — функция плотности окружающего солнечного ветра.

Если окружающий солнечный ветер считается однородным и изотропным, то γ не зависит от расстояния, и эта задача решается аналитически и дает следующие функции скорости КВМ и пройденного расстояния от времени:

$$r(t) = \pm \frac{1}{\gamma} \ln \left( 1 \pm \gamma (v_0 - w) t \right) + wt + r_0,$$
 (5)

$$v(t) = w + \frac{v_0 - w}{1 \pm \gamma(v_0 - w)t},$$
(6)

где  $\pm$  зависит от режима ускорения: "+" для замедления ( $v_0 > w$ ), и "-" для ускорения ( $v_0 < w$ ), а  $v_0$  - скорость KBM на расстоянии от Солнца, равном  $r_0$ .

Выбор этой модели связан с тем, что она является достаточно простой численной моделью, но, согласно исследованиям [Riley et al., 2018], результаты применения *DBM*-модели сравнимы с результатами более сложных МГД-моделей, такими как *WSA-ENLIL+Cone*.

Для использования *DBM*-модели необходимо, чтобы параметры КВМ были известны на расстоянии 15-20 солнечных ралиусов, гле все лопушения модели вступают в силу. Для этого изначальный набор параметров КВМ был перенесен на 20 солнечных радиусов в приближении равномерного движения. Входными параметрами DBM-модели являются время начала наблюдения КВМ в коронографе, его скорость v. скорость окружаюшего солнечного ветра w и параметр ускорения гамма. Параметр ускорения гамма принимался равным 0.1  $\times$  10<sup>-7</sup> км<sup>-1</sup>, 0.2  $\times$  10<sup>-7</sup> км<sup>-1</sup> и 0.5  $\times$ × 10<sup>-7</sup> км<sup>-1</sup> для следующих значений скорости выброса v > 1000 км/с,  $500 < v \le 1000$  км/с и  $v \le$  $\leq 500$  км/с, соответственно [Vršnak et al., 2013]. Все параметры, необходимые для рассмотрения события, и прогнозируемые параметры представлены в табл. 1 на примере нескольких событий в июне 2010 года.

В качестве скорости окружающего солнечного ветра использовалась скорость, рассчитанная по описанной в разделе 2.1 модели прогноза ВСП СВ. Так как в процессе распространения КВМ в гелиосфере от 20 солнечных радиусов до 1 а. е. скорость фонового ветра, по которому распространяется КВМ, может меняться, то *DBM*-модель применялась поэтапно. Параметры *DBM*-модели обновлялись в нескольких точках гелиосферы от Солнца до Земли: на расстоянии в 20, 65, 115, 165 солнечных радиусов. В итоге, мы получили скорость MKBM на 1 а. е. с учетом изменения

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

скорости фонового СВ в гелиосфере по мере распространения КВМ. Так как у каждого выброса по базам данных указана длительность, то прогноз МКВМ осуществлялся не для одной точки, а для набора точек, соответствующих часам длительности КВМ. На данном этапе работы взаимодействия между распространяющимися одновременно в гелиосфере несколькими КВМ не учитывалось. Здесь также стоит упомянуть, что обычно наблюдаемая структура МКВМ сложная. Достаточно часто перед МКВМ наблюдается ударная волна и область сжатия (sheath) между ударной волной и ejecta (или магнитным облаком) [Ермолаев и Ермолаев, 2009]. Все эти структуры отличаются параметрами плазмы: плотностью, температурой, величиной и направлением магнитного поля. Модель DBM не позволяет прогнозировать приход ударной волны, связанной с КВМ, таким образом в работе мы не рассматриваем отдельно разные структуры МКВМ на околоземной орбите, а только прогнозируем время прихода и скорость МКВМ.

### 2.4. Добавление прогнозов корональных выбросов массы к прогнозу фонового солнечного ветра

В нашей модели КВМ описываются события, скорость которых в коронографе измеряется обычно в течение 2-6 ч (реже от 7 до 13 ч). В работе [Temmer et al., 2017] было получено, что фоновому солнечному ветру требуется 2-5 дней для того, чтобы восстановиться от воздействия прошедшего по нему МКВМ, что достаточно много по сравнению со средней продолжительностью самого МКВМ (1.3 дня). Мы смоделировали, что воздействие МКВМ на фоновый СВ длится еще некоторое время после прогнозируемого момента прихода МКВМ на околоземную орбиту. Если одновременно на околоземную орбиту пришло несколько МКВМ с разными скоростями, то их скорости усреднялись (рис. 1, верхний график). Участок с 12 часами до и после спрогнозированного времени прихода МКВМ считался временем, когда на околоземной орбите наблюдались МКВМ с прогнозируемой скоростью, а временной интервал с 12 до 48 часов после считался областью с остаточными следами воздействия МКВМ на фоновый СВ. В данном упрощенном подходе влияние МКВМ на фоновый СВ рассчитывалось как усреднение между спрогнозированными скоростями МКВМ и фонового СВ. На рисунке 1 (нижний график) представлен прогноз скорости СВ, когда к прогнозу скорости ВСП СВ, рассчитанному по площадям корональных дыр, был добавлен прогноз скорости МКВМ, полученный с помощью *DBM*-модели.

### 2.5. Формирование окончательного прогноза скорости солнечного ветра

Прогнозировать скорость медленных потоков СВ по изображениям Солнца в разных спектральных диапазонах длин волн сложно из-за большого числа и разнообразия корональных источников медленных потоков СВ. Однако, из-за небольшого разброса скоростей медленных потоков СВ от 260 до 400 км/с. ошибки в прогнозирование, даже если скорость медленного СВ аппроксимировать просто среднем значением, сравнимы и меньше, чем ошибки прогнозирования ВСП СВ или МКВМ. В начальной версии прогноза скорость медленных потоков СВ была принята равной 300 км/с. Однако, для уменьшения ошибок прогнозирования медленных потоков СВ мы использовали эмпирические соотношение (7) на основе измеренных на КА АСЕ скорости СВ на предыдущем обороте Солнца и минимальной скорости СВ за последние пол-оборота Солнца, что позволило улучшить общее качество прогноза.

$$V(t) = \frac{Vobs(t - 672 \text{ y}) + \min[Vobs(t_0 - 1 \text{ y}), (V(t_0 - 2 \text{ y}), \dots (Vobs(t_0 - 336 \text{ y}))]}{2}, (7)$$

где V(t) значение прогноза скорости медленного СВ на момент времени t, Vobs – измеренная в точке L1 на КА *ACE* скорость СВ в различные моменты времени в прошлом, начиная от момента времени  $t_0$ , в который делается прогноз в режиме реального времени. Для формирования окончательного прогноза скорости СВ на околоземной орбите на тех временных отрезках, где отсутствует прогноз скорости ВСП СВ и МКВМ, был добавлен прогноз скорости медленных потоков СВ, рассчитанных по формуле 7 (рис. 2).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как было отмечено выше, всего за период май-декабрь 2010 года было отобрано 94 КВМ из баз данных, из них 69% КВМ со скоростью до 400 км/с и 31% более 400 км/с. Средняя скорость всех отобранных КВМ была равна  $331 \pm 188$  км/с. Таким образом, большинство отобранных нами КВМ – это достаточно медленные потоки СВ, которые ускоряются в гелиосфере за счет взаимодействия с более быстрым фоновым СВ, большую часть которого составляли ВСП СВ (рис. 3, верхний график). Нами было получено, что укоряется 65% КВМ, а замедляется 35%, что согласуется с распределением КВМ по скоростям больше или меньше 400 км/с. Как видно на нижнем графике на рис. 3, на околоземной орбите в большинстве случаев в период времени, в которой прогнозировался приход МКВМ, наблюдались медленные потоки CB со средней скоростью  $377 \pm 80$  км/с.



**Рис. 1.** На верхнем графике: серая кривая – скорость СВ по данным с КА *ACE*, черная пунктирная кривая – прогноз скорости квазистационарных высокоскоростных потоков СВ, полученный на основе анализа площадей корональных дыр. Черными кружками отмечены времена прихода и скорости МКВМ. Черные отрезки на верхнем графике показывают время, в течение которого учитывается влияния МКВМ на фоновый СВ. На нижнем графике: черная кривая – совместный прогноз скорости ВСП СВ из корональных дыр и МКВМ.



**Рис. 2.** Серая кривая — наблюдаемая скорость СВ по данным КА *АСЕ*, черная пунктирная кривая — смоделированная скорость квазистационарных потоков СВ (ВСП и медленных потоков СВ), черная кривая — смоделированная скорость, которая кроме квазистационарных потоков учитывает прогноз МКВМ. Черными кружками отмечены времена прихода и скорости МКВМ.

Таким образом, 67% из отобранных нами из баз данных КВМ вносят вклад в медленную компоненту СВ со скоростью меньше 400 км/с.

В основном спрогнозированные *DBM*-моделью МКВМ связаны со спокойной геомагнитной обстановкой *Dst* > -30 нТл и только 2 МКВМ связа-



**Рис. 3.** На верхнем графике – представлено соотношение между измеренной на коронографе *LASCO/SOHO* скоростью KBM и разностью скоростей транзиентых потоков, спрогнозированных (*V*мквм) и наблюдаемых в коронографе (*V*квм), что определяет ускорение (отрицательные величины) или замедление (положительные величины) KBM в гелиосфере. Черная пунктирная кривая – линейная аппроксимация отношения. В правом верхнем углу графика отображены формула линейной аппроксимации и коэффициент множественной детерминации, характеризующий достоверность аппроксимации. На нижнем графике – гистограмма распределений скоростей наблюдаемых в коронографе KBM (*V*квм, черные столбцы) и спрогнозированных MKBM (*V*мквм, серые столбцы).

ны со слабыми геомагнитными бурями Dst > -50 нТл, а 2 с умеренными -50 нТл > Dst > -100 нТл. В каталоге МКВМ [Richardson and Cane, 1995] в анализируемый период времени всего 5 событий МКВМ (*http://www.srl.caltech.edu/ACE/ ASC/DATA/level3/icmetable2.html*). Три события МКВМ спрогнозированы нами в пределах суток, одно с задержкой по времени около 2 суток, а одно, 03.08.2010 г. с Dst = -74 нТл, не было спрогнозировано из-за отсутствия данных с коронографа *LASCO/SOHO*.

Нами было также проведено сравнение количества смоделированных МКВМ с каталогом ИКИ РАН [Ермолаев и др., 2009] (*ftp://ftp.iki. rssi.ru/pub/omni/catalog/*). Использованная нами модель *DBM* не позволяет прогнозировать ударные волны и области сжатия, связанные МКВМ, поэтому мы не анализировали их наличие в спро-

мечено 22 интересующих нас события: 20 событий типа ejecta и 2 события типа магнитное облако. Мы установили соответствие (в пределах 24 часов) между спрогнозированными нами 27 событиями МКВМ и 12 событий типа ејеста и 1 событием типа магнитное облако из каталога ИКИ. Следует отметить, что иногда одному событию из каталога ИКИ соответствовали несколько спрогнозированных нами. Таким образом, удалось спрогнозировать больше половины событий из каталога ИКИ РАН. Можно предположить, что источники остальных событий, которые мы не смогли спрогнозировать, не были зарегистрированы в коронографе или ошибки прогноза составили более 24 часов. Остальные события, спрогнозированные нами и отсутствую-

гнозированных нами событиях. Всего в каталоге

ИКИ, за рассматриваемый период времени, от-

	ВСП	BCП + MCB	ВСП + КВМ	$(BC\Pi + KBM) + MCB$	$(BC\Pi + MCB) + KBM$
СКО	91	85	86	83	82
>400 км/с	108	98	109	107	104
<400 км/с	75	72	60	59	58
KK	0.55	0.55	0.6	0.59	0.6
>400 км/с	0.51	0.5	0.51	0.52	0.52
<400 км/с	0.23	0.26	0.29	0.28	0.29

Таблица 2. Параметры качества прогноза скорости солнечного ветра для различных комбинаций используемых моделей

Примечание: Среднеквадратичное отклонение (СКО) и коэффициент корреляции (КК) между измеренными значениями скорости СВ с КА *ACE* и спрогнозированными значениями скорости: ВСП – только ВСП по площадям корональных дыр, ВСП + МСВ – прогноз ВСП с добавлением прогноза МСВ по измерениям с предыдущего оборота Солнца, ВСП + МКВМ – прогноз ВСП и МКВМ с помощью модели *DBM* и данных о параметрах КВМ с коронографа, (ВСП + КВМ) + МСВ – прогноз получается путем добавления прогноза МСВ к прогнозу ВСП и МКВМ, (ВСП + МСВ) + КВМ – прогноз получается путем добавления прогнозу ВСП и МСВ.

щие в каталоге ИКИ РАН, или по магнитно-гидродинамическим параметрам неотличимы от фонового солнечного ветра и не могут быть классифицированы как еjecta, или представляют собой ложные прогнозы МКВМ.

В нашей работе мы учитывали небольшие по угловому распределению КВМ разных скоростей, а не только КВМ типа гало и полу-гало. Кроме того, мы не отбирали КВМ по скорости. В момент прогноза прихода МКВМ на околоземную орбиту значения модуля межпланетного магнитного поля, измеренные на KA ACE, в среднем равны ~5 нТл. События с такими низкими значениями модуля магнитного поля обычно не учитываются в каталогах МКВМ. В статье [Kilpua et al., 2012] отмечается, что за период 2007-2010 годов в дополнение к 84 хорошо идентифицируемым МКВМ было найдено еще 58 МКВМ-подобных событий, которые демонстрируют некоторые классические свойства МКВМ, но имеют слабые значения магнитного поля (<7 нТл) и/или короткие периоды длительности (<10 ч). Однако, в статье указывается, что количество найденных МКВМ-подобных событий меньше, чем количество узких КВМ, зарегистрированных по наблюдениям в коронографе. Часть небольших КВМ с пониженной плотностью и скоростью, из-за процессов взаимодействия с окружающим солнечном ветром в гелиосфере, может приходить на околоземную орбиту с параметрами уже не отличимыми от фонового СВ, в котором они распространяются. Предполагается, что такие небольшие КВМ могут составлять значительную часть компоненты медленного солнечного ветра. Так как мы отбирали КВМ с угловым раствором от 60 градусов для полярных и от 30 градусов для экваториальных широт, и с любыми скоростями, то большая часть этих КВМ могла внести вклад в медленную компоненту фонового СВ, став не отличимой по магнитогидродинамическим параметрам от нее.

За период с мая по декабрь 2010 года были рассчитаны среднеквадратичное отклонение (СКО) и коэффициент корреляции (КК) между значениями скорости СВ. спрогнозированными по описанным выше методикам и измеренными на КА АСЕ. Результаты для потоков СВ всех скоростей, измеренных на КААСЕ, и отдельно для медленных (<400 км/с) и быстрых (>400 км/с) потоков представлены в таблице 2. СКО между наблюдаемыми и спрогнозированными скоростями квазистационарных потоков СВ, включающими в себя ВСП и медленный СВ, равно 86 км/с (ВСП МСВ, табл. 2). Для сравнения можно добавить, что СКО между наблюдаемыми и спрогнозированными с помощью модели WSA значениями скорости квазистационарных потоков СВ на трое суток вперед было равно 90 км/с для фазы роста 23-го солнечного цикла в 1998-1999 годах [Owens et al., 2005]. Из таблицы 2 видно, что добавление к прогнозу ВСП прогноза медленного СВ уменьшает СКО.

Добавление прогноза МКВМ к прогнозу квазистационарных потоков CB увеличивает КК для потоков CB всех скоростей и уменьшает СКО для медленного CB. Этот результат согласуется с тем, что в 2010 году прогноз МКВМ вносит значительный вклад именно в прогноз медленной компоненты CB, со скоростями меньше, чем 400 км/с. Добавление прогноза МКВМ к квазистационарным потокам CB позволило уменьшить СКО между измеренными и спрогнозированными потоками CB с 85 до 82 км/с и увеличить КК с 0.55 до 0.6 за период май–декабрь 2010 года.

Для улучшения качества прогноза МКВМ, требуется учесть знание множества факторов, способных оказать влияние на эволюцию распространяющихся в гелиосфере КВМ. В этой работе при прогнозе МКВМ учитывались только скорость и угловая ширина КВМ. Мы также использовали информацию о расположении возможно-

го источника КВМ, но учитывали только возможность регистрации залимбового события. Учет взаимодействия квазистационарных потоков СВ и КВМ происходит в рамках *DBM*-модели. Однако, в данной модели не учитываются изменения параметров КВМ из-за КВМ-КВМ взаимодействия в гелиосфере. В работе [Rodkin et al., 2018] показано, что половина всех КВМ за период 2010-2011 года – это взаимодействующие КВМ. Половина из всех (47 из 94) рассматриваемых нами КВМ могла провзаимодействовать в гелиосфере перед приходом на околоземную орбиту. Взаимодействуя, потоки СВ, в зависимости от своих параметров, могут сформировать объединенные области взаимодействия (merged interaction region) [Burlaga, 2003]. Области объединенного взаимодействия могут быть очень сложными и сильно отличаться по кинетическим и магнитным параметрам от параметров КВМ до момента взаимолействия.

Не только скорость распространения КВМ в гелиосфере, но и направление его распространения и конфигурация могут изменяться из-за взаимодействия прогнозируемого КВМ с другими потоками СВ в межпланетном пространстве или в солнечной короне [Nieves-Chinchilla et al., 2013]. Наблюдения показывают, что КВМ отклоняются по направлению к экватору около солнечного минимума [Gopalswamy, 2003] из-за доминирования крупномасштабного дипольного магнитного поля и высокоскоростных потоков солнечного ветра из обширных полярных корональных дыр. При распространении КВМ в межпланетном пространстве отклонения по долготе к востоку могут происходить, когда КВМ блокируется медленным солнечным ветром впереди КВМ. В противном случае, когда высокоскоростной поток солнечного ветра догоняет медленный КВМ, КВМ может ускоряться и отклоняться к западу. Однако, отклонению подвергается только сам выброс, но не ударная волна, связанная с ним [Prise et al., 2015]. Если КВМ взаимодействовал с коротирующей областью впереди высокоскоростного потока солнечного ветра, то его форма может стать не симметричной, а его кинетические и магнитные параметры могут сильно измениться.

Точность прогноза скорости КВМ зависит от точности прогноза фонового СВ, по которому он распространяется. В настоящее время физические магнитогидродинамические и эмпирические модели фонового ветра дают схожий результат прогноза на больших временны́х интервалах (СКО приблизительно ±100 км/с по скорости и около суток по времени прихода ВСП СВ) из-за невозможности получить данные прямых измерений параметров СВ в короне и в достаточном количестве точек гелиосферы. Анализ качества прогноза фонового СВ с ходом солнечного цикла и изменение параметров модели, основанное на этом анализе, могут также улучшить качество прогноза фонового CB.

### 4. ВЫВОДЫ

В работе представлены численные и эмпирические модели прогноза скорости потоков СВ и результаты их работы, включающие в себя прогноз скорости квазистационарных (фоновых) потоков СВ и добавленный к ним прогноз скорости МКВМ. В рамках модельных допушений для прогнозирования МКВМ, ВСП и медленного СВ, представленный прогноз дает результаты, сравнимые с другими моделями, способными работать в режиме реального времени. На примере 2010 года было получено, что добавление прогноза МКВМ в прогноз фонового СВ позволяет улучшить прогноз скорости СВ на околоземной орбите. Среднеквадратичное отклонение между измеренными и спрогнозированными потоками СВ уменьшилось с 85 до 82 км/с, а коэффициент корреляции увеличился с 0.55 до 0.6. Большинство отобранных нами из базы данных КВМ, распространяющихся по спрогнозированному фоновому ветру, дают вклад в медленные и не геоэффективные потоки солнечного ветра. За период с мая по декабрь 2010 года, на фазе роста солнечного цикла, 67% из всех МКВМ пришли на околоземную орбиту со скоростями менее 400 км/с, а 90 из 94 МКВМ связаны со спокойной геомагнитной обстановкой (Dst > -30 нТл). Однако, можно предположить, что на других фазах солнечного цикла эта ситуация может кардинально измениться.

### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность научным коллективам проектов *SDO/AIA* и *ACE*, а также составителям баз данных *CACTus*, *SEEDS*, *Solar Demon* за предоставление доступа к данным.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование проведено в НИИЯФ МГУ за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) № 16-17-00098.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю. Солнечные и межпланетные источники геомагнитных бурь: аспекты космической погоды // Геофизические процессы и биосфера. Т. 8. № 1. С. 5–35. 2009.

*— Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю.* Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 г. // Космич. исслед. Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009. - Arge C.N., Luhmann J.G., Odstrčil D. Schrijver C.J., Li Y. Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME // J. Atmos. Sol-Terr. Phys. V. 66. P. 1295–1309. 2004.

https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.03.018

- Arge C.N., Pizzo V.J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // J. Geophys. Res. V. 105. P. 10465-10480. 2000.

https://doi.org/10.1029/1999JA000262

*– Bu X., Luo B., Shen C. Liu S., Gong J., Cao Y. Wang H.* Forecasting high-speed solar wind streams based on solar extreme ultraviolet images // Space Weather. V. 17. P. 1040–1058. 2019.

https://doi.org/10.1029/2019SW002186

- Burlaga L., Berdichevsky D., Gopalswamy N. Lepping R., Zurbuchen T. Merged interaction regions at 1 AU // J. Geophys. Res: Space Physics. V. 108(A12). P. 1–12. 2003. https://doi.org/10.1029/2003JA010088

- Gopalswamy N., Shimojo M., Lu W., Yashiro S., Shibasaki K., Howard R.A. Prominence eruptions and coronal mass ejection: A statistical study using microwave observations // Astrophys. J. V. 586. № 1. P. 562–578. 2003. https://doi.org/10.1086/367614

- Kalegaev V., Panasyuk M., Myagkova I. et al. Monitoring, analysis and post-casting of the Earth's particle radiation environment during February 14–March 5, 2014 // J. Space Weather and Space Clim. V. 9. A 29. 2019. https://doi.org/10.1051/swsc/2019029

- *Kilpua E.K.J., Jian L.K., Li Y., Luhmann J.G., Russell C.T.* Observations of ICMEs and ICME-like Solar Wind Structures from 2007–2010 Using Near-Earth and STEREO Observations // Sol. Phys. V. 281. P. 391–409. 2012. https://doi.org/10.1007/s11207-012-9957-0

- Kraaikamp E., Verbeeck C. Solar Demon – an approach to detecting flares, dimmings, and EUV waves on SDO/AIA images // J. Space Weather Space Clim. V. 5. A18. P. 1-16. 2015.

https://doi.org/10.1051/swsc/2015019

- Nieves-Chinchilla T., Vourlidas A., Stenborg G. Savani N.P., Koval A., Szabo A., Jian L. K. Inner Inner Heliospheric Evolution of a "Stealth" CME Derived from Multi-View Imaging and Multipoint In–situ observations: I. Propagation to 1 AU // The Astrophys. J. V. 779. № 1. P. 55–68. 2013.

https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/1/55

- Odstrčil D., Pizzo V.J. Three-dimensional propagation of CMEs in a structured solar wind flow: 1. CME launched within the streamer belt // J. Geophys. Res. V. 104. P. 483–492. 1999.

https://doi.org/10.1029/1998JA900019

- Odstrčil D., Riley P., Zhao X.P. Numerical simulation of the 12 May 1997 interplanetary CME event // J. Geophys. Res. (Space Phys.) V. 109 (A02116). P. 1–8. 2004. https://doi.org/10.1029/2003JA010135

- Owens M.J., Arge C.N., Spence H.E., Pembroke A. An event-based approach to validating solar wind speed predictions: High-speed enhancements in the Wang-Sheeley-Arge model // J. Geophys. Res. V. 110. P. 25613– 25620. 2005.

https://doi.org/10.1029/2005JA011343

- *Pomoell J., Poedts S.* EUHFORIA: European heliospheric forecasting information asset // J. Space Weather Space Clim. V. 8(A35). P. 1–14. 2018.

https://doi.org/10.1051/swsc/2018020

- Prise A.J., Harra L.K., Matthews S.A., Arridge C.S., Achilleos N. Analysis of a coronal mass ejection and corotating interaction region as they travel from the Sun passing Venus, Earth, Mars, and Saturn // J. Geophys. Res: Space Physics. V. 120. P. 1566–1588. 2015. https://doi.org/10.1002/2014JA020256

- Reiss M.A., Temmer M., Veronig A.M., Nikolic L., Vennerstrom S., Schöngassner F., Hofmeister S.J. Verification of high-speed solar wind stream forecasts using operational solar wind models // Space Weather. V. 14. P. 495–510. 2016.

https://doi.org/10.1002/2016SW001390

- *Richardson I.G., Cane H.V.* Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta // J. Geophys. Res: Space Physics. V. 100. P. 23397–23412. 1995. https://doi.org/10.1029/95JA02684

- Rilev P., Mays L., Andries J. et al. Forecasting the arrival

*– Kiley P., Mays L., Anarles J. et al.* Forecasting the arrival time of coronal mass ejections: Analysis of the CCMC CME scoreboard // Space Weather. V. 16. P. 1245–1260. 2018.

https://doi.org/10.1029/2018SW001962

- Rodkin D., Slemzin V., Zhukov A.N., Goryaev F., Shugay Yu., Veselovsky I. Single ICMEs and Complex Transient Structures in the Solar Wind in 2010–2011 // Solar Phys. V. 293(A78). P. 1 – 27. 2018.

https://doi.org/10.1007/s11207-018-1295-4

- Shi T., Wang Y., Wan L. Cheng X., Ding M., Zhang J. Predicting the Arrival Time of Coronal Mass Ejections With the Graduated cylindrical shell and drag force model. Astrophys. J., 806(2), 271, 2015.

https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/2/271

- Shiota D., Kataoka R. Magnetohydrodynamic simulationof interplanetary propagation ofmultiple coronal mass ejectionswith internal magnetic flux rope (SUSANOO-CME) // Space Weather. V. 14. P. 56–75. 2016. https://doi.org/10.1002/2015SW001308

- Shugay Yu S., Veselovsky I.S., Seaton D.B., Berghmans D. Hierarchical Approach to Forecasting Recurrent Solar Wind Streams // Solar System Res. V 45. № 6. P. 546–556. 2011.

https://doi.org/10.1134/S0038094611060086

- Shugay Y.S., Slemzin V.A., Rod'kin D.G. Features of solar wind streams on June 21–28, 2015 as a result of interactions between coronal mass ejections and recurrent streams from coronal holes // Cosmic Res. V. 55. P. 389–395. 2017. https://doi.org/10.1134/S0010952517060107

- Shugay Yu., Slemzin V., Rodkin D. Yermolaev Yu., Veselovsky I. Influence of coronal mass ejections on parameters of high-speed solar wind: a case study // J. Space Weather and Space Clim. V. 8(A28). P. 1–13. 2018. https://doi.org/10.1051/swsc/2018015

- Temmer M., Reiss M.A., Nikolic L., Hofmeister S.J., Veronig A.M. Preconditioning of Interplanetary Space Due to Transient CME Disturbances // The Astrophys. J. V. 835. № 2. P. 141–147. 2017. https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/141 - Vršnak B., Žic T., Vrbaneck D. Temmer M., et al. Propagation of interplanetary coronal mass ejections: The dragbased model // Solar Phys. V. 285. P. 295–315. 2013. https://doi.org/10.1007/s11207-012-0035-4

- Vršnak, B., Temmer M., Žic T., Taktakishvili A., Dumbović M., Möstl C., Veronig A.M., Mays M.L., Odstrčil D. Heliospheric propagation of coronal mass ejections: Comparison of numerical WSA-ENLIL + Cone model and analytical dragbased model // Astrophys J. Supplement Series. V. 213. № 2. P. 21–30. 2014.

https://doi.org/10.1088/0067-0049/213/2/21

- Xie H., Ofman L., Lawrence G. Cone model for halo CMEs: application to space weather forecasting // J. Geo-

phys. Res. (Space Phys.) V. 109(A03109). P. 1–13. 2004. https://doi.org/10.1029/2003JA010226

- *Zhao X.P., Plunkett S.P., Liu W.* Determination of geometrical and kinematical properties of halo coronal mass ejections using the cone model // J. Geophys. Res. (Space Phys.) V. 107. P. 1223–1232. 2002. https://doi.org/10.1029/2001JA009143

- Žic T., Vršnak B., Temmer M. Heliospheric Propagation of Coronal Mass Ejections: Drag-Based Model Fitting // Astrophys. J. Supplement Series. V. 218. № 2. P. 32–39. 2015. https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/2/32 УДК 523-62,523.9

### ДИНАМИКА ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ РАЗНЫХ ФАЗ БУРИ 20 НОЯБРЯ 2003 г.

© 2021 г. Н. Г. Птицына<sup>1, \*</sup>, О. А. Данилова<sup>1, \*\*</sup>, М. И. Тясто<sup>1</sup>, В. Е. Сдобнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (СПбФ ИЗМИРАН), г. Санкт-Петербург, Россия <sup>2</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

> \*e-mail: nataliaptitsyna@ya.ru \*\*e-mail: md1555@mail.ru Поступила в редакцию 04.04.2020 г. После доработки 24.04.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Рассчитаны корреляции вариаций жесткостей геомагнитного обрезания космических лучей с Dst-и Кр-индексами геомагнитной активности, параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) во время трех фаз магнитной бури 20-21 ноября 2003 г. – перед началом бури, в ее главной и восстановительной фазах. На всех этапах бури вариации жесткости обрезания наиболее тесно коррелируют с *Dst*-индексом. Фиксировалась значительная корреляция с *By*-компонентой ММП и величиной поля B, причем связь с By доминировала в главной фазе, а с B – в восстановительной. В главной фазе также наблюдается высокая корреляция с динамическими параметрами солнечной активности, особенно со скоростью солнечного ветра. Впервые, насколько нам известно, обнаружены явления гистерезиса во взаимосвязи жесткостей обрезания космических лучей и параметров гелио- и магнитосферы на масштабе магнитной бури (на примере станции Москва). Петлеобразные диаграммы сформировались потому, что траектории изменения значений жесткостей обрезания в зависимости от исследуемых параметров во время интенсификации бури (развитие токовых систем) не совпадали с траекториями на восстановительной фазе (распад токовых систем). Взаимосвязь жесткостей обрезания с *Dst* и *Kp* характеризовалась узкой петлей гистерезиса. а с параметрами ММП – широкой. Петли гистерезиса для взаимосвязи жесткостей обрезания с плотностью и давлением солнечного ветра были неупорядоченными.

DOI: 10.31857/S0016794021010120

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи проникают внутрь магнитосферы из-за их магнитной жесткости R, которая определяется как момент на единицу заряда. Жесткость геомагнитного обрезания или геомагнитный порог — это R, ниже которого поток частиц обрезан из-за магнитного экранирования. Геомагнитные бури уменьшают геомагнитное экранирование вследствие уменьшения поля внутри магнитосферы вследствие формирования кольцевого тока, токов магнитопаузы, хвоста магнитосферы и продольных высокоширотных токов. В результате этого космические частицы могут проникать на более низкие широты.

В ряде работ установлена различной степени связь вариаций геомагнитных порогов  $\Delta R$  и изменений геомагнитной активности, выраженной геомагнитными индексами *Dst* и *Kp* [Belov et al.,

2003; Kress et al., 2010; Тясто и др., 2011; Туssøy and Stadsnes, 2014; Adriani et al., 2016; Птицына и др., 2019]. В частности, в работе [Птицына и др., 2019] обнаружена высокая корреляция  $\Delta R$  с *Dst* для семи бурь 23 и 24 солнечных циклов, при этом корреляция изменялась регулярным образом, она увеличивалась с уменьшением *Dst*, т.е. с ростом интенсивности бури. В то же время, для бури в декабре 2006 г., наблюдалась наиболее сильная корреляция широты обрезания не с *Dst*, а с *Kp* [Adriani et al., 2016].

На основе различных экспериментальных и теоретических подходов, также неоднократно рассматривалась зависимость  $\Delta R$  от параметров солнечного ветра (CB) и межпланетного магнитного поля (ММП). В работах [Kanekal et al., 1998; Adriani et al., 2016] найдено, что геомагнитные пороги лучше всего коррелировали с параметрами ММП и скоростью солнечного ветра *V*. Напро-

тив, в работах [Shimazu, 2009; Kress et al., 2010; Тузѕøу and Stadsnes, 2014] при проникновении частиц в возмущенную магнитосферу получена преимущественная зависимость R от динамического давления СВ P по сравнению со знаком и интенсивностью Bz. Птицына с соавторами [2019] нашли, что наиболее геоэффективным межпланетным параметром для четырех сильных бурь 24 цикла оказалась скорость солнечного ветра V, в то время как корреляция с величиной Bz выражена слабо.

Таким образом, результаты исследования зависимости  $\Delta R$  от межпланетных параметров и геомагнитной активности противоречивы. Это может быть обусловлено тем обстоятельством, что интенсификация и распад токовых систем, которые контролируются поступлением в магнитосферу энергии СВ, происходят в различных режимах и на различных масштабах времени. И действительно, есть указания на то, что зависимость  $\Delta R$  от этих процессов может быть различной для разных этапов эволюции магнитной бури. Однако контроль  $\Delta R$  параметрами гелио- и магнитосферы на разных фазах возмущения плохо изучен: можно указать лишь несколько летальных 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] — для сильной бури 7—8 ноября 2004 г.

Целью данной работы было проследить динамику изменений геомагнитных порогов в зависимости от параметров межпланетной среды и магнитосферы во время эволюции магнитной супербури 20-21 ноября 2003 г. Эта статья является продолжением работ [Тясто и др., 2008; Птицына и др., 2019], где исследовались вариации жесткостей обрезания за весь период развития этой бури. Новым элементом данной работы является то, что мы провели анализ корреляций  $\Delta R$  с межпланетными параметрами и индексами геомагнитной активности во время каждой из трех фаз бури на предварительном этапе (перед бурей), в главной и восстановительной фазах. Кроме того, добавлен расчет и анализ корреляций  $\Delta R$  с общим межпланетным магнитным полем В, Еу-компонентой электрического поля и Кр-индексом геомагнитной активности. Специальное внимание уделено исследованию траекторий изменения значений  $\Delta R$  в зависимости от рассматриваемых параметров, как во время развития токовых систем, так и во время их распада.

### 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ДАННЫЕ

### 2.1. Методы

Мы оценивали связь вариаций жесткости геомагнитного обрезания с изменением параметров

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

ММП, СВ и геомагнитной активности в период 18-24 ноября 2004 г. Для этого  $\Delta R$  были рассчитаны двумя разными способами — методом спектрографической глобальной съемки (СГС) и методом прослеживания траекторий частиц космических лучей в модельном магнитном поле.

Метод СГС основан на рассмотрении процессов изменения энергии заряженных частиц в регулярных электромагнитных полях гелиосферы [Dvornikov, Sdobnov, 2002]. Метод использует для получения жесткостей обрезания R наблюдательные данные, полученные при помощи большого комплекса наземной регистрирующей аппаратуры (мировая сеть нейтронных мониторов). Вариации жесткостей обрезания, полученные этим методом ( $\Delta R_{crc}$ ), следуя терминологии, принятой в работе [Птицына и др., 2019], будем считать "наблюдательными".

При расчете геомагнитных порогов методом прослеживания траекторий частиц КЛ [МсСгаскеп et al., 1962; Shea et al., 1965] задается магнитное поле магнитосферы, которое обычно описывается какой-либо моделью. Для расчета  $\Delta R_{\rm эф}$  нами была использована магнитосферная модель *Ts*01 [Tsyganenko, 2002a, b; Tsyganenko et al., 2003]. Вариации жесткостей обрезания, полученные этим методом ( $\Delta R_{\rm эф}$ ), будем считать "модельными" [Птицына и др., 2019]).

Используемые методы подробно описаны в работах [Туаsto et al., 2013; Тясто и др., 2015].  $\Delta R_{\rm эф}$  и  $\Delta R_{\rm crc}$  определялись как разности между значениями геомагнитных порогов, рассчитанными для каждого часа в период бури, и жесткостями в спокойный период перед бурей. За "спокойные" (*Dst*  $\approx$  0) были взяты среднесуточные значения порогов 12 октября 2003 г.

Коэффициенты корреляции k между жесткостями обрезания 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 таким образом, чтобы они в спокойное время охватывали основную область пороговых жесткостей  $R_c$ , подверженных влиянию геомагнитного поля: Токио – 11.0 ГВ, Алматы – 6.18 ГВ, Рим – 6.10 ГВ, Иркутск – 3.25 ГВ, Москва – 2.12 ГВ, Хобарт – 1.76 ГВ.

Коэффициенты *k* и стандартные ошибки получены из анализа регрессионных уравнений отдельно по выборкам наблюдений для периодов каждой из трех фаз — предварительной, главной и восстановительной.

### 2.2. Данные

Данные о параметрах солнечного ветра (плотность N, скорость V, давление P), ММП (полное поле B, компоненты Bz и By, а также азимутальная компонента электрического поля Ey), индексах геомагнитной активности (Kp и Dst) взяты из базы OMNI на сайте (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html).

На рисунке 1 приведены параметры солнечного ветра и индексы геомагнитной активности во время бури 20–21 ноября 2003 г.; на верхней панели представлены значения  $\Delta R_{3\phi}$  и  $\Delta R_{crc}$  для ст. Москва. Изменения геомагнитных порогов на других станциях качественно не отличаются от  $\Delta R$  для Москвы (соответствующие кривые приведены в работе [Тясто и др., 2008]).

Значения *B*, *By* и *Bz* ММП иллюстрируют конфигурацию межпланетной структуры ответственной за эту бурю. Ударная волна пришла в 07:40 UT, вызвав резкое увеличение *B* ММП до 30 нТл, а также всплеск положительного *By* ММП [Веселовский и др., 2004; Ермолаев и др., 2005]. Полярность *Bz* ММП остается положительной в течение трех часов после прихода волны. В 11:20 UT *Bz* поворачивается к югу, достигая –50 нТл в 15:50 UT.

С учетом вышеперечисленных особенностей мы разбили период магнитной бури 20–21 ноября 2003 г. на три фазы: период перед бурей, т.е. предварительная фаза бури, с 02:00 UT по 11:00 UT 20 ноября, главная фаза с 12:00 UT по 19:00 UT 20 ноября, фаза восстановления с 20:00 UT 20 ноября по 23:00 UT 21 ноября.

На средних и низких широтах максимальное понижение геомагнитных порогов по сравнению с порогами в главном поле (1.8 ГВ) достигается в 18:00 UT, за час до максимума геомагнитной бури (Dst = -472).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Предварительная фаза бури

Корреляция жесткости геомагнитного обрезания с параметрами гелио- и магнитосферы для предварительной фазы бури (с 02:00 до 11:00 UT 20 ноября 2003 г.) представлены в табл. 1. В верхней части таблицы показаны коэффициенты корреляции  $\Delta R_{
m s \phi}$  с исследуемыми параметрами, в нижней части  $-\Delta R_{\rm crc}$ . Из таблицы 1 видно, что на предварительной фазе бури обнаружилась значительная корреляция (>0.7) вариаций модельных геомагнитных порогов  $\Delta R_{
m sol}$  с геомагнитными параметрами Dst и Kp, а также с плотностью солнечного ветра N. В то же время наблюдательные  $\Delta R_{\rm crc}$ не показали практически никакой связи с исследуемыми параметрами гелио- и магнитосферы. Исключение составили коэффициенты корреляции с азимутальной компонентой межпланетного магнитного поля *By*; *k* для станций Рим и Алматы было  $-0.67 \pm 0.04$ ,  $-0.67 \pm 0.05$  соответственно.

### 3.2. Главная фаза бури

В таблице 2 представлена корреляция жесткости геомагнитного обрезания с параметрами гелио- и магнитосферы для главной фазы бури 20-21 ноября 2003 г. В верхней части таблицы показаны коэффициенты корреляции исследуемых параметров с  $\Delta R_{ab}$ , в нижней части – с  $\Delta R_{crc}$ . Из таблицы 2 видно, что во время главной фазы бури наблюдалась значительная корреляция как  $\Delta R_{\rm pd}$ , так и  $\Delta R_{\rm crc}$  почти со всеми исследуемыми параметрами CB. Наибольшая корреляция  $\Delta R_{\rm crc}$ наблюдается с Dst-индексом. На всех станциях коэффициенты k для  $\Delta R_{\rm crc}$  были в пределах 0.86—0.96. Корреляция *Dst* с  $\Delta R_{\rm sop}$  на всех станциях была еще выше 0.97-0.99. Корреляция  $\Delta R$  с геомагнитной активностью, выраженной Кр-индексом, с учетом ошибки была значительно меньше (среднее по всем станциям  $k = 0.74 \pm 0.3$  для  $\Delta R_{\rm crc}$  и k = $= 0.80 \pm 0.33$ для  $\Delta R_{
m sc}$ ).

Анализ связи  $\Delta R$  с параметрами ММП во время главной фазы показал наибольшую корреляцию с *By*-компонентой. Очень высокий коэффициент корреляции k = 0.85-0.96 получен для  $\Delta R_{crc}$ , для  $\Delta R_{эф}$  он еще выше 0.93–0.98. Корреляция с общим полем *B* была незначительной k == 0.43-0.79, а ошибки определения *k* были высокими. Не наблюдалось сколько-нибудь существенной корреляция  $\Delta R$  как с *Bz*-компонентой, так и с азимутальной компонентой электрического поля *Ey* = -VBz.

Во время главной фазы фиксировалась высокая корреляция  $\Delta R_{\rm crc}$  со всеми динамическими параметрами CB – плотностью, скоростью и давлением. Коэффициенты *k* были наибольшими при корреляции со скоростью *V*, достигая для всех станций 0.80–0.94 для  $\Delta R_{\rm crc}$ , для  $\Delta R_{\rm эф}$  *k* был еще выше 0.91–0.95. Корреляция с динамическим давлением *P* и плотностью *N* лежала в пределах 0.80–0.83 для  $\Delta R_{\rm crc}$ , и 0.77–0.80 для  $\Delta R_{\rm эф}$ . При этом связь как с *N*, так и с *P* носила отрицательный характер.

Можно заключить, что во время главной фазы наиболее геоэффективными параметрами, корреляция с которыми превышает по абсолютной величине  $|k| \ge 0.77$ , являются *Dst и By, а* также все динамические параметры CB – V, N, P.

### 3.3. Фаза восстановления бури

В таблице 3 представлена корреляция жесткости геомагнитного обрезания с параметрами гелио- и магнитосферы для восстановительной фазы бури. В верхней части таблицы показаны коэффициенты корреляции исследуемых пара-



**Рис. 1.** Межпланетные параметры и индексы геомагнитной активности 20-21ноября 2003 г. *Bz* ММП – черные кружки, *By* ММП – треугольники. На верхней панели показаны изменения жесткостей обрезания  $\Delta R_{9\phi}$  (кружки) и  $\Delta R_{crc}$  (крестики) для станции Москва.

метров с  $\Delta R_{\rm sop}$ , в нижней части — с  $\Delta R_{\rm crc}$ . Из таблицы 3 видно наличие значительной корреляции  $\Delta R_{\rm sop}$  и  $\Delta R_{\rm crc}$  со всеми параметрами гелио- и магнитосферы. Во время этой фазы бури снизилась зависимость от *By*, которая была доминирующей на главной фазе, в то же время повысилась зависимость от *Bz* (max  $k = 0.64 \pm 0.33$  для  $\Delta R_{\rm crc}$  и 0.70  $\pm$  0.26 для  $\Delta R_{\rm sop}$  в Иркутске) и особенно от общего поля *B* (для  $\Delta R_{\rm crc} k = -0.94 \pm 0.15$  и для  $\Delta R_{\rm sop}$ 

максимальное  $k = -0.94 \pm 0.13$  в Иркутске). По сравнению с главной фазой корреляции  $\Delta R_{\rm sop}$  и  $\Delta R_{\rm crc}$  с динамическими параметрами стали несколько меньше, но оставались довольно значительными. Средние по всем станциям коэффициенты корреляции для  $\Delta R_{\rm crc}$  с *N*, *V* и *P* были  $k = -0.77 \pm 0.21$ ,  $-0.52 \pm 0.29$ ,  $-0.78 \pm 0.21$ , а для  $\Delta R_{\rm sop}$  соответственно были  $k = -0.75 \pm 0.22$ ,  $-0.67 \pm 0.22$ ,  $-0.79 \pm 0.21$ .

#### ПТИЦЫНА и др.

$\Delta R_{igh}$	Станции									
парам	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт	средние			
Dst	$0.87\pm0.03$	$0.81\pm0.05$	$0.61\pm0.05$	$0.69\pm0.08$	$0.66\pm0.09$	$0.76 \pm 0.11$	$0.73\pm0.08$			
Кр	$-0.83\pm0.03$	$-0.83\pm0.04$	$-0.66\pm0.05$	$-0.80\pm0.06$	$-0.78\pm0.07$	$-0.82\pm0.09$	$-0.79\pm0.03$			
Bz	$-0.17\pm0.05$	$-0.10\pm0.08$	$0.12\pm0.06$	$0.11\pm0.11$	$0.11\pm0.12$	$-0.01\pm0.16$	$0.01\pm0.10$			
By	$-0.73\pm0.04$	$-0.72\pm0.05$	$-0.33\pm0.06$	$-0.56\pm0.09$	$-0.57\pm0.10$	$-0.62\pm0.13$	$-0.59\pm0.08$			
В	$-0.72\pm0.04$	$-0.72\pm0.05$	$-0.30\pm0.06$	$-0.55\pm0.09$	$-0.54\pm0.10$	$-0.62\pm0.13$	$-0.58\pm0.08$			
Ey	$0.12\pm0.05$	$0.06\pm0.08$	$-0.14\pm0.06$	$-0.16\pm0.10$	$-0.17\pm0.11$	$-0.04\pm0.16$	$-0.06\pm0.09$			
N	$-0.79\pm0.03$	$-0.70\pm0.05$	$-0.77\pm0.04$	$-0.81\pm0.06$	$-0.88\pm0.06$	$-0.83\pm0.09$	$-0.80\pm0.06$			
V	$-0.79\pm0.03$	$-0.78\pm0.05$	$-0.43\pm0.06$	$-0.69\pm0.08$	$-0.72\pm0.08$	$-0.73\pm0.11$	$-0.69\pm0.07$			
Р	$-0.81\pm0.03$	$-0.73\pm0.05$	$-0.66\pm0.05$	$-0.77\pm0.07$	$-0.84\pm0.06$	$-0.80\pm0.10$	$-0.77\pm0.06$			
$\Delta R_{\rm crc}$										
парам	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт	средние			
Dst	$-0.03\pm0.08$	$0.59\pm0.05$	$0.57\pm0.05$	$0.40\pm0.09$	$0.33\pm0.14$	$0.33 \pm 0.2$	$0.37\pm0.10$			
Кр	$-0.48\pm0.07$	$-0.38\pm0.06$	$-0.33\pm0.03$	$-0.05\pm0.1$	$0.06\pm0.15$	$0.07\pm0.21$	$-0.19\pm0.10$			
Bz	$0.49\pm0.07$	$-0.24\pm0.06$	$-0.29\pm0.06$	$-0.49\pm0.09$	$-0.56\pm0.13$	$-0.61\pm0.17$	$-0.28\pm0.10$			
By	$0.12\pm0.08$	$-0.67\pm0.05$	$-0.67\pm0.04$	$-0.60\pm0.08$	$-0.55\pm0.13$	$-0.54\pm0.18$	$-0.49\pm0.09$			
В	$0.14\pm0.08$	$-0.68\pm0.04$	$-0.70\pm0.04$	$-0.63\pm0.08$	$-0.58\pm0.12$	$-0.56\pm0.17$	$-0.50\pm0.09$			
Ey	$-0.45\pm0.07$	$0.02\pm0.06$	$0.25\pm0.06$	$0.44\pm0.09$	$0.52\pm0.13$	$0.58\pm0.17$	$0.23\pm0.10$			
N	$-0.15\pm0.08$	$-0.29\pm0.06$	$-0.24\pm0.06$	$0.02\pm0.10$	$0.07\pm0.15$	$0.18\pm0.21$	$-0.07\pm0.11$			
V	$0.03\pm0.08$	$-0.65\pm0.05$	$-0.64\pm0.05$	$-0.51\pm0.09$	$-0.45\pm0.14$	$-0.39\pm0.2$	$-0.44\pm0.10$			
Р	$-0.03\pm0.08$	$-0.42\pm0.06$	$-0.40\pm0.06$	$-0.20\pm0.10$	$-0.16\pm0.15$	$-0.06\pm0.21$	$-0.21\pm0.11$			

**Таблица 1.** Корреляция  $\Delta R_{3\phi}$  с параметрами гелио- и магнитосферы для предварительной фазы бури 20 ноября 2003 г.

### 3.4. Корреляция между модельными и наблюдательными значениями

В таблице 4 приведены коэффициенты корреляции между модельными  $\Delta R_{
m s \phi}$  и наблюдательными  $\Delta R_{\rm crc}$  значениями вариаций геомагнитных порогов, полученными для различных станций во время всех трех фаз бури. Из таблицы 4 видно, что на предварительном этапе бури обнаружились очень низкие коэффициенты корреляции между  $\Delta R_{
m add}$  и  $\Delta R_{
m crc}$  для всех станций кроме Алматы. Анализ таблицы 1 показал, что модельные вариации жесткостей обрезания показывают существенную корреляцию с параметрами магнитосферы, в то время как наблюдательные жесткости не обнаруживают к ним практически никакой чувствительности. Отсюда можно заключить, что модель Ts01, которая использовалась для вычисления  $\Delta R_{\rm ab}$ , неадекватно предсказывает динамику магнитного поля в этот период рассматриваемой бури. Этот результат представляется ожидаемым, так как модель *Ts*01 была разработана для сильно возмущенных условий в магнитосфере, которые еще не достигаются перед бурей.

Для двух других фаз бури, главной и восстановительной, коэффициент корреляций между результатами, полученными наблюдательным и модельным способами достигает высоких значений. Корреляция особенно высока 0.91–0.97 для главной фазы.

Таблица 4 свидетельствует о том, что согласованность результатов, полученных модельным и наблюдательным методами практически одинакова для всех станций. Только высокий коэффициент корреляции двух методов на ст. Алматы на предварительной фазе выбивается из этой тенденции.

Можно заключить, что модель *Ts*01 хорошо описывает возмущенное состояния магнитосферы во время главной и восстановительной фаз супербури в ноябре 2003 г.

### 3.5. Гистерезис

Как видно из таблиц 1–3, результаты корреляционного анализа для различных станций достаточно однородны. Для иллюстрации взаимосвязи между жесткостями обрезания и параметрами гелио- и магнитосферы на рис. 2 приведены диаграммы зависимости  $\Delta R_{эф}$  на ст. Москва от исследуемых параметров в течение всех трех фаз бури.

$\Delta R_{igm}$	Станции									
парам.	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт	средние			
Dst	$0.99\pm0.03$	$0.99\pm0.04$	$0.98\pm0.08$	$0.99\pm0.06$	$0.99\pm0.07$	$0.97\pm0.08$	$0.99\pm0.06$			
Кр	$-0.77\pm0.15$	$-0.78\pm0.23$	$-0.84\pm0.21$	$-0.81\pm0.29$	$-0.83\pm0.27$	$-0.78\pm0.20$	$-0.80\pm0.23$			
Bz	$0.16\pm0.24$	$0.14\pm0.36$	$0.30\pm0.37$	$0.20\pm0.49$	$0.24\pm0.47$	$0.29\pm0.31$	$0.22\pm0.37$			
By	$0.97\pm0.06$	$0.97\pm0.08$	$0.96\pm0.10$	$0.98\pm0.11$	$0.97\pm0.12$	$0.93\pm0.12$	$0.96\pm0.10$			
В	$0.63\pm0.19$	$0.65\pm0.27$	$0.53\pm0.33$	$0.61\pm0.40$	$0.58\pm0.39$	$0.51\pm0.28$	$0.59\pm0.31$			
Ey	$-0.05 \pm 0.24$	$-0.03\pm0.36$	$-0.19\pm0.38$	$-0.09 \pm 0.50$	$-0.13\pm0.48$	$-0.18\pm0.32$	$-0.11\pm0.38$			
N	$-0.81\pm0.14$	$-0.84\pm0.20$	$-0.76 \pm 0.25$	$-0.81\pm0.3$	$-0.80 \pm 0.29$	$-0.78\pm0.20$	$-0.80 \pm 0.23$			
V	$0.94\pm0.08$	$0.92\pm0.14$	$0.95\pm0.12$	$0.94\pm0.17$	$0.95\pm0.15$	$0.91\pm0.14$	$0.94\pm0.13$			
Р	$-0.77\pm0.15$	$-0.82\pm0.21$	$-0.72\pm0.27$	$-0.77\pm0.32$	$-0.76 \pm 0.32$	$-0.75\pm0.21$	$-0.77 \pm 0.25$			
$\Delta R_{\rm crc}$										
парам.	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт	средние			
Dst	$0.96\pm0.13$	$0.95\pm0.14$	$0.96\pm0.14$	$0.99\pm0.14$	$0.87\pm0.26$	$0.86\pm0.11$	$0.93\pm0.15$			
Кр	$-0.63 \pm 0.35$	$-0.71\pm0.34$	$-0.72\pm0.34$	$-0.79\pm0.33$	$-0.82\pm0.30$	$-0.76\pm0.14$	$-0.74\pm0.30$			
Bz	$-0.06 \pm 0.46$	$-0.08\pm0.48$	$0.07\pm0.48$	$0.12\pm0.53$	$0.37\pm0.49$	$0.33\pm0.20$	$0.13\pm0.44$			
By	$0.94\pm0.16$	$0.96\pm0.14$	$0.96\pm0.13$	$0.96\pm0.15$	$0.86\pm0.27$	$0.85\pm0.11$	$0.92\pm0.16$			
В	$0.77\pm0.29$	$0.79\pm0.30$	$0.79\pm0.30$	$0.65\pm0.41$	$0.40\pm0.48$	$0.43\pm0.19$	$0.64\pm0.33$			
Ey	$0.16\pm0.45$	$0.19\pm0.48$	$0.18\pm0.48$	$-0.01 \pm 0.53$	$-0.26 \pm 0.51$	$-0.23\pm0.21$	$0.01\pm0.44$			
N	$-0.78\pm0.29$	$-0.83\pm0.27$	$-0.84 \pm 0.26$	$-0.89\pm0.24$	$-0.83 \pm 0.29$	$-0.80\pm0.13$	$-0.83 \pm 0.25$			
V	$0.83\pm0.26$	$0.92\pm0.19$	$0.93\pm0.18$	$0.94\pm0.18$	$0.87\pm0.26$	$0.80\pm0.13$	$0.88\pm0.20$			
Р	$-0.77\pm0.29$	$-0.78\pm0.3$	$-0.79\pm0.30$	$-0.86\pm0.28$	$-0.81\pm0.31$	$-0.81\pm0.13$	$-0.80\pm0.27$			

**Таблица 2.** Корреляция  $\Delta R_{3\phi}$  с параметрами гелио- и магнитосферы для главной фазы бури 20 ноября 2003 г.

Аналогичные диаграммы для  $\Delta R_{\rm crc}$  (не показаны здесь) демонстрируют похожую картину, что вполне ожидаемо, так как для Москвы коэффициент корреляции между  $\Delta R_{\rm эф}$  и  $\Delta R_{\rm crc}$  на основных фазах развития бури очень высок (табл. 4).

Рисунок 2 позволяет проследить зависимость  $\Delta R$  не только от варьируемого аргумента — параметров геомагнитной активности и межпланетной среды, но и от направления изменения аргумента. Рассмотрим панель связи  $\Delta R$ —*Dst* (рис. 2*a*). Видно, что в главной фазе по мере развития бури (развитие кольцевого тока) с увеличением отрицательного значения Dst до -473 нТл происходит падение  $\Delta R_{\rm adb}$  до минимального значения -1.8 ГВ. На фазе восстановления (распад кольцевого тока) с изменением направления аргумента Dst, т.е. с уменьшением отрицательного значения Dst, падение  $\Delta R_{\rm phi}$  уменьшается и в конце фазы приближается к значениям, которые были на предварительной фазе бури. Траектория изменения значений  $\Delta R_{\rm ab}$  (Dst) на восстановительной фазе не совпадает с траекториями на предварительной и главной фазах, однако кривые лежат достаточно близко друг от друга. Полученная зависимость  $\Delta R_{\rm phi}$  от *Dst* неоднозначна, она имеет петлеобразную форму. Следовательно взаимосвязь  $\Delta R_{\rm pob}$  и

*Dst*-индекса геомагнитной активности обнаруживает признаки гистерезиса с характерной узкой петлей гистерезиса.

Петлеобразная диаграмма, петля гистерезиса, возникает как отклик  $\Delta R$  также и на циклические изменения других параметров (рис. 26-2и). Видно, что геометрия найденных петель гистерезиса различна для различных параметров, в частности петли различаются по ширине. Узкие петли характерны для связи  $\Delta R$  с параметрами геомагнитной активности (рис. 2а и 2б). Широкие петли наблюдаются для связи  $\Delta R$  со всеми параметрами ММП (рис. 2e-2e). Заметим, что кривые как узких, так и широких петель гистерезиса (рис. 2a-2e) показывают регулярное поведение – более или менее монотонное изменение  $\Delta R$  в зависимости от аргумента в течение эволюции бури. Совершенно другое поведение демонстрируют петли гистерезиса на рис. 23 и 2и, показывающие связь  $\Delta R$  с динамическими параметрами CB – плотностью N и давлением P. Траектории  $\Delta R(N)$  и  $\Delta R(P)$  являются запутанными, кривые многократно пересекают друг друга, что может быть связано с резкими скачками и частыми изменениями N и P во времени на всех фазах бури (рис. 1). Петля гистерезиса для V по характеру геометрии

#### ПТИЦЫНА и др.

$\Delta R_{igh}$	Станции								
парам	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт	средние		
Dst	$0.99\pm0.03$	$0.98\pm0.05$	$0.99\pm0.06$	$0.98\pm0.07$	$0.99\pm0.07$	$0.98\pm0.07$	$0.96\pm0.06$		
Кр	$-0.90\pm0.09$	$-0.86\pm0.15$	$-0.86 \pm 0.17$	$-0.85\pm0.19$	$-0.86 \pm 0.23$	$-0.91\pm0.16$	$-0.87\pm0.17$		
Bz	$0.65\pm0.16$	$0.67\pm0.21$	$0.68\pm0.24$	$0.70\pm0.26$	$0.69\pm0.32$	$0.65\pm0.28$	$0.67\pm0.25$		
By	$0.65\pm0.16$	$0.68\pm0.21$	$0.70\pm0.24$	$0.70\pm0.26$	$0.70\pm0.32$	$0.63\pm0.29$	$0.67\pm0.25$		
В	$-0.93\pm0.08$	$-0.93\pm0.10$	$-0.94\pm0.11$	$-0.94\pm0.13$	$-0.94\pm0.06$	$-0.91\pm0.16$	$-0.93 \pm 0.11$		
Ey	$-0.67\pm0.16$	$-0.68\pm0.21$	$-0.69 \pm 0.24$	$-0.72\pm0.25$	$-0.70\pm0.32$	$-0.67\pm0.28$	$-0.69 \pm 0.25$		
N	$-0.77\pm0.14$	$-0.75\pm0.19$	$-0.75\pm0.22$	$-0.74\pm0.24$	$-0.76\pm0.29$	$-0.75\pm0.25$	$-0.75\pm0.22$		
V	$-0.71\pm0.15$	$-0.66\pm0.21$	$-0.64 \pm 0.25$	$-0.64\pm0.28$	$-0.65 \pm 0.34$	$-0.74\pm0.25$	$-0.67\pm0.22$		
Р	$-0.80\pm0.13$	$-0.78\pm0.18$	$-0.79\pm0.20$	$-0.78\pm0.23$	$-0.80\pm0.27$	$-0.78\pm0.24$	$-0.79 \pm 0.21$		
$\Delta R_{\rm crc}$									
парам	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт	средние		
Dst	$0.57\pm0.24$	$0.88\pm0.15$	$0.89\pm0.14$	$0.94\pm0.15$	$0.88\pm0.21$	$0.93\pm0.08$	$0.85\pm0.16$		
Кр	$-0.68\pm0.22$	$-0.80\pm0.19$	$-0.80\pm0.19$	$-0.75\pm0.28$	$-0.66 \pm 0.32$	$-0.87\pm0.11$	$-0.76\pm0.22$		
Bz	$0.34\pm0.28$	$0.61\pm0.25$	$0.62\pm0.25$	$0.64\pm0.33$	$0.56\pm0.35$	$0.46\pm0.19$	$0.54\pm0.28$		
By	$0.31\pm0.28$	$0.61\pm0.25$	$0.63\pm0.25$	$0.70\pm0.30$	$0.68\pm0.31$	$0.55\pm0.18$	$0.58\pm0.26$		
В	$-0.64 \pm 0.23$	$-0.90\pm0.14$	$-0.91\pm0.13$	$-0.94\pm0.15$	$-0.87\pm0.20$	$-0.91\pm0.09$	$-0.86 \pm 0.16$		
Ey	$-0.34\pm0.28$	$-0.62\pm0.24$	$-0.63 \pm 0.25$	$-0.65\pm0.32$	$-0.57\pm0.35$	$-0.47\pm0.19$	$-0.55 \pm 0.27$		
N	$-0.69\pm0.22$	$-0.82\pm0.18$	$-0.83 \pm 0.18$	$-0.78\pm0.26$	$-0.68 \pm 0.31$	$-0.79 \pm 0.13$	$-0.77 \pm 0.21$		
V	$-0.46\pm0.26$	$-0.54\pm0.26$	$-0.54\pm0.27$	$-0.49\pm0.37$	$-0.43 \pm 0.39$	$-0.66 \pm 0.16$	$-0.52\pm0.29$		
Р	$-0.65 \pm 0.23$	$-0.84\pm0.17$	$-0.85 \pm 0.17$	$-0.82\pm0.24$	$-0.71 \pm 0.30$	$-0.79 \pm 0.13$	$-0.78\pm0.21$		

**Таблица 3.** Корреляция  $\Delta R_{3\phi}$  с параметрами гелио- и магнитосферы для фазы восстановления бури 21 ноября 2003 г.

**Таблица 4.** Коэфициент корреляция *К* между  $\Delta R_{\rm sob}$  и  $\Delta R_{\rm crc}$  во время трех фаз бури

	Токио	Алматы	Рим	Иркутск	Москва	Хобарт	Средние
Предвар.	$0.22\pm0.08$	$0.74\pm0.04$	$0.15\pm0.06$	$0.07\pm0.10$	$-0.07\pm0.15$	$-0.10\pm0.21$	$0.17\pm0.11$
Главная	$0.95\pm0.08$	$0.93\pm0.13$	$0.91\pm0.16$	$0.97\pm0.13$	$0.91\pm0.20$	$0.92\pm0.13$	$0.93\pm0.14$
Восстан.	$0.57\pm0.24$	$0.85\pm0.16$	$0.88\pm0.15$	$0.94\pm0.15$	$0.87\pm0.21$	$0.90\pm0.09$	$0.84\pm0.17$

находится между параметрами ММП и параметрами CB N и P.

Следует отметить, что петли гистерезиса для  $\Delta R(Dst)$ ,  $\Delta R(Kp)$ ,  $\Delta R(By)$ ,  $\Delta R(B)$ ,  $\Delta R(Ey)$  и  $\Delta R(V)$  проходят цикл по часовой стрелке, а  $\Delta R(Bz)$  — против. Для петли гистерезиса "по часовой стрелке" при фиксированном значении  $\Delta R$  значение аргумента на главной фазе больше, чем на восстановительной. Для петли гистерезиса "против часовой стрелки" величина аргумента на главной фазе меньше, чем на восстановительной.

### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты (табл. 1–4, рис. 2) свидетельствуют о том, что зависимость изменений модельных и наблюдательных жесткостей обрезания КЛ от геомагнитной активности и параметров межпланетной среды различна на различных этапах развития магнитной бури 20— 21 ноября 2003 г. При этом меняются не только значения коэффициента корреляции, но и знак. В частности, корреляция  $\Delta R$  с полным межпланетным магнитным полем *B* и скоростью CB *V* положительна на главной фазе и отрицательна на предварительной и восстановительной фазах, корреляция с *Bz* и *By* отрицательна на предварительной фазе и положительна на двух других.

На всех этапах бури вариации жесткости обрезания наиболее тесно коррелируют с геомагнитной активностью. При этом наивысшие коэффициенты k получаются для *Dst*-индекса, и несколько меньшие для *Kp*. Разница в чувствительности геомагнитных порогов к *Dst* и *Kp* может объяс-

2021



**Рис. 2.** Петли гистерезиса при взаимодействии  $\Delta R_{\Im\Phi}$  на станции Москва с параметрами СВ, ММП и геомагнитной активности для трех фаз бури 20 ноября 2003 г.: (1) – предварительная, (2) – главная, (3) – восстановительная. Стрелками указано направление течения времени при развитии бури.

няться тем, что эти индексы отражают поведение различных токовых систем. Dst – определяется по вариациям наземного магнитного поля на низкоширотных станциях и отражает эффект экваториального кольцевого тока. Кр – определяется по среднеширотным станциям. Однако, во время сильного магнитного возмущения, когда авроральный овал смещается к югу, эти среднеширотные станции начинают фиксировать эффекты высокоширотных токов. Наши результаты о преимущественной корреляции  $\Delta R$  с *Dst* свидетельствуют о том, что вариации геомагнитных порогов во время исследуемой очень интенсивной бури контролируются в основном кольцевым током. Однако значительная корреляция с Кр позволяет предположить также заметный вклад высокоширотных токовых систем. Это согласуется с результатами работы [Rich and Ejiri, 2005], обнаружившими смещение высокоширотных токов до  $40^{\circ}$  N во время этой бури.

Во время исследуемой бури параметром межпланетной среды, который наиболее сильно влияет на жесткости обрезания, является *Ву*-компонента ММП, коэффициент корреляции с которой доходит во время главной фазы на ст. Иркутск до  $0.98 \pm 0.11$  для  $\Delta R_{\rm эф}$  и  $0.96 \pm 0.15$  для  $\Delta R_{\rm crc}$ . Корреляция  $\Delta R$  с *Bz*-компонентой на главном и предварительном этапах была очень низкой, и только на восстановительной фазе *k* было достаточно значительным (средние значения  $0.67 \pm 0.25$  для  $\Delta R_{\rm эф}$ и  $0.54 \pm 0.28$  для  $\Delta R_{\rm crc}$ ).

Сравним полученные результаты корреляций для исследуемой бури и для бури 7—8 ноября 2004 г. [Птицына и др., 2020]. Единственной об-

щей чертой бурь является значительный контроль  $\Delta R$  со стороны *Dst*. Связь с динамическими параметрами СВ хотя и четко прослеживается, однако достаточно неожиданно на главной фазе исследуемой бури корреляция с *V* положительна, а для бури 2004 г. она отрицательна. Кроме того, направление корреляции  $\Delta R$  с *N*, *P* для этих бурь также прямо противоположно. Важнейшим различием этих возмущений является и тот факт, что на главной фазе бури 20 ноября корреляция By-компоненты ММП и  $\Delta R$  была очень высока, в то время как для бури 2004 г. связь со всеми компонентами магнитного поля практически отсутствовала. Только на фазе восстановления влияние динамических и магнитных параметров для этих бурь становится несколько более похожим.

Связь индексов геомагнитной активности с параметрами СВ и ММП исследовалась в многочисленных работах [Dungey, 1961; Burton et al., 1975; Newel et al., 2007; Borovsky, 2014; Borovsky and Birn, 2014; и ссылки в них], в том числе и для периодов магнитных бурь. Было установлено, что одним из самых геоэффективных параметров ММП является его южная компонента  $B_z < 0$ , рост которой вызывает пересоединение магнитного поля солнечного ветра и поля магнитосферы. Однако Ву-компонента тоже может оказывать значительное влияние на пересоединение и конвекцию в магнитосфере [Crooker, 1979; Daglis et al., 1999; Gosling et al., 1985; Rawat et al., 2007]. В частности, в работе [Rawat et al., 2007] найдено, что Ву-компонента ММП играет существенную роль в развитии интенсивной главной фазы в присутствии южной компоненты Вд. При этом конфигурация ММП, при которой By > 0, а Bz < 0увеличивает интенсивность бури. Именно такая конфигурация ММП наблюдалась 20 ноября 2003 г. во время главной фазы бури (рис. 1). В течение ~7 ч после прихода SSC фиксировалась положительная Ву-компонента с необыкновенно большой амплитудой (~40 нТл), которая сопровождалась сильной отрицательной Bz-компонентой (~-50 нТл). Это привело к развитию интенсивного Dst.

В литературе отмечалось, что *Ву*-компонента вносит значительный вклад в пересоединение дневной магнитосферы [Park et al., 2006] и ведет к асимметрии полусфер. Наш результат о существенном влиянии *Ву*-компоненты на жесткости обрезания в главной фазе согласуется с результатами работы [Данилова и др., 2019]. В этой работе найдена северо-южная и западно-восточная асимметрии распределения жесткостей обрезания КЛ по земной поверхности в главной фазе бури 20 ноября 2003 г.

Многими авторами было установлено, что одним из самых геоэффективных параметров CB является азимутальное электрическое поле Ey =

=-VBz, где V – радиальная скорость CB [напр., Burton et al., 1979 и ссылки там]. Проведенное исследование показало, что в данном случае связь с Еу отсутствует для предварительной и главной фазы, но в фазе восстановления она становится достаточно существенной. Такой результат, повидимому, можно соотнести с выводами, полученными авторами работы [Borovsky and Birn, 2014], которые утверждают, что Еу-компонента СВ не является физическим фактором, отвечающим за пересоединение на дневной стороне магнитосферы. С их точки зрения, корреляция Еу с геомагнитными индексами, полученная ранее, является скорее совпадением. Однако проникновение электрического поля СВ вдоль магнитных силовых линий уже после пересоединения, после того, как силовые линии СВ становятся связанными с земной полярной шапкой, может стать важным фактором контроля геомагнитных токовых систем на более поздних этапах развития бури [Goertz et al., 1993; Ridley, 2007; Borovsky, 2013].

Отдельного обсуждения заслуживает наши результаты о корреляции между жесткостями обрезания КЛ на ст. Москва и параметрами ММП и геомагнитной активности, которое обнаружило признаки гистерезиса (параграф 3.5). Эти признаки заключаются в том, что взаимосвязь  $\Delta R$  и параметров магнитосферы зависит от направления изменения этих параметров: траектория изменения  $\Delta R$  в зависимости от исследуемых параметров во время развития токовых систем не совпадает с траекториями во время распада токовых систем. В результате возникает петлеобразная диаграмма — петля гистерезиса.

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 временны́х 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.

Вопрос о том, какая токовая система вносит преимущественный вклад в корреляционные соотношения между  $\Delta R$  и исследуемыми параметрами в каждом конкретном периоде бури, требует дальнейших исследований. В качестве примера анализа характерных особенностей петель гистерезиса рассмотрим траекторию связи значений  $\Delta R_{3\phi}$  с  $B_z$  в главной фазе бури (рис. 2*г*). 20 ноября, отрицательное значение  $B_z$ , начиная с первого

часа главной фазы, растет до 15:00 UT, достигая в это время минимума -50.9 нТл, после чего начинает уменьшаться. С начала главной фазы растет также и  $|\Delta R|$  в прямой корреляции с ростом  $|B_z|$ , достигает минимума -1.81 ГВ в 18:00 UT, с запаздыванием в три часа по отношению к  $B_{Z}$ , после чего, в соответствии с уменьшением отрицательного  $B_{z}$ , начинается уменьшение падения  $\Delta R$ , которое продолжается и далее на восстановительной фазе. Данные космических аппаратов DMSP, NOAA, и LANL позволили выявить характерные черты этой супербури [Ebihara et al., 2005]. В частности, было найдено, что граница полярной шапки с наступлением главной фазы начала смещаться к югу, достигла в ~16:00 UT 20 ноября необычно глубокого минимума (60°), а затем широта начала вновь увеличиваться. Установлено, что во время главной фазы этой бури расширение границы полярной шапки и связанной с ней области проникновения частиц КЛ в магнитосферу контролировалось продольными токами [Ebihara et al., 2005]. Таким образом, во время главной фазы происходило практически параллельное циклическое расширение-сужение области проникновения КЛ в магнитосферу и развитие связи  $\Delta R_{\rm pb}$  с Bz. Это позволяет предположить, что в главной фазе взаимосвязь  $\Delta R_{3\phi}$  с Bz контролировалась продольными токами. Отметим, что поскольку во время одной части главной фазы бури между  $\Delta R$  и Bz наблюдалась положительная корреляция, а во время другой части – отрицательная (рис. 2*г*), то общий k для всей фазы мал (табл. 2). Отсюда видно, что специфические изменения жесткостей в ответ на изменения параметров магнитосферы могут происходить на временных шкалах меньших, чем фаза бури.

Отмеченная выше драматическая разница в зависимости  $\Delta R$  от By и Bz, V, N и P в процессе эволюции бурь 2003 и 2004 гг. является достаточно непредвиденным выводом. Дело в том, что обе эти бури имеют много общего, они принадлежат к одному классу очень сильных возмущений, обе произошли на спаде солнечного цикла, вблизи осеннего равноденствия в ноябре, и непосредственная их причина аналогична - это взаимодействие магнитосферы с магнитном облаком, содержащим очень высокую южную компоненту ММП [Ермолаев и др., 2005; Tsurutani et al., 2008]. Однако, несмотря на это, реализующийся сценарий контроля жесткостей обрезания КЛ абсолютно разный. Поскольку возмущенная магнитосфера представляет собой сложную многофакторную систему, плохо понятую в настоящее время, то для более конкретных выводов о влиянии этой системы на  $\Delta R$  требуется гораздо больше статистического материала. В настоящее время нами проводится работа по созданию банка данных такого материала.

#### 5. ВЫВОДЫ

В работе проведен анализ корреляций изменений жесткости геомагнитного обрезания КЛ с параметрами СВ, ММП и геомагнитной активности на всех этапах развития магнитной бури 20— 21 ноября 2003 г. — перед началом бури, в ее главной и восстановительной фазах. Получены следующие конкретные результаты:

1. Связь  $\Delta R$  с эволюцией бури. Зависимости изменений модельных и наблюдательных вариаций жесткостей обрезания  $\Delta R$  от геомагнитной активности и параметров межпланетной среды существенно отличаются друг от друга на различных этапах развития магнитной бури 20–21 ноября 2003 г. При этом могут меняться не только значения коэффициента корреляции, но и знак. Есть указания на то, что отклик жесткостей обрезания на изменения параметров магнитосферы может происходить на временны́х масштабах меньших, чем фаза бури.

2. Гистерезис. Впервые, насколько нам известно, обнаружены явления гистерезиса во взаимосвязи изменений жесткостей обрезания КЛ и параметров гелио- и магнитосферы на масштабе магнитной бури (на примере ст. Москва). Петлеобразная диаграмма возникает из-за того, что траектория значений  $\Delta R$  в зависимости от исследуемых параметров во время развития токовых систем не совпадает с траекторией во время распада токовых систем. Взаимосвязь  $\Delta R$  с геомагнитными индексами *Dst* и *Kp* характеризовалась узкой петлей гистерезиса, а с параметрами ММП – широкой. Петли гистерезиса для плотности и давления солнечного ветра были неупорядоченными.

3. Зависимость  $\Delta R$  от геомагнитной активности. Вариации жесткости обрезания  $\Delta R$  наиболее тесно коррелируют с геомагнитной активностью. При этом наивысшие коэффициенты корреляции достигаются для *Dst* (на главной фазе средние 0.99 ± 0.06 для  $\Delta R_{sop}$  и 0.93 ± 0.15 для  $\Delta R_{crc}$ ), и несколько меньшие коэффициенты для *Kp*.

4. Зависимость  $\Delta R$  от ММП. Наибольшая корреляция достигалась с *Ву*-компонентой. Особенно высокий коэффициент корреляции *k* для наблюдательных и модельных вариаций жесткостей обрезания,  $\Delta R_{\rm crc}/\Delta R_{\rm эф}$ , (0.92 ± 0.16/0.96 ± 0.10), получен для главной фазы. Для фазы восстановления наиболее значительной была антикорреляция  $\Delta R_{\rm crc}/\Delta R_{\rm эф}$  с общим полем *B* (-0.86 ± 0.16/ -0.93 ± 0.11). Корреляция  $\Delta R$  с *Bz*, а также с *Ey* во время предварительной и главной фаз была несущественной. Значимая связь с *Bz* и *Ey* появилась только во время фазы восстановления.

5. Зависимость от динамических параметров CB. Во всех фазах бури фиксировалась значительная связь между  $\Delta R$  и всеми динамическими параметрами. Особенно высокие коэффициенты корреляции достигались между  $\Delta R$  и скоростью CB, причем для предварительной и восстановительной фаз наблюдалась антикорреляция, а для главной фазы — прямая корреляция.

Взаимосвязь вариаций геомагнитных порогов КЛ с параметрами геомагнитной активности и магнитосферы различна на разных фазах бури, поскольку она обусловлена динамикой глобальных токовых систем, которые в процессе эволюции магнитного возмущения развиваются и затухают различным образом и на разных временны́х интервалах. За счет асимметрии процессов интенсификации и затухания токовых систем. проникновение КЛ в магнитосферу обнаруживает явления гистерезиса, т.е. динамика жесткостей обрезания демонстрирует зависимость отклика от направления развития токовых систем. Определение однозначных зависимостей  $\Delta R$  от конкретной токовой системы на каждом этапе бури требует дальнейших исследований. Накопление статистического материала о корреляционных соотношениях между вариациями жесткостей обрезания и параметрами СВ и геомагнитной активности во время разных этапов магнитных возмущений представляет актуальную задачу. Это важно не только для решения проблем физики магнитосферы, но также для учета последствий "плохой" космической погоды для космонавтики и для бурно развивающихся в последние полтора десятилетия высокоширотных авиаперевозок [Iucci et al., 2005; Буров и др., 2005; Kress et al., 20151.

### 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа частично выполнена в рамках базового финансирования программы Фундаментальных научных исследований II.16. Для получения  $R_{\rm crc}$  использовалось оборудование Центра коллективного пользования "Ангара" (http://ckp-rf.ru/ckp/3056/) и научной установки "Российская национальная наземная сеть станций космических лучей (Сеть СКЛ)". Мы благодарим коллектив OMNI за предоставленную возможность использовать базу данных, созданную в рамках проекта GSFC/SPDF OMNIWeb (http://omniweb.gsfc. паsа.gov), а также анонимного рецензента за чрезвычайно полезные замечания и предложения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Атабеков Г.И. Теоретические основы электротехники. Линейные электрические цепи. СПб.: Лань, 592 с. 2009.

– Буров В.А., Мелешков Ю.С., Очелков Ю.П. Методика оперативной оценки уровня радиационной опасности, обусловленной возмущениями космической погоды, при авиаперевозках // Гелиогеофиз. исслед. Вып. 7. С. 61–81. 2014. – Веселовский И.С., Панасюк М.И., Авдюшин С.И., Базилевская Г.А. и др. Солнечные и гелиосферные явления в октябре–ноябре 2003 г.: причины и следствия // Космич. исслед. Т. 42. № 5. С. 453–508. 2004.

– 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 возмущения, приведшие к сильной магнитной буре 20 ноября 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 1. С. 23–50. 2005.

– 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

— Серенсен, С.В., Когаев В.П., Шнейдерович Р.М. Несущая способность деталей машин. М. Машиностроение, 354 с. 1975.

– Тясто М.И., Данилова О.А., Дворников В.М., Сдобнов В.Е. Отражение параметров солнечного ветра в жесткости геомагнитного обрезания космических лучей в период сильной магнитной бури в ноябре 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 48. № 6. С. 723–740. 2008.

– 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.

– Тясто М.И., Данилова О.А., Птицына Н.Г., Сдобнов В.Е. Вариации жесткостей обрезания космических лучей во время сильной геомагнитной бури в ноябре 2004 г. // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 2. С. 97–105. 2015.

- Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.N., Bellotti R. et al. PAMELA's measurements of geomagnetic cutoff variations during the 14 December 2006 storm // Space weather. V. 14.  $N_{2}$  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

- *Borovsky J.E.* Physics based solar-wind driver functions for the magnetosphere: Combining the reconnection-coupled MHD generator with the viscous interaction // J. Geophys. Res. V. 118. Is. 11. P. 7119–7150. 2013. https://doi.org/10.1002/jgra.50557

- Borovsky J.E. Canonical correlation analysis of the combined solar-wind and geomagnetic-index data sets // J. Geophys. Res. V. 119. 2014. https://doi.org/10.1002/2013JA019607

- *Borovsky J.E., Birn J.* The solar wind electric field does not control the dayside reconnection rate // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. 2014. https://doi.org/10.1002/2013JA019193

- Burton R.K., McPherron R.L., Russel C.J. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst // J. Geophys. Res. V. 80. P. 4204–4214. 1975.

- Crooker N.U. Dayside merging and cusp geometry // J. Geophys. Res. V. 84. P. 951–959. 1979.

https://doi.org/10.1029/JA084iA03p00951

- Daglis I.A., Thorne R. M., Baumjohann W., Orisini S. The terrestrial ring current: Origin, formation, evolution, and decay // Rev. Geophysics. V. 37. P. 407–438. 1999.

- *Dvornikov V.E.*, *Sdobnov V.E.* Variations in the rigidity spectrum and anisotropy cosmic rays at the period of Forbush effect on the 12–25 July 1982 // Intern. J. Geomagn. Aeron. V. 3. P. 217–223. 2002.

- *Dungey J.W.* Interplanetary magnetic field and the auroral zones // Phys. Rev. Lett. V. 6. P. 47–48. 1961. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.47

- 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

- Iucci N., Levitin A.E., Belov A.V., Eroshenko E.A., Ptitsyna N.G., Villoresi G., Chizhenkov G. V., Dorman L.I., Parisi M., Tyasto M.I., Yanke V.G. Space weather conditions and spacecraft anomalies in different orbits // Space weather. V. 3. S01001. 2005.

https://doi.org/10.1029/2003SW000056

- Goertz C.K., Shan L.-H., Smith R.A. Prediction of geomagnetic activity // J. Geophys. Res. V. 98. (A5). P. 7673-7684. 1993.

- Gosling J.T., Bake D.N., Bame S.J., Feldman W.C., Zwickl R.D., Smith E.J. North-south and dawn-dusk plasma asymmetries in the distant tail lobes. ISEE 3 // J. Geophys. Res. V. 90. P. 6354–6360. 1985. https://doi.org/10.1029/JA090iA07p06354

Intps://doi.org/10.1029/JA090IA0/p00334

*– Kane R.P.* Hysteresis loops of Cosmic Ray intensity decreases versus solar and interplanetary parameters // Ann. Geophysicae V. 25. Iss 9. 2007.

https://doi.org/10.5194/angeo-25-2087-2007

- 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.-Space. 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.

- Kress B.T., Hudson M.K., Selesnick R.S., Mertens C.J., Engel M. Modeling geomagnetic cutoffs for space weather applications // J. Geophys. Res.–Space. V. 120. № 7. P. 5694–5702. 2015.

https://doi.org/10.1002/2014JA020899

- 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.

- Newel P.T., Sotirelis T., Liou K., Meng C.-I., Rich F.J. A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables // J. Geophys. Res. V. 112. A01206. 2007.

https://doi.org/10.1029/2006JA012015

*– Park K.S., Ogino T., Walke R.J.* On the importance of antiparallel reconnection when the dipole tilt and IMF By are nonzero // J. Geophys. Res. V. 111. A05202. 2006. https://doi.org/10.1029/2004JA010972

*– Rawat R., Alex S., Lakhina G.S.* Geomagnetic storm characteristics under varied interplanetary conditions // Bull. Astr. Soc. India. V. 35. P. 499–509. 2007.

- *Rich F.J., Ejiri M.* Ring current and the magnetosphereionosphere coupling during the superstorm of 20 November 2003 // J. Geophys. Res. V. 110. Iss. A9. P. 1–16. 2005. https://doi.org/10.1029/2004JA010924

*– Ridley A.J.* Alfvén wings at Earth's magnetosphere under strong interplanetary magnetic fields // Ann. Geophys. V. 25. 533–542. 2007.

*– 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. 2002a.

https://doi.org/10.1029/2001JA000219

*– Tsyganenko N.A.* A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 2. Parametrization and fitting to observation // J. Geophys. Res. V. 107. A8. 1176–1192. 2002b.

- *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

- Tyssøy H.N, Stadsnes J. Cutoff latitude variation during solar proton events: Causes and consequences // J. Geophys. Res. - Space. V. 120. P. 553-563. 2014.

- Tyasto M.I., Danilova O.A., Ptitsyna N.G., Sdobnov V.E. Variations in cosmic ray cutoff rigidities during the great geomagnetic storm of November 2004 // Adv. Space Res. V. 51. P. 1230–1237. 2013. УДК 551.594

### ОТКЛИК МАГНИТОСФЕРНОЙ БУРИ В АТМОСФЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ СРЕДНИХ ШИРОТ

© 2021 г. С. В. Анисимов<sup>1,</sup> \*, Н. М. Шихова<sup>1</sup>, Н. Г. Клейменова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Геофизическая обсерватория Борок ИФЗ РАН, пос. Борок, Ярославская обл., Россия <sup>2</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

> \*e-mail: anisimov@borok.yar.ru Поступила в редакцию 10.07.2020 г. После доработки 28.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Выполнены исследования отклика сильных магнитных бурь в вариациях электрического поля приземной атмосферы средних широт по данным многолетних наблюдений аэроэлектрического (Ez) и геомагнитного полей на среднеширотной геофизической обс. Борок. За период 1998–2015 гг. выделено 19 сильных и очень сильных магнитных бурь с минимумом *Dst*-индекса < -100 нТл и максимальным значением индекса Kp > 7, соответствующих невозмущенным метеоусловиям нижней атмосферы (т.е. условиям "хорошей погоды") в обс. Борок. Показано, что влияние магнитной бури на изменения электрического поля приземной атмосферы эффективнее проявляется в дневное околополуденное время. Обнаружена статистически значимая вариация напряженности аэроэлектрического поля, характеризующаяся возрастанием величины Ez на временном интервале ±4 ч относительно времени минимума *Dst*-вариации магнитной бури.

DOI: 10.31857/S0016794021020024

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Электрическое поле атмосферы обусловлено совокупностью физических процессов разделения, формирования и переноса объемных электрических зарядов, происходящих в широком диапазоне пространственно-временны́х масштабов [Чалмерс, 1974]. Принято считать что, квазистационарное состояние глобальной электрической цепи устанавливается в результате действия атмосферных грозовых генераторов, поддерживающих разность потенциалов между нижней ионосферой и поверхностью океана и земной коры [Анисимов и Мареев, 2008; Williams and Mareev, 2014].

В рамках модели глобальной электрической цепи основными параметрами, определяющими электрическое состояние атмосферы, служат потенциал ионосферы, сопротивление столба атмосферы, плотность вертикального электрического тока, напряженность электрического поля, значение полярных проводимостей, а также высотные профили указанных атмосферных параметров. Согласно моделям глобальной электрической цепи вертикальный электрический ток свободной невозмущенной атмосферы связывает ионосферу с приземной атмосферой и обуславливает электродинамический механизм воздействия электрических полей магнитосферно-ионосфер ных источников на электрические процессы нижней атмосферы. В глобальной электрической цепи базовым параметром, определяющим электрическое состояние невозмущенной атмосферы, служит потенциал ионосферы [Mühleisen, 1977; Slyunyaev et al., 2015]. В свою очередь, одним из планетарных источников изменений ионосферного потенциала в глобальной электрической цепи является геомагнитная буря, обусловленная взаимодействием возмущенного солнечного ветра с магнитосферой Земли.

Наибольшее воздействие геомагнитные возмущения и сопутствующие изменения электрических полей и токов ионосферы могут оказывать на атмосферное электрическое поле в авроральных и полярных широтах, что доказано результатами натурных высокоширотных наблюдений вариаций напряженности электрического поля приземной атмосферы Ez [Olson, 1971; Shaw and Hunsucker, 1977; Апсен и др., 1988; Anisimov et al., 1991; Burns et al., 1995; Michnowski, 1998; Belova et al., 2001; Frank-Kamenetsky et al., 2001; Никифорова и др., 2003, Kruglov et al., 2010; Kleimenova et al., 2018]. В качестве убедительного примера такого воздействия следует упомянуть результаты наземных аэроэлектрических (Ег) наблюдений на полярной обс. Хорзунд (HOR, 74° CGLAT), расположенной на архипелаге Шпицберген. Показано, что, как правило, развитие магнитосферной
суббури в утреннем секторе магнитосферы сопровождается положительными отклонениями напряженности приземного электрического поля независимо от нахождения точки наблюдения в зоне полярной шапки или на ее границе, что позволяет сделать вывод о проникновении к земной поверхности электрических полей полярной магнитосферной конвекции [Клейменова и др., 2010].

Результаты анализа среднесуточных вариаций атмосферного электрического поля Ег, наблюдаемых на обс. Хорзунд, расположенной вблизи границы полярной шапки, и на обс. Какиока (КАК, 28.8° CGLAT), расположенной в приэкваториальных широтах, показали, что в магнитоспокойных и слабо возмущенных условиях среднесуточные вариации Ег в основном определяются пространственным расположением точки наблюдения относительно фокусов конвективных вихрей эквивалентной токовой системы *DP0*. При этом, вариации Ez на обс. Какиока в значительной мере контролируются экваториальным электроджетом, максимальным в дневные часы, а на обс. Хорзунд – авроральным электроджетом, максимальным в ночные и ранние утренние часы местного времени [Клейменова и др., 2012].

Особый интерес представляет исследование влияния геомагнитных возмущений на вариации электрического поля приземной атмосферы в средних широтах. Эффект сильных магнитных бурь наблюдался в вариациях напряженности и динамике спектров мощности вариаций электрического поля приземной атмосферы в обс. Паратунка на Камчатке (52° CGLAT) с одновременной регистрацией метеорологических и геофизических данных [Смирнов и др., 2013; Смирнов, 2014; Михайлова и др., 2014]. По результатам анализа данных наземных наблюдений атмосферного электрического поля (Ег) на среднеширотной обс. Свидер вблизи Варшавы (52° CGLAT) во время трех магнитных бурь впервые обнаружен эффект главной фазы магнитной бури в дневных среднеширотных вариациях Ег [Клейменова и др., 2008]. Значительные (с амплитудой ~100-300 В/м) вариации напряженности электрического поля наблюдались на обс. Свидер днем одновременно с началом развития суббури в ночном секторе авроральных широт (обс. Колледж). Обнаруженные эффекты сопровождались усилением межпланетного электрического поля во время главной фазы магнитной бури, развитием магнитосферных суббурь и вторжением энергичных электронов в ночную авроральную ионосферу. Подробный анализ вариаций атмосферного электрического поля был проведен для 14 магнитных бурь. Были обнаружены вариации электрического поля приземной атмосферы связанные с главной фазой развития геомагнитного возмущения на дневной стороне магнитосферы, а также повышение интенсивности короткопериодных пульсаций аэроэлектрического поля одновременно с повышением суббуревой активности в ночном секторе [Kleimenova et al., 2009]. По результатам аэроэлектрических наблюдений, проведенных в Израиле на широте около 35° CGLAT [Elhalel et al., 2014] в периоды магнитных бурь, показано, что амплитуда вариаций тока возрастала в периоды геомагнитных возмущений на порядок по сравнению с изменениями в спокойной геомагнитной обстановке.

Следует особо подчеркнуть, что наземные аэроэлектрические наблюдения выполняются в электрически активной среде: приземном атмосферном слое и пограничном атмосферном слое. Отметим, например, что положительный тренд напряженности аэроэлектрического поля может быть результатом формирования слоя приподнятой температурной инверсии [Анисимов и др., 2012], и обусловлен аккумуляцией объемного заряда в подинверсном слое верхней границы атмосферного пограничного слоя. Скорость увеличения напряженности поля при этом составила в среднем 100 В/(м ч). Электрическое состояние приземной атмосферы, невозмущенной грозами, осадками и электрически активной облаками, формируется совокупностью генераторов, действующих в турбулентной среде с неоднородной и нестационарной электрической проводимостью [Анисимов и Шихова, 2008; Анисимов и др., 2014, 2018]. В свою очередь электрическая проводимость атмосферы определяется ионизацией молекул космическими лучами и продуктами распада радона и торона, размерами и концентрацией аэрозольных частиц и их взаимодействием с атмосферными ионами [Анисимов и др., 2017]. Результаты модельных расчетов электрического состояния атмосферного пограничного слоя и данные натурных наземных аэроэлектрических наблюдений [Anisimov et al., 2014, 2017, 2018] показали, что электродинамика нижней атмосферы, стационарная величина плотности вертикального электрического тока, которой определяется действием глобальной электрической цепи, связана, прежде всего, с формированием и транспортом объемных электрических зарядов, а также изменениями электрической проводимости среды.

Цель данной работы — исследование влияния сильных, очень сильных и гигантских магнитных бурь на вариации атмосферного электрического поля в средних широтах по данным многолетних натурных наблюдений аэроэлектрического и геомагнитного полей на геофизической обс. Борок и проведение статистически значимой оценки проявления глобальных геомагнитных возмущений в атмосферном электрическом поле свободной, невозмущенной метеорологическими воздействиями, приземной атмосферы средних широт.

# 2. ГЕОМАГНИТНЫЕ И АЭРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СРЕДНЕШИРОТНЫЕ ОБСЕРВАТОРСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ. АЛГОРИТМ ОТБОРА И АНАЛИЗА ДАННЫХ

Основой решения поставленной задачи послужила база данных (http://geodata.borok.ru), сформированная по результатам непрерывных натурных наблюдений геомагнитного и атмосферного электрического (аэроэлектрического) полей, выполненных в 1999–2015 гг., на среднеширотной геофизической обс. ГО Борок ИФЗ РАН (географические координаты:  $58^{\circ}04'$  N;  $38^{\circ}14'$  E; CGLAT =  $54^{\circ}$ ) в условиях отсутствия промышленных аэрозольных загрязнений и электромагнитных помех.

Информационно-измерительный комплекс ГО Борок ИФЗ РАН оборудован современными цифровыми магнитометрами лля провеления наблюдений главного магнитного поля Земли (включая абсолютные измерения), геомагнитных вариаций и короткопериодных геомагнитных пульсаций [Анисимов и Дмитриев, 2003]. Наблюдения главного магнитного поля выполняются с использованием протокола и оборудования международной сети магнитных станций INTERMAGNET. Для решения задачи поиска отклика геомагнитных возмущения в электрическом поле приземной атмосферы использовались данные трехкомпонентного fluxgate-магнитометра LEMI-018, включенного в локальную наблюдательную сеть Обсерватории с GPS-привязкой данных к абсолютному времени и системой сбора данных обсерваторских наблюдений [Anisimov et al., 2008]. Fluxgate-магнитометр позволяет регистрировать вариации магнитного поля с разрешением 0.1 нТл. Частота сбора данных составляет 1 Гц. Для привязки данных к мировому времени используется GPS-приемник, подключенный непосредственно к системе сбора данных. Оперативные результаты наблюдений вариаций магнитного поля накапливаются на сервере базы данных. Каждый час программное обеспечение системы сбора данных архивирует и копирует данные на сервере базы данных. С целью обнаружения отклика геомагнитных бурь в атмосферном электрическом поле средних широт был сформирован 17-летний амплитудновременной ряд часовых средних величин напряженности вариаций геомагнитного поля, зарегистрированных на среднеширотной геофизической обс. Борок.

Регулярные обсерваторские натурные наблюдения атмосферного электрического поля выполняются на геофизической обс. Борок с 1987 года. В качестве базового датчика напряженности вертикальной компоненты атмосферного электрического поля используется электростатический флюксметр, специально разработанный и изготовленный для проведения долгосрочных непрерывных обсерваторских наблюдений. Пороговая чувствительность прибора в полосе частот (0-10) Гц составляет около 1 В/м. Тактовая частота системы сбора – 10 Гц. Электростатический флюксметр, наряду с возможностью измерений пульсаций поля в широкой полосе частот с высокой чувствительностью, позволяет регистрировать главную составляющую аэроэлектрического поля и ее медленные вариации, что необходимо для понимания природы атмосферного электричества, обнаружения унитарной вариации, исследования длиннопериодных годовых и сезонных вариаций, а также изучения процессов формирования и эволюции глобальной электрической цепи. В исследовании для дальнейшего анализа использовались амплитудно-временные ряды величины напряженности аэроэлектрического поля с минутным разрешением.

Атмосферная электродинамика, наряду с действием глобальных генераторов электрического поля и тока, определяется действием совокупности факторов, формируемых метеорологическими условиями нижней атмосферы, такими как облачность, осадки, туман, величина и направление скорости ветра. Информационно-измерительный обсерваторский комплекс оснашен современным метеорологическим оборудованием (пиранометр СМР-3; температурный профилемер МТП-5; доплеровский радар Волна-3; метеостанции М 49 и WS-2500; метеокомплексы Метео-2 и АМК-03), позволяющим разработать физически обоснованный алгоритм отбора данных наблюдений электрического поля приземной атмосферы в невозмущенных условиях "хорошей погоды". Цифровые ряды данных температуры, скорости и направления ветра, влажности, атмосферного давления, освещенности, полученные по стандартным методикам метеорологических наблюдений в приземном слое, а также соответствующие высотные профили метеорологических величин с тактовой частотой 10 Гц, использовались для предварительного отбора и обработки результатов наблюдений атмосферного электрического поля.

Для обнаружения возможного влияния магнитных бурь на среднеширотные вариации атмосферного электрического поля использовались также геомагнитные данные Потсдамского центра наук о Земле (http://www.gfz-potsdam.de) за 1999—2015 гг. Были выбраны 90 сильных, очень сильных и гигантских магнитных бурь с минимумом *Dst*-индекса < -100 нТл и индексом *Kp* > 7. Заметим, что величина магнитной бури определяется значением *Dst*-индекса (*Disturbance stormtime*), которое характеризует интенсивность кольцевого тока, усиливающегося во время магнитной бури и вызывающего понижение геомагнитного поля на земной поверхности (отрицательные зна-

№ п/п	День	Месяц	Год	Hac ( <i>Dst</i> <sub>min</sub> UT)	<i>Dst</i> <sub>min</sub> (нТл)	Коэффициент корреляции R, Ez-Dst	Коэффициент корреляции <i>R</i> , <i>Ez-Dst</i> (фаза 1)	Коэффициент корреляции <i>R</i> , <i>Ez—Dst</i> (фаза 2)
1	22	09	1999	23:00	-173	-0.21	-0.11	0.59
2	22	10	1999	06:00	-237	-0.23	-0.36	-0.49
3	24	05	2000	08:00	-147	0.35	0.53	0.69
4	12	08	2000	09:00	-234	-0.58	-0.7	-0.88
5	05	10	2000	00:00	-181	0.43	0.58	0.26
6	31	03	2001	08:00	-387	-0.56	-0.5	-0.15
7	21	10	2001	21:00	-187	-0.37	0.61	0.29
8	30	10	2003	00:00	-383	-0.13	-0.86	0.95
9	27	07	2004	14:00	-170	0.49	0.79	0.42
10	07	11	2004	06:00	-368	-0.37	-0.29	-0.75
11	18	01	2005	08:00	-103	-0.5	-0.61	0.15
12	08	05	2005	18:00	-110	0.02	0.19	-0.01
13	15	05	2005	08:00	-247	-0.71	-0.77	0.58
14	30	05	2005	13:00	-113	0.24	-0.23	-0.01
15	24	08	2005	11:00	-184	0.01	0.11	0.18
16	11	09	2005	10:00	-139	0.31	-0.04	0.63
17	09	03	2012	07:00	-145	-0.04	-0.57	-0.28
18	17	03	2015	22:00	-223	0.57	0.52	0.73
19	23	06	2015	04:00	-204	0.55	0.36	0.38

Таблица 1. Геомагнитные бури при условиях невозмущенной атмосферы ("хорошей погоды") в точке аэроэлектрических наблюдений: *Dst*-вариации и коэффициенты корреляции

чения *Dst*-индекса), например, [Gonzalez et al., 1994]. Следовательно, максимум интенсивности магнитной бури соответствует времени минимального значения *Dst*-индекса.

Далее, для выбранных бурь был проведен отбор данных аэроэлектрических непрерывных наблюдений обс. Борок, соответствующих условиям "хорошей погоды" (отсутствие осадков, облачность менее 5 баллов, ветер — менее 5 м/с, электрическое поле приземной атмосферы неотрицательно) на интервале  $\pm 10$  ч относительно времени минимума *Dst*-вариации (т.е.  $\pm 10$  ч от максимума магнитной бури). В результате такого отбора для дальнейшего анализа осталось всего 19 магнитных бурь, список и данные которых приведены в таблице 1.

Результаты исследования динамики электрического поля приземной атмосферы [Анисимов и др., 2013] показали, что суточная вариация *Ez* в средних широтах во многом определяется действием локальных и региональных генераторов, связанных, например, с конвективным переносом объемных зарядов в локальный полдень. Задача обнаружения отклика магнитных бурь в электрическом поле приземной атмосферы предполагает исключение локальных и региональных эффектов. С этой целью для каждого из 19 отобранных временны́х интервалов магнитных бурь рассчитывалась среднемесячная вариация напряженности атмосферного электрического поля (*EzMean*), которая при дальнейшем анализе вычиталась из наблюдаемой вариации *Ez*. Таким образом, дальнейший анализ выполнен для амплитудно-временны́х рядов разности ( $\Delta Ez$ ) наблюдаемой (*Ez*) и среднемесячной (*EzMean*) вариаций на интервале ±10 ч относительно времени минимума *Dst* вариации для каждой из 19 рассматриваемых магнитных бурь.

# 3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ, СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1*a*, 1*б* приведены примеры регистрограмм одновременных аэроэлектрических и геомагнитных наблюдений на среднеширотной геофизической обс. Борок во время двух очень сильных магнитных бурь: 31.03.2001 г. (*a*) и 15.05.2005 г. (*б*), а также соответствующие *Dst*-вариации геомагнитного поля (http://www.gfz-potsdam.de). В обоих событиях минимум *Dst* (т.е. максимум интенсивности магнитной бури) наблюдался в 09 UT, т.е. в локальный геомагнитный полдень (MLT = UT + 3). На рисунке 1*a*, 1*б* представлены также среднеме-



**Рис. 1.** Вариации атмосферного электрического поля (*Ez*), возмущения геомагнитного поля (*Hx*, *Hy*, *Hz*) по результатам наблюдений геофизической обс. Борок 31 марта 2001 г. (*a*) и 15 мая 2005 г. ( $\delta$ ), суточные вариации *Ez* по данным "хорошей погоды" (*EzMean*) по результатам наблюдений геофизической обс. Борок в марте 2001 г. (*a*) и мае 2005 г. ( $\delta$ ), соответствующие *Dst*-вариации геомагнитного поля (www.gfz-potsdam.de).

сячные суточные вариации атмосферного электрического поля (*EzMean*), рассчитанные по результатам обсерваторских наблюдений в условиях "хорошей погоды" за март 2001 г. и май 2005 г.

Из рисунков следует, что значимые медленные вариации атмосферного электрического поля возрастают во время магнитной бури, т.е. находятся в противофазе с *Dst.* В магнитную бурю 31 марта 2001 г. (рис. 1*a*) значительные возмущения в геомагнитном и атмосферном электрическом поле наблюдались днем (04–09 UT, 07–12 MLT) в главную фазу бури, когда абсолютные значения |*Dst*| возрастали. Этот результат подтверждает полученные ранее данные в среднеширотной обс. Свидер [Клейменова и др., 2008].

В ночное время (~18–22 UT, 21–01 MLT) в восстановительную фазу магнитной бури, когда значения |Dst| оставались большими (~250 нТл), но стабильными, значительных вариаций в Ez не наблюдалось, несмотря на наличие в это время геомагнитных возмущений. В главную фазу магнитной бури 15 мая 2005 г. (рис. 16), которая развивалась также в местное дневное время (05–09 UT, 08–12 MLT), как и в предыдущем случае отмечалось усиление возмущений в геомагнитном и атмосферном электрическом поле, которые продолжались и в раннюю восстановительную фазу бури (09-12 UT). В ночное время (18-24 UT) в восстановительную фазу этой бури при относительно стабильных значениях Dst (~100 нТл) геомагнитные возмущения были слабыми, значимых вариаций в Ег не регистрировалось, наблюдался медленный тренд уменьшения абсолютной величины напряженности атмосферного электрического поля. В каждом из рассматриваемых примеров регистрируемое атмосферное электрическое поле положительно. Проведенный расчет величин коэффициента корреляции **R** вариаций среднечасовых значений напряженности атмосферного электрического поля и Dst-вариаций дает оценку  $\mathbf{R}_1 = 0.84$  для события 31 марта 2001 г. и **R**<sub>2</sub> = 0.78 для события 15 мая 2005 г. за приведенный на рис. 1 суточный интервал регистрации.

Для детального спектрально-временно́го анализа суточных распределений интенсивности вариаций аэроэлектрического (Ez) и геомагнитного (компонента Hx) полей по спектральным масштабам в диапазоне (1—119) мин использовалось непрерывное вейвлет-преобразование с базисным вейвлетом Морле и построением двумерных вейвлет-диаграмм [Астафьева, 1996; Дремин и др., 2001]. На рисунке 2a, 26 представлены результаты вейвлет-анализа для 31.03.2001 г. (*a*) и 15.05.2005 г. (б). Видно, что в районе локального геомагнитного полдня отмечаются усиление вариаций аэроэлектрического поля, которые, предположительно, могут быть обусловлены, прежде всего, конвективным режимом атмосферного пограничного слоя в околополуденное время и соответствующим переносом объемных электрических зарядов в окрестности точки наблюдения [Анисимов и др., 2014, Anisimov et al., 2017]. Спектр характеризуется наличием нескольких частотных мод вследствие интенсивного перемешивания объемных зарядов, вмороженных в турбулентные вихри пограничного слоя атмосферы [Анисимов и др., 2014]. Вариации в аэроэлектрическом и геомагнитном поле не показывают видимой когерентности.

На рисунке 3 приведен один из примеров среднеширотной вариации разности ( $\Delta E_z$ ) наблюдаемой (Ez) и среднемесячной (EzMean) величин напряженности аэроэлектрического поля на интервале ±10 ч относительно времени минимума *Dst*-вариации во время гигантской ( $|Dst| \ge 350 \text{ нTл}$ ) геомагнитной бури 31 марта 2001 г. Возрастание величины напряженности аэроэлектрического поля Ez при уменьшении Dst-вариации характерно для большинства проанализированных событий. Для приведенного на рис. 3 события уменьшение величины Ez за 2 ч до минимума Dst, вероятно, может быть связано с характерными особенностями развития геомагнитной бури 31 марта 2001 г. и взаимодействия Вг-компонеты Межпланетного Магнитного Поля (ММП) с магнитосферой.

На рисунке 4 показаны Dst-вариации геомагнитного поля и соответствующие вариации  $\Delta E_z$ атмосферного электрического поля для сильных и очень сильных магнитных бурь с минимумом Dst-вариации в околополуденное (в табл. 1 это события № 2, 4, 11, 16 и 17) и ночное время (события № 1, 7, 12, 18 и 19). Вариации ΔЕг получены как разность наблюдаемых вариаций Ег и соответствующих среднемесячных кривых EzMean напряженности аэроэлектрического поля, регистрируемых в условиях "хорошей погоды", предполагающих положительную величину напряженности поля. Заметим, что отрицательные значения разности  $\Delta E_{z}$ , присутствующие на рис. 4, обусловлены соотношением наблюдаемой напряженности поля и соответствующей среднемесячной величины в условиях невозмущенной атмосферы для каждого из используемых среднечасовых значений. Сравнение приведенных наблюдаемых кривых показывает, что влияние магнитной бури на изменения электрического поля приземной атмосферы эффективнее проявляется в дневное околополуденное время.

Для получения количественной оценки возможной связи крупномасштабных длиннопериодных возмущений в геомагнитном и аэроэлектрическом полях были рассмотрены корреляционные функции амплитудно-временных рядов анализируемых  $\Delta Ez$  и *Dst* — вариаций длиной 21 ч  $(\pm 10 \, \text{ч} \, \text{относительно времени минимума Dst})$  для 19 указанных в табл. 1 магнитных бурь. Рассчитанные коэффициенты корреляции среднечасовых значений  $\Delta E_z$  и Dst на временном интервале ±10 ч относительно времени минимума Dst-вариации приведены в последних колонках табл. 1. Для получения количественных оценок отклика магнитной бури в атмосферном электрическом поле приземной атмосферы во время главной и восстановительной фаз каждой анализируемой магнитной бури выполнены расчеты коэффициентов взаимной корреляции среднечасовых значений  $\Delta E_z$  и *Dst* на временном интервале +10 ч (фаза 1) и -10 ч (фаза 2) относительно времени минимума Dst. Полученные значения приведены в таблице 1 (столбцы "Коэффициент корреляции *R Ez-Dst* фаза 1 и фаза 2" соответственно). Фаза 1 соответствует главной фазе магнитной бури, а фаза 2 – восстановительной фазе бури.

Следует заметить, что, если для восстановительной фазы 10 ч интервал вполне приемлем. поскольку эта фаза бури может быть достаточно продолжительной, то длительность главной фазы в разных бурях может колебаться от 2-х до 15-ти и более часов. Следовательно, 10-ти часовой интервал (фаза 1) может включать не только главную фазу, но и начальную фазу бури и даже е внезапное начало. Этим можно объяснить большой интервал значений коэффициента корреляции в фазе 1. Несмотря на это, из табл. 1 видно, что фазу 1, если она наблюдалась в дневное время (события № 2, 4, 6, 10, 11, 13, 14, 16, 17), то коэффициенты корреляции были отрицательными. Исключение составляют 4 случая: событие № 3, когда главная фаза бури началась всего за 2 ч до ее максимума (минимума *Dst*-вариации), событие № 9, когда наблюдалась 2-х ступенчатая магнитная буря с двумя суперсуббурями (интенсивностью более 3 тыс. нТл), и событие № 15, когда, как и в событии № 3, главная фаза бури началась всего за 2 ч до ее максимума.

В событиях, когда развитие главной фазы происходило в вечернее и ночное время (т.е. максимум бури отмечался ночью), коэффициент корреляции был положительным (события № 5, 7, 12, 18, 19). Исключением была широко известная гигантская магнитная буря 30.10.2003 (события № 8), когда главная фаза бури развивалась при огромной скорости солнечного ветра (до 2 тыс. км/с), значении *Вz*-компоненты ММП до -30 нТл и сопровождалось огромной планетарной суперсубурей интенсивностью около 4 тыс. нТл. В эту бурю все геомагнитные события развивались аномально.



**Рис. 2.** (*a*) — Суточные диаграммы непрерывного вейвлет-разложения напряженности атмосферного электрического  $E_{z}$  (вверху) и геомагнитного  $H_{x}$  (внизу) полей по результатам наблюдений ГО Борок 31 марта 2001 года. (*б*) — Суточные диаграммы непрерывного вейвлет-разложения напряженности атмосферного электрического (вверху) и геомагнитного (внизу) полей по результатам наблюдений ГО Борок 15 мая 2005 года.

В фазу восстановления магнитной бури (фаза 2) в 12 событиях знак корреляции был положительным и в 7 — отрицательным, т.е. в большинстве анализируемых случаях знак корреляции был положительным. В качестве примера можно рассмотреть событие № 13 (15.05.2005 г.), представленное на рис. 36. Поскольку в восстановительную фазу магнитных бурь возможно появление различных неоднородностей в солнечном ветре и ММП, то для выявление конкретной причины знака корреляции необходимо проведение детального анализа условий в околоземном пространстве и геомагнитных возмущений в каждом из рассматриваемых событий.



Рис. 2. Окончание.

Обращает внимание наличие высоких значений коэффициентов корреляции **R** во временном интервале 09–15 UT, что может быть связано с высокими значениями ионосферных электрических полей и их эффективным проникновением в приземную атмосферу. При этом разный знак коэффициента корреляции в дневное и ночное время в главную фазу магнитной бури может свидетельствовать о различных направлениях ионосферных электрических полей, проникающих в нижнюю атмосферу.

Для оценки значимости обнаруженного отклика геомагнитных бурь в атмосферном элек-

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

трическом поле средних широт использовался метод наложенных эпох. Рассматривались 19 амплитудно-временны́х рядов среднечасовых значений Ez длиной 21 ч, выделенных согласно условиям "хорошей погоды". За нулевую точку анализа принималось время UT минимума *Dst*-вариации (*Tdst*<sub>min</sub>), относительно которого рассчитывалась вариация среднечасовых значений напряженности атмосферного электрического поля во временно́й окрестности ±10 ч от нулевой точки для каждой магнитной бури.

Вариация среднечасовых значений напряженности атмосферного электрического поля  $\Delta Ez$ ,



**Рис. 3.** Вариация атмосферного электрического поля ( $E_z$ ) по результатам наблюдений геофизической обс. Борок 31 марта 2001 г. и соответствующая геомагнитная *Dst*-вариация. Нулевая отметка на оси времени соответствует времени максимума модуля  $|D_{st}|$  – вариации для каждого из событий.



**Рис. 4.** Вариации атмосферного электрического поля ( $\Delta E_z$  – штриховая линия) по результатам наблюдений геофизической обс. Борок в условиях "хорошей погоды" и соответствующие сильным и очень сильным геомагнитным бурям *Dst*-вариации (сплошная линия) во временном интервале +/-10 ч относительно минимума *Dst*-вариации. Номера кривых на рис. соответствуют табл. 1. Нулевая отметка на оси времени соответствует времени максимума модуля  $|D_{st}|$ -вариации для каждого из событий.



**Рис. 5.** Вариация приращений среднечасовых значений напряженности электрического поля ( $\Delta E_z$ ) приземной невозмущенной атмосферы, полученная методом "наложенных эпох", для 19 геомагнитных бурь ( $|D_{st}| \ge 100$  нТл) по результатам наблюдений геофизической обс. Борок 1999–2015 гг. (табл. 1). Нулевая отметка на оси времени соответствует времени максимума модуля  $|D_{st}|$ -вариации для каждого из событий. Вертикальными линиями обозначена стандартная ошибка среднего значения  $\Delta E_z$ .

полученная как средняя величина разностей наблюдаемых среднечасовых значений Ег и соответствующих среднемесячных вариаций *EzMean*, рассчитанная методом наложенных эпох по 19 событиям (табл. 1), приведена на рис. 5. На временном интервале ±10 ч от нулевой точки наблюдаются изменения аэроэлектрического поля с минимумом предшествующим нулевой точке в интервале -10...-4 ч, возрастанием на интервале ±4 ч и последующим максимумом ("выполаживанием") на интервале +4...+10 ч. Вертикальными линиями указана стандартная ошибка среднего значения  $\Delta E_{z}$ . Достоверность различий средних значений до и после характерного времени анализируемого события Tdstmin определялась согласно критерию Стьюдента, применение которого позволило выявить различие на уровне значимости p = 0.1. Согласно критерию Стьюдента, средние значения напряженности аэроэлектрического поля для 19 анализируемых событий, соответствующие времени до и после временного интервала  $\pm 4$  ч относительно времени *Tdst*<sub>min</sub>, различаются на уровне значимости p = 0.1. Следовательно, средние значения напряженности аэроэлектрического поля в соответствующих временных интервалах до и после выбранной нулевой точки различается с вероятностью 90%.

Таким образом, *Dst*-вариация физически определяет статистически значимый отклик

сильных, очень сильных и гигантских магнитных возмущений в атмосферном электрическом поле средних широт. Результаты анализа позволяют утверждать, что обнаружена статистически значимая вариация напряженности аэроэлектрического поля, характеризующаяся возрастанием величины  $E_z$  на временном интервале ±4 ч относительно времени минимума *Dst*-вариации геомагнитной бури. Обнаруженная вариация напряженности атмосферного электрического поля  $E_z$ свидетельствует о наличии статистически значимого отклика электрического поля приземной атмосферы средних широт на магнитные бури.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования отклика сильных магнитных бурь в вариациях электрического поля приземной атмосферы средних широт по данным многолетних натурных наблюдений аэроэлектрического и геомагнитного полей на среднеширотной геофизической обс. Борок. За период 1998–2015 гг. выделено 19 сильных магнитных бурь с  $Kp = 7_+$ —90, соответствующих невозмущенным метеоусловиям нижней атмосферы (условиям "хорошей погоды").

Обнаружен статистически достоверный отклик атмосферного электрического поля на сильные, очень сильные и гигантские магнитные бури с Dst < -100 нТл. Показано, что Dst-вариация геомагнитного поля может служить характерным геофизическим параметром, определяющим значимый отклик геомагнитных возмущений в атмосферном электрическом поле средних широт.

Установлено, что для большинства проанализированных амплитудно-временны́х рядов Ez характерно возрастание величины напряженности атмосферного электрического поля, которое соответствует положительному тренду Dst-вариации с последующим увеличением  $E_z$  до максимальных величин при отрицательном тренде Dstвариации. Показано согласно критерию Стьюдента, что с вероятностью 90% можно утверждать различие средних значений напряженности аэроэлектрического поля в соответствующих временны́х интервалах до и после выбранной нулевой точки минимума Dst-вариации, т.е. в главную и восстановительную фазу магнитной бури.

Проведенные исследования позволяют заключить, что интенсивные магнитные бури сопровождаются статистически достоверным откликом вариаций приземного аэроэлектрического поля в средних широтах.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по программе госзадания института физики Земли Российской академии наук и Геофизической обсерватории Борок ИФЗ РАН при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-05-00233).

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Анисимов С.В., Дмитриев Э.М. Информационно-измерительный комплекс и база данных Геофизической обсерватории "Борок" ИФЗ РАН. М.: ОИФЗ РАН. 44 с. 2003.

— Анисимов С.В., Мареев Е.А. Геофизические исследования глобальной электрической цепи // Физика Земли. № 10. С. 8–18. 2008.

– Анисимов С.В., Шихова Н.М. Вариабельность электрического поля невозмущенной атмосферы средних широт // Геофиз. исслед. № 3. С. 25–38. 2008.

– Анисимов С.В., Галиченко С.В., Шихова Н.М. Формирование электрически активных слоев атмосферы с температурной инверсией // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 48. № 4. С. 442–452. 2012.

– Анисимов С.В., Шихова Н.М., Афиногенов К.В. Динамика электричества невозмущенной атмосферы средних широт: от наблюдений к скейлингу // Изв. вузов. Радиофизика. 2013 Т. 56 № 11–12. С.787–802.

– Анисимов С.В., Галиченко С.В., Шихова Н.М., Афиногенов К.В. Электричество конвективного атмосферного пограничного слоя: натурные наблюдения и численное моделирование // Физика атмосферы и океана. Т. 50. № 4. С. 445–454. 2014.

— Анисимов С.В., Галиченко С.В., Афиногенов К.В., Макрушин А.П. Шихова Н.М. Объемная активность радона и ионообразование в невозмущенной нижней атмосфере: наземные наблюдения и численное моделирование // Физика Земли. № 1. С. 155–170. 2017.

– Анисимов С.В., Галиченко С.В., Афиногенов К.В., Прохорчук А.А. Глобальные и региональные составляющие электричества невозмущенной нижней атмосферы средних широт // Физика Земли. № 5. С. 104–114. 2018. https://doi.org/10.1134/S0002333718050034

— Апсен А.Г., Канониди Х.Д., Чернышева С.П., Четаев Д.Н., Шефтелъ В.М. Магнитосферные эффекты в атмосферном электричестве. М.: Наука, 150 с. 1988.

*– Астафьева Н.М.* Вейвлет-анализ: Основы теории и примеры применения // Успехи физ. Наук. Т. 166. № 11. С. 1145–1170. 1996.

*– Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А.* Вейвлеты и их использование // Успехи физ. наук. Т. 171. № 3. С. 465–501. 2001.

– Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Михновски С., Кубицки М. Эффект магнитных бурь в вариациях атмосферного электрического поля в средних широтах// Геомагнетизм и аэрономия. Т. 48. № 5. С. 650–659. 2008.

– Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Михновски С. Утренние полярные суббури и вариации атмосферного электрического поля// Геомагнетизм и аэрономия. Т. 50. № 1. С. 51–60. 2010.

- Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Оджимек А., Малышева Л. М. Влияние суббурь в ночном секторе Земли на вариации приземного атмосферного электрического поля в полярных и экваториальных широтах // Геомагнетизм и Аэрономия. Т. 52. № 4. С. 494-500. 2012.

– Михайлова Г.А., Капустина О.В., Смирнов С.Э. Эффекты солнечной и геомагнитной активностей в вариациях спектров мощности электрических и метеорологических величин в приземной атмосфере на Камчатке во время солнечных событий в октябре 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 5. С. 691–700. 2014.

— Никифорова Н.Н., Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Михновски С. Влияние авроральных высыпаний энергичных электронов на вариации атмосферного электрического поля в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 1. С. 32–39. 2003.

– *Смирнов С.Э.* Реакция электрического состояния приземной атмосферы на геомагнитную бурю 5 апреля 2010 г. // ДАН. Т. 456. № 3. С. 342–346. 2014.

– Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Вариации квазистатического электрического поля в приземной атмосфере на Камчатке во время геомагнитных бурь в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 4. С. 532–545. 2013.

- Чалмерс Дж. Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 420 с.

- Anisimov S.V., Morgunov V.A., Troitskaya V.A. Substorms potential gradient of the atmospheric electric field // Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci. D-35 (238). P. 77–81. 1991.

- Anisimov S.V., Chulliat A., Dmitriev E.M. Informationmeasuring complex and database of mid-latitude Borok Geophysical Observatory // Russ. J. Earth. Sci. V. 10. ES3007. 2008.

https://doi.org/10.2205/2007ES000227

- Anisimov S.V. Galichenko S.V., Shikhova N.M. Space charge and aeroelectric flows in the exchange layer: An experimental and numerical study // Atmos. Res. V 135–136. P. 244–254. 2014.

- Anisimov S.V., Galichenko S.V., Mareev E.A. Electrodynamic properties and height of atmospheric convective boundary layer // Atmos. Res. V. 194. P. 119–129. 2017.

Anisimov S.V., Galichenko S.V., Aphinogenov K.V., Prokhorchuk A.A. Evaluation of the atmospheric boundary-layer electrical variability // Boundary-Layer Meteorology.
V. 167. № 2. P. 327–348. doi:. 2018.

https://doi.org/10.1007/s10546-017-0328-0

*– Belova E., Kirkwood S., Tammet H.* The effect of magnetic substorms on near-ground atmospheric currents // Ann. Geophys. V. 18. № 12. P. 1623–1629. 2000.

- Burns G.B., Hesse M.H., Parcell S.K., Makachowski S., Cole K.D. The geoelectric field at Davis stations, Antarctica // J. Atmos. Terr. Phys. V. 57. P. 1783–1789. 1995.

- Elhalel G., Yair Y., Nicoll K., Price C., Reuveni Y., Harrison R.G. Influence of short-term solar disturbances on the fair weather conduction current // J. Space Weather Space Clim. V. 4. A26. 2014.

https://doi.org/10.1051/swsc/2014022

- Frank-Kamenetsky A.V., Troshichev O.A., Burns G.B., Papitashvili V.O. Variations of the atmospheric electric field in the near-pole region related to the interplanetary magnetic field // J. Geophys. Res. V. 106. P. 179–190. 2001.

- 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

 – Kleimenova N., Kozyreva O., Kubicki M., Michnowski S.
Variations of the mid-latitude atmospheric electric field (Ez) associated with geomagnetic disturbances and Forbush decreases of cosmic rays // Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci. D-73 P. 1–10. 2009.

- Kleimenova N.G., Odzimek A., Michnowski S., Kubicki M. Geomagnetic storms and substorms as space weather influence on atmospheric electric field variations // Sun and Geosphere. V. 13. № 1. P. 101–107. 2018. https://doi.org/10.31401/SunGeo2018.01.07

- Kruglov A.A., Frank-Kamenetsky A.V., Burns G., French J., Morozov V.N. On the connection between variations of atmospheric electric field as measured at ground surface in the Central Antarctica and ionospheric potential // Proc. 33-th Ann. Seminar 'Physics of Auroral Phenomena". Apatity, P. 171–173. ISBN 978-5-91137-136-4. 2010.

*– Michnowski S.* Solar wind influences on atmospheric electricity variables in polar regions // J. Geophys. Res. V. 103. D12. P. 13939–13948.1998.

- *Mühleisen R.* The global circuit and its parameters // Electrical processes in atmospheres, ed. by H. Dolezalek and R. Reiter, - Darmstadt, Germany. P. 467–476. 1977.

- Olson D.E. The evidence for auroral effects on atmospheric electricity // Pure Appl. Geophys. V. 84. P. 118-138. 1971.

Rycroft M.J., Harrison R.G., Nicoll K.A., Mareev E.A. An overview of Earth's global electric circuit and atmospheric conductivity // Space Science Rev. V. 137. P. 83–105. 2008.
Shaw G.E., Hunsucker R.D. A study of possible correlation between fire-weather electric field and auroral activity // Electrical process in atmospheres, ed. by H. Dolezalek and R. Reiter, – Darmstadt. Germany. P. 576–581. 1977.

- *Slyunyaev N.N., Mareev E.A., Zhidkov A.A.* On the variation of the ionospheric potential due to large-scale radioactivity enhancement and solar activity // J. Geophys. Res. Space. Phys. V. 120. P. 7060–7082. 2015.

- Williams E., Mareev E.A. Recent progress on the global electrical circuit // Atmos. Res. V. 135–136. P. 208–227. 2014.

УДК 550.385.37

# АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ПОЛЯ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДИАПАЗОНА *Pc*1 В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ

© 2021 г. А. В. Петленко\*

Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн РАН (СПбФ ИЗМИРАН), г. Санкт-Петербург, Россия \*e-mail: petlenko.58@mail.ru Поступила в редакцию 10.06.2020 г. После доработки 31.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Понятие "мгновенной" поляризации горизонтальной электрической компоненты поля пульсаций *Pc*1, измеренных береговыми и базовыми (отнесенными от берега) теллурическими линиями, используется для разделения вкладов геомагнитных пульсаций и сторонних шумов, причиной возбуждения которых являются возможное изменение концентрации морских аэрозолей в приземном слое атмосферы и изменения ветровой обстановки. Построение и практическое использование "векторов" мгновенной поляризации осуществляется в соответствии с основными принципами теории сложности и обеспечивает разделение вкладов шумов различной природы и оценку уровней их интенсивности. Показано, что периоды следования выделенных импульсных всплесков геомагнитных пульсаций *Pc*1 согласованы с периодами геомагнитных колебаний диапазона *Pc*4–*Pc*5.

DOI: 10.31857/S0016794021020115

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Измерения теллурических полей в диапазоне пульсаций Pc1 в прибрежной зоне искажены влиянием сторонних шумов. В работе [Kopytenko et al., 2018] показано, что спектральный состав шумов, фиксируемых измерительными линиями вблизи уреза воды, отличается от спектра шумов на удаленных от берега (базовых) линиях, и эти различия связаны с возможным изменением концентрации морских аэрозолей в приземном слое атмосферы [Ивлев, 1982; Ивлев и Довгалюк, 1999] и изменениями ветровой обстановки. На синхронные изменения давления акустических гравитационных волн в приземном слое атмосферы и напряженности электрического поля указывают также Soloviev et al. [2017]. Изменения силы и направления ветра продолжительностью от первых десятков секунд до нескольких минут могут вызывать появление дискретных элементов в виде тонов нарастающей, убывающей и постоянной частоты в динамических спектрах электрических компонент поля, наблюдаемых на фоне геомагнитных пульсаций диапазона Рс1.

Спектральный состав геомагнитных пульсаций на береговых и базовых линиях более однороден, однако влияние проводимости земной коры на распределение поля Pc1 трудно оценить, не устранив влияния сторонних (квазиэлектростатических атмосферных) шумов. Сопоставление динамических спектров электрических компонент поля, измеренных береговыми и базовыми линиями. показывает лишь приблизительное отношение уровней ионосферных и сторонних шумов. Причина этого – интегральное представление функции спектральной плотности – каждая гармоника "мгновенного" спектра представлена одним амплитудным и одним фазовым значениями, для нахождения которых используется достаточно продолжительная выборка. Для высоких частот на выборках такого объема в результате применения полосовой фильтрации обнаруживаются амплитудные и фазовые изменения, неразличимые на последовательности мгновенных спектров, выборки которых смещаются с лагом, значительно превышающим не только дискретность данных, но и период пульсаций.

Амплитудно-фазовые изменения в фильтрованных в узкой полосе компонентах поля пульсаций могут быть выражены параметрами серии импульсных воздействий [Петленко, 1994а, б]. Неопределенность момента появления и фазы импульсного отклика фильтрованной компоненты снимается путем использования близких по частоте равнополосных фильтров с конечной импульсной характеристикой (КИХ) одинаковой длины. Коррелированность амплитудных огибающих компонент, фильтрованных в разных частотных каналах, указывает на синхронность импульсов. Нарушение корреляции может свидетельствовать о том, что локальный экстремум огибающей обусловлен вкладами нескольких импульсов. Сопоставление фильтрованных компонент поля, измеренных градиентными (близкорасположенными) линиями, позволяет установить наличие сторонних шумов, но выяснение структуры этих шумов, требующее анализа так называемых долговременных корреляций [Tsallis, 2009], при небольшом ≤10 числе частотных каналов затруднительно.

Анализ шумов горизонтальной электрической компоненты поля Pc1 произведем, используя элементы теории сложности [Николис и Пригожин, 1990]. Используем естественную связность компонент поля – вектор поляризации как "мгновенную" характеристику моментов появления импульсов в фильтрованных ортогональных компонентах, фиксируемых каждой из градиентных линий. В отличие от известной [Уэйт, 1987] трактовки, предполагающей (в той, или иной мере) осредненную поляризацию возмущений электромагнитного поля, введем адаптированное к кратковременным импульсным воздействиям понятие мгновенной поляризации. В силу теоремы о стационарной фазе каждый "вектор" такой поляризации характеризует амплитуду и ориентацию поля импульсного воздействия, которые определяются вкладами теллурических полей, индуцированных геомагнитными пульсациями, и действием сторонних шумов.

Различия уровней и направлений поляризации шумов различной природы, с одной стороны, характеризуют сложность динамической системы, представленной серией импульсных возмущений и переходными процессами в каналах фильтрации. С другой — способствуют более эффективному разделению вкладов этих шумов. Вводя функции плотности импульсных всплесков, или квазистационарных состояний динамической системы на разных градиентных теллурических линиях, можно получить плотность распределения сторонних шумов во времени, оценить их уровень и направление поляризации.

Целью работы является определение долговременных корреляций (связности) между разными спектральными составляющими в структуре сторонних шумов и выявление соответствующих связей в спектрах геомагнитных пульсаций. Актуальность работы заключается в определении понятия мгновенной поляризации и его использовании для общей характеристики сложности измеренных векторных полей и практического решения прикладных задач.

#### 2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Теллурические линии 1-3 на берегу Белого моря располагались на удалении ~300 м друг от друга (нумерация с запада на восток). Линии 4 (базовые) смещены от береговых на ~350-400 м Ортогональные линии длиной ~50 м измеряли горизонтальные компоненты напряженности электрического поля с пороговой чувствительностью ≲10<sup>-2</sup> мкВ/м. Измерения электрических и магнитных полей велись с лискретностью 10 Ги в полосе частот 0.002-2.0 Гц. В работе представлены данные, полученные 16.07.2019 г. и 22.07.2019 г. в периоды слабой геомагнитной возмущенности. Для анализа шумов в диапазоне геомагнитных пульсаций Рс1 (0.5-1.5 Гц) использованы 10 равнополосных ( $\Delta f \sim 0.1 \pm 0.005$  Гц) КИХ фильтров равной длины (L = 40), периоды фильтрации которых  $T_k = (0.6 + 0.1k)$  с, k = 0...9, перекрывают указанный диапазон. Подавление шумов в полосах заграждения – 40 дБ. Фильтры КИХ синтезированы как оптимальные [Рабинер и Гоулд, 1978] с почти гауссовой амплитудно-частотной характеристикой (влияние отсечки гауссовых хвостов реальных фильтров ≤5%). Процедура синтеза реализована в соответствии с основными положениями теории аппроксимации [Ахиезер, 1965]. Сведением к задаче обращения Якоби [Новиков, 1999] результат синтеза приводится к решению в функциях, представляющему (как и гауссово в работе [Петленко, 1994б]) собственные функции преобразования Фурье. Метеорологическая обстановка контролировалась автоматической станцией AW006, фиксировавшей изменения атмосферного давления, скорости и направления ветра с дискретизацией ~16 с.

Для динамической системы, представленной полным комплектом фильтрованных данных, каждая из компонент является временным рядом, которому в терминах модели [Петленко, 1994а] может быть сопоставлено дифференциальное (регрессионное) соотношение, связывающее последовательность фильтрованных значений с параметрами импульсных откликов. Вид этих уравнений зависит от числа откликов *n*, порядок соответствующего уравнения 2n соответствуют сложности рассматриваемой системы. Значение *n* не известно, но его можно оценить, сопоставляя амплитудные огибающие компонент поля в разных каналах фильтрации. Из работы [Петленко, 19946] следует, что огибающая одиночного отклика на какой-то частоте слабо отличается от огибающей двух и более откликов, следующих с малым запаздыванием, но на разных частотах различия этих огибающих могут быть хорошо заметны.

Трудность разделения вкладов разных импульсных откликов возрастает, если они существенно различаются по амплитуде. Если всплес-

ки импульсов имеют различную физическую природу, то методы их выделения, основанные на использовании модели откликов, не гарантируют их успешного разделения по типу шумов. Однако, как показала практика разделения импульсных вкладов геомагнитных пульсаций типа *Pi2*, в разных компонентах поля это разделение осуществляется согласованным (связным) образом, что позволяет произвести локализацию ионосферных источников *Pi*2 пульсаций [Петленко и др., 2011] по компонентным измерениям на градиентных станциях. Для разделенных импульсных составляющих роль связности играли найденные амплитудно-фазовые соотношения измеренных компонент – фактически соотношения поляризации. В диапазоне Рі2-Рс4 пульсаций распределение поляризации определяется распределением и интенсивностями продольных и индуцированных ими холловских токов [Петленко, 2019] и токов в земной коре, а изменения поляризации – тем, насколько согласованно (когерентно) меняются эти интенсивности.

Наиболее известные типы пульсаций диапазона Pc1 принято связывать с усилением электромагнитных ионно-циклотронных (ЭМИЦ) волн в экваториальной плоскости магнитосферы в окрестности плазмопаузы [Ермакова и др., 2019]. Фазовые характеристики волновых пакетов Pc1, на наш взгляд, недостаточно изучены, а распределения поляризации Рс1 существенно искажены неоднородностями проводимости земной коры. Тем не менее, отношение поляризации, отображающее естественную связность компонент поля, позволяет разделять вклады импульсных всплесков, в том числе шумов различной природы. Но чтобы поляризацию можно было бы трактовать как характеристику импульсного воздействия, следует рассматривать ее как мгновенное, не осредненное во времени свойство случайного процесса, образованного фильтрованными компонентами поля.

Для построения мгновенной поляризации воспользуемся теоремой Паскаля, позволяющей определить коэффициенты квадратичной формы по координатам пяти точек плоскости. За эти координаты будем принимать каждые пять последовательных измерений в фильтрованных ортогональных компонентах поля. В случае гармонических колебаний в обеих компонентах уравнение 2-формы будет определять эллипс, и данное определение поляризации будет совпадать с классическим. Для реально измеренных компонент не всякая построенная таким образом кривая является эллипсом, что свидетельствует в пользу сделанного предположения об импульсных возмущениях шумов и наличии переходных процессов между (временно) установившимися формами колебаний, вызванных разными импульсами.

Наличие переходных процессов подразумевает также, что не всякий построенный указанным образом эллипс может характеризовать поляризацию импульсного возмущения. Если параметры эллипса, построенного по пяти последовательным измерениям поля, существенно отличаются от параметров эллипса, построенного по следующим пяти измерениям, то (по крайней мере) один из них вероятнее всего характеризует переходной процесс, а не поляризацию установившихся колебаний. При частоте дискретизации 10 Гц и частоте фильтрации 1 Гц прогноз габаритных параметров построенного эллипса должен с хорошей (5-10%) степенью точности выполняться хотя бы для пяти измерений поля, следующих за исходными. Отберем только эллипсы. удовлетворяющие прогностическому критерию, и будем называть этот критерий отбора условием стабильности.

Отбраковка эллипсов, не удовлетворяющих прогностическому критерию, является необходимым, но не достаточным условием отнесения их к множеству эллипсов поляризации. Если большая полуось эллипса *a* существенно (за пределами точности) превышает величину модуля полной горизонтальной компоненты измеренного электрического поля, то данный эллипс, по-видимому, тоже характеризует переходной процесс и подлежит отбраковке. Этот критерий отбора назовем условием достоверности. Эллипсом мгновенной поляризации назовем эллипс, построенный по пяти последовательным измерениям поля и удовлетворяющий условиям стабильности и достоверности.

По пяти последовательно измеренным значениям поля эллипс мгновенной поляризации восстанавливается однозначно, его габаритные параметры (длины полуосей), параметры сдвига и угол поворота определяются с машинной степенью точности. Интервал времени, необходимый для построения эллипса, одинаков для всех каналов фильтрации, поэтому каждому из построенных эллипсов можно приписать определенный момент времени, которому соответствуют найденные параметры. Тем самым, раскрывается смысл термина "мгновенной" поляризации, и достигается удобство ее сопоставления на разных частотах. Чтобы облегчить интерпретацию результатов сопоставления, рассмотрим вспомогательные функции.

Для каждого канала фильтрации моменту мгновенной поляризации поставим в соответствие значение *a* большой полуоси эллипса (в единицах измерения напряженности поля). Значения *a* отбракованных эллипсов будем полагать нулевыми. Введем функцию распределения плотности ф ненулевых *a* значений на выборке для каждой частоты фильтрации. Также как и *a*(*t*) функции  $\varphi(t)$  являются обобщенными и (не более чем) кусочно-непрерывными. В отличие от функций a(t) вид  $\varphi(t)$  не зависит от конкретных значений длин осей a эллипсов поляризации (амплитуд фильтрованных компонент), но зависит от размера окна биннинга [Pavlos et al., 2012] — выборки, по которой оценивается плотность. При подходящем размере окна функции  $\varphi(t)$  становятся достаточно гладкими, что позволяет находить долговременные корреляции плотности  $\varphi_{T_k}$  ненулевых a значений в разных каналах фильтрации и применять градиентные методы сопо-

ставления плотностей  $\phi_{T_k}^J$ , построенных для измерений поля разными линиями. Далее приводятся результаты анализа шумов горизонтальной электрической компоненты поля в диапазоне *Pc*1 пульсаций, выполненного с использованием определенных выше обобщенных функций.

# 3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

На верхней панели рис. 1а показана функция значений, построенных для станции 1 и фильтра  $T_0 = 1.5$  с за период 22.07.2019 г. в интервале 00:01-00:16 UT. Три расположенных ниже панели демонстрируют изменения функции плотности  $\phi_{1,5}^{1}$  ненулевых значений *а* в зависимости от размера окна биннинга. Ультракороткая выборка (n = 3) соответствует построению плотности как обобщенной функции, значения которой синхронизованы со значениями функции a(t). Ниже представлена функция  $\phi$ , рассчитанная для n == 100. Размер окна биннинга 300 (нижняя панель рис. 1a) соответствует половине объема выборок, по которым рассчитывались функции плотности динамических спектров горизонтальных электрических компонент поля  $E_x$  и  $E_y$ . Построенные функции позволяют контролировать характерные периоды "интенсификации" а значений, соответствующие периодам геомагнитных пульсаций Pc4-Pc5 и стационарность распределения этих интенсификаций в пределах указанных периодов.

Дискретность представления функции  $\varphi_{1.5}^{l}$  совпадает с дискретностью измерений поля 0.1 с и значительно превышает дискретность представления динамических спектров 2.5 с, отмеченную ромбиками на верхней панели рис. 16. Вторая сверху панель на рисунке отображает плотность  $\varphi_{1.5}^{4}$  ненулевых значений *а* линий 4 в той же полосе частот (ниже показана соответствующая ей функция *a*(*t*)). Нормированные на общее число ненулевых – значений функции  $\varphi_{1.5}^{l}$  и  $\varphi_{1.5}^{4}$  сопоставляются как градиентные измерения поля.

# На нижней панели рис. 16 представлена разност-

ная функция  $\delta \varphi_{1,5}^{1,4}$  береговой и базовой станций. Можно заметить, что влияние пульсаций *Pc4*—*Pc5* на поведение  $\delta \varphi_{1,5}^{1,4}$  в значительной мере подавлено, то есть разностная функция плотности в большей степени характеризует распределение сторонних шумов. Сопоставление разностных функций плотности, построенных в диапазоне периодов 0.9—1.4 с (рис. 1*в*) позволяет выявить долговременные корреляции разных спектральных составляющих этих шумов — схематично показаны прямоугольниками со штриховой границей — реально моменты появления особенностей  $\delta \varphi_{T_k}^{1,4}$  в зависимости от  $T_k$  скорее пропорциональ-

ны 
$$(T_k - T_0)^{-1}$$
.

Возрастание периода сторонних шумов с 0.9 до 1.4 с на рис. 1*в* реализуется за ~70-90 с, что позволяет идентифицировать их как ветровую помеху. Изменения  $\delta \phi_{1,0}^{1,4}$  на рис. 1*в* соответствуют изменениям направления ветра в секторе 330°-360° на рис. 1г. Зависимость от изменений скорости ветра ~1-2 м/с и атмосферного давления (постоянного ~1200 гПа на всем интервале времени) менее очевидна. Повторяемость всплесков шумов с периодами 5-10 с соответствует характерным для акватории периодам волнения моря. Влияние этих возмущений в функциях плотности  $\phi(t)$  на порядок ниже, чем влияние геомагнитных пульсаций. Поэтому, как видно из представленных распределений a(t), уровень пульсаций составляет ~1 мкВ/м, а уровень сторонних шумов – менее 0.1 мкВ/м.

На рисунке 2 представлены распределения a(t) для разных частот, построенные для береговых 1, 3 и базовой станции 4 на интервале 16.07.2019 г. в 13:30-13:45 UT. Вертикальными штриховыми линиями отмечены моменты синхронного проявления мгновенной поляризации на разных частотах в разных измерительных линиях. Значительное увеличение модуля горизонтальной составляющей электрической компоненты на этом интервале достигается на фильтрах 1–1.5 с в 13:34:12.5–13.0 UT. Для фильтра *T*<sub>1</sub> = 1.4 с в линиях 4 поляризация наблюдается с запаздыванием 0.5 с относительно момента ее формирования на фильтре  $T_8 = 0.7$  с. Величина запаздывания соответствует длительности интервала времени, необходимого для определения параметров эллипса. Синхронные проявления поляризации наблюдаются с периодами Pc4 ( $T \sim 115$  с) и Pc5(*T* ~ 260 с) также как и на рис. 1.

Вычисляя градиенты плотности  $\delta \varphi_{T_k}^{1,4}$  и  $\delta \varphi_{T_k}^{3,4}$  (на рис. 2 не показаны), выделим на интервале 13:31–13:36 UT долговременные корреляции  $\varphi_{T_k}$ 

ПЕТЛЕНКО



**Рис. 1.** (*a*) – Сверху вниз – распределение a(t) в полосе с  $T_0 = 1.5$  с (теллурическая линия) 22.07.2019 00:01–00:16 UT; ниже функции плотности  $\varphi_{1.5}^{l}(t)$  для разных окон биннинга – n = 3, n = 100 и n = 300; (*b*) – плотности  $\varphi_{1.5}^{l}(t)$  и  $\varphi_{1.5}^{4}(t)$  – окно биннинга n = 300 (ромбиками показаны центры спектральных выборок); ниже распределение a(t) для теллурической линии 4 и разностная функция  $\delta \varphi_{1.5}^{l,4}(t)$ ; (*b*) – также сверху вниз – разностные функции плотности  $\delta \varphi_{T_k}^{l,4}(t)$  (k = 1, ... 6)  $T_1 = 1.4$  с, ...  $T_6 = 0.9$  с. Прямоугольниками со штриховой границей схематично выделена долговременная корреляция сторонних шумов. Плотности  $\varphi_{T_k}^{l}(t)$  и  $\varphi_{T_k}^{4}(t)$  нормированы. (*г*) – изменения направления (темные) и скорости (светлые кружки) ветра.



**Рис. 2.** Распределение a(t) по разным теллурическим линиям и разным каналам фильтрации. Стрелкой отмечен момент фиксации вектора поляризации в канале  $T_1 = 1.4$  с в линиях 4, задержанный на 0.5 с относительно момента его фиксации в канале  $T_8 = 0.7$  с. Видно, что уровни ненормированных (наблюдаемых) плотностей поляризации находятся в отношении  $\hat{\phi}_{T_k}^4 > \hat{\phi}_{T_k}^3 > \hat{\phi}_{T_k}^1$ . Нормировкой достигается выравнивание уровней  $\phi_{T_k}^j$  и возможность построения долговременной корреляции сторонних шумов (схематично показана прямоугольниками со штриховой границей аналогично рис. 1). Вертикальные штриховые линии отмечают Pc4-Pc5 периодичность импульсных интенсификаций геомагнитных пульсаций Pc1. Некоторые из таких интенсификаций в линии 4 отмечены овалами.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

в полосе  $T_k$  0.8–1.3 с (также схематично показаны прямоугольниками). Коррелируя разностные функции  $\delta \phi_{T_k}^{j,4}$  и плотности  $\phi_{T_k}^4$ , найдем для линий 4 отношение вкладов геомагнитных пульсаций и сторонней помехи ~4.3 : 1. Для береговых линий 3 и 1 эти отношения существенно ниже, соответственно ~1.8 : 1 и ~1.3 : 1. Плотности геомагнитных пульсаций в полосе  $T_k$  1–1.5 с хорошо коррелируют между собой с небольшими запаздываниями, при этом значения функций a(t) для низких частот больше, чем для высоких. На рисунке 2 периоды интенсификации геомагнитных пульсаций в частотных каналах линий 4 схематически выделены овалами.

Моменты появления эллипсов, отображающие импульсные возмущения электрических компонент поля на береговых и базовой линиях, не синхронизованы, а плотность их распределения на выборке у береговых линий ниже, чем у базовой. Причина такого поведения функций плотности в том, что импульсные всплески геомагнитных пульсаций на базовой станции хорошо коррелированы и менее подвержены влиянию сторонней помехи. Для береговых станций присутствие сторонних шумов приводит к большей плотности переходных процессов и большему числу отбраковок эллипсов по условию стабильности. Такое объяснение хорошо подтверждается поляризационными диаграммами, отображающими распределение значений а по мгновенным значениям углов поворота ф эллипса (направлениям поляризации) на выборках короткой длины.

На рисунке 3 представлены векторы поляризации, построенные по минутным выборкам измерений поля на станциях 1, 3 и 4. Вершины векторов, построенных для разных полос фильтрации, по-разному маркированы. На базовой станции пучок векторов слабо расходится по направлениям поляризации, тогда как у береговых — разброс направлений существенно больше. Вклады сторонних шумов искажают направления поляризации геомагнитных пульсаций. Различия направлений поляризации на станциях 1, 4 и станции 3 показывают также, что распределения проводимости земной коры в окрестностях этих станций различны.

Сопоставление поляризационных диаграмм для разных станций и разных моментов времени позволяет оценить мгновенные изменения уровня и направления прихода возмущений сторонних шумов. Показана возможность разделения вкладов сторонних шумов и геомагнитных пульсаций рис. 1 и 2, основанная на нахождении долговременных корреляций функций плотности. Заметим, что функции  $\varphi_{T_k}$  ведут себя как изменения функций спектральной плотности на фиксированной частоте, а построенные на рис. 2 рас-

пределения a(t) — как динамические спектры компонент поля.

На рисунке 4 показаны динамические спектры  $E_x$ -компоненты, измеренной линиями 1, 3 и 4 в период 13:00-14:00 UT 16.07.2019 г. Под каждым спектром приведена волновая форма сигнала. Из рисунка 4 видно, что магнитосферно-ионосферные пульсации в диапазоне Pc1 являются продолжением в область верхних частот более длиннопериодных пульсаций (с периодами пульсаций *Pc3*), всплески которых модулируются периодами *Pc4–Pc5*. Серии таких всплесков отмечены овалами на рис. 2. Долговременные корреляции плотности  $\phi_{T_{k}}$  на спектрах рис. 4 имеют вид понижающихся тонов, один из которых (отмечен прямоугольниками со штриховой границей) соответствует выделенной корреляции на рис. 2. Шумы, почти линейно убывающие с частотой, на рис. 1 ассоциировались с ветровой помехой и многократно наблюдались в более детализованных динамических спектрах (подобных спектрам на рис. 4), чем представленные в работе [Kopytenko et al., 2018].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мгновенные спектры, образующие динамический спектр электрических компонент поля в диапазоне Pc1, представительнее набора полосовых фильтров в частотной области (на рис. 4 частоты фильтрации показаны горизонтальными штриховыми линиями). Однако на фиксированной гармонике связные (коррелированные) интенсификации шумов во временной области проявляются с разрешением, уступающим дискретности представления распределений a(t)И функций плотности  $\phi(t)$  ненулевых — значений. При построении a(t) подразумевается естественная связность ортогональных компонент, по пяти измерениям которых за период колебаний поля решается система пяти линейных уравнений с пятью неизвестными. Характеристическое уравнение этой системы – уравнение 5-й степени. Поэтому решение системы чувствительно по отношению к малым возмущениям поля и хорошо реагирует на изменения режима установившихся колебаний, в частности на начало переходных процессов, вызванных импульсными всплесками сторонних шумов.

При наличии сторонних шумов анализ поля геомагнитных пульсаций усложняется — корреляционные связи шумовых составляющих могут включать в себя взаимное влияние шумов различной физической природы. Рассмотрим поляризацию измеренных полей, используя основные понятия теории сложности [Николис и Пригожин, 1990]. На поляризационных диаграммах, постро-



**Рис. 3.** Поляризационные диаграммы — распределения значений по направлениям поляризации, построенные для пяти минутных интервалов в период 16.07.2019 г. 13:39–13:40 UT для станций 1, 3, 4 и разных полос фильтрации: вершины векторов, обозначенные кружками —  $T_0 = 1.5$  с; треугольниками — 1.4 с; ромбиками — 1.3 с; квадратиками — 1.2 с. Для выборки 13:34–13:35 UT (станция 1) указан момент появления вектора поляризации 13:39:46.1 UT в канале  $T_0 = 1.5$  с.

енных для выборочных интервалов фиксированной длины (рис. 3), выделим только векторы, относящиеся к одному из каналов фильтрации. Отождествим плоскость поляризации с экземпляром комплексной плоскости так, что пучок векторов образует на этой плоскости так называемое звездное множество [Лаврентьев и Шабат, 1987]. Взаимные корреляции таких множеств реализуются посредством отображений соответствующих экземпляров на подходящую область комплексной плоскости (например, внутренность, или внешность диска) [Efendiev and Wendland, 1996]. Такие отображения связаны с интегралом Шварца-Кристоффеля. Ядро интеграла представляет собой многочлен, степень которого определяется мощностью множества векторов поляризации и характеризует сложность динамической системы, образованной измерениями поля.

Отметим принципиальный момент, связанный с сопоставлением выборок, характеризующихся разными значениями наблюдаемой плотности  $\hat{\varphi}_{T_k}^j$ . В силу представлений [Гленсдорф и Пригожин, 1973] сложность измерений определяется наиболее высокой плотностью векторов

# ПЕТЛЕНКО





**Рис. 4.** Динамические спектры и волновые формы  $E_x$ -компоненты поля в диапазоне Pc1, измеренной теллурическими линиями 3, 1, 4 в период 16.07.2019 г. 13:00–14:00 UT. Горизонтальными пунктирными линиями показаны частоты фильтрации. Прямоугольники со штриховой границей отмечают понижающийся тон, вызванный всплесками сторонних шумов и соответствующий долговременной корреляции, выделенной на рис. 2 в период 13:31-13:36 UT. Всплески геомагнитных пульсаций Pc1 подчинены периодичности пульсаций Pc4-Pc5.

мгновенной поляризации. Превышение плотности  $\hat{\phi}_{T_k}^4$  над  $\hat{\phi}_{T_k}^1$  в приведенных на рис. 2 распределениях a(t) не означает, что сложность измерений поля базовыми линиями 4 выше. Она одинакова для всех измерений и в период 16.07.2019 г. в 13:30-13:45 UT определяется плотностью ненулевых значений в базовых линиях. Видимое снижение плотности  $\hat{\varphi}_{T_{k}}^{1}$  и более значительный разброс

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 Nº 2 2021 направлений поляризации в измерениях береговых линий объясняются различиями уровней сторонних шумов. На практике, превышение плот-

ности  $\hat{\varphi}_{T_k}^4$  позволяет выделить периоды времени, когда сторонние шумы на береговых линиях не дают установиться колебаниям геомагнитных пульсаций и позволяют по разбросу направлений поляризацию разных шумовых составляющих. Выравнивание уровней плотности достигается соответствующей нормировкой. Нормированные плотности  $\varphi_{T_k}^j$ , как видно из рис. 1, хорошо коррелируют друг с другом — их разности  $\delta \varphi_{T_k}^{1,4}$  флукту-ируют вблизи нулевого значения.

С рассмотренных позиций изменение шумовой обстановки контролируется визуальным сопоставлением распределений a(t) и грубой оценкой значений наблюдаемой плотности  $\hat{\phi}_{T_k}^j$ . Сопоставляя распределения a(t) (рис. 2) с динамическими спектрами и волновыми формами  $E_x$ -компоненты (рис. 4) линий 1 и 3 можно заметить: 1) заниженное на ~10% значение уровня наблюдаемой плотности  $\hat{\phi}_{T_k}^1$  по сравнению с уровнем  $\hat{\phi}_{T_k}^3$ ; 2) значительное увеличение шумов в линиях 1 во всей полосе частот (до 2 Гц) с 13:26 UT. Подобные усиления шумов на фазе прилива связаны с перколяционными процессами в прибрежном грунте и интенсификацией гальванических процессов на электродах измерительных линий.

Режим генерации геомагнитных пульсаций диапазона Pc1 в пределах рассмотренных интервалов времени (рис. 1 и 2) соответствует представлению о серии синхронизованных в разных каналах фильтрации импульсных возмущений поля. Периоды следования импульсных всплесков Pc1 согласованы с периодами пульсаций диапазона *Pc4–Pc5*. Более детальные исследования связи этих пульсаций выходят за рамки данной работы. Однако представленные методы могут быть использованы при анализе поля геомагнитных пульсаций Pc1, характеризующихся более сложной спектральной структурой (например, колебаний с изменяющимся периодом), предполагающей наличие долговременных корреляций между разными гармоническими составляющими.

#### 5. ВЫВОДЫ

Для разделения вкладов геомагнитных пульсаций *Pc*1 и сторонних шумов используются представления об импульсных возмущениях, формирующих наблюдаемые изменения электромагнитного поля, и понятие мгновенной поляризации, адаптированное к кратковременным импульсным воздействиям. Предложен способ построения мгновенной поляризации и методы ее использования для выделения вкладов геомагнитных пульсаций, определены вспомогательные функции распределения и плотности поляризации, способствующие выявлению структуры шумов различной физической природы и оценке их уровней.

Показано, что введенные представления позволяют характеризовать регистрируемые изменения поля в рамках теории сложности, что сложность измеряемых полей является алгебраической характеристикой и может быть выражена в терминах функций распределения поляризации. На примере конкретных измерений поля производится разделение вкладов и оценка уровней электромагнитных шумов различной природы. Определяется структура и спектральный состав шумов. Показано, что периоды следования импульсных всплесков геомагнитных пульсаций Pc1 контролируются периодами пульсаций диапазона Pc4-Pc5.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*— Ахиезер Н.И*. Лекции по теории аппроксимации. М.: Наука. 408 с. 1965.

- Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций М.: Мир. 280 с. 1973.

– Ермакова Е.Н., Демехов А.Г., Яхнина Т.А., Яхнин А.Г., Котик Д.С., Райта Т. Особенности динамики спектров многополосных пульсаций *Pc*1 при наличии множественных областей ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосфере // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 62. № 1. С. 1–28. 2019.

— Ивлев Д.С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей // Л.: Изд. ЛГУ, 366 с., 1982.

- Ивлев Д.С., Довгалюк Ю.А. Физика атмосферных аэрозольных систем // СПб: НИИХ, СПбГУ, 194 с., 1999.

*— Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука. 688 с. 1987.

*— Николис Г., Пригожин И*. Познание сложного. М.: Мир. 343 с. 1990.

— *Новиков Д.П.* Алгебро-геометрические решения уравнения Кричевера-Новикова // Теорет. и матем. физика. 1999. Т. 121. № 3. С. 367–373.

– *Петленко А.В.* Некоторые аспекты анализа поля геомагнитных пульсаций // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 1. С. 131–133. 1994а.

– Петленко А.В. Спектральные характеристики модельного представления данных наблюдений геомагнитных пульсаций // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 3. С. 72–79. 19946.

– Петленко А.В., Копытенко Ю.А., Мартинес В.А., Пилипенко В.А., Исмагилов В.С. Тонкая структура геомагнитных пульсаций типа *Pi2* // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 5. С. 592–607. 2011.

- Петленко А.В. Особенности распределений холловских токов и магнитного поля пульсаций диапазона *Рс4* // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 5. С. 607–617. 2019.

*— Рабинер Л., Гоулд Б.* Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир. 848 с. 1978.

- Уэйт Дж.Р. Геоэлектромагнетизм. М.: Недра. 235 с. 1987.

*– Efendiev M.A., Wendland W.L.* Nonlinear Riemann-Hilbert problem for multiply connected domains // J. Nonlinear Analysis. Theory, Methods and Applications. V. 27. P. 37–58. 1996.

- Kopytenko Yu.A., Ismagilov V.S., Petrishchev M.S., Sergushin P.A., Petlenko A.V. Broadband ULF perturbations of the electric field in coastal zone of the Okhotsk sea // Physics of Auroral Phenomena. V. 41. № 1. P. 58–60. 2018.

*– Pavlos G.P., Karakatsanis L.P., Xenakis M.N.* Tsallis non-extensive statistics, intermittent turbulence, SOC and chaos in the solar plasma, Part one: Sunspot dynamics // Physica A. V. 391. P. 6287–6319. 2012.

- Soloviev S.P., Rybnov Yu.S., Kharlamov V.A., Krasheninnikov A.V. Acoustic gravity waves and the atmospheric electric field perturbations accompanying them. // Geomagnetism and aeronomy. V. 57. № 3. P. 335–346. 2017.

- *Tsallis C*. Introduction to Non-extensive Statistical Mechanics. Springer. 382 p. 2009.

УДК 550.385

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ *Різ*

© 2021 г. Н. А. Куражковская<sup>1, \*</sup>, Б. И. Клайн<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Геофизическая обсерватория Борок филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, п. Борок, Ярославская обл., Россия

\**e-mail: knady@borok.yar.ru* Поступила в редакцию 05.03.2020 г. После доработки 06.04.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Приведены результаты статистического исследования поляризационных характеристик иррегулярных геомагнитных пульсаций РіЗ, наблюдаемых в полярных областях магнитосферы, и влияния на них межпланетных условий. В работе использовались одноминутные цифровые наблюдения магнитного поля двух обсерваторий: о. Хейса (HIS,  $\Phi' = 74.80^{\circ}$ ,  $\Lambda' = 144.46^{\circ}$ ) и Мирный (MIR,  $\Phi' =$ = -76.93°, Л' = 122.92°). Показано, что для пульсации *РіЗ* характерны правая, левая и смешанная поляризация (*R*-, *L*- и *R&L*-типы). Независимо от типа поляризации пульсации *Pi3* наблюдались преимущественно в ночном секторе магнитосферы на заключительной стадии взрывной фазы суббури. Показано, что длительность временной задержки между моментом начала суббури и появлением пульсаций *Pi3* существенно зависит от их типа поляризации. В HIS и MIR не выявлено зависимости основных характеристик (амплитуды, частоты, эллиптичности и угла наклона главной оси эллипса поляризации) пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов от локального времени. В HIS пульсации Pi3 R- и *R&L*-типов наблюдаются преимущественно во время медленных течений солнечного ветра, а *L*-типа в период высокоскоростных потоков из корональных дыр. В MIR пульсации *Pi3* трех типов поляризации наблюдаются преимущественно во время высокоскоростных потоков солнечного ветра. Показано, что мелкомасштабные замкнутые структуры магнитного поля в потоке медленного и быстрого течений солнечного ветра определяют тип поляризации пульсаций РіЗ. Установлено, что возбуждение пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов происходит при разной степени плазменной турбулентности в хвосте магнитосферы.

DOI: 10.31857/S0016794021010107

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие суббурь в ночном секторе магнитосферы сопровождается возбуждением иррегулярных геомагнитных пульсаций в широком диапазоне периодов. Так, репером взрывной фазы суббурь являются пульсации *Pi2*, имеющие вид затухающего цуга, либо каплеобразную форму [Saito, 1969; Olson, 1999]. Периоды пульсаций Pi2 составляют  $T \sim 40 - 150$  с, их продолжительность варьирует от 5 до 15 мин. Максимум частоты появления и амплитуды пульсаций Рі2 наблюдается вблизи полночи в авроральных широтах. Кроме того, во время суббурь наблюдаются более длиннопериодные иррегулярные пульсации *Pi3* с периодами T > 150 с. В обзоре [Saito, 1978] пульсации *Pi3* разделены на два вида: *Pip* (polar irregular pulsation) [Распопов и др., 1971] и *Ps6* [Saito, 1974], которые различаются по диапазону периодов, интенсивности, суточной вариации, области наблюдения и другим морфологическим признакам. Например, иррегулярные пульсации Рір

195

имеют периоды <400 с, тогда как диапазон периодов *Ps6* больше, чем 400-600 с. На земной поверхности амплитуды пульсаций *Pip* примерно сравнимы по величине во всех трех компонентах магнитного поля (*H*, *D*, *Z*). Интенсивность *Ps6* доминирует в *D* – компоненте магнитного поля. Возбуждение *Pip* характерно для предполуночных часов, тогда как *Ps6* преимущественно наблюдаются в послеполуночном и утреннем секторах магнитосферы [Пудовкин и др., 1976].

Однако в работе [Nagano et al., 1981] замечено, что пульсации *Pi3*, имеющие периоды больше, чем *Pip* и отличающиеся по некоторым признакам от *Ps6*, наблюдаются в высоких широтах гораздо чаще, чем эти два вида пульсаций. В связи с этим длиннопериодные иррегулярные пульсации, связанные с авроральной активностью, во многих исследованиях рассматривают как пульсации *Pi3*, не разделяя их на два типа, например, [Клейменова и др., 1998; Белаховский и др., 2015].

В настоящее время в геофизической литературе обсуждается несколько альтернативных механизмов генерации этого вида пульсаций. Так, согласно [Nagano et al., 1981] пульсации *Pi3* связаны с турбулентностью магнитосферно-ионосферной системы. Одним из источников пульсаций РіЗ, наблюдаемых в полярной шапке, может быть турбулентность магнитослоя [Yagova et al., 2004]. В работе [Клейменова и др., 1998] предполагается, что возбуждение локальных по широте иррегулярных всплесков РіЗ может происходить в ионосфере вследствие интенсификации крупномасштабных трехмерных электрических токов во время суббури. Одновременные наблюдения высыпаний энергичных электронов, всплесков риометрического поглошения и геомагнитных пульсаций диапазона *Pi3* в ночном секторе высоких широт во время развития суббурь косвенно свидетельствуют о том, что областью генерации локальных РіЗ служит ионосфера [Козырева и др., 2009]. В некоторых работах предполагается, пульсации РіЗ, наблюдающиеся в ночные часы, имеют дневные источники. Так, в работе [Matsuoka et al., 1995; Han et al., 2007] исследовано влияние резких изменений динамического давления солнечного ветра на процессы глобального возбуждения пульсаций РіЗ. В качестве механизма возбуждения пульсаций РіЗ также рассматривают собственные колебания хвоста магнитосферы в диапазоне периодов несколько минут [Нусинов, 1971; Белаховский и др., 2015]. Таким образом, несмотря на то, что основные характеристики и особенности пульсаций РіЗ известны давно, механизмы их возбуждения продолжают оставаться объектом интенсивных исследований и дискуссий.

Пульсации РіЗ, также как и пульсации РіЗ являются волновой структурой суббури. В связи с этим исследование морфологических особенностей пульсаций РіЗ представляет интерес как для идентификации источника колебаний и понимания механизма их генерации, так и для изучения природы самих суббурь. Одним из каналов получения информации о механизме и области генерации пульсаций являются их спектральные и поляризационные характеристики. Поляризация пульсаций Pi3, а также пульсаций Ps6, относящихся к классу *Pi3*, исследовалась в некоторых работах, например, [Saito and Yumoto, 1978; Saito, 1978; Suzuki et al., 1981]. Авторы этих работ ограничивались анализом годографов пульсаций РіЗ, на основании которых определялся только их тип поляризации (правая, левая или смешанная). Однако количественные характеристики поляризации (эллиптичность, наклон главной оси эллипса поляризации) пульсаций РіЗ не исследовались. Также не анализировались межпланетные условия во время возбуждения пульсации *Pi3* различных типов поляризации.

Целью настоящей работы является исследование поляризационных характеристик геомагнитных пульсаций *Pi3*, наблюдаемых в высоких широтах северного и южного полушарий Земли во время развития суббурь, и анализ условий межпланетной среды, благоприятных для их возбуждения.

#### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА

Для анализа поляризационных характеристик геомагнитных пульсаций РіЗ использовались данные наблюдений магнитного поля с одноминутным разрешением двух высокоширотных обсерваторий северного и южного полушарий: о. Хейса (код HIS, исправленные геомагнитные координаты  $\Phi' = 74.80^{\circ}$ ,  $\Lambda' = 144.46^{\circ}$ ) за период 1997–1998 гг. и Мирный (код MIR, исправленные геомагнитные координаты  $\Phi' = -76.93^{\circ}, \Lambda' = 122.92^{\circ}$ ) за период 1995–1998 г.г. из Мирового Центра Данных по Солнечно-земной физике (Москва) (http://www.wdcb.ru/stp/data/geo min.val/). Исследование условий межпланетной среды и геомагнитной активности для случаев наблюдения пульсаций РіЗ проводилось по среднечасовым и минутным данным параметров плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (MMП), данным геомагнитных индексов (Kp, AL, AE, Dst), полученным из базы данных OMNI 2 (http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html). Краткое описание OMNI 2 приведено в работе [King and Papitashvili, 2005]. Дополнительно использовался "Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976-2002 гг.", представленный на сайте Института космических исследований РАН (ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/). Описание этого каталога дано в работе [Ермолаев и др., 2009].

По данным регистрации магнитного поля в обс. о. Хейса и Мирный было отобрано 306 и 416 случаев наблюдений пульсаций РіЗ, соответственно. Исследование характеристик поляризации пульсаций проводилось в плоскости Н-D компонент. Предварительно исходные данные наземных магнитных наблюдений фильтровались в полосе частот (1.3-3.4) мГц. Далее на основе метода быстрого преобразования Фурье [Kodera et al., 1977] проводился спектрально-временной анализ отфильтрованных данных. Для каждого случая наблюдений пульсаций РіЗ строилась полная спектральная плотность исходного сигнала, а также его правополяризованной и левополяризованной моды. Тип поляризации волновых пакетов пульсаций РіЗ идентифицировался по полученным динамическим спектрам, следующим образом. Если преобладала спектральная плотность правополяризованной или левополяризованной моды, то пульсации РіЗ считались правополяризованными (*R*-тип) или левополяризованными (*L*-тип), соответственно. Когда спектральные плотности правополяризованной и левополяризованной моды были сравнимы по величине, то пульсации *Pi3* относились к смешанному типу поляризации (*R&L*-тип). Исходя из типа поляризации пульсаций *Pi3*, исходные выборки на каждой из обсерваторий были разбиты на три группы: 1) пульсации *Pi3 R*-типа, 2) пульсации *Pi3 L*-типа и 3) пульсации *Pi3 R&L*-типа. В качестве характеристик поляризации пульсаций *Pi3* еще рассматривались эллиптичность ( $\varepsilon$ ) — отношение малой полуоси эллипса поляризации к большой полуоси и угол наклона ( $\tau$ ) главной оси эллипса поляризации к оси *D*.

Дополнительно для всех случаев наблюдений пульсаций *Pi3* рассматривались следующие характеристики: 1) максимальная амплитуда (*A*) пульсаций *Pi3*, которая находилась из выражения:  $A = \sqrt{H^2 + D^2}$ , где *H* и *D* – максимальные значения меридиональной и азимутальной составляющих магнитного поля; 2) продолжительность волнового пакета пульсаций *Pi3* (*t*); 3) частота (*f*), соответствующая максимальной спектральной плотности; 4) временной сдвиг ( $\Delta t$ ) между началом суббури и началом пульсаций *Pi3*. Далее проводилось статистическое исследование характеристик пульсаций *Pi3* трех групп, наблюдаемых в обсерваториях о. Хейса и Мирный.

#### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

#### 3.1. Общая характеристика пульсаций Різ разных типов поляризации

На рисунке 1 приведены примеры определения типа поляризации пульсаций РіЗ по динамическим спектрам: (а) пульсации РіЗ: R-типа (09.11.1997 г.), *L*-типа (25.01.1998 г.) и *R&L*-типа (17.03.1997 г.), наблюдаемые в HIS; (б) пульсации РіЗ: R-типа (01.07.1997 г.), L-типа (21.06.1998 г.) и *R&L*-типа (29.11.1995 г.), наблюдаемые в MIR. Для каждого случая наблюдения в верхней части рисунка представлена магнитограмма пульсаций *РіЗ* (*H*-компонента). Ниже приведена динамика AL-индекса, отражающего интенсивность западной электроструи в авроральном овале. Считается, что отрицательные бухты в динамике АL-индекса продолжительностью более 20 минут и минимальной величиной AL-индекса ниже -100 нТл соответствуют развитию магнитосферных суббурь [Hsu and McPherron, 2007]. Как видно из приведенных примеров (рис. 1), пульсации РіЗ в двух полушариях наблюдались во время развития суббурь в ночном секторе магнитосферы, о чем свидетельствуют отрицательные бухты в динамике AL-индекса. Кроме того, на рис. 1 показаны динамические спектры полной спектральной плотности, а также спектральной плотности пра-

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

вополяризованной и левополяризованной моды пульсаций *Pi3*, которые использовались для определения типа поляризации пульсаций.

Типичные пульсации *Pi3*, как в HIS, так и в MIR имели, в основном, вид каплеобразных волновых пакетов, продолжительность которых варьировала от 30 до 135 мин в HIS и от 20 до 150 мин в MIR. Амплитуда пульсаций *Pi3* изменялась в широком диапазоне от десятков до нескольких сотен нанотесла. В отдельных случаях амплитуда пульсаций *Pi3* превышала 1000 нТл. В HIS отмечены случаи наблюдения пульсаций РіЗ с амплитудами более 2000 нТл. Интенсивность пульсаций Pi3 по D компоненте была в основном выше, чем по H компоненте, как в HIS, так и в MIR. Максимум спектральной плотности РіЗ трех типов поляризации принадлежал диапазону частот *f*~1.4–3.0 мГц и *f*~1.4–3.4 мГц в HIS и MIR, соответственно. Эллиптичность пульсаций РіЗ изменялась в пределах  $\varepsilon \sim 0.06 - 0.49$  и  $\varepsilon \sim 0.05 - 0.38$ , в HIS и MIR. соответственно. Величина угла τ изменялась в широком диапазоне от  $0^{\circ}$  до  $180^{\circ}$ .

В таблице 1 приведено число (N) проанализированных случаев и средние характеристики пульсаций РіЗ правой, левой и смешанной поляризации в HIS и MIR. Из таблицы 1 видно, что в обоих полушариях в доминирующем числе случаев наблюдаются пульсации Pi3 R-типа. Средние амплитуды пульсаций *Pi3* в HIS были значительно выше, чем в MIR независимо от типа поляризации пульсаций. Продолжительности волновых пакетов РіЗ были примерно одинаковы в двух полушариях, и в среднем составляла 64-68 мин. Максимум спектральной плотности волновых пакетов пульсаций РіЗ независимо от типа поляризации соответствовал средней частоте 2.1-2.2 мГц и 2.3 мГц, соответственно в HIS и MIR (табл. 1). Среднее значение эллиптичности ( $\epsilon =$ = 0.19) было примерно одинаковым для трех типов поляризации как в HIS, так и в MIR. Главная ось эллипса поляризации пульсаций РіЗ располагалась вблизи D – компоненты в HIS и MIR. Однако средние значения углов наклона главной оси эллипса поляризации к оси D (т) были различны в HIS и MIR. Так, в HIS средняя величина  $\tau$ была ≥90°, тогда как в MIR τ < 90° для всех типов поляризации пульсаций РіЗ (табл. 1)

#### 3.2. Суточная вариация характеристик пульсаций Pi3 разных типов поляризации, наблюдаемых в HIS и MIR

Пульсации *Pi3* трех типов поляризации в HIS и MIR наблюдались преимущественно в интервале времени (18:00–04:00) MLT. На рисунке 2 показаны суточные вариации некоторых характеристик пульсаций *Pi3 R-*, *L-* и R&L-типов, наблюдаемых в HIS и MIR: частоты наблюдения – N, амплитуды – A, частоты максимальной спектральной



Рис. 1. Типичные примеры наблюдения пульсаций *Pi3* (*H*-компонента) в обсерваториях о. Хейса и Мирный: (*a*) пульсации *Pi3*: *R*-типа (09.11.1997 г.), *L*-типа (25.01.1998 г.) и *R*&*L*-типа (17.03.1997 г.), наблюдаемые в HIS; (*б*) пульсации *Pi3*: *R*-типа (01.07.1997 г.), *L*-типа (21.06.1998 г.) и *R*&*L*-типа (29.11.1995 г.), наблюдаемые в MIR. Ниже на всех графиках приведены динамика *AL*-индекса, полная спектральная плотность пульсаций *Pi3* (панель А), спектральная плотность правополяризованной (панель Б) и левополяризованной моды исходного сигнала (панель В).

-						
Характеристики	HIS-R	HIS-L	HIS-R&L	MIR-R	MIR-L	MIR-R&L
Ν	140	107	59	238	129	49
А, нТл	$379.9\pm36.4$	$566.9\pm68.3$	$354.5\pm60.5$	$277.9 \pm 17.8$	$342.1\pm24.6$	$312.4\pm40$
<i>t</i> , мин	$65.4 \pm 1.7$	$64.0\pm2.1$	$68.5\pm3.3$	$65.5\pm1.6$	$63.3\pm1.9$	$67.6\pm3.5$
<i>f</i> , мГц	$2.2\pm0.02$	$2.1\pm0.03$	$2.1\pm0.04$	$2.3\pm0.02$	$2.3\pm0.02$	$2.3\pm0.04$
ε	$0.20\pm0.01$	$0.19\pm0.01$	$0.19\pm0.01$	$0.19\pm0.01$	$0.19\pm0.01$	$0.19\pm0.01$
τ, град	$90.1 \pm 4.4$	$95.1 \pm 5.2$	$102.1 \pm 7.2$	$85.6 \pm 2.4$	$85.8\pm4.0$	$78.0 \pm 6.3$

Таблица 1. Средние характеристики пульсаций *Pi3* различных типов поляризации в обсерваториях о. Хейса и Мирный

плотности -f, эллиптичности  $-\varepsilon$ , угла наклона главной оси эллипса поляризации – т. Видно, что суточные вариации N пульсаций Pi3 разных типов поляризации асимметричны относительно полуночного меридиана как в HIS, так и MIR. В HIS (рис. 2a) правополяризованные пульсации Pi3 наблюдаются преимущественно после полночи (00:00-01:00) MLT, а левополяризованные до полночи (20:00-21:00) MLT. Распределение частоты появления N пульсаций Pi3 смешанной поляризации имеет два максимума, один из которых наблюдается перед полночью (22:00–23:00) MLT, другой после полночи (00:00-01:00) MLT. Максимум частоты наблюдений пульсаций РіЗ в MIR (рис. 26) приходится на предполуночный сектор (22:00-23:00) MLT полярных широт независимо от типа поляризации. Иными словами в MIR в отличие от HIS не наблюдается смены типа поляризации пульсаций РіЗ вблизи полуночного меридиана. Из рисунка 2 также видно, что основные характеристики  $(A \ u \ f)$  волновых пакетов пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов, а также характеристики их поляризации (ε и τ) не зависят от локального времени в HIS и MIR.

# 3.3. Временны́е задержки начала пульсаций Рі3 от начала суббурь

Все анализируемые случаи пульсаций в HIS и MIR наблюдались в период развития суббурь на ночной стороне магнитосферы. Максимальная интенсивность суббурь, характеризуемая величиной АЕ-индекса, была преимущественно >400 нТл, и в некоторых случаях достигала 1000 нТл и более. Пульсации РіЗ, главным образом, начинались на заключительной стадии фазы развития суббурь. Одновременное сопоставление наблюдений пульсаций *Pi3* и динамики *AL*-индекса показало, что их начало запаздывало относительно начала суббурь. На рисунке 3 приведены распределения времен запаздывания ( $\Delta t$ ) начала пульсаций *Pi3* разных типов поляризации, наблюдаемых в HIS и MIR, от начала суббурь. Из распределений видно, что величина  $\Delta t$  варьировала от -80 до 240 мин. Отрицательные значения  $\Delta t$  означают, что в некоторых случаях пульсации РіЗ начинались до начала суббурь. Обращают на себя внимание две закономерности поведения  $\Delta t$  в двух полушариях: (1) в MIR в доминирующем числе случаев время запаздывания пульсаций *R*-, *L*- и *R*&*L*-типов составляет 40, 60 и 40 мин, соответственно, что существенно выше, чем в HIS (20, 40 и 20 мин); (2) время запаздывания начала пульсаций *Pi3* левой поляризации в HIS и MIR больше, чем в случае правой и смешанной поляризации.

## 3.4. Зависимость частоты наблюдения пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов в HIS и MIR от геомагнитной активности, параметров плазмы солнечного ветра и ММП

Исследование магнитосферной активности во время наблюдения пульсаций РіЗ проводилось по данным индексов *Кр*, *AE* и *Dst*, которые отражали планетарную возмущенность, активность суббурь и интенсивность кольцевого тока во время магнитных бурь, соответственно. Величина Кр-индекса бралась, как принято в базе данных OMNI. Анализ межпланетных условий, на фоне которых наблюдались пульсации Pi3 R-, L- и R&L-типов в HIS и MIR проводился по среднечасовым и одноминутным данным параметров плазмы солнечного ветра и ММП. Рассматривались следующие характеристики межпланетной среды: модуль напряженности *B*; углы  $\theta$  (широта  $\theta$  – угол между вектором В и его проекцией на плоскость эклиптики) и ф (долгота ф – угол между проекцией вектора В на плоскость эклиптики и Вх-компонентой ММП), характеризующих направление вектора ММП в плоскости эклиптики и плоскости ей перпендикулярной; компоненты ММП (Вх-, Ву-, Bz-), концентрация n; скорость V; динамическое давление солнечного ветра  $Pdyn = \rho V^2 (\rho - плот$ ность плазмы); Еу – компонента электрического поля солнечного ветра (Ey = -VBz); отношение плотности альфа-частиц к плотности протонов Na/Np; параметр  $\beta$ , характеризующий отношение теплового давления к магнитному и альвеновское число Маха *Ма*. Все параметры рассматривались в солнечно-эклиптической системе координат.



**Рис. 2.** Суточная вариация частоты наблюдения – N, амплитуды – A, частоты максимальной спектральной плотности – f, эллиптичности –  $\varepsilon$ , угла наклона главной оси эллипса поляризации –  $\tau$  пульсаций *Pi3 R*-, *L*- и *R&L*-типов в HIS (*a*) и MIR ( $\delta$ ).



**Рис. 3.** Распределения времен запаздывания начала пульсаций *РіЗ* от начал суббурь для трех типов поляризации в HIS и MIR.

Средние оценки параметров выполнены по тем часовым интервалам, во время которых наблюдались пульсации РіЗ различных типов поляризации. В табл. 2 представлены средние значения и стандартные ошибки среднего индексов геомагнитной активности, параметров солнечного ветра и ММП во время наблюдения пульсаций *Pi3* различных типов поляризации в HIS и MIR. Из таблицы 2 видно, что средние значения Кр-, AE- и Dst-индексов соответствовали условиям умеренно-возмущенной магнитосферы и развитию умеренных по интенсивности суббурь во время наблюдения пульсаций РіЗ, как в северном, так и южном полушарии. Формирование пульсаций РіЗ происходило при параметрах солнечного ветра и ММП, которые не сильно отличались для разных типов поляризации. И более того, средние параметры межпланетной среды для случаев наблюдения пульсаций Pi3 в HIS и MIR были примерно сравнимы по величине. Исходя из приведенных оценок (табл. 2), можно предположить, что тип поляризации пульсаций Pi3 не зависит от величины параметров солнечного ветра и ММП. Также не обнаружено корреляционной связи между параметрами межпланетной среды и какими-либо характеристиками пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов, наблюдаемых в HIS и MIR. Отсутствие связи характеристик пульсаций Pi3 с параметрами солнечного ветра и ММП может указывать на то, что генерация суббурь и связанное с ними возбуждение пульсаций Pi3 скорее определяется внутренними процессами в магнитосфере Земли.

Таким образом, количественные характеристики плазмы солнечного ветра и ММП и интенсивность суббурь во время возбуждения пульса-

Параметры	HIS-R	HIS-L	HIS-R&L	MIR-R	MIR-L	MIR-R&L		
Кр	29 ± 1	$31 \pm 1$	29 ± 1	$32 \pm 1$	$32 \pm 1$	31 ± 2		
АЕ, нТл	$422\pm23$	$450 \pm 24$	$433\pm34$	$471 \pm 17$	$453\pm20$	$438\pm35$		
Dst, нТл	$-25.8\pm1.9$	$-28.2\pm2.0$	$-26.2\pm2.9$	$-26.0\pm1.1$	$-27.3\pm1.6$	$-22.3\pm2.2$		
<i>В</i> , нТл	$6.5 \pm 0.3$	$6.8 \pm 0.3$	$6.6\pm0.5$	$6.6\pm0.2$	$6.3\pm0.2$	$6.2\pm0.4$		
θ,°	$-18.5 \pm 2.3$	$-15.4 \pm 2.6$	$-16.6 \pm 3.1$	$-14.4 \pm 1.7$	$-14.6 \pm 2.1$	$-13.2\pm3.9$		
φ,°	$209.7\pm8.4$	$202.9\pm9.0$	$218.5\pm12.9$	$218.9\pm6.4$	$197.4\pm8.9$	$178.0\pm14.9$		
<i>В</i> х, нТл	$0.2\pm0.3$	$-0.1\pm0.3$	$0.2\pm0.5$	$0.2\pm0.2$	$0.1\pm0.3$	$0.3\pm0.5$		
<i>Ву</i> , нТл	$-0.4\pm0.4$	$-0.2\pm0.3$	$-0.7\pm0.6$	$-0.7\pm0.3$	$0.3 \pm 0.4$	$0.3\pm0.6$		
<i>Вz</i> , нТл	$-1.9\pm0.2$	$-1.2\pm0.3$	$-0.9\pm0.4$	$-1.2\pm0.2$	$-1.2\pm0.2$	$-1.1 \pm 0.3$		
$n, cm^{-3}$	$6.9\pm0.4$	$5.6\pm0.3$	$5.7\pm0.5$	$6.5\pm0.3$	$6.4\pm0.5$	$6.9\pm1.2$		
<i>V</i> , км/с	$428.8\pm6.5$	$471.3\pm9.8$	$467.6 \pm 12.3$	$488.9\pm6.1$	$487.7\pm8.0$	$480.3\pm14.4$		
<i>Pdyn</i> , нПа	$2.3\pm0.1$	$2.2\pm0.1$	$2.1 \pm 0.1$	$2.7\pm0.1$	$2.6\pm0.2$	$2.7\pm0.4$		
Еу, мВ/м	$1.1 \pm 0.1$	$0.9\pm0.1$	$0.7\pm0.2$	$0.8\pm0.1$	$0.9\pm0.1$	$0.7\pm0.1$		
$Na/Np \times 100$	$3.3\pm0.2$	$3.4 \pm 0.2$	$3.3\pm0.2$	$3.5\pm0.1$	$3.3\pm0.2$	$3.7\pm0.3$		
β	$2.5\pm0.5$	$1.8 \pm 0.2$	$1.9\pm0.2$	$1.8 \pm 0.1$	$1.9\pm0.1$	$1.9\pm0.3$		
Ма	$9.6\pm0.5$	$8.8\pm0.3$	$9.0\pm0.4$	$9.4\pm0.2$	$9.8\pm0.3$	$9.5\pm0.4$		

Таблица 2. Средние значения индексов геомагнитной активности, параметров солнечного ветра и ММП во время наблюдения пульсаций *Pi3* различных типов поляризации в обсерваториях о. Хейса и Мирный

ций *Pi3* разных типов поляризации в HIS и MIR практически идентичны. Анализ данных из табл. 2 свидетельствует о том, что наиболее благоприятными условиями для генерации суббурь и возбуждения пульсаций *Pi3* являются умеренно-возмущенная межпланетная среда.

# 3.5. Динамика усредненных компонент ММП и AL-индекса во время наблюдения пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов в HIS и MIR

Для каждой группы пульсаций *Pi3* было проведено отдельное исследование одноминутных данных параметров солнечного ветра и ММП методом наложения эпох. За реперную точку принимался момент начала пульсаций *Pi3* в HIS и MIR. Анализировались данные в течение двух часов до и двух часов после начала пульсаций РіЗ. Первоначально отметим, что динамика таких параметров, как *B*, *n*, *V*, *P*<sub>dvn</sub> была стабильна, по крайней мере, в течение двух часов до и двух часов после начала пульсаций РіЗ трех групп. Вблизи нулевой точки отсутствовали какие-либо резкие флуктуации этих параметров, которые могли бы служить триггером пульсаций в ночной магнитосфере. Качественное поведение  $B, n, V, P_{dyn}$  было примерно одинаковым для случаев наблюдения пульсаций *Pi3* как в HIS, так и MIR. Здесь мы не будем приводить полученные вариации этих параметров солнечного ветра. Наиболее вариабельными параметрами вблизи момента начала пульсаций РіЗ оказались компоненты ММП, динамика которых для разных типов поляризации *Pi3*, наблюдаемых в HIS и MIR, была различной.

На рисунке 4 показана усредненная вариация Bx-, By-, Bz-компонент ММП и динамика AL-индекса, полученная методом наложения эпох. Как видно из рис. 4, *Вх*-, *Ву*-компоненты изменяются по величине и направлению как до начала пульсаций Різ. так и после. Наиболее существенные различия видны в динамике Bx-, By-компонент во время наблюдения пульсаций Pi3 L- и R&Lтипов, которые проявляются в смене направления компонент вблизи реперной точки. Динамика Bz-компоненты для случаев наблюдения пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов в двух полушариях подобна. Пульсации РіЗ начинаются через ~45-60 мин после достижения Bz-компонентой ММП максимальной отрицательной величины. Иными словами, независимо от типа поляризации начало пульсаций РіЗ приходится на фазу восстановления В*z*-компоненты, когда уже начался поворот вектора ММП от южного направления к северному. Согласно усредненной вариации АL-индекса в это время наблюдается заключительная стадия взрывной фазы суббури в ночном секторе магнитосферы. При этом динамика АL-индекса примерно одинакова для всех типов поляризации пульсаций *Pi3*, наблюдаемых в HIS и MIR (рис. 4).

Наиболее четко изменчивое поведение Bx- и By- компонент ММП для разных типов поляризации Pi3 проявляется в годографах вектора магнитного поля B в проекции на плоскость эклиптики. На рисунке 5 представлены среднестатистические годографы вектора B на плоскости XY



**Рис. 4.** Динамика *Bx*-, *By*-, *Bz*-компонент ММП и *AL*-индекса, полученная методом наложения эпох для случаев наблюдения пульсаций *Pi3 R*-, *L*- и *R*&*L*-типов в HIS (*a*) и MIR (*б*).

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

солнечно-эклиптической системы координат для случаев наблюдения пульсаций *Pi3 R*-, *L*- и *R&L*типов в HIS и MIR. Годографы строились по усредненным одноминутным данным Bx- и Byкомпонент ММП в течение 4-х ч (2 ч до и 2 ч после момента начала пульсаций РіЗ). Из рисунка 5а, 5б видно, что в HIS пульсации Pi3 R- и L-типов поляризации наблюдаются при направлении вращения вектора напряженности ММП в плоскости эклиптики по часовой стрелке и против часовой стрелки, соответственно. Однако для пульсаций *Pi3* в MIR характерна обратная тенденция, а именно РіЗ правой и левой поляризации наблюдаются при вращении вектора напряженности ММП в плоскости эклиптики против часовой стрелки и по часовой стрелке, соответственно (рис. 5г, 5д). Для пульсаций *Pi3 R&L*-типа соответствует смешанное направление вращения вектора напряженности ММП в плоскости эклиптики, как в HIS, так и MIR (рис. 5e, 5e). Полученные годографы указывают на то, что в потоке солнечного ветра силовые линии ММП имеют, скорее всего, замкнутую конфигурацию. По нашему мнению, неоднородности солнечного ветра с замкнутой конфигурацией магнитного поля и вполне определенным направлением вращения вектора напряженности В в плоскости эклиптики и формируют тип поляризации пульсаций РіЗ, регистрируемых в полярных широтах магнитосферы.

#### 3.6. Влияние крупномасштабных течений солнечного ветра на вероятность появления пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов в HIS и MIR

Поскольку из рис. 5 следует, что ММП солнечного ветра имеет определенную конфигурацию в плоскости эклиптики при возбуждении пульсаций РіЗ, представляется целесообразным исследовать, к каким известным крупномасштабным течениям солнечного ветра могут относиться подобные структуры. Используя "Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976-2002 гг.", отдельно для каждого из трех типов поляризации пульсаций *Pi3* в HIS и MIR мы провели одновременное сравнение появления пульсаций с наблюдениями различных типов течений солнечного ветра. Гистограммы частоты наблюдения N пульсаций Pi3 в зависимости от течений солнечного ветра представлены на рис. 6. В результате исследования было установлено, что, по крайней мере, семь крупномасштабных течений солнечного ветра могут оказывать влияние на генерацию пульсаций *Pi3*. В HIS и MIR пульсации Pi3 трех типов поляризации могли наблюдаться во время: (1) медленных квазистационарных потоков плазмы солнечного ветра из корональных стримеров – SLOW, (2) высокоскоростных потоков солнечного ветра ИЗ

корональных дыр – FAST, (3) выбросов корональной массы (Coronal Mass Ejection) – СМЕ, (4) областей сжатой плазмы на фронте быстрых течений из полярных корональных дыр и медленных течений из корональных стримеров (Corotating Interaction Region) – CIR, (5) областей сжатия перед передним фронтом поршня – SHEATH, (6) гелиосферного токового слоя (Heliospheric Current Sheet) – HCS, (7) магнитных облаков (Magnetic Cloud) – МС. Классификация типов течений солнечного ветра взята из работы [Ермолаев и др., 2009]. Однако в доминирующем числе случаев как в HIS, так и в MIR пульсации Pi3 наблюдались во время двух крупномасштабных квазистационарных течений солнечного ветра – SLOW и FAST. С меньшей вероятностью пульсации РіЗ появлялись на фоне возмущенных течений солнечного ветра. Из возмущенных течений солнечного ветра, во время которых наблюдались пульсации *Pi3*, доминировали СМЕ. Значительно меньше случаев РіЗ наблюдалось во время прохождения таких потоков, как CIR, SHEATH, HCS, MC. Из рисунка 6 видно, что в HIS пульсации Pi3 R- и R&L-типов наблюдались, главным образом, на фоне SLOW, а L-типа преимущественно на фоне FAST. В MIR пульсации Pi3 всех типов поляризации в большинстве случаев наблюдались на фоне FAST.

#### 3.7. Статистика амплитуд пульсаций Pi3 R-, L- и R&L-типов в HIS и MIR

Ранее в работе [Клайн и др., 2008] было показано, что для пульсаций РіЗ присущи закономерности перемежающихся процессов. Кумулятивная функция распределения амплитуд всплесков *РіЗ* достаточно хорошо аппроксимировалась степенной функцией с показателем степени α, что типично для перемежаемости. Поскольку в данной работе все случаи наблюдений пульсаций *Pi3* разбиты на три группы по типу поляризации, мы исследовали закономерности перемежаемости пульсаций *R*-. *L*- и *R*&-типов отдельно. Согласно работе [Малинецкий и Потапов, 2000], перемежаемость тесно связана с турбулентностью среды, в которой формируются всплесковые режимы. Поэтому показатель α может быть далее использован для качественной оценки плазменной турбулентности в области генерации пульсаций. Заметим, что подобный подход мы использовали в наших предыдущих работах по исследованию закономерностей пульсаций Pi2, наблюдающихся во время суббурь и в их отсутствие, например, [Куражковская и Клайн, 2015].

На рисунке 7 приведены кумулятивные функции распределений P(A) амплитуд пульсаций Pi3R-, L- и R&L-типов, начиная с некоторого порогового значения  $A_0$ , и их аппроксимации степенными функциями. В правой части каждого гра-



**Рис. 5.** Среднестатистические проекции годографов вектора *В* ММП на плоскость *ХУ* солнечно-эклиптической системы координат за 2 ч до и 2 ч после начала пульсаций *Pi3 R-, L-* и *R&L-*типов в HIS и MIR. Кружки и треугольники – начало и конец годографов соответственно.

фика дано распределение N(A) амплитуд пульсаций *Pi3*. Величина показателя  $\alpha$  в северном полушарии для пульсаций *Pi3 R*-типа ( $\alpha = 1.59$ ) существенно меньше, чем *L*-типа ( $\alpha = 4.13$ ). Аналогичная тенденция наблюдается в южном полушарии. Показатель  $\alpha$  в MIR для правополяризованных и левополяризованных *Pi3* составляет  $\alpha =$ = 2.21 и  $\alpha = 3.03$ , соответственно. Величина  $\alpha$  для смешанного типа поляризации *Pi3* в обоих полушариях занимает промежуточное значение  $\alpha = 1.47$ и  $\alpha = 1.41$ , соответственно в HIS и MIR.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенное статистическое исследование поляризационных характеристик геомагнитных пульсаций *Pi3*, наблюдаемых в ночном секторе

магнитосферы, показало, что данному классу пульсаций присущи три типа поляризации (правая, левая и смешенная), что согласуется с результатами [Suzuki et al., 1981]. Нами установлено, что независимо от того, к какому типу относятся пульсации *Pi3*, они обладают эллиптической поляризацией. Согласно [Kennel et al., 1988] эллиптическая, также как и круговая поляризация, типична для альвеновских волн. В связи с вышесказанным, у нас есть основания полагать, что пульсации *Pi3* представляют собой альвеновские волны, распространяющиеся вдоль внешнего магнитного поля Земли.

В основном закономерности поляризации пульсаций *Pi3* в HIS и MIR подобны, но имеются и некоторые различия. Необходимо отметить, что



Рис. 6. Зависимость частоты наблюдения пульсаций *Pi3 R-*, *L-* и *R&L-*типов в HIS и MIR от вида потоков солнечного ветра.

в данной работе анализировались поляризационные характеристики пульсаций РіЗ по данным наблюдений двух обсерваторий, расположенных в приблизительно сопряженных областях (сдвинутых ~ на один часовой пояс по геомагнитной долготе и  $\sim$  на два градуса по геомагнитной широте). Однако, учитывая среднестатистическое положение ночного участка овала полярных сияний при умеренной геомагнитной активности и положение используемых обсерваторий, в ночные часы во время развития суббурь HIS, скорее всего, находилась вблизи приполюсной границы аврорального овала, а MIR оказывалась в области полярной шапки. Таким образом, анализируемые пульсации РіЗ, видимо принадлежали разным структурным образованиям магнитосферы. Отчасти это объясняет обнаруженную смену типа поляризации вблизи полуночного меридиана в HIS и ее отсутствие в MIR (рис. 2), а также различное поведение некоторых характеристик пульсации *РіЗ* в северном и южном полушариях. Это касается, например, величины временны́х задержек начала пульсаций от начала суббурь (рис. 3).

Известно, что потоки солнечного ветра включают в себя структуры, характеризуемые различными пространственными и временными размерами. Причем при движении от Солнца в межпланетное пространство эти структуры могут принимать форму замкнутых образований. Некоторые из них идентифицированы по спутниковым наблюдениям, и их характеристики плазмы и магнитного поля описаны в литературе. Например, подобные структуры по терминологии авторов работ [Sarries and Krimigis, 1982] названы магнитными петлями (magnetic loops), [Klein and Burlaga, 1982] — магнитными облаками (magnetic clouds), [Marubashi, 1991] – магнитными жгутами (flux ropes). Анализ среднестатистических годографов вектора В ММП в плоскости эклиптики (рис. 5) показал, что во время регистрации пульсаций Pi3 R-, L- и R & L-типов в потоке солнечного ветра наблюдается замкнутая конфигурация магнитного поля, аналогичная магнитным обла-



**Рис. 7.** Кумулятивные функции распределений *P*(*A*) амплитуд пульсаций *Pi3 R*-, *L*- и *R&L*-типов в HIS и MIR (темные кружки) и их аппроксимация степенной функцией (сплошная линия). В правой части каждого графика даны исходные распределения *N*(*A*) амплитуд пульсаций *Pi3*.

кам или магнитным петлям, только существенно меньших пространственных и временны́х масштабов. Причем подобные мелкомасштабные замкнутые структуры, по-видимому, могут присутствовать в различных крупномасштабных течениях солнечного ветра. По нашему мнению, именно замкнутые структуры и определенное направление вращения вектора напряженности ММП в них определяют различные типы поляризации пульсаций *Pi3*, регистрируемых в полярных широтах магнитосферы.

Как видно из рис. 1 и рис. 4 пульсации *Pi3* независимо от типа их поляризации наблюдаются во время суббурь. В работе [Дэспирак и др., 2019] исследовано влияние крупномасштабных течений солнечного ветра на появление двух типов высокоширотных суббурь. Один из типов суббурь по терминологии [Клейменова и др., 2012] назван "полярные", другой по терминологии [Дэспирак и др., 2019] – "расширенные" (аналог классических суббурь). Классические суббури, по обыкнощаются к полюсу. "Полярные" суббури, как правило, наблюдаются на широтах >70°. Авторы работы [Дэспирак и др., 2019] показали, что "полярные" суббури преимущественно наблюдались во время SLOW, "расширенные" суббури в период наблюдений FAST. Учитывая зависимость частоты наблюдения пульсаций РіЗ от течений солнечного ветра (рис. 6) и результаты работы [Дэспирак и др., 2019], можно предположить, что в HIS пульсации Pi3 R- и R&L-типов наблюдались преимущественно во время "полярных" суббурь, а левополяризованные РіЗ – в период "расширенных" суббурь. В MIR независимо от типа их поляризации пульсации РіЗ наблюдались, в основном, в период развития "расширенных" суббурь. Если исходить из этого предположения, то можно отметить, что временные задержки между началом "полярных" суббурь и пульсаций Pi3 Rи R&L-типов значительно меньше, чем  $\Delta t$  между началом "расширенных" суббурь и началом пуль-

вению, начинаются на широтах <67°, и переме-

саций *Pi3 L*-типа в HIS, а также всех типов поляризации в MIR.

С другой стороны, различное время запаздывания начала пульсаций *Pi3 R-*, *L-* и *R&L-*типов от начала суббурь может быть связано с тем, что альвеновские волны разного типа поляризации распространяются с различными скоростями. Кроме того, направление силовых линий магнитного поля Земли различно в северном и южном полушариях, что, безусловно, оказывает влияние на процесс распространения волн.

Из анализа статистики амплитуд пульсаций *РіЗ* разных типов поляризации, которая подчиняется степенному закону, следует, что величина показателей  $\alpha > 1$  в HIS и MIR. Следовательно, пульсации Pi3 R-, L- и R&L-типов возбуждаются в высокотурбулизованной среде. Область возбуждения пульсаций *Pi3* (ночной сектор полярных широт), скорее всего, находится в хвосте магнитосферы, плазма которого, судя по нашим данным, сильно турбулизована. Последнее указывает на то, что магнитное пересоединение, являющееся физическим процессом, ответственным за развитие суббурь в хвосте магнитосферы, сопровождается плазменной турбулентностью и, следовательно, можно говорить о том, что пересоединение в хвосте – трехмерное. Теоретические аспекты трехмерного турбулентного магнитного пересоединения активно обсуждаются в литературе, например, [Lazarian and Vishniac, 1999; Зеленый и др., 2016]. Анализируя характер распределений амплитуд пульсаций *Pi3* трех групп в HIS и MIR, можно на качественном уровне оценить влияние степени турбулентности плазмы в хвосте на тип поляризации пульсаций. Из анализа закономерностей перемежаемости пульсации Pi3 (рис. 7), следует, что для возбуждения левополяризованных пульсаций необходима более турбулизованная среда, чем для правополяризованных и пульсаций смешанной поляризации.

Традиционно считается, что из всех параметров межпланетной среды, ответственных за вероятность наблюдения магнитосферных суббурь, являются южная компонента ММП. Однако вопрос о проникновении в хвост магнитосферы межпланетного магнитного поля далеко не решен. Тем не менее, из полученных результатов следует, что ориентация вектора напряженности ММП в плоскости эклиптики определяет тип поляризации пульсаций РіЗ (рис. 5) и, следовательно, характеристики турбулентности в области пересоединения. На вопрос о том, с какими именно структурами в хвосте магнитосферы можно связать генерацию пульсаций РіЗ, по всей видимости, однозначного ответа пока нет. Можно лишь предположить, что характерные длительности временных задержек между началом пульсаций *Pi3* и моментом начала суббурь ( $\Delta t$ ) соответствуют

времени формирования плазмоида в хвосте магнитосферы [Зеленый и др., 2016].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования показано, что для пульсаций РіЗ, наблюдаемых в HIS и MIR, характерны правая, левая и смешанная поляризация (*R*-, *L*- и *R*&*L*-типы). Независимо от типа поляризации пульсации РіЗ наблюдались преимущественно в ночном секторе магнитосферы на заключительной стадии взрывной фазы суббури. Длительность временной задержки между моментом начала суббурь и появлением пульсаций РіЗ существенно зависит от их типа поляризации. В HIS обнаружена смена типа поляризации пульсаций *Pi3* вблизи полуночного меридиана, в MIR пульсации Pi3 наблюдаются преимущественно в предполуночном секторе независимо от типа поляризации. В HIS и MIR не выявлено зависимости основных характеристик (амплитуды, частоты, эллиптичности и угла наклона главной оси эллипса поляризации) пульсаций Pi3R-, L- и R&L-типов от локального времени. Показано, что количественные характеристики плазмы солнечного ветра и ММП и интенсивность суббурь во время возбуждения пульсаций РіЗ разных типов поляризации в HIS и MIR практически идентичны. В HIS пульсации Pi3 R- и *R&L*-типов наблюдаются преимущественно во время медленных течений солнечного ветра, а *L*-типа в период высокоскоростных потоков из корональных дыр. В MIR пульсации РіЗ трех типов поляризации наблюдаются преимущественно во время высокоскоростных потоков солнечного ветра. Показано, что мелкомасштабные замкнутые структуры магнитного поля в потоке медленного и быстрого течений солнечного ветра определяют тип поляризации пульсаций *Pi3*. Установлено, что возбуждение пульсаций *Pi3 R*-, *L*- и *R&L*-типов происходит при разной степени плазменной турбулентности в хвосте магнитосферы.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Мирового центра данных по солнечно-земной физике (Москва) за предоставленную возможность использования геомагнитных данных обсерваторий о. Хейса и Мирный, создателям базы данных OMNI 2 (Goddard Space Flight Center, NASA, USA) за возможность использования параметров солнечного ветра, ММП и данных *Кр-*, *AE-*, *AL-* и *Dst-*индексов, авторам "Каталога крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2002 гг." (ИКИ РАН, Москва) за возможность пользоваться этими данными.
#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по теме "Влияние космических факторов на развитие экстремальных процессов в магнитосфере Земли" госзадание № 0144-2014-00116.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Самсонов С.Н. Иррегулярные *Pi3* пульсации и их связь с потоками заряженных частиц в магнитосфере и ионосфере // "Physics of Auroral Phenomena" Proc. XXXVIII Annual Seminar, Kola Science Centre, Russian Academy of Science Apatity. P. 71–74. 2015.

– Дэспирак И.В., Любчич А.А., Клейменова Н.Г. Разные типы потоков солнечного ветра и суббури в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 1. С. 3–9. 2019.

https://doi.org/10.1134/S001679401901005X

– Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // Космич. исслед. Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009.

– Зелёный Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю. Тонкие токовые слои: от работ Гинзбурга – Сыроватского до наших дней // УФН. Т. 186. № 11. С. 1153– 1188. 2016.

https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037923

– Клайн Б.И., Куражковская Н.А., Куражковский А.Ю. Перемежаемость в волновых процессах // Физика Земли. № 10. С. 25–34. 2008.

– Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Биттерли Ж., Биттерли М. Длиннопериодные (T = 8-10 мин) геомагнитные пульсации в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 4. С. 38–48. 1998.

- Клейменова Н.Г., Антонова Е.Е., Козырева О.В., Малышева Л.М., Корнилова Т.А., Корнилов И.А. Волновая структура магнитных суббурь в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 6. С. 785–793. 2012.

- Козырева О.В., Мягкова И.Н., Антонова Е.Е., Клейменова Н.Г. Высыпания энергичных электронов и геомагнитные пульсации РіЗ в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 6. С. 777–785. 2009.

- Куражковская Н.А., Клайн Б.И. Влияние геомагнитной активности, параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) на закономерности перемежаемости геомагнитных пульсаций *Pi2* // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 3. С. 11–20. 2015. https://doi.org/10.12737/11551

- Малинецкий Г.Г., Потапов А.Б. Современные проблемы нелинейной динамики. М.: Эдиториал УРСС, 2000. 335 с.

– *Нусинов А.А.* Влияние плазменного слоя на собственные колебания хвоста магнитосферы // Космич. исслед. № 9. С. 615–617. 1971.

— Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть II.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

Короткопериодические колебания геомагнитного поля. Л.: Изд-во ЛГУ, 1976. 271 с.

– Распопов О.М., Черноус С.А., Киселев Б.В. Высокоширотные пульсации геомагнитного поля и их использование для диагностики параметров магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 11. № 4. С. 669–673. 1971.

- Han D.-S., Yang H.-G., Chen Z.-T., Araki T., Dunlop M.W., Nosé M., Iyemori T., Li Q., Gao Y.-F., Yumoto K. Coupling of perturbations in the solar wind density to global Pi3 pulsations: A case study // J. Geophys. Res. V. 112. A05217. 2007.

https://doi.org/10.1029/2006JA011675

*– Hsu T.-S., McPherron R.L.* A statistical study of the relation of *Pi*2 and plasma flows in the tail // J. Geophys. Res. V. 112. A05209. 2007.

https://doi.org/10.1029/2006JA011782

- Kennel C. F., Buti B., Hada T., Pellat R. Nonlinear, dispersive, elliptically polarized Alfvén waves //Physics of Fluids (1958–1988). V. 31. P. 1949. 1988. https://doi.org/10.1063/1.866642

*– King J.H., Papitashvili N.E.* Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // J. Geophys. Res. V. 110. A02104. 2005.

https://doi.org/10.1029/2004JA010649

- *Klein L.W., Burlaga L.F.* Interplanetary magnetic clouds at 1AU // J. Geophys. Res. V. 87. P. 613–624. 1982. https://doi.org/10.1029/JA087iA02p00613

- *Kodera K., Gendrin R., Villedary C.* Complex representation of a polarized signal and its application to the analysis of ULF waves // J. Geoph. Res. V. 82. № 7. P. 1245–1255. 1977.

https://doi.org/10.1029/JA082i007p01245

- Lazarian A., Vishniac E.T. Reconnection in a Weakly Stochastic Field // The Astrophysical J. V. 517. № 2. P. 700-718. 1999.

https://doi.org/10.1086/307233

Matsuoka H., Takahashi K., Yumoto K., Anderson B.J., Sibeck D.G. Observation and modeling of compressional *Pi3* magnetic pulsations // J. Geophys. Res. V. 100. № A7. P. 12103–12115. 1995.

https://doi.org/10.1029/94JA03368

- Marubashi K. Interplanetary magnetic flux ropes observed by the Pioneer Venus Orbiter // Adv. Space Res. V. 11. P. (1)57–(1)60. 1991.

https://doi.org/10.1016/0273-1177(91)90090-7

- Nagano H., Suzuki A., Kim J.S. Pi3 magnetic pulsations associated with substorms // Space Sci. V. 29. № 5. P. 529– 553. 1981.

https://doi.org/10.1016/0032-0633(81)90067-2

 Olson J. Pi2 pulsations and substorm onsets: A review //
 J. Geophys. Res. V. 104. P. 17499–17520. 1999. https://doi.org/10.1029/1999JA900086

Saito T. Geomagnetic pulsations // Space Sci. Rev. V. 10.
 P. 319–412. 1969.

https://doi.org/10.1007/BF00203620

- *Saito T.* Examination of the models for the substorm-associated magnetic pulsation Ps 6. The Science Reports of the Tohoku University. Ser. 5. Geophysics. V. 22. P. 35–59. 1974.

- Saito T. Long period irregular magnetic pulsations Pi3 // Space Sci. Rev. V. 21. P. 427–467. 1978. https://doi.org/10.1007/BF00173068

*– Saito T., Yumoto K.* Comparison of the two-snake model with the observed polarization of the substorm-associated magnetic pulsation Ps6 // J. Geomag. Geoelectr. V. 30. P. 39–54. 1978.

https://doi.org/10.5636/jgg.30.39

- Sarries E. T., Krimigis S. Evidence for solar magnetic loops beyond 1 AU // Geophys. Res. Lett. V. 9. P. 167–170. 1982. https://doi.org/10.1029/GL009i002p00167

- Suzuki A., Nagano H., Kim J.S., Sugiura M. A statistical study on characteristics of high latitude Pi3 pulsations // J. Geophys. Res. V. 86. № A3. P. 1345–11354. 1981. https://doi.org/10.1029/JA086iA03p01345

- Yagova N.V., Pilipenko V.A., Lanzerotti L.J., Engebretson M.J., Rodger A.S., Lepidi S., Papitashvili V.O. Two-dimensional structure of long-period pulsations at polar latitudes in Antarctica // J. Geophys. Res. V. 109. A03222. 2004. https://doi.org/10.1029/2003JA010166 УДК 551.463.7

# ПРОЯВЛЕНИЕ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

© 2021 г. С. М. Коротаев<sup>1,</sup> \*, Н. М. Буднев<sup>2</sup>, В. О. Сердюк<sup>1</sup>, Д. А. Орехова<sup>1</sup>, Р. Р. Миргазов<sup>2</sup>, Е. О. Киктенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Центр геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,

г. Москва, г. Троицк, Россия <sup>2</sup>Научно-исследовательский институт прикладной физики Иркутского государственного университета, г. Иркутск, Россия \*e-mail: korotaev@igemi.troitsk.ru Поступила в редакцию 22.05.2020 г. После доработки 21.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

По данным длительного эксперимента по мониторингу вертикальной компоненты электрического поля на базе поверхность—дно в озере Байкал выявлены колебания с квазипериодами десятки-сотни суток, которые не вызваны какими-либо внутренними источниками, но обнаруживают тесную связь с перемежающимися колебаниями потока рентгеновского излучения Солнца. Эта связь характеризуется высокой (до 0.9) корреляцией при большом (многосуточном) запаздывании. Вариации электрического поля естественно интерпретируются как проявление изменчивости тока на гидросферном участке глобальной электрической цепи над Байкальским рифтом. Большое запаздывание может быть объяснено опосредованным механизмом влияния в потоков рентгеновского излучения Солнца на конвекционную компоненту тока в атмосфере через его сложное воздействие на метеорологические процессы. При этом уровень корреляции рентгеновского излучения с электрическим полем всегда весьма высок, в то время как запаздывание в различные годы может меняться на порядок.

DOI: 10.31857/S0016794021020073

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Концепция глобальной электрической цепи (ГЭЦ) в основных чертах общепринята [Анисимов и Мареев, 2008], она экспериментально обоснована наблюдениями в атмосфере, но не литосфере, где обнаружению поля тока ГЭЦ препятствует его малая величина сравнительно с другими полями и трудность измерения вертикальной компоненты. Такая ограниченность не является недостатком с точки зрения атмосферного электричества, поскольку, ввиду гигантской разницы проводимостей тропосферы и литосферы, влияние последней на электрическое поле в воздухе практически эквивалентно влиянию идеально проводящей поверхности, интересоваться полем под которой бессмысленно. Однако факты корреляции литосферной и ионосферной активности привели к признанию наличия гальванической связи структур литосферы и ионосферы и поиску ее конкретных механизмов, которые, наряду с током проводимости, учитывают важную роль конвекционного тока, которая должна быть

особенно велика над активными разломами [Пулинец и др., 2013]. Прямому обнаружению поля тока ГЭЦ в литосфере препятствует крайне его малая среднепланетарная величина (порядка 10<sup>-12</sup> А/м<sup>2</sup>) по сравнению с полями других источников, создаваемых неоднородностями земной коры и технические трудности сколь-нибудь точных измерений вертикальной компоненты поля в скважинах. Наиболее благоприятные условия для измерения тока в ГЭЦ под атмосферой должны быть в местах его ожидаемого превышения над среднепланетарным уровнем, как за счет конвективной, так и кондуктивной (вследствие эманации радона [Моргунов, 2000]) составляющих и в однородной гидросфере, т.е. над подводными рифтовыми разломами. При этом глубина водного слоя должна быть велика для развертывания высокоточных длиннобазовых измерений электрического поля. Однако в океане эти преимущества гасятся высокой проводимостью морской воды, ослабляющей поле. Уникальное сочетание природных условий для измерения тока ГЭЦ под атмосферой представляет оз. Байкал — самый глубокий пресноводный водоем — зарождающийся океан, расположенный над активным рифтовым разломом.

С 2003 г. в юго-западной части озера в районе Байкальской глубоководной нейтринной обсерватории проводится эксперимент по измерениям вертикальной компоненты электрического поля Е<sub>z</sub> на базе поверхность-дно. По масштабам вертикальной базы и длительности этот эксперимент пока не имеет аналогов в мировой практике. Хотя начальной целью эксперимента было только изучение полей гидросферных и литосферных источников, в первой же годовой серии были обнаружены колебания поля с периодом колебаний Ригера, характерных для наиболее жесткого рентгеновского излучения Солнца [Rieger et al., 1984], которые можно было интерпретировать только как эффект тока ГЭЦ [Шнеер и др., 2007]. После этого изучение таких вариаций поля, их связи с солнечной и метеорологической активностью вошло в число основных задач эксперимента. Его результаты показали, что наблюдаемые величины тока действительно много выше типичных для ГЭЦ, и что наблюдаемые вариаций имеют большое запаздывание относительно их первопричин [Коротаев и др., 2011, 2013, 2015а, б, 2016, 2018а, б]. Эксперимент выявил как надежно повторяемые в годовых сериях черты вариаций и их связи с солнечной активностью, так и нетривиальные противоречия.

Целью данной работы является представление последних (2019 г.) результатов эксперимента, обобщение основных результатов за все его годы и анализ их противоречий.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ СЕРИИ НАБЛЮДЕНИЙ 2019 г.

Электрическое поле  $E_z$  измерялось глубоководной установкой в конфигурации, неизменной с 2013 г. Место измерений находится в 5 км от Байкальского глубоководного нейтринного телескопа, в 10 км от берега, при глубине 1337 м. Измерительная база равна 1290 м (между горизонтами 47 и 1337 м). Относительная погрешность измерений не более 0.01%. Дискретность измерений поля 10 с. С помощью спаренных электродов контролируется дрейф их собственных потенциалов. Установка работает в автономном режиме с частичным или полным подъемом на лед в марте каждого года для снятия данных, смены питания и, при необходимости, ремонта. Помимо измерений поля ведутся измерения температуры и течений на горизонтах 50 и 450 м. Подробное описание установки, режимов ее работы по основным и вспомогательным каналам и методики обработки

данных приведено в работах [Коротаев и др., 2015а, б, 2016, 2018а].

Как показали результаты предшествующих лет, сигнал в Е<sub>2</sub>, коррелирующий с солнечной активностью, наблюдается при периодах более месяца. Отклик на 27-суточную изменчивость крайне слаб, отклика на индивидуальные события (вспышки) не наблюдается. Относительно возможных помех, прежде всего, следует отметить полное отсутствие теллурической составляющей, что входило в саму идею эксперимента и определялось первоначально самим выбором места измерения в соответствии с результатами математического моделирования [Pankratov et al., 2004], затем многократно проверялось экспериментально [Коротаев и др., 2015а, б, 2016] и, наконец, вновь верифицировалось моделированием, детально учитывающим геоэлектрическое строение Байкальского рифта [Коротаев и др., 2018а]. Реальную помеху могло бы составить поле, индуцированное течениями. На Байкале это поле существенно в полосе периодов синоптических течений (2-10 сут) и в окрестностях периода инерционных колебаний (14-17 ч), при периодах более месяца оно слабо. Однако несущественность этой помехи необходимо контролировать по каждой серии наблюдений. Идея контроля состоит в том, что, как известно [Sanford, 1971], вертикальная компонента поля течения с высокой точностью равна средней ЭДС по длине межэлектродной базы:  $E_z = \langle V_y \rangle B_x$ , где  $V_y -$  магнито-зо-нальная компонента скорости,  $B_x -$  горизонтальная компонента магнитного поля Земли. Для определения средней скорости потребовались бы измерения на множестве горизонтов (задача, изза своей громоздкости редко решаемая в гидрологии). Но поскольку скорости течений в Байкале резко убывают с глубиной, то если вместо  $\langle V_y \rangle$  использовать имеющиеся измерения V<sub>v</sub> на горизонте 50 м, (практически совпадающем с верхним концом межэлектродной базы 47 м), можно утверждать, что из природного условия  $V_v \gg \langle V_v \rangle$ , для поля индуцированного течением заведомо справедливо ограничение  $E_z < V_v B_x$ .

На рисунке 1 представлены амплитудные спектры  $E_z$  и  $V_y B_x$  серии 2019 г. в диапазоне периодов 30–220 сут. Видно, что во всем этом диапазоне  $E_z > V_y B_x$ . Следовательно, природа всех спектральных максимумов поля в этом диапазоне никак не связана с течениями.

В предыдущих работах подчеркивалось и иллюстрировалось [Коротаев и др., 20156], что длиннопериодные колебания  $E_z$  больше коррелируют с потоком рентгеновского излучения Солнца, чем с другими индексами солнечной активности. На рисунке 2 тот же спектр  $E_z$  сопоставлен со спектрами рентгеновского излучения X по дан-

212



**Рис. 1.** Амплитудные спектры  $E_z$  и ЭДС  $V_v B_x$  в диапазоне периодов T 30–220 сут.

ным GOES в диапазоне длин волн 5—40 нм и радиоизлучения R на длине волны 10.7 см (величина Rхарактеризует общий уровень волновых и корпускулярных проявлений солнечной активности, в том числе хорошо антикоррелирует с потоком галактических космических лучей).

Из рисунка 2 видно, что подобие спектра  $E_z c X$ значительно выше, чем с R. Особенно хорошо заметно подобие спектральных максимумов 83 и 58 сут. При и этом, (отсутствующий в R) максимум в X на классическом периоде Ригера 154 сут выглядит подавленным, но его отклик в  $E_z$  имеет почти ту же величину, что и отклик на периоде 83 сут. Отметим, что величина  $E_z$  на обоих главных максимумах 83 и 154 сут значительна — при удельном сопротивлении воды в Байкале около 200 Ом м, они соответствуют плотности тока 6 × 10<sup>-9</sup> A/m<sup>2</sup>.

Для изучения корреляции  $E_z$  с X использовался ряд X, начинающийся на два месяца раньше и заканчивающийся на два месяца позже полученного в эксперименте ряда  $E_z$ . Это делало расчет корреляционной функции равноточным в исследуемом диапазоне сдвигов времени ±:60 сут. Перед расчетом оба ряда подвергались полосовой фильтрации 83 > T > 27 сут, соответствующей области наибольшего подобия спектров.

Полученная корреляционная функция  $r(\tau)$  представлена на рис. 3. Главный максимум кор-

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

реляции  $r = 0.89 \pm 0.04$  наблюдается при запаздывании  $E_z$  относительно X на 39 ± 3 сут. Положительный знак корреляции здесь соответствует отклонению поля от среднего в направлении вверх при увеличении потока солнечного рентгена.

# 3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЗА РАЗНЫЕ ГОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде всего, отметим, что результаты за разные годы не вполне однородны. Эксперимент был начат в марте 2003 г. с весьма простой установкой, описанной в работе Шнеера и др. [2007], с менее совершенными электродами, отсутствием контроля их собственных потенциалов и условий измерения (наклонов измерительной линии, температуры) и ограниченным самоконтролем работы блока электроники. Эта установка проработала до марта 2010 г. и исчерпала свой ресурс. В эксперименте наступил двухлетний перерыв, пока марте 2012 г. ей пришла на смену новая установка, конфигурация которой была немного изменена в марте 2013 г. и остается неизменной до настоящего времени. Эта установка кратко описана в начале предыдущего раздела и подробно в приведенных ссылках. Несмотря на технические различия установок, заметных различий в характере данных двух установок нет, и фактическая разница сводится в меньшей степени дове-



**Рис. 2.** Амплитудные спектры  $E_z$  и потока солнечного рентгеновского излучения X и радиоизлучения R в диапазоне периодов T 30–220 сут.

рия точности количественных результатов полученных с первой из них. К сожалению, в работе о установок были технические сбои, приводившие к потерям данных в годовых сериях, поскольку вмешаться в их работу можно было только во время короткого весеннего ледового сезона. В середине срока успешной серии 2008 г. произошло



**Рис. 3.** Корреляционная функция  $E_z$  и X.  $\tau$  – сдвиг времени X относительно  $E_z$ , сут.

сильное землетрясение с эпицентром вблизи установки, прекрасно проявившееся в E<sub>z</sub>, что важно само по себе, но вместе с предвестниками и афтершоками разорвало ряд  $E_z$ , который мог бы быть пригодным для сопоставления с солнечной активностью. В итоге всего было получено 8 полноценных серий с началом в 2003, 2007, 2009, 2012, 2013, 2014, 2015, 2019 гг. Из-за перерывов в работе при мартовских подъемах установки, необходимого времени стабилизации электродов после ее повторного погружения, а иногда из-за изменения конфигурации, годовые ряды приходилась рассматривать по отдельности. Лишь один раз, ввиду минимального перерыва удалось, без сомнений в корректности объединить серии 2014 и 2015 гг. в единый двухлетний ряд что позволило охватить диапазон периодов до 460 сут (то есть практически весь спектр перемежающихся колебаний [Lean and Brueckner, 1989]).

Качественно результаты всех предшествующих серий измерений  $E_z$ , одинаковы, количественно — в положении спектральных максимумов в диапазоне перемежающихся колебаний, их величине, уровню корреляции с X и ее запаздыванию — имеются различия [Шнеер и др., 2007; Коротаев и др., 2011, 2013, 2015а, б, 2016, 2018а, 6]. Результаты серии 2019 г. не выходят за пределы этих различий ни по одному из параметров.

Чтобы убедиться в достоверности характеристик вариаций  $E_z$ , связанных с X, и реальности

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

их изменчивости, помимо стандартных методов спектрального и корреляционного анализа, примененных в предыдущем разделе, использовались также другие, значительно более совершенные современные методы. Так, имея в виду недостаточную надежность применения Фурьеспектров к вариациям с меняющейся амплитудой и фазой, для количественного сопоставления E<sub>z</sub> c перемежающимися вариациями уже в первой работе [Шнеер и др., 2007] использовался метод глобального минимума [Кузнецова и др., 2000]. Этот метод позволяет, в отличие от методов максимальной энтропии или максимального правдоподобия, получить наиболее достоверную оценку положения спектрального максимума, не теряя достоверности оценки амплитуды. Поскольку сушественных расхожлений с Фурье-спектрами не оказалось, в дальнейшем можно было ими пользоваться с достаточной уверенностью. С другой стороны, формулируемая, начиная с работы [Коротаев и др., 2011], гипотеза об опосредованном атмосферными процессами влиянии солнечного рентгеновского излучения на E<sub>z</sub>, выглядела странно, в том смысле, что обычно рассматривают влияние солнечной активности на атмосферу посредством ионизации, в которой главную роль играет корпускулярная, а не волновая составляющая. Поскольку обе составляющие коррелируют (антикоррелируют для космических лучей), то, казалось бы, естественным считать, что X – лишь косвенный индекс, отражающий реальную причину, но не сама причина. Такого рода непричинные корреляции действительно встречаются в разных областях. В пользу гипотезы, что корреляция  $E_{\tau}$  именно с X выше корреляции с другими солнечными индексами, но это превышение невелико [Коротаев и др., 2015б]. Поэтому помимо корреляционного, был применен строгий, хотя более сложный метод причинного анализа [Коротаев и др., 2016, 2018а] Оказалось, что при том же запаздывании, что и корреляционная функция, функция причинности имеет максимум, доказывающий причинную связь  $X \to E_z$ . Кроме того, оказалось, что максимуму причинности и величины корреляции соответствует минимум функции независимости E<sub>z</sub>. от X. Функция независимости определяется через условную и безусловную энтропии и, в отличие от корреляционной функции адекватна как линейной, так и любой нелинейной связи переменных. Совпадение экстремумов свидетельствует, что в оценке запаздывания возможная нелинейность связи несущественна.

Обобщение результатов всех серий показывает, что в диапазоне перемежающихся колебаний положение спектральных максимумов  $E_z$ . и X. всегда совпадает, но их амплитуды не всегда пропорциональны. Уровень корреляции в разных сериях меняется от 0.6 до 0.9, и он не связан с фазой цикла солнечной активности. То же касается изменений амплитуд Е<sub>z</sub>, но для них обнаружена связь со среднегодовым уровнем метеорологической активности. Этот вопрос был детально исследован в работе [Коротаев и др., 2011]. Исследовалась связь вариаций Е<sub>г</sub> в разные годы с метеоэлементами по обсерватории Иркутск: модулем скорости ветра и ее компонентами, облачностью и давлением. Оказалось, что повышению амплитуд  $E_{z}$ . соответствует примерно пропорциональное увеличение амплитуд меридиональной компоненты скорости по всему спектру. При этом внутригодовая корреляция этих величин практически отсутствует. Такая корреляция обнаружена только с давлением, она достигает 0.65 при запаздывании Е<sub>z</sub> относительно давления на 37 сут.

Наиболее противоречива последовательность определений запаздывания  $E_z$ . относительно X по положению максимума корреляционной функции: 18 сут (2003), -1 сут (2007, результат нефизичен и, несомненно, порожден погрешностью за счет весьма плоского максимума r, можно лишь утверждать, что в этой серии запаздывание относительно мало), 28 сут (2009), 39 сут (2012), 87 сут (2013), 4 сут (2014), 4 сут (2014–2015), 39 сут (2019).

До появления последних данных мы были склонны считать, что разброс результатов в известной мере связан со случайными погрешностями определения вершины широкого корреляционного максимума. Наибольшее доверие вызывала величина 4 сут, как подтверждения причинным анализом и неизменная при увеличении ряда с одного до двух лет. Но полученная в серии 2019 корреляционная функция, показанная на рис. 3 имеет наиболее острый глобальный максимум среди всех полученных, относительная случайная погрешность определения его вершины составила всего 8%. Поэтому наблюдаемую существенную изменчивость запаздывания следует считать реальной. При этом легко видеть, что последовательность эффективных запаздываний, полученная на интервале 16 лет (хотя и с пробелами) никак не связана с фазой цикла солнечной активности. Можно лишь предположить, что изменения запаздывания связаны с изменчивостью атмосферных процессов в широком диапазоне высот, опосредующих влияние Х на Е<sub>г</sub>.

Мы пока не в состоянии предложить модель, количественно объясняющую наблюдаемую совокупность фактов. На качественном уровне основные черты модели как гипотезы наметить можно, причем с указанием путей эмпирической проверки. На гидросферном участке ГЭЦ  $E_z$ . создается током проводимости, который является продолжением тока на атмосферном участке, являющимся суммой тока проводимости и конвекционного тока. Конвекционный ток в крупных

масштабах трудно непосредственно измерить, но он может превосходить ток проводимости или, во всяком случае, иметь тоже порядок [Морозов и др., 2000; Kumar et al., 2009; Panneerselvavam et al., 2010]. Как отмечалось во Введении, особенностью места эксперимента над активным Байкальским рифтом является сочетание высокой эманации радона, ионизирующей воздух, и тепловой аномалии усиливающей конвективные процессы, что приводит к увеличению обеих составляющих атмосферного тока, причем не только прямо, но и перекрестно [Пулинец и др., 2015]. Это приводит к аномально высокой плотности тока ГЭЦ.

Ключевое значение имеет большое запаздывание отклика E<sub>z</sub>. на вариации рентгеновского излучения. Даже принимая во внимание статистическую связь этих вариаций с основным ионизирующим фактором – космическими лучами, запаздывание должно практически отсутствовать, а при учете возмущений солнечного ветра не превышать двух суток. Эффект усиления стратосферного тока жестким рентгеном за счет электронов отдачи при комптоновском рассеянии [Moldavanov, 2003] также практически не имеет запаздывания. Единственной возможностью является многоступенчатое опосредование влияние рентгеновского излучения медленно эволюционирующими атмосферными процессами. Первой ступенью здесь, очевидно, является воздействие на температуру озонового слоя, т.е. на глубину атмосферы до тропопаузы. Изменение температуры тропопаузы влияет на условия конвекции в стратосфере. Изменения вертикального турбулентного обмена прямо влекут изменения конвекционного тока, и косвенно, еще в большей степени – через изменения в фазовых переходах атмосферной влаги. Последние также влияют на ток проводимости. Влияние изменения верхнего граничного условия постепенно распространяется на всю глубину тропосферы до приземного пограничного слоя, воздействуя как непосредственно на конвекционный ток, так и, через вертикальную турбулентную диффузию радона, на ток проводимости. Оценка постоянной времени этого процесса порядка десятка суток представляется естественной. Знак эффекта можно предсказать определенно: поглощение энергии рентгеновских лучей ведет к нагреву тропопаузы, поэтому при увеличении их потока конвекция затрудняется, ток спокойной погоды уменьшается. Именно это наблюдается в эксперименте (рис. 3) положительной вариации Хотвечает запаздывающая вариация E<sub>z</sub> направленная от среднего уровня вверх, т.е. ей отвечает уменьшение тока спокойной погоды.

# 4. ВЫВОДЫ

Последние результаты длительного глубоководного эксперимента в озере Байкал по измерениям вертикальной компоненты электрического поля подтвердили существование ее высокой корреляции с перемежающимися вариациями потока солнечного рентгеновского излучения. Корреляция имеет существенное запаздывание, величина которого имеет межгодовую изменчивость на порядок величины — от нескольких суток до десятков суток и эта изменчивость не связана с фазой солнечного цикла.

Измеренные вариации интерпретируются как вариации поля тока ГЭЦ на гидросферном участке ее замыкания. Влияние солнечного рентгеновского излучения на них опосредовано медленными многоступенчатыми атмосферными процессами с существенной ролью конвекционной составляющей тока. Качественное рассмотрение гипотезы, конкретизирующей ступени передачи воздействия вариаций рентгеновского излучения на вариации тока приводит к результатам согласующимися основными экспериментальными фактами и позволяющим понять противоречивый характер оценок запаздывания этого воздействия в различные периоды времени.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 20-05-00001.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Анисимов С.В., Мареев Е.А. Геофизические исследования глобальной электрической цепи // Физика Земли. № 10. С. 8–18. 2008.

– Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Зурбанов В.Л., Миргазов Р.Р., Мачинин В.А., Киктенко Е.О., Бузин В.Б., Новыш А.В., Портянская И.А. Результаты мониторинга вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал // Физика Земли. № 4. С. 148–157. 2015а.

- Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Зурбанов В.Л., Миргазов Р.Р., Мачинин В.А., Киктенко Е.О., Бузин В.Б., Панфилов А.И. Новые результаты мониторинга вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал на базе поверхность-дно // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 3. С. 406-418. 20156.

- Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Киктенко Е.О., Горохов Ю.В. Глубоководный электромагнитный мониторинг в Байкале – классический и неклассический аспекты // Вопросы естествознания. № 2. С. 41–53. 2016.

- Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Орехова Д.А., Кругляков М.С., Киктенко Е.О., Миргазов Р.Р., Зурбанов В.Л., Горохов Ю.В., Рябов Е.В. Байкальский электромагнитный эксперимент // Геофизические процессы и биосфера. Т. 17. № 4. С. 92–126. 2018а. - Коротаев С.М., Гайдаш С.П., Шнеер В.С., Сердюк В.О., Буднев Н.М., Миргазов Р.Р., Бузин В.Б., Халезов А.А., Панфилов А.И. Межгодовая изменчивость вариаций вертикальной компоненты электрического поля в оз. Байкал // Физика Земли. № 2. С. 74-80. 2011.

– Коротаев С.М., Киктенко Е.О., Гайдаш С.П., Буднев Н.М., Миргазов Р.Р., Панфилов А.И., Халезов А.А., Сердюк В.О., Шнеер В.С. Связь вариаций вертикальной компоненты электрического поля в водной толще озера Байкал с солнечной активностью // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 6. С. 817–820. 2013.

- Коротаев С.М., Сердюк В.О., Буднев Н.М. Связь вертикальной компоненты длиннопериодных вариаций вертикальной компоненты электрического поля в Байкале с солнечной активностью // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 1. С. 149–152. 20186.

- Кузнецова Т.В., Цирульник Л.Б., Петров В.Г. Изменение межпланетного магнитного поля в различной области периодов по данным измерений во время космической эры // Изв. АН сер. физ. Т. 64. № 9. С. 1880–1886. 2000.

- Моргунов В.А. Пространственные неоднородности электрического поля атмосферы как фактор литоионосферных связей / Электрическое взаимодействие геосферных оболочек. М.: ОИФЗ. С. 106–113. 2000.

— Морозов В.Н., Шварц Я.М., Щукин Г.Г. Глобальная электрическая цепь: физико-математическое моделирование и регулярные измерения в нижней атмосфере / Электрическое взаимодействие геосферных оболочек. М.: ОИФЗ. С. 55–67. 2000.

- Пулинец С.А., Узунов Д.П., Карелин А.В., Боярчук К.А., Тертышников А.В., Юдин Ю.А. Единая концепция признаков подготовки сильного землетрясения в комплексной системе литосфера—атмосфера—ионосфера-магнитосфера // Гелиогеофизические исследования. Вып. 6. С.81–90. 2013.

— Пулинец С.А., Узунов Д.П., Карелин А.В., Давиденко Д.В. Физические основы генерации краткосрочных предвестников землетрясений. Комплексная модель геофизических процессов в системе литосфера-атмосфера-ионосфера-магнитосфера, инициируемых ионизацией // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 540– 558. 2015.

— Шнеер В.С., Гайдаш С.П., Трофимов И.Л., Коротаев С.М., Кузнецова Т.В., Цирульник Л.Б., Панфилов А.И., Буднев Н.М., Миргазов Р.Р. Долговременные наблюдения вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал // Физика Земли. №4. С. 71–75. 2007.

- Kumar C.P.A., Panneerselvavam C., Nair K.U., Jeeva K., Selvaraj C., Jeyakumar H.J., Gurubaran S. Measurement of atmospheric air-earth current density from a tropical station using improvised Wilson's plate antenna // Earth Planets Space. V. 61. P. 919–926. 2009.

*– Lean J.L., Brueckner G.E.* Intermediate-term solar periodicities: 100–500 days // Astrophys. J. V.337. P. 568–578. 1989.

- *Moldavanov, A.V.* Stratospheric discharges during solar gamma flares // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 36. P. L1–L4. 2003.

*– Pankratov O.V., Kuvshinov A.V., Avdeev A.B. Ez*-response, as a monitor of Baikal rift fault electrical resistivity: 3-D-modeling studies // Ann. Geophysics. V. 47. № 1. P. 151–156. 2004.

- Panneerselvavam C., Kumar C.P.A., Nair K.U., Selvaraj C., Gurubaran S., Pathan B.M. Instrumentation for the surface measurements of atmospheric electrical parameters at Maitri, Antarctica: First results // Earth Planets Space. V. 62. P. 545–549. 2010.

- *Rieger E., Share G.H., Forrest D.G.* A 154 day periodicity in the occurrence of hard flares // Nature. V. 312. P. 625–627. 1984.

- Sanford T.B. Motionally induced electric and magnetic fields in the sea // J. Geophys. Res. V. 76. P. 3476–3492. 1971.

УДК 550.388.2

# ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 24-М ЦИКЛЕ И ПОВЕДЕНИЕ СЛОЯ *F*2 ИОНОСФЕРЫ

© 2021 г. А. Д. Данилов\*

Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета (ИПГ), г. Москва, Россия \*e-mail: adanilov99@mail.ru

> Поступила в редакцию 20.08.2020 г. После доработки 15.09.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Продолжен анализ, начатый в предыдущих работах автора, связи между наиболее часто используемым индексом солнечной активности F10.7 и индексами солнечной активности (Ly- $\alpha$ , Rz и Mg II), отражающими вариации ультрафиолетового излучения Солнца, которое определяет поведение основных ионосферных слоев. Показано, что связи между F10.7 и указанными тремя индексами близки между собой в 22-м и 23-м циклах активности. Однако в 24-м цикле они отличаются от таковых в двух предыдущих циклах и менее значимы статистически. Для одних и тех же значений индексов Ly- $\alpha$ , Rz и Mg II величины F10.7 меньше в 24-м цикле, чем в двух предыдущих циклах. Это объясняет полученный ранее результат, что использование индекса F10.7 без коррекции при анализе поведения foF2 и hmF2 в 24-м цикле приводит к положительным трендам, которые противоречат современным представлениям об охлаждении и оседании верхней атмосферы. Предложена коррекция F10.7 тремя указанными индексами для вычисления ионосферных трендов.

DOI: 10.31857/S0016794021020048

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема долговременных изменений (трендов) параметров ионосферных слоев остается одной из важных проблем физики верхней атмосферы. Не отвлекаясь на дальнейшее обсуждение важности этой проблемы, мы отсылаем читателей к недавнему обзору Данилова и Константиновой [2020a].

В серии недавних работ [Данилов и Константинова, 2019, 2020б, в; Danilov and Konstantinova 2020а, b] подробно рассмотрены тренды параметров ионосферного слоя F2 (foF2 и hmF2) на основании наблюдений методом вертикального зондирования на станциях Juliusruh и Boulder. Основным результатом этих работ был вывод о том, что наиболее часто используемый индекс солнечной активности (CA), F10.7, не описывает правильно изменение солнечного ультрафиолетового излучения EUV, ответственного за образование большей части ионосферы. Оказалось, что при коррекции этого индекса двумя другими индексами солнечной активности (число солнечных пятен  $R_z$  и интенсивность линии  $L_y-\alpha$ ), лучше передающими вариации EUV, наблюдается хаотическое изменение как foF2, так и hmF2 в период с 2002-2004 до 2008-2010 гг., который получил название "смутный период", а затем

восстанавливается отрицательный тренд обоих параметров.

Как и большинство исследователей, которые обращали внимание на необычный характер поведения ионосферных и термосферных параметров в период глубокого минимума СА между 23-м и 24-м циклами (см. Emmert et al. [2010]; Chen et al. [2011]; Solomon et al. [2011, 2013]), Danilov and Konstantinova [2020a, b] связали полученный результат с нарушением связи между наиболее часто используемым индексом солнечной активности *F*10.7 и интенсивностью солнечного ультрафиолетового излучения, определяющего поведение параметров ионосферы и термосферы.

Многие исследователи обращали внимание на необычное поведение индекса солнечной активности *F*10.7 в течение минимума 23/24 и 24-го цикла CA (см., например, [Chen et al., 2011, 2014, 2018; De Haro Barbas and Elias, 2020; De Haro Barbas et al., 2020; Laštovička, 2016, 2019]). Тот факт, что 24-й цикл CA является необычным, неоднократно упоминался в докладах на предыдущих четырех Симпозиумах по долговременным трендам в атмосфере и, в частности, в итоговых докладах J. Laštovička. Laštovička [2016] указывал на проблемы, связанные с правильным учетом солнечной активности при определении трендов ионосферных параметров. В работах Livingstone et al. [2012] and Balogh et al. [2014] сообщалось о нарушениях связи между *Rz* и *F*10.7.

Наиболее четко эта проблема сформулирована в работе De Haro Barbas and Elias [2020]. Авторы этой работы анализировали тренды foF2 в дневные часы по данным двух японских ионосферных станций Kokubunji и Wakkanai. Они обнаружили, что включение в анализируемый ряд данных измерений в течение 24-го цикла резко меняет величины получаемых трендов — тренды становятся "более положительными". Иначе говоря, либо значительно уменьшается магнитуда отрицательных трендов, либо они даже превращаются в положительные. В следующей работе De Haro Barbas et al. [2020] пришли точно к такому же выводу, анализируя данные измерений foF2 на указанных станциях в ночные часы.

Поскольку выводы, полученные в их недавних работах, представляются важными для всей проблемы поиска трендов параметров слоя F2, Данилов и Константинова [2020в] продолжили анализ поведения трендов foF2 в 24-м цикле CA на основании дополнительных данных. Как и в прелылущих работах, анализировались тренды по данным ст. Juliusruh и ст. Boulder. Однако для Juliusruh в доступных банках данных появились измерения за 2019 г. Таким образом, появилась еще одна важная точка на зависимостях foF2 от времени, по которым определяется тренд. Кроме того, в дополнение к анализу для трех месяцев (январьмарт) и трех моментов LT (10:00, 12:00 и 14:00 LT), когда согласно предыдущим исследованиям [Danilov, 2015; Данилов и Константинова, 2015] наблюдаются самые большие по амплитуде отрицательные тренды foF2 в их сезонном и суточном ходе, был добавлен анализ для июня и октября и ночного времени (04:00 и 20:00 LT). И, наконец, в дополнение к корректировке индекса F10.7 индексами  $R_z$  и  $L_y$ - $\alpha$ , выполненной в предыдущих работах, была добавлена корректировка F10.7 очень часто используемым индексом СА. Этот индекс представляет собой интенсивности линии Mg II в солнечном спектре и считается наилучшим индикатором изменения солнечного ультрафиолета (EUV).

Результаты Данилова и Константиновой [2020в] подтвердили выводы предыдущих публикаций и показали, что при корректировке F10.7 индексами Ly- $\alpha$ , Rz и Mg II получается одна та же картина изменения foF2 со временем: хорошо выраженные и статистически значимые отрицательные тренды до 2002–2004 гг., хаотичный характер вариаций foF2 в течение "смутного периода" и восстановление отрицательных трендов после 2008– 2010 гг.

# 2. ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 24-М ЦИКЛЕ

Поскольку приведенные выше выводы о трендах *foF2* основываются на утверждении, что наиболее часто используемый индекс *F*10.7 в 24-м цикле не передает правильно вариации солнечного УФ-излучения, определяющего поведение ионосферы и термосферы, и его нужно корректировать с помощью других индексов СА, был проведен более детальный анализ связи между различными индексами СА в этом цикле. Ниже представлены результаты этого анализа.

Анализ поведения foF2 и hmF2 в работах Данилов и Константинова [2019, 2020б, в] и Danilov and Konstantinova [2020a, b] был основан на том факте, что связь между F10.7 и другими солнечными индексами, лучше отражающими вариации EUV, нарушена в 24-м цикле. Соответствующие примеры, демонстрирующие различный характер поведения соотношения между F10.7 и индексами  $Ly-\alpha$  и  $R_z$  в этом цикле и в предыдущих циклах можно найти в работе Danilov and Konstantinova [2020b]. Аналогичное сравнение поведения индексов F10.7 и Mg II было выполнено Laštovička [2019]. На рисунке 1 в работе Danilov and Konstantinova [2020b] приведено сравнение поведения индекса солнечного EUV (Ly- $\alpha$ ) и F10.7 в более ранний период и в 24-м цикле СА согласно работе Danilov and Konstantinova [2020а]. Рядом на том же рисунке приведено аналогичное сравнение другого индекса солнечного EUV (Mg II) и F10.7 в течение более раннего периода (1979–1995) и 24-го цикла СА согласно Laštovička [2019]. Оба рисунка удивительно схожи и ведут к одному и тому же выводу (полученному независимо двумя группами авторов!), что связь между индексом F10.7 и солнечным EUV нарушена в 24-м цикле.

Ниже представлен дальнейший анализ проблемы. Было выполнено сравнение связи между F10.7 и другими солнечными индексами (Ly-α, Rz и Mg II) в течение 22-го, 23-го и 24-го циклов СА для всех месяцев, проанализированных Даниловым и Константиновой [2020в]: январь, февраль, март, июнь и октябрь. Во всех сравнениях использовался индекс F10.7sm12, который был использован при поиске ионосферных трендов (см. Данилов и Константинова [2019, 2020а, б]). Типичные примеры сравнения индексов F10.7sm12 и Mg II приведены на рис. 1. На рисунке 2 приведены примеры сравнения F10.7sm12 с Ly-α и Rz. Для каждого цикла экспериментальные точки аппроксимировались прямой линией. Соответствующие величины коэффициента определенности по F-тесту Фишера  $R^2$  приведены возле линий. Рисунки показывают, что связь между F10.7sm12 и другими индексами CA (Ly- $\alpha$ , Rz и Mg II) в 24-м цикле отличается от таковой в 22-м и 23-м циклах. Наклон аппроксимирующей линии в 24-м цик-



**Рис. 2.** Примеры связи между *F*10.7sm12 и *Ly*-α (*a*) и *Rz* (*б*).

ле меньше, чем в более ранних циклах, а разброс точек — сильнее, что видно и по величинам  $R^2$ .

В таблице 1 приведены результаты сравнения F10.7sm12 с тремя другими индексами для всех пяти месяцев. Наклон *S* линейной аппроксимации приведен в отношениях единиц использованных индексов. В скобках приведены величины  $R^2$ .

Таблица 1 показывает, что наклоны зависимости F10.7 от других индексов СА примерно одинаковы для 22-го и 23-го циклов, тогда как наклон этой зависимости для 24-го цикла меньше (и в некоторых случаях существенно), чем для двух предыдущих циклов. Этот эффект особенно выражен для зависимости F10.7 от индекса Mg II для всех пяти месяцев. В то же время, статистическая значимость зависимостей (величина  $R^2$ ) во многих случаях ниже для 24-го цикла, чем для двух других циклов. Наиболее наглядные примеры видны для зависимостей F10.7 от  $R_Z$  в феврале и от Mg II в июне.

Различие в величинах S и  $R^2$  подтверждает предположение о том, что связь между F10.7 и другими индексами СА в 24-м цикле нарушена.

Индексы СА		22-й цикл	23-й цикл	24-й цикл	
	<i>F</i> 10.7 и <i>Ly</i> -α	55.72 (0.92)	56.79 (0.93)	52.48 (0.98)	
Январь	<i>F</i> 10.7 и <i>R</i> z	0.857 (0.93)	1.029 (0.97)	0.918 (0.95)	
	<i>F</i> 10.7 и Mg II	6484 (0.87)	6655 (0.90)	4887 (0.79)	
Февраль	<i>F</i> 10.7 и <i>Ly</i> -α	65.58 (0.96)	63.43 (0.98)	51.32 (0.89)	
	<i>F</i> 10.7 и <i>R</i> z	0.814 (0.91)	0.995 (0.94)	0.795 (0.60)	
	<i>F</i> 10.7 и Mg II	6844 (0.90)	6832 (0.90)	6127 (0.82)	
Март	<i>F</i> 10.7 и <i>Ly</i> -α	65.27 (0.93)	58.48 (0.95)	52.58 (0.93)	
	<i>F</i> 10.7 и <i>R</i> z	1.088 (0.99)	0.697 (0.91)	0.911 (0.78)	
	<i>F</i> 10.7 и Mg II	7797 (0.85)	7852 (0.89)	6178 (0.85)	
Июнь	<i>F</i> 10.7 и <i>Ly</i> -α	57.86 (0.97)	69.68 (0.97)	65.72 (0.92)	
	<i>F</i> 10.7 и <i>R</i> z	0.878 (0.91)	0.774 (0.98)	1.076 (0.93)	
	<i>F</i> 10.7 и Mg II	8325 (0.98)	7471 (0.92)	4892 (0.73)	

Таблица 1. Наклон S аппроксимации зависимости между F10.7sm12 и другими индексами CA в течение трех циклов

**Таблица 2.** Сравнение индексов *F*10.7sm12, скорректированных другими индексами СА (А), с индексами без коррекции (Б)

61.04 (0.98)

0.884 (0.93)

8429 (0.98)

Год	Январь		Февраль		Март		Июнь		Октябрь	
	А	Б	А	Б	А	Б	А	Б	А	Б
2010	82.2	75.5	92.3	76.5	90.9	77.4	72.9	79.7	89.0	85.2
2011	84.7	91.2	101.3	92.7	116.8	95.8	100.0	110.9	136.6	118.4
2012	119.7	124.4	120.9	126.7	120.5	126.8	112.4	121.1	114.6	119.2
2013	124.5	118.9	113.0	118	122.8	117.1	115.0	120.9	130.4	134.7
2014	136.1	137.3	151.9	138.6	151.5	140.8	135.0	145.5	134.4	138.4
2015	142.0	135.8	131.9	133.8	133.6	131.2	132.7	119.5	108.5	107.9
2016	106.8	99.8	117.7	98.1	106.4	96.6	82.6	90.3	90.3	82.4
2017	79.9	79.3	83.1	78.7	81.6	78.6	76.6	77.3	78.7	75.1
2018	72.4	74.0	77.7	73.3	75.4	71.9	69.7	70.0	71.3	70.3

Более низкие величины S означают, что для той же самой величины индексов, более тесно связанных с EUV, величины F10.7 в 24-м цикле ниже, чем в двух предыдущих циклах. Более низкие величины  $R^2$  косвенно подтверждают это утверждение.

F10.7 и Ly-а

*F*10.7 и Mg II

F10.7 и Rz

Октябрь

Приведенный выше вывод объясняет результаты, полученные в работах Данилова и Константиновой [2019, 20206, в], Danilov and Konstantinova [2020a], De Haro Barbas and Elias [2020] и De Haro Barbas et al. [2020], о том, что, если используется индекс F10.7 без коррекции, тренды foF2 становятся "более положительными". Тренды получают, сравнивая наблюдаемые величины foF2 с их регрессионной зависимостью от F10.7. Если последняя величина недооценивается в 24-м цикле из-за недооценки величин F10.7, разница между наблюдаемыми и регрессионными величинами будет завышена, и это приведет к высоким значениям тренда.

56.02 (0.93)

0.833 (0.94)

7030 (0.92)

Стоит вычислить "правильные" величины индекса F10sm12 для анализа ионосферных трендов в 24-м цикле CA, используя зависимость F10.7sm12 от трех других индексов (Ly- $\alpha$ , Rz и Mg II) в 22-м и 23-м циклах и величины этих индексов, полученные в 24-м цикле. В таблице 2 приведено сравнение скорректированных величин F10.7sm12 (столбцы A) с величинами без коррекции (столбцы Б). Величины в столбцах А представляют собой среднее значение трех величин, полученных при коррекции F10.7sm12 каждым из трех других индексов (Ly- $\alpha$ , Rz, and Mg II).

56.41 (0.94)

0.853 (0.80)

6922 (0.83)

Сравнение соответствующих столбцов в таблице 2 подтверждает приведенный выше вывод о том, что в подавляющем большинстве случаев скорректированные величины *F*10.7 выше, чем величины без коррекции. Представляется правильным при анализе трендов ионосферных параметров в 24-м цикле СА использовать именно скорректированные величины *F*10.7.

# 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В недавней работе Данилова и Константиновой [2020в] на основании использования дополнительных данных были подтверждены выводы, полученные ранее в работах Данилова и Константиновой [2019, 2020б] и Danilov and Konstantinova [2020a, b] о поведении трендов *foF2* в течение 24-го цикла СА. В качестве дополнительных данных использовались величины *foF2* для июня и октября и ночных часов (20:00 LT и 04:00 LT); а также индекс Mg II, наиболее часто используемый для описания поведения солнечного ультрафиолета (см. De Haro Barbas and Elias [2020], De Haro Barbas et al. [2020] и Laštovička [2016, 2019]).

Полученные результаты полностью подтвердили выводы более ранних работ, приведенных выше. Если индекс F10.7 скорректирован другими индексами CA ( $Ly-\alpha$ , Rz, или Mg II), во всех рассмотренных ситуациях (месяц и LT), наблюдаются отрицательные тренды foF2 до 2002-2004 гг. Затем наступает "смутный период", когда поведение foF2 носит хаотичный характер. После 2008-2009 гг. восстанавливается отрицательный тренд *foF2*. Последнее заключение очень важно, поскольку использование величин F10.7 без коррекции будет приводить к неизбежному заключению о росте foF2 и, таким образом, о положительных трендах в 24-м цикле. Такое заключение будет противоречить процессу охлаждения и оседания верхней атмосферы, который происходит в настоящее время (см. Laštovička et al. [2008]; Laštovička [2018]).

Подтверждение результатов о трендах *foF2* в 24-м цикле CA заставило более детально проанализировать связь индекса солнечной активности *F*10.7 с другими индексами CA (*Ly*- $\alpha$ , *Rz* и Mg II), которые лучше описывают вариации солнечного ультрафиолета (EUV). Получено, что наклон зависимости *F*10.7 от других индексов в большинстве случаев в 24-м цикле меньше, чем в 22-м и 23-м циклах. Это означает, что индекс *F*10.7 занижает величины EUV в 24-м цикле. Полученный результат объясняет более высокие величины трендов *foF2* в 24-м цикле, которые получаются, если используются величины *F*10.7 без коррекции.

Обсуждение природы и физических механизмов обнаруженного явления — дело специалистов в области солнечной физики. Цель данной статьи — подтвердить выводы, полученные ранее в работах Данилова и Константиновой [2019, 20206, в], Danilov and Konstantinova [2020a, b]) и Laštovička [2019] о нарушении связи между F10.7 и другими индексами СА, используя еще один индекс (Mg II) и увеличив количество анализируемых месяцев.

Можно надеяться, что другие авторы проведут исследования, аналогичные поведенным в работах De Haro Barbas and Elias [2020], De Haro Barbas et al. [2020], Laštovička [2019], Danilov and Konstantinova [2020a, b] и в данной работе, чтобы проверить полученные заключения о поведении индексов солнечной активности в 24-м цикле CA.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Среднемесячные величины числа солнечных пятен Rz, а также индексов Ly- $\alpha$  и Mg II были взяты с сайта: (https://lasp.colorado.edu).

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*— Данилов А.Д., Константинова А.В.* Вариации трендов *foF2* сезоном и временем суток // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 1. С. 56–63. 2015.

- Данилов А.Д., Константинова А.В. Тренды foF2 и 24-й цикл солнечной активности // Гелиогеофизические исслед. Вып. 23. С. 42–49. 2019.

– Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. 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 аэрономия. Т. 60. № 5. С. 619–613. 20206.

— Данилов А.Д., Константинова А.В. Дальнейший анализ трендов foF2 до 2018—2019 гг. // Гелиогеофизические исслед. Вып. 27. С. 46—54. 2020в.

- Balogh A., Hudson H.S., Petrovay K., von Steiger R. Introduction to the solar cycle: Overview of causes and consequences // Space Sci. Rev. 186. P. 1–15. 2014. https://doi.org/10.1007/s11214-014-0125-8

– *Chen Y., Libo L., Wan W.* Does the *F*10.7 index correctly describe solar EUV flux during the deep solar minimum of 2007–2009? // J. Geophys. Res. V. 116. № A04304. 2011. https://doi.org/10.1029/2010JA016301

- Chen Y., Libo L., Le H., Wan W. How does ionospheric TEC vary if solar EUV irradiance continuously decreases? // Earth Planets Space. V. 66. 2014.

https://doi.org/10.1186/1880-5981-66-52

- Chen Y., Libo L., Le H., Wan W. Ionospheric variations under extremely low solar EUV condition. Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere. Hefei, China, May 14–18, 2018.

- Danilov A.D. Seasonal and diurnal variations in *foF2* trends // J. Geophys. Res. Space. V. 120. P. 3868–3882. 2015.

https://doi.org/10.1002/2014JA020971

- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Trends in foF2 and the 24th solar activity cycle// Adv. Space Res. V. 65. P. 959-

2021

965. 2020a.

https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.10.038

- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Trends in hmF2 and the 24th solar activity cycle // Adv. Space Res. V. 66. P. 292-298. 2020b.

- De Haro Barbas B.F. Elias A.G. Effect of the inclusion of solar cycle 24 in the calculation of *foF2* long-term trend for two Japanese ionospheric stations // Pure Appl. Geophys. V. 177. P. 1071–1078. 2020.

– De Haro Barbás D.F., Elias A.G., Fagre M., Zossi B.F. Incidence of solar cycle 24 in nighttime foF2 long-term trends for two Japanese ionospheric stations // Stud. Geophys. Geod. V. 64. doi: 200-021-0548 9. 2020. https://doi.org/10.1007/s11

Emmert J.T., Lean J.L., Picone J.M. Record-low thermospheric density during the 2008 solar minimum // Geophys. Res. Lett. V. 37. N L12102. 2010.

https://doi.org/10.1029/2010GL043671

- Laštovička J. Stability of solar correction for calculating ionospheric trends? Paper presented at the 9th Workshop on long-term changes and trends in the atmosphere. Kühlungsborn, Germany, September 19-23, 2016.

- 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. 2018.

- Laštovička J. Is the relation between ionospheric parameters and solar proxies stable? Geophys. Res. Letters. V. 46. № 24. P. 14208–14213. 2019. https://doi.org/10.1029/2019GL085033

– Laštovička J., Akmaev R.A., Beig G., Bremer J., Emmert J.T., Jacobi C., Jarvis M.J., Nedoluha G., Portnyagin Y.I., Ulich T. Emerging pattern of global change in the upper atmosphere and ionosphere// Ann. Geophysicae. V. 26. № 5. P. 1255-1268, 2008.

- Livingstone W., Penn M.J., Svalgaard L. Decreasing sunspot magnetic fields explain unique 10.7 cm radio flux // Åstrophys. J. Lett. V. 757. № 1. 2012. https://doi.org/10.1088/2041-8205/757/1/L8

- Solomon S.C., Oian L., Didkovsky L.V., Viereck R.A., *Woods T.N.* Causes of low thermospheric density during the 2007-2009 solar minimum // J. Geophys. Res. V. 116. № A00H07. 2011.

https://doi.org/10.1029/2011JA016508

- Solomon S.C., Oian L., Burns A.G. The anomalous ionosphere between solar cycles 23 and 24 // J. Geophys. Res. Space. V. 118. P. 6524-6535. 2013.

УДК 550.388.2

# ЗАВИСИМОСТЬ ЛОКАЛЬНОГО ИНДЕКСА ГОДОВОЙ АСИММЕТРИИ ДЛЯ *NmF*2 ОТ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. М. Г. Деминов<sup>1,</sup> \*, Г. Ф. Деминова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия \*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 03.06.2020 г. После доработки 11.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

На основе ежедневных данных о полуденных значениях концентрации максимума F2-слоя NmF2 на паре ионосферных станций Боулдер–Хобарт за 1963–2002 гг. проведен анализ зависимости локального индекса годовой асимметрии AI от солнечной активности. Этот индекс характеризует относительную разницу в суммарной концентрации NmF2 в январе и июле для данной пары станций. Для анализа использован средневзвешенный индекс геомагнитной активности  $ap(\tau)$  при  $\tau = 0.8$ . Выделены низкая ( $ap(\tau) < 9$ ) и умеренная ( $9 < ap(\tau) < 20$ ) геомагнитные активности. Впервые установлено, что для низкой геомагнитной активности индекс AI увеличивается от 0.08 при низкой солнечной активности до 0.11-0.12 при умеренно высокой и высокой солнечной активности. Индекс AI для умеренной геомагнитной активности больше, чем для низкой геомагнитной активности, на величину  $\Delta AI = 0.04-0.05$ , почти не зависящую от уровня солнечной активности. Индекс AI для медиан NmF2 увеличивается от 0.08 при низкой солнечной активности до 0.15-0.16 при высокой солнечной активности, что указывает на важную роль геомагнитной активности в зависимости этого индекса от солнечной активности. Дана качественная интерпретация этих закономерностей.

**DOI:** 10.31857/S001679402102005X

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Годовая асимметрия (годовая аномалия, декабрьская аномалия) — это ионосферные явления, в которых глобально усредненная концентрация электронов в январе больше, чем в июле [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. Для выделения этой асимметрии используют концентрацию максимума F2-слоя NmF2 по данным сети ионосферных станций [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018b], внешнего зондирования ионосферы [Gulyaeva et al., 2014] или по данным радиозатменных измерений на спутниках FORMOSAT-3/COSMIC [Zeng et al., 2008; Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017a]. Кроме того, используют полное электронное содержание ионосферы [Mendillo et al., 2005; Zhao et al., 2007; Gulyaeva et al., 2014] или высотное распределение концентрации электронов в области *F* ионосферы [Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017b]. В качестве характеристики этой асимметрии, например, для NmF2 используют индекс асимметрии [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]

$$AI = (NmF2(N+S)_{Jan} - NmF2(N+S)_{July})/(NmF2(N+S)_{Jan} + (1) + NmF2(N+S)_{July})$$

или отношение [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015]

$$R = NmF2(N+S)_{Jan}/NmF2(N+S)_{July}, \qquad (2)$$

где  $NmF2(N + S)_{Jan}$  и  $NmF2(N + S)_{July}$  – суммарные (по северному и южному полушариям) значения NmF2 в январе и июле в фиксированное местное время. Обычно в этих уравнениях используют средние за месяц или медианы за месяц NmF2[Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018b]. Ниже использован индекс AI, поскольку он применялся для анализа достаточно часто [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Zeng et al., 2008; Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017а; Brown et al., 2018b]. Для оценки величины R по известному индексу AI можно использовать соотношение R = (1 + AI)/(1 - AI).

Для получения индекса AI по данным ионосферных станций обычно выбирают несколько пар ионосферных станций для охвата достаточно большого интервала широт, и каждая из этих пар состоит из станций на близких геомагнитных широтах в южном и северном полушариях. По данным этих станций последовательно вычисляют локальные индексы AI для каждой пары станций и среднее по всем выбранным парам станций значение AI. Это среднее значение AI и есть глобаль-

ный индекс AI по данным ионосферных станций. Для получения корректной оценки AI обычно требуют, чтобы NmF2 соответствовали фиксированному уровню (или интервалу) солнечной активности. На фазах роста и спада солнечного цикла это требование редко удовлетворяется, поскольку за интервал в половину года (с января по июль) изменения индекса солнечной активности обычно существенны. Например, на фазе роста солнечного цикла 24 в интервале 2008-2012 гг. самые высокие и низкие значения глобального индекса AI наблюдались в соседних 2011 и 2012 годах из-за существенной и противоположной разницы в индексах солнечной активности в январе и июле в эти годы [Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017b]. Один из способов уменьшить влияние этой особенности индекса АІ основан на использовании в уравнении (1) для января данного года величины NmF2(N + S)<sub>Jan</sub> в этот год и среднего за предыдущий и последующий годы значения NmF2(N + S)<sub>Julv</sub>. Аналогично, для июля данного года в уравнении (1) используют  $NmF2(N + S)_{Indv}$  и среднее за предыдущий и последующий годы значение  $NmF2(N + S)_{Jan}$  [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. На основе анализа четырех пар станций этим способом было получено, что в целом AI больше в солнечном максимуме, чем в солнечном минимуме [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006], вопреки предыдущим выводам [Yonezawa, 1971]. Другой способ учета солнечной активности при определении индекса AI основан на усреднении данных пар ионосферных станций для определенных интервалов солнечной активности [Brown et al., 2018b]. Результаты, полученные таким способом, показали, что средние значения AI совпали для низкой и высокой солнечной активности [Brown et al., 2018b]. Следовательно, вопрос о зависимости индекса AI от солнечной активности остается в значительной степени открытым. Вопрос о выделении вклада геомагнитной активности в индекс AI даже не ставился.

Проблема годовой асимметрии в NmF2 хорошо известна. Учет только разницы в скорости ионизации атмосферы в декабрьское и июньское солнцестояния из-за эллиптичности орбиты Земли вокруг Солнца дает AI = 0.034 в полдень. Данные ионосферных станший [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018b] и радиозатменных измерений ионосферы на спутниках FORMOSAT-3/COSMIC [Zeng et al., 2008; Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017а] показали, что индекс AI изменяется в пределах от 0.06 до 0.20, т.е. учета только разницы в скорости ионизации атмосферы недостаточно для объяснения экспериментально наблюдаемых значений АІ. На основе решения обратных задач и моделирования были предложены различные объяснения годовой асимметрии NmF2, в которых отмечалась важная роль фотохимических и динамических процессов в атмосфере [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Zeng et al., 2008; Mikhailov and Perrone, 2015; Lei et al., 2016; Dang et al., 2017]. Тем не менее, проблему годовой асимметрии в NmF2 нельзя считать полностью решенной. Это обусловлено, в частности, отсутствием надежных знаний о зависимости AI от солнечной активности. Поэтому основная доля работ по анализу причин годовой асимметрии в NmF2 была выполнена для периодов продолжительной низкой солнечной активности, когда индексы солнечной активности не сильно различаются [Zeng et al., 2008; Mikhailov and Perrone, 2015; Lei et al., 2016; Dang et al., 2017].

Выше отмечалось, что годовая асимметрия в ионосфере анализировалась по средним за месяц или медианам NmF2 для каждой из пар станций на близких геомагнитных широтах в северном и южном полушариях [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. Средние за месяц и медианы NmF2 зависят от геомагнитной активности, и изменчивость этой активности достаточно большая [Деминов и Деминова, 2016]. Это не позволяет по медианам NmF2 получать корректные оценки зависимости индекса AI от солнечной активности для определенного интервала геомагнитной активности. Один из путей решения этой проблемы, предлагаемый нами, связан с использованием достаточно большого массива данных ежедневных значений NmF2 для фиксированного местного времени с целью получения эмпирических зависимостей *NmF*2 от солнечной активности в декабре и июле для каждой из пар анализируемых станций, например, для низкой геомагнитной активности. В результате может быть определена зависимость АІ от солнечной активности для данного часа местного времени и данного интервала геомагнитной активности. При этом исчезает проблема разных уровней солнечной активности в январе и июле в конкретный год, поскольку в данном случае зависимость АІ от солнечной активности означает, что индекс АІ определен для каждого фиксированного значения этой активности.

Целью данной работы был предварительный анализ возможности использования предлагаемого метода на примере получения зависимости от солнечной активности локального индекса AI для конкретной пары ионосферных станций для двух интервалов геомагнитной активности: низкой и умеренной. Следует отметить, что элементы этого метода использовались для определения: a) регулярных изменений критической частоты F2-слоя foF2 при низкой геомагнитной активности [Деминов и др., 2009]; b) свойств изменчивости NmF2 при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности [Деминов и др., 2015]; b) геомагнитной активности, которая соответствует медиане foF2 [Деминов и Деминова, 2016];  $\epsilon$ ) зависимости медианы *foF*2 от геомагнитной активности [Деминов и др., 2017].

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Для анализа использованы данные foF2 станций Боулдер (Boulder, 40.0° N, 254.7° E,  $\Phi = 48.7^{\circ}$  N,  $\Phi^* = 49.2^\circ$  N) и Хобарт (Hobart, 42.9° S, 147.3° E,  $\Phi = 51.1^{\circ}$  S,  $\Phi^* = 54.2^{\circ}$  S) в полдень для января и июля в интервале 1963-2002 гг. В скобках даны координаты этих станций: географическая широта, географическая долгота, геомагнитная широта  $\Phi$  и исправленная геомагнитная широта  $\Phi^*$ . Широты  $\Phi$  и  $\Phi^*$  приведены для 1980 г., что соответствует середине анализируемого интервала времени. Эти широты получены с помощью моделей, приведенных в Интернете (wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ igrf/gggm, omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo). Выбор этой пары станций для анализа локальных свойств годовой асимметрии связан с близостью абсолютных значений как географических. так и геомагнитных широт станций. Кроме того, не менее важным был достаточно большой объем данных foF2 в интервале 1963-2002 гг. Следует отметить, что медианы NmF2 данной пары станций совместно с данными других пар станций ранее использовались для анализа глобальных свойств годовой асимметрии [Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018b].

В качестве индикатора солнечной активности для *NmF*2 использован индекс

$$F = 0.5(F_1 + F_{81}), \tag{3}$$

где  $F_1$  – измеренная величина потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см за предыдущий день,  $F_{81}$  – среднее за 81 день значение этого потока, которое центрировано на предыдущий день. В качестве индикатора геомагнитной активности для *NmF2* использован индекс  $ap(\tau)$  – средневзвешенное значение *ар*-индекса с характерным временем T = 14 ч или  $\tau = \exp(-3/T) = 0.8$ :

$$ap(\tau) = (1 - \tau)(ap_0 + ap_{-1}\tau + ap_{-2}\tau^2 + \ldots), \qquad (4)$$

где  $ap_0$ ,  $ap_{-1}$  и т.д. — значения ap-индекса в данный, предыдущий и т. д. трехчасовые интервалы [Wrenn, 1987]. Принято, что условия низкой или умеренной геомагнитной активности определяются первым или вторым из неравенств:

$$ap(\tau) < 9, \ 9 < ap(\tau) < 20.$$
 (5)

Выбор индекса *F* связан с тем, что аналогичный индекс использовался как достаточно адекватный индикатор солнечной активности для ежедневных значений солнечного ультрафиолетового излучения [Richards et al., 1994, 2006] и электронной концентрации максимума *F*2-слоя [Lei et al., 2005; Liu et al., 2006; Ma et al., 2009, Деминов и др., 2015].

Индекс  $ap(\tau)$  и его аналоги использовались как индикаторы вклада геомагнитной активности в параметры термосферы [Picone et al., 2002] и foF2 [Wrenn and Rodger, 1989; Fuller-Rowell et al., 2000; Kutiev and Muhtarov, 2003; Pietrella, 2012; Деминов и др., 2015; Деминов и Деминова, 2019; Шубин и Деминов, 2019] в периоды геомагнитных бурь. В этих работах значения  $\tau$  изменялись в пределах от 0.7 до 0.9, и принятое нами значение  $\tau = 0.8$  соответствует среднему из них. Критерий  $ap(\tau) < 9$ для низкой геомагнитной активности практически не отличается от критерия, принятого в эмпирической модели STORM: поправка к foF2 на геомагнитную бурю отсутствует, если  $ap(\tau) \leq 9$  нТл [Fuller-Rowell et al., 2000; Araujo-Pradere et al., 2002]. Критерий 9 < *ар*(т) < 20 для умеренной геомагнитной активности почти не отличается от критерия, приведенного например, в работе [Pietrella, 2012].

Для определения зависимости *NmF2* от солнечной активности для каждой из станций в январе или июле в полдень для низкой или умеренной геомагнитной активности использовалось уравнение регрессии

$$NmF2 = a_0 + a_1F + a_2F^2.$$
 (6)

Коэффициенты этого уравнения определись по массиву данных *foF2* за 1963—2002 гг. для выбранных условий. На этот массив были наложены дополнительные условия. В нем были оставлены только случаи, которые удовлетворяли условиям

$$2 < foF2 < 20 \text{ M}\Gamma\mu, 80 < F < 220.$$
 (7)

Первое из условий позволяет исключить особенно сильные выбросы foF2, которые могут носить случайный характер. Второе из условий позволяет исключить относительно редко встречающиеся уровни солнечной активности для получения. по возможности, устойчивых тенденций в зависимости концентрации максимума F2-слоя от солнечной активности. Массив данных foF2, полученный с учетом перечисленных условий, был преобразован в массив данных NmF2, поскольку  $NmF2 = 1.24 \times 10^{10} (foF2)^2$ , где NmF2 измеряется в 1/м<sup>3</sup>, foF2 – в МГц. Этот массив данных NmF2 был исходным для определения коэффициентов уравнения регрессии (6), т.е. получения эмпирической модели зависимости NmF2 от солнечной активности для выбранных условий.

Некоторые статистические характеристики уравнений регрессии (6) приведены в таблице 1. Из данных в таблице 1 видно, что число измерений N для рассмотренных случаев было достаточно большим и изменялось от 224 до 384. Коэффициент корреляции K местной зимой больше, чем местным летом, из-за более сильной зависимости NmF2 от F местной зимой. Из приведенных значений N и K следует, что зависимости (6) значимы для всех рассмотренных случаев при доверитель-

**Таблица 1.** Статистические характеристики уравнений регрессии (6) для анализируемых условий в январе (nm = 1) и июле (nm = 7): стандартное отклонение  $\sigma$ (в 10<sup>11</sup> м<sup>-3</sup>), коэффициент корреляции *K*, число измерений *N* 

nm	Боулдер			Хобарт				
nm	σ	K	N	σ	K	N		
	Низкая геомагнитная активность							
1	2.0	0.91	347	1.2	0.76	290		
7	1.4	0.64	384	1.4	0.88	365		
	Умеренная геомагнитная активность							
1	2.1	0.92	245	1.2	0.67	224		
7	1.3	0.65	243	1.3	0.91	268		
	Медиана <i>NmF</i> 2 за месяц							
1	0.9	0.98	25	0.7	0.87	24		
7	0.6	0.86	30	0.9	0.96	28		

ном уровне 99% [Ramachandran and Tsokos, 2009]. Стандартное отклонение модели (6) максимально для Боулдера в январе ( $\sigma = 2 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ ), для остальных случаев  $\sigma = 1.2 - 1.4 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ . Это связано с относительно высокими значениями *NmF*2 для Боулдера в январе.

Дополнительно была определена зависимость медиан *NmF2* от солнечной активности по известным медианам *foF2* за месяц для станций Боулдер и Хобарт за 1963—2002 гг. Для этого использовались уравнения регрессии, аналогичные уравнению (6), в которых  $F = F_{81}$  и индекс  $F_{81}$  центрирован на середину месяца. На медианы *foF2* и индексы *F* накладывались условия, которые совпадали с условиями (7) для ежедневных значений



Рис. 1. Зависимости локального (Боулдер—Хобарт) индекса годовой асимметрии AI в полдень от индекса солнечной активности F для ежедневных значений NmF2 при низкой (1) и умеренной (2) геомагнитной активности и для медиан NmF2 (3).

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

этих величин. Статистические характеристики уравнений регрессии (6) для медиан NmF2 приведены в нижней части таблицы. Они показывают, что число измерений N для рассмотренных случаев изменялось от 24 до 30. Коэффициенты корреляции K и стандартные отклонения  $\sigma$  местной зимой были больше, чем местным летом, по аналогии с закономерностями изменения этих величин для ежедневных значений NmF2.

Уравнения регрессии (6) с известными коэффициентами позволяют по уравнению (1) получить зависимость локального индекса АІ от солнечной активности для анализируемой пары станций в полдень. Результат показан на рис. 1 для низкой и умеренной геомагнитной активности, который основан на ежедневных значениях NmF2. Там же показана зависимость AI от солнечной активности для медиан NmF2. Из данных на этом рисунке можно видеть, что для низкой геомагнитной активности индекс AI = 0.084 для F = 80, достигает широкого максимума AI = 0.117 - 0.119в интервале F = 130 - 180, далее плавно уменьшается до 0.11 для F = 220. Опуская некоторые детали, эту закономерность можно представить как увеличение индекса AI с ростом солнечной активности от AI = 0.08 при низкой солнечной активности до AI = 0.11 - 0.12 при умеренно высокой и высокой солнечной активности. Индекс AI для умеренной геомагнитной активности больше, чем для низкой геомагнитной активности, и разница между ними  $\Delta AI = 0.04 - 0.05$  почти независимо от уровня солнечной активности. Для медиан NmF2 индекс AI увеличивается от 0.08 при низкой солнечной активности до 0.15-0.16 при высокой солнечной активности. Следовательно, индекс AI для медиан NmF2 при низкой и высокой солнечной активности почти не отличается от AI для ежедневных значений NmF2 для низкой и умеренной геомагнитной активности соответственно. Это указывает на важную роль геомагнитной активности в зависимости AI от солнечной активности для медиан NmF2.

На рисунке 2 приведены зависимости NmF2 от солнечной активности, полученные по уравнениям регрессии (6) в полдень в декабре и июле при низкой и умеренной геомагнитной активности для анализируемых станций. Они были получены по ежедневным значениям NmF2. Эти зависимости позволяют определить дополнительные свойства локального индекса AI, поскольку являются элементами этого индекса. Из данных на этом рисунке можно видеть, что для низкой геомагнитной активности ( $ap(\tau) < 9$ ) местным летом концентрации NmF2 почти совпадают для анализируемой пары станций при любом уровне солнечной активности. Летом зависимость NmF2 от солнечной активности слабее, чем зимой. Местной зимой концентрация NmF2 для Боулдера больше, чем для Хобарта, при любом уровне сол-



**Рис. 2.** Зависимости *NmF*2 от индекса солнечной активности *F* в полдень в январе (*1*) и июле (*7*) для станций Боулдер (*Bo*, толстые линии) и Хобарт (*Ho*, тонкие линии) при низкой (сплошные линии) и умеренной (штриховые линии) геомагнитной активности.

нечной активности, и эта разница увеличивается с ростом солнечной активности. Для умеренной геомагнитной активности ( $9 < ap(\tau) < 20$ ) местным летом *NmF*2 меньше, чем при низкой геомагнитной активности, но эта разница незначительна. Для умеренной геомагнитной активности *NmF*2 в январе в Боулдере больше, чем для низкой геомагнитной активности. В Хобарте в июле значения *NmF*2 почти совпадают при низкой и умеренной геомагнитной активности.

Следовательно, положительные значения индекса AI и увеличение этого индекса с ростом солнечной активности обусловлены в основном тем, что NmF2 в январе в Боулдере больше, чем в июле в Хобарте, и эта разница увеличивается с ростом солнечной активности. Более высокие значения индекса AI для умеренной геомагнитной активности, чем для низкой, также обусловлены в основном увеличением NmF2 в январе в Боулдере.

# 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Использование уравнения регрессии в виде полинома второй степени (6) для учета зависимости NmF2 от индекса F приводит к зависимости индекса AI от F с одним максимумом для всех приведенных на рис. 1 случаев. Дополнительный анализ показал, что увеличение степени полинома в этом уравнении регрессии приводит к более сложной зависимости AI от F, но общая картина этой зависимости сохраняется. Разница в концентрациях NmF2, от которых зависит индекс AI, минимальна при низкой солнечной и геомагнитной активности (см. рис. 2), что может приводить к заметным флуктуациям AI даже при относительно слабых изменениях NmF2. Анализ показал, что это может влиять на абсолютные значения AI при низкой солнечной активности без изменения характера зависимости AI от солнечной активности.

Вывод о том, что локальный индекс АІ для умеренной геомагнитной активности больше, чем для низкой геомагнитной активности, по-видимому, является самым важным результатом данной работы. Но он получен только для данной пары станций Боулдер-Хобарт. Анализ возможности существования этого эффекта для других пар станций и, тем более, для глобального индекса AI может быть предметом будущих исследований. Тем не менее, даже данные станций Боулдер-Хобарт позволяют дать качественные оценки возможной причины этого эффекта. Выше отмечалось, что основная формальная причина увеличенного индекса AI для умеренной геомагнитной активности обусловлена тем, что для станции Боулдер в январе в полдень NmF2 для умеренной геомагнитной активности больше, чем для низкой геомагнитной активности. Можно предположить, что такое увеличение NmF2 обусловлено генерацией крупномасштабных внутренних гравитационных волн (ВГВ) токами авроральных электроструй в периоды магнитосферных суббурь [Hunsucker, 1982; Hocke and Schlegel, 1996]. Для частоты появления суббурь характерны полугодовой и годовой компоненты. Годовой компонент имеет максимум в зимнем полушарии [Tanskanen et al., 2011]. Эта закономерность согласуется с данными измерений потоков ускоренных электронов, с которыми связаны дискретные полярные сияния: такие потоки возникают главным образом в темноте (зимнее полушарие предпочтительнее летнего и ночь благоприятнее дня), подтверждая важную роль ионосферной проводимости в возникновении

дискретных сияний [Newell et al., 2001, 2010]. Крупномасштабные ВГВ, распространяясь от высоких к средним широтам, затухают. Это затухание обусловлено в основном молекулярной вязкостью (см., например, [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]). Коэффициент молекулярной вязкости обратно пропорционален плотности термосферы [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. Поэтому, при прочих равных условиях, увеличение плотности термосферы приводит к увеличению амплитуды крупномасштабных ВГВ на средних широтах. Для плотности термосферы характерна годовая асимметрия (декабрьская аномалия). Например, по данным спутников СНАМР и GRACE при низкой солнечной активности (F = 80) глобальная средняя плотность термосферы на высоте 400 км в декабрьское солнцестояние на 47% больше, чем в июньское солнцестояние [Lei et al., 2013]. С крупномасштабными ВГВ обычно связаны увеличения NmF2 в дневные часы на средних широтах [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. Следует отметить, что суббури возникают часто. Например, по данным измерений в северном полушарии в интервале 1993-2008 гг. в среднем наблюдалось 550 суббурь в год [Taskanen et al., 2011]. Поэтому умеренная геомагнитная активность обычно ассоциируется с суббурями как наиболее частой причиной геомагнитных возмущений. Итак, индекс АІ при умеренной геомагнитной активности больше, чем при низкой активности, из-за двух основных причин – асимметрии зима/лето в частоте возникновения суббурь и годовой асимметрии в плотности термосферы. Этот вывод является скорее предположением, и необходимы более детальные оценки для его обоснования. Достаточно важной может быть и североюжная асимметрия геомагнитного поля, включая разницу в смещении между магнитными и географическими полюсами и различия в напряженности магнитного поля в магнитно-сопряженных областях [Laundal et al., 2017].

Умеренная геомагнитная активность является типичной средней активностью за продолжительный период времени. Например, среднее значение индекса Ap = 14 для анализируемого интервала 1963-2002 гг. Связь между индексами солнечной и геомагнитной активности может носить сложный характер [Feynman, 1982; Du, 2011]. Тем не менее, обычно низкая геомагнитная активность соответствует низкой солнечной активности. Например, Ap = 7 для продолжительного минимума солнечной активности 2007-2008 гг. Поэтому медиана NmF2 для низкой солнечной активности обычно соответствует низкой геомагнитной активности, для средней и высокой солнечной активности она соответствует умеренной геомагнитной активности. В результате, индекс AI для медиан NmF2 для низкой солнечной активности соответствует низкой геомагнитной активности, этот индекс для высокой солнечной активности соответствует умеренной геомагнитной активности (см. рис. 1). Это определяет аналогию в причинах повышенных значений *AI* для умеренной геомагнитной активности как для ежедневных значений *NmF*2, так и для медиан *NmF*2.

Для медианы NmF2 (и foF2) в качестве индикатора солнечной активности может быть использован ионосферный индекс солнечной активности, например, IG [Brown et al., 2018а]. Индекс IG основан на данных медиан ряда ионосферных станций, поэтому он косвенно учитывает вклад геомагнитной активности в NmF2. Традиционно этот индекс используют для любого пункта, т.е. он считается глобальным индексом. Недавно был введен индекс IG<sup>NS</sup>, который состоит из двух индексов, полученных по ионосферным данным каждого полушария в отдельности [ Brown et al., 2018а]. На основе анализа было получено, что индекс  $IG^{NS}$  гораздо точнее индекса IG для вычисления глобального или локального индексов AI [Brown et al., 2018b]. Это может быть связано с асимметрией зима/лето в частоте возникновения суббурь и с годовой асимметрией в плотности термосферы по отмеченным выше причинам.

# 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе ежедневных данных концентрации максимума F2-слоя NmF2 в полдень пары ионосферных станций Боулдер—Хобарт за 1963—2002 гг. проведен анализ зависимости локального индекса годовой асимметрии AI от солнечной активности. Для анализа выделены низкая ( $ap(\tau) < 9$ ) и умеренная ( $9 < ap(\tau) < 20$ ) геомагнитные активности, где  $ap(\tau)$  – средневзвешенный индекс этой активности и  $\tau = 0.8$ . Дополнительно рассмотрен индекс AI для медиан NmF2 этих станций. Получены следующие выводы.

1. Для низкой геомагнитной активности индекс AI увеличивается от 0.08 при низкой солнечной активности до 0.11—0.12 при умеренно высокой и высокой солнечной активности. Индекс AIдля умеренной геомагнитной активности больше, чем для низкой геомагнитной активности, на величину  $\Delta AI = 0.04-0.05$ , почти не зависящую от уровня солнечной активности. Повышенные значения AI для умеренной геомагнитной активности обусловлены в основном увеличенными значениями NmF2 в январе в Боулдере.

2. Индекс AI для медиан NmF2 увеличивается от 0.08 при низкой солнечной активности до 0.15—0.16 при высокой солнечной активности. На основе сопоставления индексов AI для медиан и ежедневных значений NmF2 получено, что индекс AI для медиан NmF2 для низкой солнечной активности соответствует низкой геомагнитной активности, этот индекс для высокой солнечной активности соответствует умеренной геомагнитной активности. Это указывает на важную роль геомагнитной активности в зависимости индекса *AI* для медиан *NmF*2 от солнечной активности.

3. Возможной причиной того, что индекс AI при умеренной геомагнитной активности больше, чем при низкой активности, является асимметрия зима/лето в частоте возникновения суббурь и годовая асимметрия в плотности термосферы. Первый фактор определяет более высокую частоту суббурь местной зимой, с которыми связана генерация крупномасштабных ВГВ в авроральной области. Второй фактор обеспечивает увеличенные амплитуды ВГВ на средних широтах в декабре—январе как наиболее частой причины увеличенных значений NmF2 на средних широтах в полдень.

# 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят WDC for Solar-Terrestrial Physics, Великобритания, за данные *foF2* станций Боулдер и Хобарт и индексы солнечной активности (http://www.ukssdc.ac.uk/ wdcc1/); WDC for Geomagnetism, Япония, за данные *Ap*-индекса (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/).

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-05-00050.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы.
 М.: Наука, 528 с. 1988.

– Деминов М.Г., Жеребцов Г.А., Пирог О.М., Шубин В.Н. Регулярные изменения критической частоты F2-слоя спокойной ионосферы средних широт // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 3. С. 393–399. 2009.

– Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Жеребцов Г.А., Полех Н.М. Свойства изменчивости концентрации максимума F2-слоя над Иркутском при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 1. С. 56–62. 2015.

– Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Какой геомагнитной активности соответствует медиана критической частоты F2-слоя на разных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 5. С. 606–611. 2016.

– Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Депуева А.Х., Депуев В.Х. Зависимость медианы критической частоты F2-слоя на средних широтах от геомагнитной активности // Солнечно-земная физика. Т. 3. № 4. С. 74–81. 2017.

 – Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Свойства ионосферы в период экстремальной бури // Космич. исслед. Т. 57.
 № 6. С. 469–476. 2019.

— Шубин В.Н., Деминов М.Г. Глобальная динамическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 4. С. 461–473. 2019. - Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V. STORM: An empirical Storm-Time Ionospheric Correction Model. 1. Model description // Radio Sci. V. 37. P. 1070. 2002.

https://doi.org/10.1029/2001RS002467

- Brown S., Bilitza D., Yigit E. Ionosonde-based indices for improved representation of solar cycle variation in the International Reference Ionosphere model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 171. P. 137–146. 2018a.

- Brown S., Bilitza D., Yigit E. Improvements to predictions of the ionospheric annual anomaly by the international reference ionosphere model // Ann. Geophysicae. Discuss., 2018b.

https://doi.org/10.5194/angeo-2018-97

- Dang T., Wang W., Burns A., Dou X., Wan W., Lei J. Simulations of the ionospheric annual asymmetry: Sun-Earth distance effect // J. Geophys. Res. Space. V. 122. P. 6727–6736. 2017.

- *Du Z.L.* The correlation between solar and geomagnetic activity Part 3: An integral response model // Ann. Geophysicae. V. 29. N 6. P. 1005–1018. 2011.

*Feynman J.* Geomagnetic and solar wind cycles, 1900–1975 // J. Geophys. Res. V. 87. № A8. P. 6153–6162. 1982. *Fuller-Rowell T.J., Araujo-Pradere E., Codrescu M.V.* An empirical ionospheric storm-time correction model // Adv. Space Res. V. 25. P. 139–146. 2000.

- Gulyaeva T.L., Arikan F., Hernandez-Pajares M., Veselovsky I.S. North-south components of the annual asymmetry in the ionosphere // Radio Sci. V. 49. P. 485–496. 2014.

- Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1985 // Ann. Geophysicae. V. 14. № 9. P. 917–940. 1996.

- *Hunsucker K*. Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: a review // Rev. Geophys. Space Phys. V. 20. P. 293–315. 1982.

- *Kutiev I., Muhtarov P.* Empirical modeling of global ionospheric foF2 response to geomagnetic activity // J. Geophys. Res. V. 108. № A1. P. 1021. 2003. https://doi.org/10.1029/2001JA009134

– Laundal K.M., Cnossen I., Milan S.E. et al. North–South

asymmetries in Earth's magnetic field. Effects on high-latitude geospace // Space Sci. Rev. V. 206. P. 225–257. 2017.

- Lei J., Liu L., Wan W., Zhang S.-R. Variations of electron density based on long-term incoherent scatter radar and ionosonde measurements over Millstone Hill // Radio Sci. V. 40. RS2008. 2005.

https://doi.org/10.1029/2004RS003106

- Lei J., Dou X., Burns A., Wang W., Luan X., Zeng Z., Xu J. Annual asymmetry in thermospheric density: Observations and simulations // J. Geophys. Res. Space. V. 118. P. 2503– 2510. 2013.

- Lei J., Wang W., Burns A.G., Luan X., Dou X. Can atomic oxygen production explain the ionospheric annual asymmetry? // J. Geophys. Res. Space. V. 121. P. 7238–7244. 2016.

*– Liu L., Wan W., Ning B. et al.* Solar activity variations of the ionospheric peak electron density // J. Geophys. Res. V. 111. A08304. 2006.

https://doi.org/10.1029/2006 JA011598.

- Ma R., Xu J., Wang W., Yuan W. Seasonal and latitudinal differences of the saturation effect between ionospheric NmF2 and solar activity indices // J. Geophys. Res. V. 114.

A10303. 2009.

https://doi.org/10.1029/2009JA014353

– Mendillo M., Huang C.L., Pi X., Rishbeth H., Meier R. The global ionospheric asymmetry in total electron content // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 67. № 15. P. 1377–1387. 2005.

- Mikhailov A.V., Perrone L. The annual asymmetry in the F2 layer during deep solar minimum (2008–2009): December anomaly // J. Geophys. Res. Space. V. 120. № 2. P. 1341–1354. 2015.

– Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLM-SISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. V. 107. № A12. 1468. 2002.

https://doi.org/10.1029/2002JA009430

- *Pietrella M.* A short-term ionospheric forecasting empirical regional model (IFERM) to predict the critical frequency of the F2 layer during moderate, disturbed, and very disturbed geomagnetic conditions over the European area // Ann. Geophysicae. V. 30. № 2. P. 343–355. 2012.

– Newell P.T., Greenwald R.A., Ruohoniemi J.M. The role of the ionosphere in aurora and space weather //Rev. Geophys. V. 39. № 2. P. 137–149. 2001.

- Newell P.T., Sotirelis T., Wing S. Seasonal variations in diffuse, monoenergetic, and broadband aurora // J. Geophys. Res. V. 115. A03216. 2010.

https://doi.org/10.1029/2009JA014805

 Ramachandran K.M., Tsokos C.P. Mathematical statistics with applications. Oxford: Elsevier Academic Press, 824 p. 2009.

- *Richards P.G., Fennelly J.A., Torr D.G.* EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations // J. Geophys. Res. V. 99. P. 8981–8992. 1994.

- Richards P.G., Woods T.N., Peterson W.K. HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model // Adv. Space Res. V. 37. P. 315–322. 2006.

- *Rishbeth H., Müller-Wodarg I.C.F.* Why is there more ionosphere in January than in July? The annual asymmetry in the F2-layer // Ann. Geophysicae. V. 24. № 12. P. 3293–3311. 2006.

- Sai Gowtam V., Tulasi Ram S. Ionospheric annual anomaly – New insights to the physical mechanisms // J. Geophys. Res. Space. V. 122. P. 8816–8830. 2017a.

- Sai Gowtam V., Tulasi Ram S. Ionospheric winter anomaly and annual anomaly observed from Formosat-3/COSMIC Radio Occultation observations during the ascending phase of solar cycle 24 // Adv. Space Res. V. 60. P. 1585–1593. 2017b.

*– Tanskanen E.I., Pulkkinen T.I., Viljanen A. et al.* From space weather toward space climate time scales: Substorm analysis from 1993 to 2008 // J. Geophys. Res. V. 116. A00I34. 2011.

https://doi.org/10.1029/2010JA015788

- Wrenn G.L. Time-weighted accumulations  $ap(\tau)$  and  $Kp(\tau)$  // J. Geophys. Res. V. 92. P. 10125–10129. 1987.

*– Wrenn G.L., Rodger A.S.* Geomagnetic modification of the mid-latitude ionosphere – Toward a strategy for the improved forecasting of *foF2* // Radio Sci. V. 24. P. 99–111. 1989.

- Yonezawa T. The solar-activity and latitudinal characteristics of the seasonal, non-seasonal and semi-annual variations in the peak electron densities of the F2-layer at noon and at midnight in middle and low latitudes // J. Atmos. Terr. Phys. V. 33. P. 887–907. 1971.

– Zhao B., Wan W., Liu L., Mao T., Ren Z., Wang M., Christensen A.B. Features of annual and semiannual variations derived from the global ionospheric maps of total electron content // Ann. Geophysicae. V. 25. № 12. P. 2513–2527. 2007.

- Zeng Z., Burns A., Wang W., Lei J., Solomon S., Syndergaard S., Qian L., Kuo Y.-H. Ionospheric annual asymmetry observed by the COSMIC radio occultation measurements and simulated by the TIEGCM // J. Geophys. Res. V. 113. A07305. 2008.

https://doi.org/10.1029/2007JA012897

УДК 551.510.535

# МНОГОЛЕТНЯЯ ДИНАМИКА СВОЙСТВ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СЛОЯ *F*2 В РАЗНЫХ РЕГИОНАХ

© 2021 г. Н. П. Сергеенко\*

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

\*e-mail: serg@izmiran.ru Поступила в редакцию 10.06.2020 г. После доработки 12.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

На большом массиве экспериментальных данных по наблюдениям ионосферных станций вертикального зондирования, расположенных в различных регионах земного шара, изучены особенности многолетних (1948—2019 гг.) временны́х рядов относительных вариаций критических частот слоя F2 ионосферы во время возмущений. Показано, что такие параметры ионосферных возмущений как амплитуды положительных возмущений, зарегистрированных на всех станциях, статистически значимо увеличиваются, начиная с 70—80-х гг. прошлого столетия. Также увеличиваются годовые числа ионосферных возмущений, не связанных с геомагнитной активностью. Обнаруженные эффекты могут быть связаны с атмосферными трендами естественного и антропогенного происхождения, в результате чего усиливается динамический режим на высотах F2-слоя.

DOI: 10.31857/S0016794021020152

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени известно, что тренды ионосферных характеристик чрезвычайно разнообразны и по знаку, и по величине. Более того, их характер, как и ожидалось, зависит от региона и различен для среднеширотной, высокоширотной и приэкваториальной ионосферы. Даже для близких географических широт наблюдались региональные различия, возможно, связанные с различиями в геомагнитной широте или различиями в климатических характеристиках нижележащей атмосферы. В ряде случаев наблюдались статистически незначимые, и даже нелинейные тренды. Стало очевидным, что в процессе анализа необходимо отфильтровывать влияние солнечной и геомагнитной активности, которые и сами по себе испытывают многолетние вариации. Предполагаемые причины климатических трендов параметров спокойной ионосферы – рост концентрации парниковых газов, уменьшение концентрации озона, вариации солнечной и геомагнитной активности, вековые вариации напряженности геомагнитного поля, изменения характера распространения внутренних атмосферных волн, прежде всего – планетарных.

Появилось много отечественных и зарубежных работ (см., например, обзоры [Данилов, 2012; Данилов и Константинова, 2020]) по самым различным аспектам проблемы, связанным как с поисками трендов различных параметров на основании многолетних рядов наблюдений, так и с теоретическим моделированием эффектов в атмосфере и ионосфере, вызываемых увеличением количества CO<sub>2</sub>. Много новых результатов было доложено на регулярно проводившихся симпозиумах по долговременным трендам. Основные выводы этих исследований, так или иначе имеющих отношение к теме нашей работы, состоят в следующем.

1. Согласно анализу эволюции орбит десятков тысяч спутников, происходит систематическое уменьшение плотности термосферы на высотах 400-600 км. Это уменьшение составляет 2-3% за десятилетие при средней и высокой солнечной активности и растет до 6-7% за десятилетие в минимуме солнечной активности [Emmert et al., 2004; Keating et al., 2000; Marcos et al., 2005].

2. Измерения ионной температуры на высотах 200-300 км, где считается, что температуры ионов и нейтралов равны, на нескольких установках некогерентного рассеяния дают отрицательный тренд *T*, равный в среднем 20-30 К за десятилетие. В работе [Zhang et al., 2016] подробно рассмотрены результаты наблюдений на четырех установках HP (Millstone Hill, Chatanika, Sondrestrom и Saint Santin). Авторы пришли к выводу, что по данным некогерентного рассеяния наблюдаются гораздо более высокие отрицательные

тренды термосферной температуры, чем дают данные по торможению спутников и теоретические модели.

3. Большинством групп исследователей получено, что наблюдаются отрицательные тренды критической частоты и высоты ионосферного слоя F2. Анализ этих трендов, проведенный в работах [Данилов и Константинова, 2015, 2016], дает основания предположить, что со временем изменяется абсолютная величина концентрации атомного кислорода [O], что и приводит к отрицательным трендам *foF2*.

4. Область F весьма чувствительна к динамическим процессам (прежде всего — вертикальным дрейфам плазмы, вызываемым горизонтальными ветрами). Яркие примеры этого мы видим во время ионосферных бурь, когда появляется буревая циркуляция и вертикальные потоки плазмы, приводящие к сильным изменениям всего глобального распределения *foF2* и *hmF2* (см, например, [Брюнелли и Намгаладзе, 1988; Qian et al., 2006]). Изменения системы горизонтальных ветров должны сильно влиять на параметры слоя *F2* и могут приводить к гораздо большим трендам, чем ожидается только за счет охлаждения и оседания атмосферы.

В работе [Данилов и Ванина-Дарт, 2009] развивается идея о том, что тренды различных комбинаций параметров ионосферного слоя F2 могут служить индикатором трендов термосферной динамики. Полученные результаты указывают на то, что разброс величин hmF2 существенно возрос за период с 1950-х по 1990-е годы. Этот результат очень важен для развиваемой авторами концепции о том, что наблюдаемые тренды параметров слоя F2 вызваны изменениями в течение последних десятилетий системы термосферных ветров. Отмечается, что подобные изменения параметров глобальной циркуляции могут быть вызваны изменениями температурного режима термосферы и средней атмосферы, происходящими из-за увеличения в атмосфере количества парниковых газов [Laštovička et al., 2017].

Признание существования статистически значимого многолетнего тренда ионосферных процессов на уровне слоя *F*2, очевидно, проявляется и в характеристиках ионосферных возмущений.

Целью настоящей работы является продолжение исследования трендов параметров ионосферных возмущений [Сергеенко и др., 1996; Sergeenko and Givishvili, 1999; Сергеенко, 2020]. При этом будет рассмотрена эволюция свойств как магнитно-ионосферных бурь и суббурь, так и всех возмущений, происходящих на спокойном геомагнитном фоне. Для всех типов возмущений будет оценена динамика амплитуды возмущений, а для возмущений, происходящих на спокойном геомагнитном фоне, будет изучено изменение их го-

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

довых чисел на интервале времени 1948—2019 гг. При этом исследования будут проведены по данным ионосферных станций, расположенных в разных регионах.

#### 2. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Использованы данные вертикального зондирования ионосферы станций вертикального зондирования Москва ( $\varphi = 55.5$ ;  $\lambda = 37.3$ ), Слоу ( $\varphi = 51.5$ ;  $\lambda = -0.58$ ), Чилтон ( $\varphi = 51.6$ ;  $\lambda = -1.30$ ) и Хобарт ( $\varphi = -42.88$ ;  $\lambda = 147.33$ ) за период 1948–2010 гг. Для исключения регулярных вариаций ежечасные критические частоты слоя *F*2 пересчитаны в относительные отклонения критических частот от скользящего медианного значения:

$$\delta foF2 = (foF2_{\text{TEK}} - foF2_{\text{MER}}) / foF2_{\text{MER}}$$

 $foF2_{\text{тек}}$  — наблюдаемые ежечасные значения критической частоты слоя F2;  $foF2_{\text{мед}}$  — скользящее медианное значение. Скользящая медиана вычислялась с окном скольжения 10 сут. Использование скользящей медианы исключает влияние суточных и сезонных регулярных изменений. Параметр  $\delta foF2$  используется в краткосрочном ионосферном прогнозировании как индекс ионосферных возмущений [Зевакина и др., 1990]. Значения | $\delta foF2$ |  $\geq 20\%$  считаются возмущенными.

Для анализа многолетние данные ежечасных наблюдений *foF*2 по всем станциям были пересчитаны в  $\delta foF2$  и были определены максимальные положительные и минимальные отрицательные значения  $\delta foF2(t)$  за все сутки на многолетнем интервале. На рисунке 1 приведен пример таких расчетов для ст. Хобарт (Австралия) за 1950— 2019 гг.

Аналогичные расчеты были сделаны по данным наблюдений ст. Москва за 1948–2019 гг. и ст. Слоу за 1948–1995 гг. и ст. Чилтон за 1995– 2019 гг. (ст. Слоу прекратила работу в 1995 г., близко к ней расположенная ст. Чилтон продолжила наблюдения). Далее по полученным массивам данных были определены максимальные за каждый год значения амплитуд положительных и отрицательных возмущений для зимнего (январь) и летнего (июль) сезонов. Результаты представлены на рис. 2.

Как показал анализ, тенденция такова, что интенсивность положительных возмущений увеличивается примерно с начала 80-х годов на всех трех станциях и в летний, и в зимний периоды, за исключением летнего сезона в Москве. Это увеличение положительных значений  $\delta foF2$  достигает в последние десятилетия 200%, а на австралийской ст. Хобарт — даже еще выше.

**Рис. 1.** Максимальные (точки) и минимальные (кружки) за каждые сутки 1950–2019 гг. значения *бfoF*2, рассчитанные для ст. Хобарт (Австралия).



**Рис. 2.** Изменения максимальных за каждый год с 1950 по 2019 гг. значений амплитуды положительных и отрицательных возмущений вариаций критической частоты слоя *F*2 для января и июля.

Для отрицательных возмущений на станциях Хобарт и Слоу/Чилтон трендов  $\delta foF2$  не выявлено. На ст. Москва на рис. 2 отчетливо виден тренд в сторону увеличения интенсивности отрицательных возмущений начиная с 80-х годов. Ранее аналогичный тренд по данным ст. Москва был отмечен и в равноденствие [Сергеенко, 2020]. Этот эффект в трендах отрицательных возмущений объяснялся главным образом уменьшением концентрации атомного кислорода n(O) в фоновой ионосфере на высоте главного максимума.

## 3. МНОГОЛЕТНИЕ ВАРИАЦИИ ЧИСЛА ДНЕЙ С ИОНОСФЕРНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Важной характеристикой изменчивости ионосферы на многолетнем интервале является общее число возмущенных дней в год. За период 1948— 2019 гг. по полученным данным для всех станций было посчитано число дней с положительными и отрицательными возмущениями в слое F2 различной интенсивности. Чтобы проследить долговременную динамику этой характеристики, подсчитывалось число возмущений за год. При этом рассматривались только те возмущенные дни, которые не были связаны с магнитными бурями, но проявлялись достаточно четко, т.е.  $\delta foF2$ max > > |20%| и продолжительностью не менее 5 ч.

Чтобы исключить из анализа ионосферные бури, происходящие на фоне геомагнитных, в работе использовались данные о магнитных возмущениях за период 1878–1975 гг. [Афанасьева и Шевнин, 1978], опубликованные каталоги наблюдений "Космические данные" за 1976–2000 гг., а также каталог магнитных бурь, представленный на сайте ИЗМИРАН (*www.izmiran.ru*), с помощью которых отождествлялись ионосферные возмущения, происходящие одновременно с магнитными бурями.

На рисунке За и Зб приведено распределение годового числа дней с положительными и отрицательными ионосферными возмущениями, происходящими на спокойном геомагнитном фоне за весь период наблюдения ионосферных станций Москва, Хобарт, Слоу и Чилтон в июле и январе. Из рисунка За видно, что число положительных возмущений над Москвой в последние годы летом не намного уменьшалось, а количество отрицательных ионосферных возмущений имеет тренд в сторону увеличения на ~10 бурь (при среднеквадратическом отклонении 7.15), что является значимым трендом. А на станциях Хобарт и Слоу/Чилтон многолетний тренд как отрицательных, так и положительных возмущений четко направлен в сторону увеличения.

Рисунок 36 иллюстрирует, что зимой на всех станциях наблюдаются долговременные тренды

количества положительно возмущенных дней на спокойном геомагнитном фоне. Трендов количества отрицательных возмущений не наблюдалось.

Природа возмущений на спокойном геомагнитном фоне полностью не изучена, вполне возможно они связаны с другими природными явлениями. Тем не менее, в слое *F*2 происходят описанные выше возмущения. Их продолжительность может достигать 1.0-1.5 сут, интенсивность –  $\delta foF2_{max} \sim 40-50\%$ , по типу они относятся, как правило, к однофазным возмущениям.

# 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные в публикациях [Roble and Dickinson, 1989; Rishbeth, 1990] расчеты показывают, что климатические изменения могут быть связаны с изменением газового состава и температуры атмосферы, которые проявляются не только в спокойной ионосфере, но и в возмущенных условиях. Приведенные в настоящей работе результаты показали, что последствия трендов в слое F2 в спокойных условиях проявились в долговременной эволюции параметров ионосферных возмущений.

Ионосферные возмущения составляют целый комплекс аномальных явлений, возникающих в ионосфере в результате усиления солнечного излучения из активных областей. Поступление солнечной энергии в область F происходит, главным образом, через авроральную зону. Как показывают оценки, передача энергии в ионосферу в виде джоулева тепла и энергии авроральных частиц происходит непрерывно на уровне 3 эрг/см<sup>2</sup> с, а в возмущенные периоды возрастает до 30 эрг/см<sup>2</sup> с [Акасофу и Чепмен, 1975]. Наиболее сложными являются возмущения области F. Они протекают по-разному в различных регионах земного шара.

В практике краткосрочного прогнозирования ионосферной бурей называют значительное уменьшение или увеличение электронной концентрации на высотах 200-1000 км, продолжающееся более 5 ч. Буря часто состоит из серии суббурь, поэтому теоретические исследования направлены в основном на исследование суббури в ионосфере как одного из проявлений магнитосферной суббури – комплекса геофизических явлений, связанных с диссипацией энергии, накопленной и поступающей в магнитосферу из солнечного ветра. Электрическое поле магнитосферной конвекции приводит в движение ионосферную плазму, которая посредством соударений изменяет крупномасштабное движение нейтральных составляющих. Наблюдения нейтрального ветра в высоких широтах показывают, что направление и скорость его сильно зависят от уровня геомагнитной активности [Rees, 1971; Hedin et al., 1991]. Изменение плотности и температуры



**Рис. 3.** (*a*) – Число ежегодных возмущенных дней в летнее время (июль); (*б*) – число ежегодных возмущенных дней в зимнее время (январь).

атмосферы должно влиять на такие процессы, как диссоциация или рекомбинация молекул и атомов кислорода, а также диффузия отдельных составляющих атмосферы [Chandra and Spencer, 1976; Bremer et al., 2012].

Физическая природа наблюдаемых долговременных изменений параметров ионосферных возмущений может быть связана с факторами как естественного, так и антропогенного происхождения. Генезис наблюдаемых долговременных изменений положительных и отрицательных возмущений различен, поскольку их механизмы и причины различны.

# 4.1. Отрицательные возмущения

В работе [Сергеенко, 2020] показано, что увеличивающийся тренд амплитуды отрицательных возмущений связан в наибольшей степени с изменением нейтрального состава во время магнитосферных возмущений и, в особенности, от отношения [O]/[N<sub>2</sub>]. Отмечаемый эффект многолетних изменений свойств отрицательных ионосферных возмущений сводится к многолетнему уменьшению содержания атомного кислорода на высотах слоя F2 в спокойных условиях. Более высокая интенсивность отрицательных бурь по-

следних лет должна быть обусловлена более низким отношением  $[O]/[N_2]$  в сравнении с бурями до 80-х годов. На первый взгляд, это противоречит данным [Roble and Dickinson, 1989; Семенов и др., 1996], согласно которым в последние десятилетия фоновые (невозмущенные) значения  $[N_2]$  понизились более заметно, чем [O]. Однако во время интенсивных бурь в результате разогрева атмосферы происходит дополнительное увеличение температуры нейтрального газа на 100-400 К. Согласно многочисленным экспериментальным данным, это приводит к возрастанию [N<sub>2</sub>] на средних широтах в 5-10 раз при практически мало изменяемой концентрации [О] [Шепкин и Климов, 1980]. Иначе говоря, многолетнее падение фонового содержания [N<sub>2</sub>] компенсируется многократным его увеличением в процессе бури, тогда как для [О] такой компенсирующий механизм отсутствует. Именно по этой причине в многолетних трендах отношения [O]/[N<sub>2</sub>] для возмущенных условий падение фоновой концентрации [О] в спокойных условиях имеет сушественно более важное значение, чем соответствующее уменьшение [N<sub>2</sub>]. Этот вывод подтверждают и изменения годовых чисел ионосферных возмушений. происходяших на спокойном геомагнитном фоне: наблюдаемое увеличение количества отрицательных возмущений объясняется все тем же падением фоновой концентрации [O].

#### 4.2. Положительные возмущения

Как показал анализ многолетнего поведения положительных возмущений, в последние десятилетия также увеличились амплитуды положительных возмущений, зарегистрированных на всех обсерваториях зимой и летом, за исключением летних условий по наблюдениям в Москве, когда наоборот — увеличилась интенсивность отрицательных ионосферных возмущений в среднем на 10–15%.

В отличие от отрицательных бурь, физическая природа положительных ионосферных возмущений никак не связана с изменением отношения  $[O]/[N_2]$ . Известно, что область *F* весьма чувствительна к динамическим процессам, яркие примеры этого мы видим во время ионосферных бурь, когда появляется буревая циркуляция и вертикальные потоки, приводящие к сильным изменениям всего глобального распределения foF2 и hmF2 [Qian et al., 2006]. Именно эти усиления возмущенных ветров и ответственны за формирование положительных ионосферных бурь [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. Дующие из разогретых высоких широт к экватору нейтральные ветры приводят ионосферную плазму в движение вдоль силовых линий геомагнитного поля, геометрия которого такова, что на средних широтах плазма поднимается вверх на высоты, где скорость ее рекомбинации уменьшается и концентрация электронов увеличивается. В низких широтах наклон силовых линий относительно земной поверхности уменьшается до нулевого на экваторе, ионосферная плазма перемещается практически горизонтально ветрами.

Вариации величины скоростей ветра на высотах слоя F2 при различной степени возмущений можно оценить из уравнения движения. Меридиональная U и зональная V составляющие скорости ветра могут быть записаны следующим образом без учета вязкости:

$$U = (1+b)^{-1} [F_x / (R \sin^2 I) + bF_y / a],$$
$$V = (1+b)^{-1} [F_y / R - bF_x / a],$$

где  $b = a^2/R \sin^2 I$ ;  $a = 2\Omega \sin\varphi$ ;  $\Omega$  — угловая скорость вращения Земли;  $\varphi$  — широта;  $R = n_i \Sigma v_{ik} \mu_{ik} / \rho$ ,  $n_i$  — концентрация ионов,  $v_{ik}$  — частота соударений ионов с нейтральными частицами,  $\mu_{ik}$  — приведенная масса,  $\rho$  — плотность нейтрального газа. Уравнения для сил градиентного давления на единицу массы:

$$F_x = -\rho^{-1}\partial p/\partial x, \quad F_y = -\rho^{-1}\partial p/\partial y$$
 (1)

могут быть записаны так:

$$F_x = -g \frac{\partial h}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad F_y = -g \frac{\partial h}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y}$$

где *h* – высота точки на изобарической поверхности; *T* – температура.

В работах [Keating et al., 2000; Emmert et al., 2004; Marcos et al., 2005] на основе анализа более чем 10000 орбит спутников показано, что плотность термосферного газа  $\rho$  систематически уменьшается на высоте ~400 км в пределах 1.7–7.4% за десятилетие. Таким образом, долговременные изменения температуры и плотности нейтрального газа в результате парникового эффекта существенно изменяют движущие силы и соответственно усиливают динамический режим в слое F2, как это следует из (1).

Изменения системы горизонтальных ветров должны сильно влиять на параметры слоя F2 и могут приводить к большим многолетним трендам. В работе [Данилов, 2020] развивается идея о том, что тренды различных параметров ионосферного слоя F2 могут служить индикатором трендов термосферной динамики. При этом указанные изменения могут быть как односторонне направленными, так и имеющими колебательный характер, например, более частая смена направления зонального или меридионального ветра на противоположный. Подобные изменения параметров глобальной циркуляции могут происходить вследствие изменений температурного режима и плотности термосферы и средней атмосферы, происходящих из-за увеличения в атмосфере количества парниковых газов [Laštovička, 2017].

Во время магнитосферных бурь и суббурь амплитуды скоростей нейтрального ветра значительно увеличиваются по отношению к фоновым значениям. Из-за нелинейной зависимости температуры от магнитной активности меридиональная составляющая ветра существенно увеличивается, что и приводит к значительному росту электронной концентрации на уровне слоя F2.

Таким образом, многолетие тренды положительных и отрицательных возмущений свидетельствуют с очевидностью об изменениях в термосфере, связанных с изменением концентрации парниковых газов, последующими изменениями температуры, плотности термосферы. Эти изменения приводят к усилению динамического режима в слое F2, меридиональной и зональной компонентам термосферного ветра, оказывающим влияние на формирование трендов положительных возмущений, которые отмечены в настоящей работе.

# 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ многолетних (~70 лет) временны́х рядов параметров ионосферных возмущений слоя F2 показал, что зависимость  $\delta foF2(t)$  имеет статистически значимый тренд. Показано, что интенсивность ионосферных возмущений, а также годовые числа ионосферных возмущений статистически значимо увеличиваются начиная с конца 80-х годов. Причина наблюдаемых долговременных изменений параметров ионосферных возмущений может быть связана как с трендами солнечной и геомагнитной активности, так и с антропогенной деятельностью.

Хотя качественно картина существенно прояснилась за последние годы, остаются еще нерешенные проблемы. Одна из них состоит в том, что реально наблюдаемые тренды ионосферных и термосферных параметров больше, чем дают самые совершенные на сегодня модели. Эти модели дают примерно такое изменение, которое реально наблюдается сегодня, но для случая удвоения количества париковых газов, а реальное увеличение, например, количества двуокиси углерода пока еще в несколько раз меньше.

Бо́льшая амплитуда положительных возмущений свидетельствует о том, что сильные изменения происходят и в динамике термосферных ветров. По-видимому, этот фактор и является решающим в объяснении бо́льших, чем ожидаемые, трендов в слое F2, при все еще недостаточном для таких изменений наблюдаемым концентрациям парниковых газов.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*— Акасофу С.И., Чепмен С.* Солнечно-земная физика. М.: Мир. 509 с. 1975.

- Афанасьева В.И., Шевнин А.Д. Некоторые статистические характеристики магнитной активности / Геомагнитная активность и ее прогноз. М.: Наука. С. 5-33. 1978.

*– Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. М.: Наука. 527 с. 1988.

– Данилов А.Д. Долговременные тренды в верхней атмосфере и ионосфере (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 3. С. 291–312. 2012.

*— Данилов А.Д., Ванина-Дарт Л.Б.* Разброс величин *hmF*2 как индикатор трендов термосферной динамики // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 1. С. 58–62. 2009.

– Данилов А.Д., Константинова А.В. Вариации трендов foF2 с сезоном и временем суток // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 1. С. 56–63. 2015.

– Данилов А.Д., Константинова А.В. Изменение связи между foF2 и hmF2 со временем // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 5. С. 612–614. 2016.

– Данилов А.Д., Константинова А. В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 2020.

— Зевакина Р.А., Жулина Е.М., Носова Г.Н., Сергеенко Н.П. Руководство по краткосрочному прогнозированию ионосферы (Материалы мирового центра данных Б). М.: МГК при През. АН СССР. 71 с. 1990.

– Семенов А.И., Шефов Н.Н., Фишкова Л.М., Лысенко Е.В., Перов С.П., Гивишвили Г.В., Лещенко Л.Н., Сергеенко Н.П. Об изменении климата верхней и средней атмосферы // Докл. Академии наук. Т. 349. № 1. С. 108–110. 1996.

– Сергеенко Н.П. Многолетняя эволюция параметров ионосферных возмущений слоя F2 // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 3. С. 337–343. 2020.

- Сергеенко Н.П., Кулешова В.П., Лукьянова Л.Н. Долговременные ионосферные тренды в возмущенном *F*2-слое // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 36. № 3. С. 127–131. 1996.

- Щепкин Л.А., Климов Н.Н. Термосфера Земли. М.: Наука. 220 с. 1980.

- Bremer J., Damboldt T., Mielich J., Suessmann P. Comparing long-term trends in the ionospheric F2 region with two different methods // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 77. P. 174–185. 2012.

*– Chandra S., Spencer N.W.* Thermospheric storms and related ionospheric effects // Ibid. V. 81. N 28. P. 5018–5026. 1976.

- Emmert J. T., Picone J. M., Leon J. L., Knowles S. H. Global change in the thermosphere: compelling evidence of a secular decrease in density // J. Geophys. Res. V. 109. Nº A02301. 2004.

– *Hedin A.E., Biondi M.A., Burnside R.G. et al.* Revised global model of thermospheric winds using satellite and ground-based observations // J. Geophys. Res. V. 96. № 5. P. 7657–7688. 1991.

- Keating G.M., Tolson R.N., 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 atmospheres // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 163. P. 2–13. 2017.

- 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.

– *Qian L., Roble R.G., Solomon S.C., Kane T.J.* Calculated and observed climate change in the thermosphere, and a prediction for solar cycle 24 // Geophys. Res. Lett. V. 33. N $_{2}$  L23705. 2006.

- *Rees D.* Global temperature and density structure in the lower thermosphere // J. Brit. Inter. Soc. V. 24. № 11. P. 643–658. 1971.

- *Roble R.G., Dickinson R.E.* How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and termosphere? // Geophys. Res. Lett. V. 16. N 12. P. 1441–1444 . 1989.

- Rishbeth H. A greenhouse effect in the ionosphere? // Planet. Space Sci. V. 38.  $N_{2}$  7. P. 945–948. 1990.

- Sergeenko N.P., Givishvili G.V. Climatic trends at upper atmosphere // Int. J. Geomagn. Aeron. V. 1. № 3. P. 219–222. 1999.

 Zhang S.R., Holt J.M., Erickson P.J., Goncharenko L.P., Nocolls M.J., McCready M., Kelly J. Ionospheric ion temperature climate and upper atmosphere long-term cooling // J. Geophys. Res. V. 121. № 9. P. 8951–8968. 2016. УДК 550.388

# ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПО ДАННЫМ ВНЕШНЕГО СПУТНИКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ IRI ВО ВНУТРЕННЕЙ ИОНОСФЕРЕ

# © 2021 г. П. Ф. Денисенко<sup>1, \*</sup>, В. В. Соцкий<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, г. Ростов-на-Дону, Россия

\*e-mail: denis@sfedu.ru \*\*e-mail: vvsotsky@sfedu.ru Поступила в редакцию 23.05.2020 г. После доработки 03.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Предложен способ определения полных высотных профилей электронной концентрации в ионосфере по ионограммам внешнего спутникового зондирования, содержащим следы отражений зондирующих сигналов от земной поверхности. Монотонный профиль от спутника до некоторой высоты hm, находящейся выше высоты hmF2 максимума слоя F2, рассчитывается классическим методом по отражениям от внешней ионосферы. Ниже высоты *hm* вплоть до основания ионосферы профиль представляется системой взаимосвязанных аналитических функций с ограниченным числом параметров. Их значения находятся методами оптимизации при совместном использовании следов отражений сигналов как от внешней части ионосферы, так и от Земли. Для повышения устойчивости залачи нижняя часть искомого профиля в области *E* залается неизменяемым профилем из модели IRI-2016. Способ обеспечивает надежное определение параметров максимума hmF2, NmF2 и профиля в его окрестности. Введение в модель IRI ключевых параметров – hmF2, NmF2 и дополнительно рассчитанных значений В0 и В1, определяющих форму профиля в области F, позволяет получить IRI-профиль, скорректированный для реальных условий эксперимента. Рассчитанный и скорректированный профили близки друг к другу во внутренней ионосфере и могут заметно отличаться во внешней ионосфере. Таким образом, использование предлагаемого в работе способа для реконструкции полного высотного профиля электронной концентрации расширяет информационную ценность внешнего спутникового зондирования ионосферы.

DOI: 10.31857/S0016794021020061

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

На многих ионограммах внешнего спутникового зондирования ионосферы (ВнЗ) помимо следов отражений зондирующих сигналов от внешней ионосферы содержатся также следы отражений сигналов от земной поверхности. Фактически последние — это сигналы вертикального трансионосферного зондирования (ТИЗ), реализованного естественным образом без применения специальной аппаратуры. В настоящей работе предлагается способ использования групповых путей этих сигналов для определения вертикальных (высотных) распределений электронной концентрации ( $n_e(h)$ -профилей) во всей толще ионосферы ниже высоты спутника  $h_s$ .

Поставленная задача не является новой. Впервые идею использования данных ТИЗ для получения сведений об электронном строении ионосферы высказал Н.П. Данилкин [1974]. При этом трансионограммы - частотные зависимости групповых путей P'(f) сигналов, прошедших ионосферу насквозь от спутника до наземного пункта приема, рассматривались в качестве дополнения к данным ВнЗ. Предполагалось, что наличие трансионограмм позволит дополнить вертикальные профили электронной концентрации, рассчитанные для внешней ионосферы ( $h \ge hmF2$ ) по данным ВнЗ, профилями во внутренней ионосфере ( $h \le hmF2$ ), рассчитанными с использованием трансионограмм. В итоге получается полный  $n_e(h)$ -профиль от высоты спутника  $h_s$  до начальной высоты ионосферы  $h_0$ . Схема расчетов включает три этапа. На первом из ионограммы ВнЗ определяется n<sub>e top</sub>(h)-профиль во внешней ионосфере от высоты  $\dot{h}_s$  до высоты hmF2 (сверху вниз). Затем по нему определяется вклад внешней ионосферы  $\Delta P'_{top}(f)$  в групповые пути трансионосферных сигналов, и вычисляются групповые пути этих сигналов во внутренней ионосфере  $\Delta P'_{\text{bot}}(f) = P'(f) - \Delta P'_{\text{top}}(f)$ . На заключительном этапе методом математической оптимизации находится  $n_{e\text{bot}}(h)$ -профиль во внутренней ионосфере, минимизирующий функционал

$$\Phi = \sum_{i} \left[ P_{\text{calc},i}' - \Delta P_{\text{bot},i}' \right]^2$$

где суммирование ведется по отсчетам на выбранных частотах трансионосферных сигналов;  $P'_{\text{calc},i}$  – вычисляемые групповые пути, зависящие от распределения  $n_e(h)$  во внутренней ионосфере.

В дальнейшем было показано [Денисенко и Соцкий, 1987; Danilkin et al., 1988], что задача определения  $n_{e \text{ bot}}(h)$ -профиля во внутренней ионосфере по групповым путям  $\Delta P'_{\rm bot}(f)$  сигналов, пронизывающим ее насквозь, аналогична задаче решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода. Подобные задачи принадлежат к классу некорректных задач математической физики [Тихонов и Арсенин, 1979], отличающихся отсутствием устойчивости решения относительно различного рода случайных погрешностей в экспериментальных данных. Другими словами, возможно получение бесконечного множества  $n_{e \text{ bot}}(h)$ -профилей, каждый из которых в пределах экспериментальной погрешности удовлетворяет имеющимся групповым путям  $\Delta P_{\mathrm{bot}}'(f)$ . Исследования, проведенные в модельном эксперименте [Данилкин и др., 1987] с применением метода регуляризации [Тихонов и Арсенин, 1979], показали, что восстановление исходного  $n_{e \text{ bot}}(h)$ -профиля во внутренней ионосфере, описываемого тремя параметрами, требует точности групповых путей сигналов ТИЗ не менее 1 км. Поскольку имеющиеся на сегодня экспериментальные данные такой точностью не обладают, то для повышения устойчивости задачи необходимо привлечение дополнительной информации о решении (n<sub>e bot</sub>(h)-профиле). Чем меньшим числом параметров описывается  $n_{e \text{ bot}}(h)$ -профиль, тем выше его устойчивость к погрешностям в экспериментальных данных ВнЗ и ТИЗ. Поэтому максимальную устойчивость задачи обеспечивает модельный  $n_{e \text{ bot}}(h)$ -профиль, описываемый одним параметром при известных значениях hmF2 и NmF2. Это может быть, например, параболическое или квазигауссовское распределение  $n_e(h)$ , которое наиболее адекватно описывает высотный ход электронной концентрации в окрестности максимума области F. Однако даже в этом случае на решение существенно влияют погрешности определения n<sub>e top</sub>(h)-профиля во внешней ионосфере и особенно высоты hmF2 [Данилкин и др., 1987], поскольку от них зависит вклад внешней ионосферы  $\Delta P'_{\text{bot}}(f)$  в групповые пути трансионосферных сигналов. Ситуация ухудшается еще и тем, что для интерпретации экспериментов по ТИЗ используются модели ионосферы, предполагающие отсутствие в ионосфере пространственных горизонтальных градиентов электронной концентрации между зонами ВнЗ и ТИЗ, которые при наклонном ТИЗ не совпадают. Именно по этим причинам в литературе описаны только немногочисленные (самые удачные) результаты определения полных  $n_e(h)$ -профилей по данным ВнЗ и ТИЗ, несмотря на то, что только в экспериментах с ИСЗ "Интеркосмос-19" было получено более 2000 трансионограмм [Данилкин, 1987]. Таким образом, предложенная в работе [Данилкин, 1974] схема расчетов может быть рекомендована при некоторых ограничениях только при слабонаклонном или при вертикальном ТИЗ. В последнем случае могут быть также использованы следы отражений сигналов на ионограммах ВнЗ от земной поверхности. История метода ТИЗ, полученные к настоящему времени достижения и перспективы дальнейшего использования подробно описаны в обзорах [Данилкин, 2017; Ivanov et al., 2018]. В дополнение отметим, что в работе [Иванов и Соцкий, 2016] впервые предложен способ использования модели IRI для восстановления полных n<sub>e</sub>(s)-профилей вдоль линии, соединяющей ИСЗ и наземную станцию приема, по данным прямого ТИЗ.

В настоящей работе предлагается способ определения полного  $n_{e}(h)$ -профиля по данным ВнЗ и вертикального ТИЗ (отражения от поверхности Земли). Применяется та же трехэтапная схема расчетов. При этом  $n_{e \text{ top}}(h)$ -профиль во внешней ионосфере рассчитывается сверху вниз от высоты спутника  $h_s$  до некоторой высоты hm > hmF2. Ниже этой высоты  $n_e(h)$ -профиль представляется системой взаимосвязанных функций, параметры которых оптимизируются по минимальному отклонению расчетных групповых путей от экспериментальных при совместном использовании следов отражений сигналов как от внешней части ионосферы, так и от Земли. Для повышения устойчивости задачи нижняя часть искомого  $n_e(h)$ -профиля в области E задается неизменяемым профилем из модели IRI-2016 [Bilitza et al., 2017] (в дальнейшем модель IRI) для соответствующих условий эксперимента.

# 2. РАСЧЕТ *f<sub>N</sub>*(*h*)-ПРОФИЛЕЙ ВО ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Рассмотрим задачу определения профиля электронной плазменной частоты  $f_N(h)$  во внешней ионосфере по данным об отражениях сигналов ВнЗ. Расчет  $f_N(h)$ -профилей основан на обращении нелинейного интегрального уравнения

$$P'(f) = \int_{0}^{z_{r}(f)} \mu'[f, f_{N}(z), f_{H}(z), \theta] dz, \qquad (1)$$

где P'(f) — зависимость групповых путей (действующих глубин отражения) сигналов от частоты зондирования  $f; z_r(f) = h_s - h_r(f) - истинная глуби$ на отражения сигнала, отсчитываемая от спутника;  $h_s$  – высота спутника;  $h_r(f)$  – высота отражения сигнала, отсчитываемая от поверхности Земли; µ' — групповой показатель преломления волны функция частоты f, плазменной частоты  $f_N$ , гирочастоты  $f_H$ , угла  $\theta$  между направлением вектора напряженности магнитного поля и вектором волновой нормали (вертикалью); относительно функции  $f_N(z)$ , однозначно связанной с электронной концентрацией  $n_{e}(z)$  соотношением  $f_{N}(z) =$  $= k \sqrt{n_e(z)}$ , где k — константа, зависящая от выбора единиц измерений. Далее в тексте запись зависимости  $\mu'$  от параметров  $f_{\mu}$  и  $\theta$  будем опускать.

Отражение сигнала происходит на глубине  $z_r(f)$ , где частоты  $f_N$  и f связаны соотношениями:  $f_N = f - для \, o$ -волны и  $f_N = \sqrt{f(f - f_H)} - для \, x$ -волны. Таким образом, в области определения функции  $z_r(f)$  ее значения (для o-волн) совпадают со значениями функции  $z(f_N)$ , обратной к  $f_N(z)$ -профилю. Отметим, что при монотонном возрастании частоты монотонно возрастает и функция  $f_N = f_N(f)$ .

Для решения задачи в работе используется метод Джексона [Jackson, 1969] с отсчетами действующих глубин отражения по *x*-компоненте ионограммы. Вся толща ионосферы  $h_0 \le h \le h_s$  разбивается на ряд плоских слоев, внутри которых предполагается какое-либо аналитическое изменение электронной концентрации (т.н. ламинарный метод). Для внешней ионосферы во всех высотных интервалах вплоть до некоторой высоты *hm*, находящейся в верхней окрестности максимума слоя *F*2 (*hm* > *hmF*2), в работе применяется кусочно-непрерывная функция  $n_e(z)$ :

$$n_e(z) = n_{e_{j-1}} \exp[(z - z_{j-1})/H_j], \quad z_{j-1} \le z \le z_j, \quad (2)$$

где j — номер слоя, отсчитываемый от спутника,  $1 \le j \le m, m$  — максимальный номер, соответствующий глубине  $z_m$  (высоте hm),  $z_0 = 0$ ;  $H_j$  — шкала высоты слоя;  $n_{e0} = n_e(0)$  — электронная концентрация на высоте спутника (известная величина).

При численном задании функции *P*'(*f*) уравнение (1) линеаризуется и переходит в систему линейных алгебраических уравнений с треугольной матрицей

$$\mathbf{P}' = \mathbf{M}\mathbf{H},\tag{3}$$

где **Р'** = [ $P'(f_1)$ ;  $P'(f_2)$ ; ...;  $P'(f_m)$ ]<sup>*T*</sup>,  $f_1 < f_2 < ... < f_m$  – вектор-столбец отсчетов действующих глубин отражения сигналов *x*-компоненты, здесь и ниже

индекс "*T*" означает транспонирование; матрица **M** состоит из матричных элементов для экспоненциального профиля (см. подраздел 7.2) и имеет вид

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & 0 & \cdots & 0 \\ M_{21} & M_{22} & \cdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ M_{m1} & M_{m2} & \cdots & M_{mm} \end{bmatrix}$$

 $\mathbf{H} = [H_1; H_2; ...; H_m]^T$  – вектор-столбец шкал высот слоев.

В рамках выбранной модели (2) решение системы (3)

$$\mathbf{H} = \mathbf{M}^{-1}\mathbf{P}' \tag{4}$$

единственно.

На заключительном этапе расчетов по известному решению (4) определяем функцию  $z(n_e)$ , обратную к  $n_e(z)$ -профилю. Из модели (2) получаем таблицу истинных глубин отражения сигналов

$$z_{j} = z_{j-1} + H_{j} \ln \left( n_{ej} / n_{ej-1} \right) =$$
  
=  $z_{j-1} + 2H_{j} \ln \left( f_{Nj} / f_{Nj-1} \right),$ 

где  $j = 1, 2, ..., m; z_0 = z_s = 0$ . Пересчет в  $n_e(h)$ -профиль проводим по формуле  $h_j = h_s - z_j$ , которая определяет высоты от поверхности Земли с концентрацией  $n_{ej}$  (или плазменной частотой  $f_{Nj}$ ). Последняя рассчитанная точка  $f_N(h)$ -профиля во внешней ионосфере находится на высоте hm >> hmF2 с плазменной частотой  $f_{Nm}$ , связанной с частотой зондирования *x*-сигнала  $f_m$  соотношением  $f_{Nm} = \sqrt{f_m(f_m - f_H)}$ .

Отметим, что при расчете матричных элементов  $M_{ij}$  в системе уравнений (3) необходимо учитывать изменение гирочастоты электронов  $f_H(h)$  с высотой. В работе для этого используется зависимость для дипольной модели магнитного поля:

$$f_{H}(h) = f_{Hs} \left(\frac{R_{s}}{R+h}\right)^{3},$$

где  $f_{Hs}$  — гирочастота электронов на высоте спутника; R = 6378 км — радиус Земли;  $R_s = R + h_s$  — расстояние от спутника до центра Земли.

# 3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ *f<sub>N</sub>(h)*-ПРОФИЛЕЙ ВО ВНУТРЕННЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ ВНЕШНЕГО И ТРАНСИОНОСФЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

После определения  $f_{N \text{ top}}(h)$ -профиля,  $hm \le h \le h_s$ , во внешней ионосфере по нему прямым расчетом по формуле (1) находятся групповые пути  $\Delta P'_{\text{top}}(f)$  для *x*-сигналов, отраженных, во-первых, во внешней ионосфере в области высот  $hmF2 \le hmcm$ 

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

< h < hm, на частотах, меньших критической частоты *x*-следа,  $f_m < f < fxF2$  (первая группа), и, вовторых, отраженных земной поверхностью, на частотах, больших критической частоты *x*-следа, f > fxF2 (вторая группа). Далее вычисляются групповые пути этих сигналов ниже высоты *hm*:  $\Delta P'(f) = P'(f) - \Delta P'_{top}(f)$  для сигналов первой группы, и  $P_g(f) = P'(f) - \Delta P'_{top}(f)$  для сигналов второй группы. Таким образом, для восстановления  $f_N(h)$ -профиля ниже высоты *hm* имеется система интегральных уравнений:

$$\begin{cases} \Delta P'(f) = \int_{h_{r}(f)}^{h_{m}} \mu'_{x}[f, f_{N}(h)]dh, & f_{m} < f < fxF2 \\ P_{g}(f) = \int_{0}^{h_{m}} \mu'_{x}[f, f_{N}(h)]dh, & f > fxF2. \end{cases}$$
(5)

Первое уравнение сводится к интегральному уравнению Вольтерра первого рода, второе – к интегральному уравнению Фредгольма первого рода. Как было отмечено выше, наличие второго уравнения делает всю задачу некорректной. Одним из способов решения подобных задач является использование физически обоснованных моделей с минимально возможным числом параметров.

# 3.1. Система функций для представления f<sub>N</sub>(h)-профиля. Решение системы уравнений с выбором оптимального значения критической частоты слоя F2

Наш подход заключается в следующем. Интервал высот [0, hm] разбивается на четыре области (рис. 1), в каждой из которых принимается своя модель:

I) 
$$f_N(h) = f_c \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{h - h_{\max}}{H_{top}}\right)^2\right],$$
 (6)

II) 
$$f_N(h) = f_c \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{h_{\text{max}} - h}{H_{\text{bot}}}\right)^2\right],$$
 (7)

 $h_{\mathbb{R}} < h \leq h_{\max}$ 

III) 
$$f_N(h) = f_v + (f_B - f_v) \left(\frac{h - h_v}{h_B - h_v}\right)^2$$
, (8)  
 $h_v < h \le h_B$ ,

IV) 
$$f_N(h) \Rightarrow$$
 модель IRI,  $h_0 \le h \le h_v$ . (9)

Здесь приняты следующие обозначения:  $f_c = foF2 -$ критическая частота области F2,  $f_c = f_N(hmF2)$ ;  $h_{\text{max}} = hmF2$ ;  $f_B -$ плазменная частота, рекомендуемая моделью IRI, для сшивки слоя F2 с нижележащей областью на высоте  $h_B$ :  $f_B = foF1$  при нали-

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

чии слоя F1 и  $f_B = 0.4883 fo$ F2, если слоя F1 нет;  $f_v = f_N(h_v)$  – минимальная плазменная частота в долине на высоте  $h_v$ ;  $h_0$  – высота начала ионосферы. Распределение  $f_N(h)$ ,  $h_0 \le h \le h_v$  в IV области и параметр foF1 задаются моделью IRI, рассчитанной для конкретных географических координат, времени и значений  $f_c$  и  $h_{max}$ .

Для принятой модели распределения  $f_N(h)$  ниже *hm* из уравнений (5) после их линеаризации получаем систему уравнений:

$$\Delta P'(f) = H_{\text{top}}A_{\text{top}}(f, f_c), \quad f_m < f < fxF2, \quad (10)$$

$$P_{g}(f) = h_{0} + \Delta P_{\text{IRI}}(f) + (h_{B} - h_{v})A_{vB}(f) + H_{\text{hot}}A_{2}(f, f_{c}) + H_{\text{top}}A_{1}(f, f_{c}), \quad f > fxF2,$$
(11)

где  $H_{top}$  и  $H_{bot}$  – шкалы высот квазигауссовских распределений (6) и (7), подлежащие определению;  $A_{top}$  и  $A_1, A_2, A_{vB}$  – матричные элементы соответственно для распределений (6), (7) и (8) (см. раздел 8);  $\Delta P_{IRI}(f) = \int_{h_0}^{h_v} \mu'_x [f, f_N(h)] dh$  – постоянный вклад областей D и E в групповые пути, рассчитываемый по модели IRI. Отметим, что в уравнении (11) каждое слагаемое (справа налево) выражает вклад областей I–IV в групповые пути сигналов второй группы.

Преобразуем уравнение (11) к более удобному виду. Используя зависимость (6), определим высоту  $h_{\rm max}$ 

$$h_{\max} = hm - H_{top}\sqrt{2\ln\left(f_c/f_{Nm}\right)}, \qquad (12)$$

где  $f_{Nm}$  — плазменная частота на высоте *hm*. Используя зависимость (7), определим высоту  $h_B$ 

$$h_B = h_{\text{max}} - H_{\text{bot}} \sqrt{2 \ln \left( f_c / f_B \right)} , \qquad (13)$$

или с учетом (12)

$$h_B = hm - H_{top}\sqrt{2\ln\left(f_c/f_{Nm}\right)} - H_{bot}\sqrt{2\ln\left(f_c/f_B\right)}.$$

После подстановки  $h_B$  в уравнение (11) запишем систему уравнений (10)–(11) в виде

$$A_{\rm top}(f_i, f_c) H_{\rm top} = \Delta P'(f_i), f_m < f_i < f_x F2, \quad i = 1, 2, \dots, n_{\rm top},$$
(14)

$$A_{d1}(f_i, f_c) H_{top} + A_{d2}(f_i, f_c) H_{bot} = \Delta P_g(f_i),$$
  

$$f_i > f_x F2, \quad i = 1, 2, ..., n,$$
(15)

где введены обозначения

$$\begin{aligned} A_{d1}(f, f_c) &= A_1(f, f_c) - A_{vB}(f) \sqrt{2 \ln(f_c/f_{Nm})}, \\ A_{d2}(f, f_c) &= A_2(f, f_c) - A_{vB}(f) \sqrt{2 \ln(f_c/f_B)}, \\ \Delta P_g(f) &= P_g(f) - h_0 - \Delta P_{IRI}(f) - (hm - h_v) A_{vB}(f), \end{aligned}$$

 $n_{top}$  — количество сигналов первой группы, отражающихся во внешней ионосфере; n — количество сигналов второй группы, проходящих ионосферу насквозь,  $n_{top} + n > 2$ ;  $\Delta P_g(f)$  — групповые пу-



**Рис. 1.** Представление  $f_N(h)$ -профиля ниже высоты hm модельными зависимостями (6)–(9).

ти в интервале высот  $h_B \le h \le hm$ . Таким образом, при заданном значении критической частоты  $f_c$ мы имеем переопределенную систему уравнений с двумя неизвестными  $H_{top}$  и  $H_{bot}$  – шкалами высот квазигауссовских зависимостей  $f_N(h)$  в I и II областях (рис. 1).

Запишем систему (14)–(15) в матричных обозначениях:

$$\mathbf{A}\mathbf{u}=\mathbf{y},\tag{16}$$

где 
$$\mathbf{A}(f_c) = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_{top}(f_c) & \mathbf{0} \\ \mathbf{A}_{d1}(f_c) & \mathbf{A}_{d2}(f_c) \end{pmatrix}, \mathbf{u} = \begin{pmatrix} H_{top} \\ H_{bot} \end{pmatrix}, \mathbf{y} = \begin{pmatrix} \Delta \mathbf{P'} \\ \Delta \mathbf{P_g} \end{pmatrix}$$

Для заданного значения критической частоты  $f_{ct}$  решение системы находится методом наименьших квадратов (МНК) [Худсон, 1970]:

$$\mathbf{u}_t = \mathbf{B}^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{y}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{A}^T \mathbf{A}.$$

Данное решение характеризуется значением функционала суммы квадратов невязок между вычисленными и экспериментальными значениями групповых путей:

$$S(f_{ct}, \mathbf{u}_t) = (\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{u}_t)^T (\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{u}_t).$$
(17)

Варьируя допустимые значения критической частоты  $f_{ct}$  и решая каждый раз систему (16), определяем оптимальное решение  $\mathbf{x}_0^T = (\mathbf{u}_{t0}^T, f_{c0}) =$  $= (H_{top0}, H_{bot0}, f_{c0})$ , при котором функционал (17) достигает минимума.

#### 3.2. Уточнение решения и оценка погрешностей параметров

Полученное решение, однако, не всегда является точным (оптимальным), поскольку варьирование величины *f*<sub>c</sub> возможно только с каким-либо

шагом. Для уточнения решения в окрестности  $\mathbf{x}_0^T$  и оценки дисперсий определяемых параметров воспользуемся схемой МНК с линеаризацией зависимости групповых путей по нелинейному параметру  $f_c$  [Худсон, 1970]. Новая система линеаризованных уравнений имеет вид

$$\mathbf{A}_{e}\mathbf{x} = \mathbf{y},\tag{18}$$

где матрица  $\mathbf{A}_e$  состоит из трех столбцов:  $\mathbf{A}_e = (\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2, \mathbf{A}_3)$ ;  $\mathbf{A}_1$  и  $\mathbf{A}_2$  – первый и второй столбцы матрицы  $\mathbf{A}$  в (16);  $\mathbf{A}_3 = H_{top0} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial f_c} + H_{bot0} \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial f_c}$  – третий столбец, в котором производные вычисляются при  $f_{c0}$ ;  $\mathbf{x}^T = (H_{top}, H_{bot}, \delta f_c)$  – вектор неизвестных параметров;  $\delta f_c = f_c - f_{c0}$  – отклонение критической частоты от значения  $f_{c0}$ . Решая уравнение (18) методом наименьших квадратов, получаем:

$$\mathbf{x} = \mathbf{B}_{e}^{-1} \mathbf{A}_{e}^{T} \mathbf{y}, \quad \mathbf{B}_{e} = \mathbf{A}_{e}^{T} \mathbf{A}_{e}.$$

Таким образом, окончательный (уточненный) результат есть  $\mathbf{x}^{T} = (H_{top}, H_{bot}, \delta f_{c}), f_{c} = f_{c0} + \delta f_{c}$ . Остаточная сумма квадратов невязок есть

$$S_{\min} = (\mathbf{y} - \mathbf{A}_{e}\mathbf{x})^{T}(\mathbf{y} - \mathbf{A}_{e}\mathbf{x}).$$
Искомое высотное распределение  $f_N(h)$ , h < hm рассчитывается по формулам (6)–(9), (12)–(13).

Матрица ошибок искомых параметров находится как [Худсон, 1970]

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}) = \frac{S_{\min}}{(n_{\text{top}} + n - 3)} \mathbf{B}_e^{-1}$$

С ее помощью определяются среднеквадратичные отклонения (СКО):

$$\sigma(H_{top}) = \sqrt{D_{11}}, \quad \sigma(H_{bot}) = \sqrt{D_{22}} ,$$
  
$$\sigma(f_c) = \sigma(\delta f_c) = \sqrt{D_{33}}.$$

Соответственно по формуле (12) находится СКО высоты максимума области *F* 

$$\sigma(h_{\max}) = \left[ \left( \frac{\partial h_{\max}}{\partial H_{top}} \right)_{\mathbf{x}}^{2} D_{11} + \left( \frac{\partial h_{\max}}{\partial f_{c}} \right)_{\mathbf{x}}^{2} D_{33} \right]^{1/2} = \left[ L D_{11} + \left( \frac{H_{top}}{f_{c}} \right)^{2} \frac{D_{33}}{L} \right]^{1/2},$$

где  $L = 2\ln(f_c/f_{Nm})$ .

Качество решения оценивается по среднеквадратичным невязкам исходных и рассчитанных групповых путей в высотных интервалах, находящихся выше и ниже  $h_{\text{max}}$ . Для  $h_{\text{max}} \le h \le hm$ (первая группа сигналов)

$$s_{\text{top}} = \left[ \sum_{i=1}^{n_{\text{top}}} \left( \Delta P'(f_i) - H_{\text{top}} A_{\text{top}}(f_i, f_c) \right)^2 / n_{\text{top}} \right]^{1/2}.$$

Для второй группы сигналов выделяются их групповые пути в области F на высотах  $h_v \le h \le h_{max}$ 

$$\Delta P_F(f) = P_g(f) - h_0 - \Delta P_{\text{IRI}}(f) - H_{\text{top}}A_1(f, f_c), (19)$$
а затем определяются соответствующие невязки

$$s_{F} = \left[ \sum_{i=1}^{n} \left( \Delta P_{F}(f_{i}) - (h_{B} - h_{v}) A_{vB}(f_{i}) - H_{bot} A_{2}(f_{i}, f_{c}) \right)^{2} / n \right]^{1/2},$$
(20)

где второе слагаемое выражает групповые пути сигналов в промежуточной области III, а третье — в области II под высотой максимума hmF2. Чем меньше значения  $s_{top}$  и  $s_F$ , тем более адекватно найденное решение истинному распределению  $f_N(h)$ . На этом решение задачи восстановления  $f_N(h)$ -профиля во внутренней ионосфере в рамках сформулированной кусочно-непрерывной модели (6)—(9) можно считать законченным.

#### 3.3. Коррекция решения для получения гладкого f<sub>N</sub>(h)-профиля

Отметим, что восстановленный  $f_N(h)$ -профиль имеет разрыв производной  $df_N/dh$  в точке  $(h_B, f_B)$ .

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

При наличии слоя F1 это естественное обстоятельство. В отсутствии слоя F1 получение  $f_N(h)$ -профиля с непрерывной первой производной возможно путем коррекции найденного решения. Представим, что вместо распределения (8) на интервале III задано распределение плазменной частоты в более общем виде

$$f_{Np}(h) = f_{v} + (f_{B} - f_{v}) \left(\frac{h - h_{v}}{h_{B} - h_{v}}\right)^{p}, \qquad (21)$$

где показатель степени p > 1. Из требования равенства производных слева и справа в точке  $(h_B, f_B)$  получаем

$$p = \frac{f_B}{f_B - f_v} \frac{(h_B - h_v)(h_{\max} - h_B)}{H_{\text{bot}}^2}.$$
 (22)

Подстановка этого значения в (21), с одной стороны, обеспечивает непрерывность  $f_N(h)$ -профиля в точке ( $h_B, f_B$ ), с другой, при  $p \neq 2$  приводит к искажению первоначального профиля (8) и, как следствие, к изменению вклада промежуточной области III в групповые пути, который теперь равен

$$\Delta P_{vB}(f, f_B, p) = \int_{h_v}^{h_B} \dot{\mathbf{\mu}_x} [f, f_{Np}(h)] dh$$

Соответственно изменяется сумма квадратов невязок групповых путей в интервале высот  $h_v \le h \le h_{max}$  в выражении (20):

$$s_{F}(f_{B},p) = \sum_{i=1}^{n} [\Delta P_{F}(f_{i}) - \Delta P_{vB}(f_{i},f_{B},p) - H_{bot}A_{2}(f_{i},f_{c},f_{B})]^{2}.$$
(23)

Для получения наилучшего согласия расчетных и исходных групповых путей минимизируем функционал (23) по параметру  $f_B$ . При изменении  $f_B$ в соответствии с формулой (13) изменяется положение точки сшивки ( $h_B$ ,  $f_B$ ) модельных зависимостей (7) и (21), что по формуле (22) приводит к новому значению параметра p и в конечном итоге к новому значению функционала (23). Значение  $f_B$ , при котором функционал (23) достигает минимума, определяет оптимальное значение параметра p, и, следовательно, окончательное решение задачи восстановления  $f_N(h)$ -профиля во внутренней ионосфере в рамках модели (6)—(7), (21), (9) с непрерывной производной  $df_N/dh$  в точке ( $h_B, f_B$ ).

При наличии слоя *F*1 точка ( $h_B, f_B$ ) фиксирована, и функционал (23) минимизируется только по показателю степени *p*. После нахождения минимального значения  $s_{F, \min}$  находится соответствующая среднеквадратичная невязка  $s_{Fp} = \sqrt{s_{F,\min}/n}$ .

#### 3.4. Отображение рассчитанного f<sub>N</sub>(h)-профиля в профиль модели IRI

В ряде прикладных программ для расчета распространения радиоволн используется модель IRI. Рассчитанный  $f_N(h)$ -профиль можно использовать для получения соответствующего ему IRIпрофиля путем введения в модель IRI значений ключевых параметров: hmF2, foF2, B0 и B1. Параметры B0 и B1 определяют в модели IRI форму  $f_N(h)$ -профиля в области F на высотах  $h_B \le h \le h_{max}$ (область II на рис. 1):

$$f_{NF2}(h) = f_{c} \frac{\exp\left[-0.5X(h)^{B1}\right]}{\sqrt{\operatorname{ch}\left[X(h)\right]}},$$

$$X(h) = \frac{h_{\max} - h}{B0}, \quad B0 = h_{\max} - h_{B},$$
(24)

где  $h_B$  — высота с плазменной частотой  $f_B$ .

Для определения значений параметров *B*0 и *B*1 можно рекомендовать следующую процедуру расчетов. Зададим в интервале  $h_B \le h \le h_{\text{max}}$  массив высот  $h_{F2, i}$ ,  $i = 1, 2, ..., m_F$ , для которого по формулам (24) при *B*1 = 2 рассчитаем значения плазменных частот  $f_{N, i} = f_{NF2}(h_{F2, i})$ ,  $i = 1, 2, ..., m_F$  Далее по формуле (7) определим соответствующие им высоты квазигауссовского распределения  $f_N(h)$  в области II

$$h_{g,i} = h_{\max} - H_{bot} \sqrt{2 \ln (f_c / f_{N,i})}, \quad i = 1, 2, \dots, m_F$$

Различие между высотами будем характеризовать суммой квадратов

$$S(B0) = \sum_{i} (h_{g,i} - h_{F2,i})^{2}.$$
 (25)

При B1 = 2 по минимуму функционала (25) найдем оптимальное значение  $B0_{opt}$ . Затем уточним параметр B1 путем минимизации функционала

$$S_{F,\text{IRI}}(B1) = \sum_{i=1}^{n} \left[ \Delta P_F(f_i) - \Delta P_{F,\text{IRI}}(f_i, B1) \right]^2 \quad (26)$$

от суммы квадратов отклонений групповых путей (19) на высотах  $h_v \le h \le h_{\text{max}}$  от групповых путей, рассчитанных на основе модели IRI

$$\Delta P_{F,\text{IRI}}(f', B1) =$$

$$= \int_{h_v}^{h_{\text{max}}} \mu'_x [f, f_{N,\text{IRI}}(h, B1, B0_{\text{opt}}, h_{\text{max}}, f_c)] dh,$$

где  $f_{N, IRI}$  — профиль, рассчитанный по модели IRI. После нахождения минимального значения  $S_{F, IRImin}$ в (26) с  $B1 = B1_{opt}$  находится соответствующая среднеквадратичная невязка  $s_{F,IRI} = \sqrt{S_{F,IRImin}/n}$ , характеризующая соответствие полученного оптимального  $f_{N, IRI}(h)$ -профиля истинному распределению  $f_N(h)$ . Полученный  $f_{N, IRI}(h)$ -профиль может быть рассчитан для любого высотного интервала.

#### 4. ИСПЫТАНИЕ МЕТОДА НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ. ВЫБОР ВОЗМОЖНЫХ РЕШЕНИЙ

В качестве экспериментальных используем данные внешнего зондирования, полученные в 70-80 гг. прошлого века на спутнике ISIS-2 (International Satellite for Ionospheric Studies). Данные в электронном виде доступны на сайте NASA's Space Physics Data Facility (SPDF) по адресу (https://spdf.sci.gsfc.nasa.gov). Ионограммы ВнЗ в виде cdf-файлов (common data format) доступны из этой же базы по адресу (https://spdf.sci.gsfc.nasa.gov/ pub/data/isis/topside sounder/ionogram cdf/isis2/). Разработанная в НИИ физики ЮФУ специальная программа на языке MATLAB "topionFrame" позволяет получить из скачанных cdf-файлов изображения ионограмм и провести их ручную оцифровку с записью в mat-файлы для дальнейшей обработки.

Рассмотрим последовательность восстановления  $f_N(h)$ -профиля на конкретном примере. На рисунке 2 показан скриншот ионограммы ВнЗ, полученной на спутнике ISIS-2 22 октября 1979 г. в 22:34:03 UT, с точками оцифровки следов отражений *о*-, *x*- и *z*-сигналов ВнЗ, включая отражения от земной поверхности. Результаты расчетов приведены в таблице 1.

Вначале по *х*-компоненте ионограммы рассчитывается  $f_{N \text{ top}}(h)$ -профиль во внешней ионосфере в интервале высот  $hm \le h \le h_s$  (см. раздел 2) и определяется его вклад  $\Delta P'_{\text{top}}(f)$  в групповые пути зондирующих сигналов первой и второй групп. Далее вычисляются групповые пути  $\Delta P'(f)$ и  $P_g(f)$  этих сигналов ниже высоты hm = 351.1 км, необходимые для решения системы уравнений (10)–(11).

При заданном оценочном значении  $f_{c, est} =$ = 13.56 МГц, определенном из ионограммы, решаем уравнение (10) относительно  $H_{top}$  и по формуле (12) получаем  $h_{max, est} = 317.2$  км – оценку высоты максимума слоя F2. Для заданных географических координат и времени проведения эксперимента вводим значения  $f_{c, est}$  и  $h_{max, est}$  в модель IRI. Для высот h < hm результат изображен на рис. 3 точечной линией. Слои D, E и долина зависят только от географических координат и времени. Они имеют следующие параметры: foE == 3.3 МГц, hmE = 110 км,  $f_v = 3.21$  МГц,  $h_v = 117.5$  км. Плазменная частота стыковки моделей (7) и (8)  $f_B = 0.4883f_{c, est} = 6.62$  МГц.

Полученные значения используем для расчета зависимости  $\Delta P_g(f)$  в уравнении (15). Далее решаем систему уравнений (16) с минимизацией функцио-



**Рис. 2.** Скриншот ионограммы Вн3, полученной на спутнике ISIS-2 22 октября 1979 г. в 22:34:03 UT, с точками оцифровки следов отражений *о*-, *х*- и *z*-сигналов. Хорошо видны отражения от земной поверхности.

нала (17). Получаем решение  $\mathbf{x}_{0}^{T} = (H_{\text{top}0}, H_{\text{bot}0}, f_{c0}),$ в котором  $f_{c0} = 13.51$  МГц, и высоту максимума из формулы (12) *h*<sub>max0</sub> = 320.7 км. Уточняем полученные значения параметров, решая расширенную систему уравнений (18). Уточненное значение  $h_{\rm max} = 320.5$  км, поправка к критической частоте составляет  $\delta f_c = 0.001$  МГц. Среднеквадратичные отклонения (погрешности) параметров:  $\sigma(h_{max}) =$ = 2.25 км,  $\sigma(f_c) = 0.023$  МГц. СКО групповых путей для первой группы сигналов во внешней ионосфере s<sub>top</sub> = 6.70 км. СКО групповых путей для второй группы сигналов во внутренней ионосфере  $s_F = 5.82$  км.  $f_N(h)$ -профиль с разрывом первой производной в точке  $h_B = 228.0$  км,  $f_B =$ = 6.62 МГц изображен штрихпунктирной линией на рис. 3.

В принципе на этом этапе поставленную задачу восстановления  $f_N(h)$ -профиля во внутренней ионосфере по данным ВнЗ и вертикального ТИЗ в рамках сформулированной кусочно-непрерывной модели (6)–(9) можно считать решенной. Объединяя восстановленный  $f_N(h)$ -профиль в точке  $(hm, f_{Nm}) c f_{Ntop}(h)$ -профилем, получаем полный профиль ионосферы до высоты спутника  $h_s$ .

Для отображения рассчитанного кусочно-непрерывного  $f_N(h)$ -профиля в профиль модели IRI воспользуемся методикой из подраздела (3.4). При известных значениях критической частоты  $f_c = 13.51 \text{ МГц}$  и высоты максимума  $h_{\text{max}} = 320.5 \text{ км}$ определяем оптимальные значения параметров  $B0_{\text{opt}} = 92.74 \text{ км}$  и  $B1_{\text{opt}} = 2.16$ . Вводя значения  $h_{\text{max}}$ ,  $f_c$ ,  $B0_{\text{opt}}$  и  $B1_{\text{opt}}$  в модель IRI, получаем  $f_{N, \text{IRI}}(h)$ профиль, изображенный на рис. 3 штриховой линией. Характеристикой IRI-профиля является величина  $s_{F, \text{IRI}} = 6.20 \text{ км}$ .

При необходимости получения гладкого  $f_N(h)$ -профиля (без разрыва производной  $df_N/dh$  в точке  $(h_B, f_B)$ ) можно воспользоваться методикой из подраздела (3.3). В этом случае определяются параметры модели (21), обеспечивающей непрерывность производной на границе второй и третьей областей (см. рис. 1). Оптимальное решение

# ДЕНИСЕНКО, СОЦКИЙ

Параметры	раметры Ионограммы			Примечания	
Дата	22.10.1979	22.03.1973	22.03.1980		
Время, UT	22:34:03	17:09:30	20:29:48		
Широта	25.48° N	35.71° N	−29.29° N	Географические координаты	
Долгота	146.6° E	−80.43° E	−176.1° E		
<i>h<sub>s</sub></i> , км	1392.8	1363.1	1391.1	Высота ИСЗ	
<i>f<sub>Nm</sub></i> , МГц	13.21	7.14	10.98	Нижняя точка $f_{Ntop}(h)$ -профиля	
<i>hm</i> , км	351.1	334.7	347.6	во внешней ионосфере	
$f_{c, \text{ est}}, M\Gamma$ ц	13.56	8.24	12.96	Оценочные значения для использования модели IRI	
$h_{\rm max,  est}$ , км	317.2	258.0	262.3		
<i>foE</i> , МГц	3.30	3.39	3.45	Максимум и долина в области Е	
<i>hmE</i> , км	110	110	110		
<i>fv</i> , МГц	3.21	3.31	3.34		
<i>hv</i> , км	117.5	120	120		
<i>foF</i> 2, МГц	13.51	7.97	12.40	Максимум области <i>F</i> после уточнения, оценка погрешностей <i>foF</i> 2 и <i>hmF</i> 2 по невязкам групповых путей	
$\sigma(f_c), M\Gamma$ ц	0.023	0.019	0.087		
<i>hmF</i> 2, км	320.5	282.9	289.6		
$\sigma(h_{\max}),$ км	2.51	1.96	3.98		
<i>f<sub>B</sub></i> , МГц	6.62	4.59 (foF1)	6.33	Точка сшивки зависимостей (7) и (8) для <i>p</i> = 2	
<i>h<sub>B</sub></i> , км	228.0	206 ( <i>hmF</i> 1)	199.4		
<i>В</i> 0 <sub>орt</sub> , км	92.74	76.88	93.20	Ключевые параметры (вместе с hmF2 и foF2)	
<b>B</b> 1 <sub>opt</sub>	2.16	2.87	2.53	для получения $f_{N, \text{ IRI}}(h)$ -профиля	
p	2.60	2.44	2.02	Показатель степени для функции <i>f<sub>Np</sub>(h</i> ) в (21) и точка	
<i>f<sub>B</sub></i> , МГц	8.41	4.59 (foF1)	7.92	сшивки зависимостей (7) и (21) для гладкого профиля	
<i>h<sub>B</sub></i> , км	245.1	206 ( <i>hmF</i> 1)	215.9		
<i>s</i> <sub>top</sub>	6.70	3.25	6.80	СКО групповых путей первой группы сигналов во внешней ионосфере	
S <sub>F</sub>	5.82	2.47	5.86	СКО групповых путей второй группы сигналов для кусочно-непрерывного профиля	
S <sub>Fp</sub>	5.87	2.45	5.86	СКО групповых путей второй группы сигналов для гладкого профиля	
S <sub>F, IRI</sub>	6.20	2.13	6.33	СКО групповых путей второй группы сигналов для IRI-профиля	

**Таблица 1.** Параметры  $f_N(h)$ -профилей, рассчитанные по трем ионограммам спутника ISIS-2



**Рис. 3.**  $f_N(h)$ -профили,  $h \le hm$ , полученные из ионограммы на рис. 2. Точечная линия – IRI-профиль с оценочными значениями параметров  $f_c$  и  $h_{max}$ ; штрихпунктирная линия – кусочно-непрерывный  $f_N(h)$ -профиль с параболической моделью (8); сплошная линия – гладкий  $f_N(h)$ -профиль с полиномиальной моделью (21); штриховая линия – IRI-профиль, скорректированный по параметрам hmF2, foF2, B0, B1. В правой части рисунка линия со звездочками – групповые пути  $\Delta P'(f)$  сигналов, отраженных во внешней ионосфере; линия с крестиками – уменьшенные в два раза групповые пути  $P_o(f)$  трансионосферных сигналов, отраженных земной поверхностью.

достигается при показателе степени p = 2.60, сшивка моделей производится в точке  $h_B = 245.1$  км,  $f_B = 8.41$  МГц. СКО групповых путей  $s_{Fp} = 5.87$  км.  $f_N(h)$ -профиль с непрерывной первой производной изображен сплошной кривой на рис. 3.

Заметим, что величины  $s_F = 5.82$  км и  $s_{Fp} = 5.87$  км практически равны. Это означает практически одинаковый вклад кусочно-непрерывного и гладкого  $f_N(h)$ -профилей (штрихпунктирная и сплошная линии на рис. 3) в групповые пути трансионосферных сигналов. Поэтому оба профиля равноценны, и ни одному из них нельзя отдать предпочтение. Более того, если считать, что погрешность измерения групповых путей составляет не менее 7 км (на самом деле, гораздо больше), то и IRI-профиль (штриховая линия) с  $s_{F, IRI} = 6.20$  км можно считать решением поставленной задачи. Мы будем считать решением гладкий  $f_N(h)$ -профиль с непрерывной производной  $df_N/dh$  в точке ( $h_B, f_B$ ).

Для ионограммы на рис. 2 полный  $f_N(h)$ -профиль представлен на рис. 4 сплошной линией. Штриховой линией изображен IRI-профиль, скорректированный по параметрам *hmF*2, *foF*2, *В*0, *В*1. Видно хорошее совпадение профилей во внешней ионосфере вплоть до высоты спутника.

Рассмотрим восстановление профиля для случая, когда модель IRI указывает на наличие слоя F1. Соответствующая ионограмма BH3 приведена на рис. 5. Значения всех рассчитанных параметров кусочно-непрерывного, гладкого и IRI профилей приведены в таблице 1, а сами профили изображены на рис. 6. При использовании зависимости (21) вместо (8) уточняется только параметр p, так как в точке стыковки ( $h_B, f_B$ ) профилей (7) и (21) непрерывности производной  $df_N/dh$  не требуется. Отметим, что все три профиля характеризуются среднеквадратичными невязками групповых путей, меньшими 2.5 км, что не превышает погрешностей измерений групповых путей. Поэтому любой из них является решением задачи.

Для ионограммы на рис. 5 полный (с зависимостью (21))  $f_N(h)$ -профиль представлен на рис. 7 сплошной линией. Штриховой линией изображен IRI-профиль, скорректированный по параметрам *hmF2*, *foF2*, *B0*, *B1*. Отметим, что в этом случае наблюдается систематическое превышение значений плазменных частот IRI-профиля во



**Рис. 4.** Полный  $f_N(h)$ -профиль ионосферы (сплошная линия), рассчитанный до высоты спутника по ионограмме на рис. 2. Штриховая линия — IRI-профиль, скорректированный по параметрам *hmF*2, *foF*2, *B*0, *B*1.

внешней ионосфере над значениями рассчитанного по ионограмме  $f_{Ntop}(h)$ -профиля.

Предыдущие два примера относились к северному полушарию. На рисунках 8-10 представлены ионограмма и результаты расчетов  $f_N(h)$ -профилей для южного полушария. На рисунках 9–10 изображены только два профиля – с непрерывной производной (сплошная кривая) и скорректированный IRI-профиль (штриховая линия). Параметры кусочно-непрерывного, гладкого и IRI-профилей представлены в таблице. Анализ величин s<sub>F</sub>, s<sub>Fp</sub> и s<sub>F, IRI</sub> показывает, что они не превышают принятый выше уровень погрешности 7 км. и поэтому любой из профилей можно считать решением задачи. Так же, как в предыдущем случае, на рис. 10 наблюдаем превышение у IRIпрофиля значений  $f_N(h)$  во внешней ионосфере над значениями рассчитанного по ионограмме  $f_{Ntop}(h)$ -профиля.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что предлагаемый метод восстановления  $f_N(h)$ -профилей во внутренней ионосфере по данным ВнЗ и вертикального ТИЗ может быть рекомендован для получения устойчивых решений задачи при использовании моделей (6)–(9), (21). К сожалению, авторы не могут проверить метод в экспериментах с прямыми измерениями электронной концентрации. Поэтому был поставлен модельный эксперимент, результаты которого описаны в следующем разделе.

#### 5. ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДИКИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ *f<sub>N</sub>(h)*-ПРОФИЛЕЙ ВНУТРЕННЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ВЕРТИКАЛЬНОГО НАЗЕМНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Для оценки адекватности получаемых по предлагаемой методике  $f_N(h)$ -профилей реальным распределениям был проведен модельный эксперимент. В качестве экспериментальных были использованы два  $f_N(h)$ -профиля из работы [Денисенко и Соцкий, 2019], восстановленные из дневной и ночной ионограмм ВЗ в п. Ростов (47.24° N, 39.63° Е). Оба профиля были известным образом продолжены от высоты  $h_{max}$  до высоты hm во внешней ионосфере. По каждому из профилей были рассчитаны "экспериментальные" групповые пути сигналов первой  $\Delta P'(f)$  и второй групп  $P_g(f)$  (см. раздел 3). После этого предлагаемым в работе методом решалась обратная задача.

Рассмотрим более подробно методику тестирования на примере дневного  $f_N(h)$ -профиля. Результаты тестирования представлены на рис. 11. Исходный дневной  $f_N(h)$ -профиль с параметрами:  $f_c = 6.50 \text{ MFu}$ ,  $h_{\text{max}} = 222.7 \text{ км}$  представлен штрих-



**Рис. 5.** Скриншот ионограммы Вн3, полученной на спутнике ISIS-2 22 марта 1973 г. в 17:09:30 UT, с точками оцифровки следов отражений *о*-, *x*- и *z*-сигналов. Хорошо видны отражения от земной поверхности.

пунктирной линией. Он продлен выше высоты максимума слоя F2 на 30 км:  $hm = h_{max} + 30$  км. Было принято значение  $f_{Nm} = 0.95 f_c$ . На трех частотах были рассчитаны групповые пути  $\Delta P'(f)$ сигналов, отражающихся во внешней ионосфере (линия со звездочками), и на десяти частотах групповые пути Pg(f) трансионосферных сигналов, отражающихся от поверхности Земли (линия с крестиками). Оценочные значения  $f_{c}$  est и  $h_{max}$  est были выбраны путем увеличения точных значений соответственно на 0.1 МГц и 10 км. Соответствующий значениям  $f_{c, est}$  и  $h_{max, est}$  IRI-профиль представлен на рис. 11 точечной линией. С его помощью находятся необходимые для зависимостей (6)-(9) параметры  $f_v$ ,  $h_v$ ,  $f_B$ . В результате дальнейших расчетов получаем восстановленный гладкий  $f_N(h)$ -профиль с зависимостью (21) и p = 3.11 (сплошная линия), в котором критическая частота полностью совпала с ее точным значением, а высота максимума отличается от точной на 0.5 км. Профиль характеризуется среднеквадратичными невязками  $s_{top} = 0.58$  км,  $\bar{s}_{Fp} =$ 

= 0.30 км. Вводя рассчитанные ключевые параметры ( $f_c$ ,  $h_{max}$ , B0, B1) в модель IRI, получаем скорректированный IRI-профиль, изображенный штриховой линией на рис. 11. Для него СКО групповых путей  $s_{F, IRI} = 0.39$  км. Из графиков видно, что в области F оба решения хорошо согласуются с результатами наземного вертикального зондирования (исходным профилем), причем в основании области F предпочтительнее распределение с непрерывной производной. В слое Eимеет место существенное расхождение, особенно для высоты максимума hmE.

Аналогичное моделирование было проведено для  $f_N(h)$ -профиля, рассчитанного из ночной ионограммы ВЗ. Результаты представлены на рис. 12 в тех же обозначениях, что и на рис. 11. В данном случае оценочное значение  $f_{c, \text{ est}}$  было увеличено на 0.1 МГц от точного, а значение  $h_{\text{max, est}}$  было занижено на 10 км. Рассчитанное значение foF2 совпало с точным, а высота hmF2 оказалась меньше на 0.7 км. Среднеквадратичные невязки групповых путей  $s_{\text{top}} = 0.60$  км,  $s_{Fp} = 0.30$  км,  $s_{F, \text{IRI}} =$ 



**Рис.** 6.  $f_N(h)$ -профили со слоем F1,  $h \le hm$ , полученные из ионограммы на рис. 5. Сплошная линия  $-f_N(h)$ -профиль с полиномиальной моделью (21) с разрывом производной  $df_N/dh$  в точке максимума слоя F1. Остальные обозначения те же, что на рис. 3.



**Рис.** 7. Полный  $f_N(h)$ -профиль ионосферы (сплошная линия), рассчитанный до высоты спутника по ионограмме на рис. 5. Штриховая линия – IRI-профиль, скорректированный по параметрам *hmF*2, *foF*2, *B*0, *B*1.



**Рис. 8.** Скриншот ионограммы ВнЗ, полученной на спутнике ISIS-2 22 марта 1980 г. в 20:29:48 UT, с точками оцифровки следов отражений *о*-, *x*- и *z*-сигналов. Хорошо видны отражения от земной поверхности.



**Рис.** 9.  $f_N(h)$ -профили,  $h \le hm$ , полученные из ионограммы на рис. 8. Сплошная линия — гладкий  $f_N(h)$ -профиль с полиномиальной моделью (21); штриховая линия — IRI-профиль, скорректированный по параметрам hmF2, foF2, B0, B1. Остальные обозначения те же, что на рис. 3.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

# ДЕНИСЕНКО, СОЦКИЙ



**Рис. 10.** Полный  $f_N(h)$ -профиль ионосферы (сплошная линия), рассчитанный до высоты спутника по ионограмме на рис. 8. Штриховая линия — IRI-профиль, скорректированный по параметрам *hmF*2, *foF*2, *B*0, *B*1.



**Рис. 11.** Результаты тестирования метода с использованием дневного  $f_N(h)$ -профиля. Штрихпунктирная линия – исходный ("экспериментальный")  $f_N(h)$ -профиль, по которому рассчитаны групповые пути  $\Delta P'(f)$  *х*-сигналов (линия со звездочками), отражающихся во внешней ионосфере, и групповые пути  $P_g(f)$  *х*-сигналов (на линии с крестиками уменьшены в два раза), отражающихся от земной поверхности. Точечная линия – модель IRI с оценочными значениями параметров  $f_c$  и  $h_{\text{max}}$ . Результаты обратных расчетов: сплошная линия – гладкий  $f_N(h)$ -профиль с полиномиальной моделью (21), штриховая линия – IRI-профиль, скорректированный по параметрам *hmF2*, *foF2*, *B*0, *B*1.



**Рис. 12.** Результаты тестирования метода с использованием ночного  $f_N(h)$ -профиля. Обозначения те же, что на рис. 11.

= 0.38 км. Из графиков видно, что в области *F* оба решения — рассчитанный и IRI профили хорошо согласуются с исходным  $f_N(h)$ -профилем. Существенные расхождения наблюдаются в *E*-области и долине.

Таким образом, проведенное тестирование показывает, что предлагаемый в работе метод восстановления  $f_N(h)$ -профиля во внутренней ионосфере по данным ВнЗ и вертикального ТИЗ обеспечивает надежное определение параметров *foF2* и *hmF2* с распределением  $f_N(h)$  в области высот, примыкающих к максимуму слоя *F2*. На высотах межслоевой области (долины) и ниже точность восстановленного решения определяет-ся точностью представления  $f_N(h)$ -профиля моделью IRI.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен новый способ определения полных  $f_N(h)$ -профилей ионосферы по ионограммам спутникового ВнЗ, содержащим следы отражений зондирующих сигналов от земной поверхности.

Основное внимание уделено восстановлению  $f_N(h)$ -профиля во внутренней ионосфере по частотной зависимости групповых путей сигналов, отраженных поверхностью Земли (трансионо-сферных сигналов). Сформулированная задача является обратной некорректной задачей, требующей для своего решения максимального при-

влечения дополнительной информации об искомом  $f_N(h)$ -профиле. В работе решение задачи находится на физически обоснованной системе взаимосвязанных аналитических функций  $f_N(h)$ с малым числом параметров. Для повышения устойчивости задачи дополнительно привлекается информация из модели IRI: 1) о слоевой структуре искомого решения; 2) об $f_N(h)$ -профиле в областях D и E, который считается известной частью решения.

Особенностью предлагаемого способа является совместное использование групповых путей сигналов, отраженных во внешней ионосфере и от земной поверхности, для получения надежных значений параметров hmF2, NmF2 максимума области F и профиля в его окрестности. О надежности свидетельствуют результаты верификации по данным наземного вертикального зондирования.

Введение в модель IRI ключевых параметров – *hmF2*, *NmF2* и дополнительно рассчитанных значений *B*0 и *B*1, определяющих форму профиля в области *F*, позволяет получить IRI-профиль, скорректированный для реальных условий эксперимента. Расчеты показывают, что рассчитанный по данным Bн3 и скорректированный IRI профили близки друг к другу во внутренней ионосфере и могут заметно отличаться во внешней ионосфере.

Таким образом, предлагаемый в работе способ дает два решения задачи: 1)  $f_N(h)$ -профиль, непосредственно рассчитанный по данным ВнЗ и ТИЗ; 2)  $f_N(h)$ -профиль, полученный отображением первого профиля с помощью его ключевых параметров в модель IRI. Оба профиля могут использоваться для решения задач, связанных с распространением радиоволн.

Представленный способ расширяет информационную ценность внешнего спутникового зондирования ионосферы. Однако в настоящее время он может быть рекомендован только для проведения каких-либо отдельных исследований. Широкое применение метод может получить в будущем при создании системы глобального мониторинга ионосферы и программ-роботов для автоматической оцифровки данных ВнЗ с отражениями сигналов от земной поверхности.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

#### 7.1. Групповой показатель преломления необыкновенных волн

Использованы выражения из работы [Paul, 1967]:

$$\mu'_{x}(f,f_{N}) = \frac{M_{x}(X)}{\sqrt{1-\tilde{X}}},$$

$$M_{x}(X) = \sqrt{\frac{1+P\cos\theta}{1-Y}\frac{P-Y\cos\theta}{P+\cos\theta}} \times \left[1+X\frac{\cos^{2}\theta}{\sin^{2}\theta}\frac{1-P^{2}}{1+P^{2}}\frac{1-XP^{2}}{(P-Y\cos\theta)^{2}}\right],$$

$$P = \frac{2\frac{1-X}{Y}\frac{\cos\theta}{\sin^{2}\theta}}{1+\sqrt{1+\left(2\frac{1-X}{Y}\frac{\cos\theta}{\sin^{2}\theta}\right)^{2}}}, \quad Y = \frac{f_{H}}{f},$$

$$X = \frac{f_{N}^{2}}{f^{2}}, \quad \tilde{X} = \frac{X}{1-Y}.$$

Здесь  $f_H$  – гирочастота электронов,  $\theta$  – угол между волновым вектором (вертикалью) и вектором напряженности геомагнитного поля.

## 7.2. Матричные элементы для экспоненциального профиля

Пусть

$$f_N^2(h) = f_{N_1}^2 \exp\left(-\frac{h-h_1}{H}\right), \quad h_1 \le h \le h_2,$$
  
$$f_{N_1} \ge f_N \ge f_{N_2}.$$

В безразмерных переменных

$$\tilde{X}(h) = \tilde{X}_{1} \exp\left(-\frac{h-h_{1}}{H}\right), \quad \tilde{X}_{1} = \frac{X_{1}}{1-Y},$$
$$\tilde{X}_{2} = \frac{X_{2}}{1-Y}.$$

Групповой путь в этих переменных

$$\Delta P_{x}'(f) = \int_{h_{l}}^{h_{l}} \mu_{x}'[f, f_{N}(h)] dh =$$
$$= \int_{\tilde{X}_{l}}^{\tilde{X}_{2}} \frac{M_{x}\left[\tilde{X}(1-Y)\right]}{\sqrt{1-\tilde{X}}} \frac{dh}{d\tilde{X}} d\tilde{X}.$$

Учитывая, что

получаем

$$\Delta P_{x}'(f) = -H \int_{\tilde{X}_{1}}^{\tilde{X}_{2}} \frac{M_{x} \left[ \tilde{X} \left( 1 - Y \right) \right]}{\sqrt{1 - \tilde{X}}} \frac{d\tilde{X}}{\tilde{X}}$$

 $\frac{dh}{d\tilde{X}} = -\frac{H}{\tilde{X}},$ 

Проведя замену переменной  $\tilde{X} = 1 - t^2$ , находим

$$\Delta P'_{x}(f) = 2H \int_{t_{1}}^{t_{2}} \frac{M_{x} \left[ \left( 1 - t^{2} \right) (1 - Y) \right]}{1 - t^{2}} dt = HM(f),$$
  
$$t_{1} = \sqrt{1 - \tilde{X}_{1}}, \quad t_{2} = \sqrt{1 - \tilde{X}_{2}},$$

где M(f) — матричный элемент экспоненциального профиля.

> 7.3. Матричные элементы для квазигауссовского профиля

Пусть

$$f_N^2(h) = f_c^2 \exp\left[-\left(\frac{h_{\max} - h}{H}\right)^2\right],$$
$$\tilde{X}(h) = \tilde{X}_c \exp\left[-\left(\frac{h_{\max} - h}{H}\right)^2\right],$$
$$\tilde{X}_c = \frac{X_c}{1 - Y}, \quad X_c = \frac{f_c^2}{f^2}.$$

Учитывая, что

$$\frac{dh}{d\tilde{X}} = H / \left( 2\tilde{X} \sqrt{\ln\left(\tilde{X}_c / \tilde{X}\right)} \right),$$

в новых переменных получаем

$$\Delta P_{x}'(f) = \frac{H}{2} \int_{\tilde{X}_{1}}^{X_{2}} \frac{M_{x}\left[\tilde{X}\left(1-Y\right)\right]}{\sqrt{1-\tilde{X}}} d\tilde{X} / \left(\tilde{X}\sqrt{\ln\left(\tilde{X}_{c}/\tilde{X}\right)}\right).$$

Проведя замену переменной  $\tilde{X} = 1 - t^2$ , находим

$$\Delta P'_{x}(f) = H \int_{t_{2}}^{t_{1}} \frac{M_{x} \left[ \left( 1 - t^{2} \right) (1 - Y) \right]}{\tilde{X}(t) \sqrt{\ln \left[ \tilde{X}_{c} / \tilde{X}(t) \right]}} dt,$$
  
$$t_{1} = \sqrt{1 - \tilde{X}_{1}}, \quad t_{2} = \sqrt{1 - \tilde{X}_{2}}.$$

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

Для сигналов, отраженных внешней ионосферой,

$$\begin{split} t_{2\mathrm{top}} &= 0, \quad t_{\mathrm{ltop}} = \sqrt{1 - \tilde{X}_{\mathrm{ltop}}} \,, \\ \tilde{X}_{\mathrm{ltop}} &= f_{Nm}^2 \big/ \big[ f^2 \left( 1 - Y \right) \big], \end{split}$$

матричный элемент  $A_{top}(f, f_c)$  имеет вид

$$A_{\text{top}}(f, f_c) = \int_0^{t_{\text{top}}} \frac{M_x \left[ \left( 1 - t^2 \right) (1 - Y) \right]}{\tilde{X}(t) \sqrt{\ln \left[ \tilde{X}_c / \tilde{X}(t) \right]}} dt$$

Для сигналов, отраженных поверхностью Земли, для интервала высот  $h_{\max} \le h \le hm$  во внешней ионосфере:

$$\begin{aligned} A_{\mathrm{l}}\left(f,f_{c}\right) &= \int_{t_{2}}^{t_{1}} \frac{M_{x}\left[\left(1-t^{2}\right)\left(1-Y\right)\right]}{\tilde{X}\left(t\right)\sqrt{\ln\left[\tilde{X}_{c}/\tilde{X}\left(t\right)\right]}} dt\\ t_{1} &= \sqrt{1-\tilde{X}_{\mathrm{ltop}}}, \quad t_{2} &= \sqrt{1-\tilde{X}_{c}}, \end{aligned}$$

для интервала высот во внутренней ионосфере  $h_B \le h \le h_{\text{max}}$ :

$$A_{2}(f, f_{c}) = \int_{t_{2}}^{t_{1}} \frac{M_{x} \left[ \left( 1 - t^{2} \right) (1 - Y) \right]}{\tilde{X}(t) \sqrt{\ln \left[ \tilde{X}_{c} / \tilde{X}(t) \right]}} dt,$$
  
$$t_{1} = \sqrt{1 - \tilde{X}_{1B}}, \quad t_{2} = \sqrt{1 - \tilde{X}_{c}},$$
  
$$\tilde{X}_{1B} = \frac{f_{B}^{2}}{\left[ f^{2} (1 - Y) \right]}.$$

7.4. Матричные элементы для параболического профиля

Пусть

$$f_N(h) = f_v + (f_B - f_v) \left(\frac{h - h_v}{h_B - h_v}\right)^2, \quad h_v < h \le h_B.$$

Вклад в групповые пути

$$\Delta P_{x}'(f) = \int_{h_{v}}^{h_{\max}} \mu_{x}'[f, f_{N}(h)] dh =$$
$$= \int_{f_{v}}^{f_{B}} \mu_{x}'[f, f_{N}] \frac{dh}{df_{N}} df_{N}.$$

Найдем производную

$$\frac{dh}{df_N} = \frac{h_B - h_v}{2\sqrt{(f_B - f_v)(f_N - f_v)}}$$

и подставим в выражение для  $\Delta P'_{x}(f)$ :

$$\Delta P'_{x}(f) = \frac{h_{B} - h_{v}}{2\sqrt{f_{B} - f_{v}}} \int_{f_{v}}^{f_{B}} \mu'_{x}[f, f_{N}] \frac{df_{N}}{\sqrt{f_{N} - f_{v}}}.$$

Заменив переменную интегрирования  $f_N = f_v(1 + t^2)$ , получим

$$\Delta P_{gx}(f) = (h_B - h_v) \sqrt{\frac{f_v}{f_B - f_v}} \int_{t_v}^{t_B} \mu'_x [f, f_N(t)] dt,$$
  
$$t_v = 0, \quad t_B = \sqrt{\frac{f_B}{f_v} - 1}.$$

Таким образом, выражение для матричных элементов  $A_{vB}(f)$  приобретает вид

$$A_{vB}(f) = \sqrt{\frac{f_v}{f_B - f_v}} \int_0^{t_B} \mu'_x[f, f_N(t)] dt.$$

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере научной деятельности № 0852-2020-0015.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*– Данилкин Н.П.* О получении и возможном использовании трансионограмм // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 14. № 2. С. 369–371. 1974.

*– Данилкин Н.П.* Трансионосферное радиозондирование как средство контроля состояния ионосферы / Ионосферно-магнитная служба. Ред. С.И. Авдюшин, А.Д. Данилов. Л.: Гидрометиздат. С. 79–110. 1987.

– Данилкин Н.П., Денисенко П.Ф., Ковалев В.А., Соцкий В.В. О возможности использования метода регуляризации в задаче трансионосферного зондирования // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 27. № 4. С. 550–552. 1987.

*– Данилкин Н.П.* Трансионосферное радиозондирование (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 5. С. 543–554. 2017.

https://doi.org/10.1134/S0016793217050048

*— Денисенко П.Ф., Соцкий В.В.* Особенности обратных задач вертикального зондирования ионосферы (обзор) // Изв. Сев.-Кавк. науч. центра высш. шк. Естеств. науки. № 2. С. 59–71. 1987.

– Денисенко П.Ф., Соцкий В.В. Восстановление высотных профилей электронной концентрации по данным вертикального зондирования с использованием модели IRI // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 6. С. 774–785. 2019.

https://doi.org/10.1134/S0016794019050031

– Иванов И.И., Соцкий В.В. Определение распределений электронной концентрации по данным трансионосферного зондирования с использованием модели IRI // Известия высших учебных заведений. Физика. Т. 59. № 12-2. С. 126–129. 2016.

*— Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 288 с. 1979.

*— Худсон Д.* Статистика для физиков. М.: Мир, 296 с. 1970.

*– Bilitza D., Altadill D., Truhlik D., et al.* International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to realtime weather predictions // Space Weather. V. 15. P. 418– 429. 2017.

https://doi.org/10.1002/2016SW001593

- Danilkin N.P., Denisenko P.F., Sotsky V.V. Peculiarities of the inverse problems of vertical radio sounding of the ionosphere // Adv. Space Res. V. 8. № 4. P. (4)91–(4)94. 1988.

- Ivanov I., Maltseva O., Sotskii V., Tertyshnikov A., Zhbankov G. Reverse satellite transionospheric sounding: advantages and prospects / Satellite information classification and interpretation. Ed. R.B. Rustamov. Intech Open. Chapter 4, 2018.

https://doi.org/10.5772/intechopen.80240

- Jackson J.E. The reduction of topside ionograms to electron-density profiles // Proc. IEEE. V. 57.  $N^{\circ}$  6. P. 960-976. 1969.

- *Paul A.K.* Use of virtual-height slopes for determination of electron density profiles // Radio Sci. V. 2. № 10. P. 1195–1204. 1967.

УДК 550.388:551.524:551.590.22

# ЛУННЫЕ ПРИЛИВЫ В ОБЛАСТИ МЕЗОПАУЗЫ ПО ДАННЫМ О ЛЕТНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ГИДРОКСИЛА

© 2021 г. Н. Н. Перцев<sup>1, \*</sup>, П. А. Далин<sup>2, 3</sup>, В. И. Перминов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва, Россия <sup>2</sup>Шведский институт космической физики, г. Кируна, Швеция <sup>3</sup>Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия \*e-mail: n.pertsev@bk.ru

> Поступила в редакцию 07.07.2020 г. После доработки 16.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Летняя область мезопаузы (высоты 82-92 км), самое холодное место в земной атмосфере, подвержена влиянию внешних воздействий, включая лунные. В настоящей работе гармоники лунных приливов выделяются из рядов температуры излучающего слоя гидроксила (OH\*), полученных из спектрофотометрических измерений на Звенигородской научной станции Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН в летние сезоны 2000-2016 гг. Температуры OH\* являются средневзвешенными в слое толщиной ~9 км, имеющего максимум на высоте ~87 км. Анализ позволил выделить лунные колебания, среди которых две гармоники идентифицируются впервые в температуре области мезопаузы. Данные колебания распознаются как вторая гармоника аномалистического прилива (средний период ~13.78 сут), а также лунный прилив с периодом в 8 ч 17 мин или в альтернативной интерпретации – третья гармоника лунного синодического месяца (~9.84 сут).

DOI: 10.31857/S0016794021020103

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Начало исследованиям лунных приливов в области мезопаузы было положено Egedal [1929], обнаружившим их в изменениях высоты сгорания метеоров. Позднее с развитием наблюдений свечения ночного неба было обращено внимание на изменения характеристик собственного излучения мезопаузы (82-92 км) в зависимости от возраста Луны. Исследования в основном касались излучения гидроксила – его интенсивности и вращательной температуры. Последняя, в силу высотного распределения колебательно-возбужденного гидроксила (ОН\*), является средневзвешенной в слое толщиной около 9 км и максимумом вблизи 87 км [Baker and Stair, 1988]. Анализируя средненочные данные об интенсивности и вращательной температуре гидроксильного излучения, Шефов [1967] сопоставил их с фазами синодического месяца (29.53 сут) и обнаружил первую и вторую гармоники. В публикации [Семенов и Шефов, 1996] показано наличие гармоник суточного и полусуточного лунного прилива в ночных вариациях данного излучения, причем с амплитудами меньшими, чем для гармоник синодического месяца. К настоящему времени гармоники лунных приливов найдены также в таких характеристиках области мезопаузы как компонен-

ты скорости ветра [Покровский и Тептин, 1970], вероятность появления [Кропоткина и Шефов, 1975] и яркость серебристых облаков [Перцев и др., 2015], радиус и концентрация их частиц [Hoffmann et al., 2018], интенсивность линии Na 589 нм [Фишкова, 1983], интенсивность и вращательная температура эмиссии О<sub>2</sub> 865 нм [Шефов и др., 2006], коэффициент отражения радиоволн для полярных мезосферных летних эхо [Dalin et al., 2017], отношение смеси мезосферных газов H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, NO, O<sub>3</sub> [Hoffmann et al., 2018] (указаны лишь первые из ряда публикаций). В последние годы выявление лунных приливов успешно проводится на базе спутниковых измерений [von Savigny et al., 2015, 2017; Hoffmann et al., 2018]. Подавляющее большинство исследований лунных приливов в средней атмосфере как в случае анализа данных, так и в случае многочисленных модельных работ, начиная с работы [Sawada, 1954], посвящено полусуточной лунной компоненте прилива.

В настоящей работе на основе регулярных ночных спектрофотометрических измерений гидроксильного излучения на Звенигородской научной станции Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН в периоды летних сезонов 2000–2016 гг. статистическими методами были



**Рис. 1.** Отклонения от среднемноголетнего сезонного хода полуночной температуры ОН\* в 2012 г. (кружки) и суммарный вклад статистически значимых лунных осцилляций (кривая), найденный с помощью МЛРА (многолетняя статистика; коэффициенты регрессии показаны в таблице 1).

исследованы гармоники лунных приливов вращательной температуры ОН\*. Работа является развитием анализа гармоник лунных приливов в характеристиках гидроксильного излучения и мезосферных серебристых облаках [Перцев и др., 2015]. По сравнению с предыдущим исследованием в базу температурных данных внесены измерения, проведенные в 2014–2016 гг., а в алгоритме анализа снято ограничение, исключающее данные, приходящиеся на моменты времени, когда расстояние от Земли до Луны было менее 58 земных радиусов. Кроме того, в настоящей работе анализируется большее число одновременно проверяемых лунных аргументов, взятых в качестве независимых переменных. В результате принятого подхода к анализу данных получена независимая статистическая оценка вероятности значимости выделенных лунных гармоник.

В последующих разделах статьи кратко описываются используемые данные и соответствующие им измерения (раздел 2), кратко излагаются теория лунных приливов и методика их выделения из атмосферных данных (раздел 3). Полученные результаты вместе с обсуждением сопутствующих физических механизмов и основные выводы представлены в двух последних разделах. Результаты настоящего исследования подтверждают основные выводы работы [Перцев и др., 2015] и дают некоторые новые детали в картине лунных возмущений области земной мезопаузы.

#### 2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

#### 2.1. Лунные эфемериды

Лунные эфемериды рассчитывались с шагом 1 сут по алгоритмам, приведенным в монографии [Montenbruck and Pfleger, 2000] и основанным на законах небесной механики, на момент времени 21:30 UT, что приблизительно соответствует местной солнечной полуночи в пункте измерений гидроксильного излучения.

#### 2.2. Вращательная температура ОН\*

Для анализа лунных приливных гармоник были взяты измерения вращательной температуры излучающего гидроксила на Звенигородской научной станции (56° N, 37° E) в течение летних периодов (с 16 мая по 16 августа) 2000-2016 гг. Наблюдения температуры ОН\* ведутся спектрографическим способом регистрации спектра полосы ОН(6-2) 840 нм в ночное время при ясной погоде [Семенов и др., 2002]. Детальное описание методики спектральных измерений, их обработки и определения врашательной температуры дано в работе [Pertsev and Perminov, 2008]. Общепринято полагать, что вращательная температура излучающего гидроксила соответствует температуре окружающей среды, средневзвешенной по толщине излучающего слоя гидроксила [Шефов и др., 2006]. Поле зрения спектрографа было центрировано на область с географическими координатами 57° N, 36° Е. Поскольку летом ночи непродолжительны, то в анализе использовались только температуры, осредненные в течение часа с центром вблизи местной солнечной полуночи. Для улучшения статистики из данных исключались среднемноголетняя сезонная кривая и среднее значение температуры за каждый летний сезон. Кроме того, из анализа исключались значения температурных остатков с абсолютными значениями более 2 стандартных отклонений. Это улучшило статистические оценки, демонстрируя, что очень большие отклонения температуры, судя по всему, не связаны с рассматриваемыми лунными приливами. Общее количество используемых значений температурных остатков составило 555.

#### 3. ЛУННЫЕ ПРИЛИВНЫЕ ГАРМОНИКИ И МЕТОДИКА СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Согласно классической теории лунных приливных возмущений (напр., [Chapman and Lindzen, 1970]), лунные приливы могут быть описаны гравитационным потенциалом, скорректированным на ускорение Земли,

$$\Phi_L \approx -\frac{3}{2} \frac{GM_L r^2}{D^3} P_2(\cos \theta).$$
(1)

Здесь G – гравитационная постоянная;  $M_L$  – масса Луны; r – расстояние от центра Земли до пробной точки на поверхности Земли и в атмосфере; D – меняющееся расстояние Земля–Луна;  $\theta$  – полярный угол между направлениями на центр Луны и пробную точку,  $P_2(\cos \theta)$  – полином Лежандра второго порядка, который удобно выразить через широту пробной точки  $\phi$  и эфемериды Луны:

$$P_{2}(\cos\theta) = \frac{1}{2} \Big[ 3(\sin^{2}\phi - 1/3)(\sin^{2}\delta_{L} - 1/3) - \sin 2\phi \sin 2\delta_{L} \cos \tau_{L} + \cos^{2}\phi \cos^{2}\delta_{L} \cos 2\tau_{L} \Big],$$
(2)

где  $\delta_L$  – склонение Луны, изменяющееся в пределах  $\pm 28.6^{\circ}$ ;  $\tau_L$  – часовой угол Луны, который можно рассчитать по формуле  $\tau_L = t - v$ , где t – среднее солнечное местное время в угловых единицах, а v = s - h – лунная угловая фаза, равная разности эклиптических долгот Луны *s* и Солнца *h*. Формула (2) состоит из трех основных приливных компонент:

I) полумесячный зональный (синхронный на всех долготах) лунный прилив (средний период равен 13.66 сут), пропорциональный  $\sin^2\delta_L$ ;

II) лунный суточный прилив, пропорциональный  $\cos(\tau_L)$ , со средним периодом, равным 24 ч 50.5 мин;

III) лунный полусуточный прилив, пропорциональный  $\cos(2\tau_L)$ , с вдвое меньшим периодом, т.е. 12 ч 25.2 мин.

Кроме того, выражение (2) содержит постоянную компоненту, знак которой зависит от широты ф. Благодаря этому лунный приливной потенциал (1) должен обладать четвертой переменной составляющей лунного прилива, зависящей от изменяющегося расстояния между Луной и Землей как  $D^{-3}$  (D варьирует между 56 и 64 радиусами Земли,  $R_e$ ) со средним периодом 27.55 дней (аномалистический месяц). Множитель  $D^{-3}$  также модулирует зональную, суточную и полусуточную компоненты, обеспечивая более высокие по частоте и слабые по амплитуде лунные гармоники.

Однако статистические исследования лунных возмущений, содержащихся в данных атмосферных измерений, обнаружили также и другие гармоники, которые можно назвать "неканоническими" [Dalin et al., 2017], т.е. не проявляющимися в описанной гравитационной приливной модели. Это немонотонная зависимость атмосферных данных от D [Dalin et al., 2006], синодические полумесячный [Семенов и Шефов, 1996; Перцев и др., 2015; Dalin et al., 2017] и месячный [Семенов и Шефов, 1996; Dalin et al., 2017] приливы, связанные с фазами Луны и неканонический суточный прилив, инвариантный к склонению Луны [Dalin et al., 2017]. Вероятно, эти приливные компоненты являются отображением нелинейных процессов в атмосфере.

В настоящей работе используется вариант статистического анализа, называемый множественным линейным регрессионным анализом (МЛРА), математические основы которого изложены в работе [Goldberger, 1991]. Он позволяет выделять из анализируемых рядов одновременно несколько компонент лунного приливного сигнала. Особенности МЛРА, которые нужно учитывать при выделении лунных гармоник из атмосферных данных, подробно обсуждаются в работах [Перцев и др., 2015; Dalin et al., 2017]. Статистический подход в настоящей работе очень близок к варианту [Dalin et al., 2017], детали которого более подробно описаны там же. Однако, между подходами к анализу в этой статье и в статье [Dalin et al., 2017] имеется разница, связанная с разным временным интервалом во временных рядах. В работе [Dalin et al., 2017] анализировались радарные данные, полученные с часовым осреднением и следующие с интервалом 1 ч. полностью покрывающие время суток. В настоящей работе используется интервал усреднения данных – 1 ч, а интервал между точками во временном ряде –1 сут (или несколько суток при отсутствии погодных условий для измерений). Это обусловлено тем, что летом гидроксильные измерения проводятся только вблизи полуночи. К сожалению, при та-

Фазовая константа (°) при экстремальных значениях КР	КР, К и оценка (МЛРА) их погрешности для 90% доверительной вероятности	Вероятность значимости согласно RP-тесту, %
_	11 ± 7	99.6
-	$-1.9 \pm 3.3$	<80
-	$-371 \pm 330$	92.8
307	$0.3 \pm 0.9$	<80
70	$0.9\pm0.6$	96.8
99	$0.59\pm0.52$	93.0
	Фазовая константа (°) при экстремальных значениях КР – – 307 70 99	Фазовая константа (°) при экстремальных значениях КР         КР, К и оценка (МЛРА) их погрешности для 90% доверительной вероятности           –         11 ± 7           –         -1.9 ± 3.3           –         -371 ± 330           307         0.3 ± 0.9           99         0.59 ± 0.52

Таблица 1. Лунные эффекты в полуночной температуре OH\*: коэффициенты регрессии (КР) и оценки их значимости

Примечание: Приливные компоненты с вероятностью значимости >90% выделены жирным шрифтом.

ком интервале между точками во временном ряде между некоторыми лунными гармониками возникает взаимная маскировка (*aliasing*) [Перцев и др., 2015; Dalin et al., 2017], когда вышеупомянутое тождество  $\tau_L = t - \nu$  приводит к тому, что *N*-я гармоника лунных суток (~24 ч 51 мин) неотличима от *N*-й гармоники лунного синодического месяца (~29.53 сут). Так, лунное полусуточное и синодическое полумесячное колебания, которые статистически значимы в результатах [Dalin et al., 2017], в настоящем исследовании неразличимы. Поэтому здесь анализируется меньшее число лунных гармоник, чем в Dalin et al. [2017], и некоторые из них имеют две возможных интерпретации.

В процессе МЛРА упомянутые выше канонические и неканонические колебательные моды были введены в расчет в виде списка аргументов (базисных переменных), они показаны в первом столбце таблицы 1. При выделении суточного (либо месячного синодического) и полусуточного (либо полумесячного синодического) лунных колебаний из анализируемых данных их фазовые константы рассматривались как неизвестные, поэтому для них проверялись по две регрессионных зависимости, косинусоидальная и синусоидальная, например,  $\cos(2\tau_L)$  and  $\sin(2\tau_L)$ . Если хотя бы одна из этих зависимостей оказывалась статистически значимой, то вычислялась фаза f, соответствующая наилучшему фитингу (так что зависимость  $\cos(2\tau_L - 2f)$  становится наиболее значимой,

a sin $(2\tau_L - 2f)$  – не значимой). Соответствующие фазы также показаны в таблице 1.

Что касается статистической значимости рассчитанных коэффициентов регрессии, то использовался подход, примененный в работе [Dalin et al., 2017]. Она оценивается двумя способами: во-первых, с помощью стандартных формул, принятых в МЛРА для погрешностей регрессионных коэффициентов с доверительной вероятностью 90 или 95% (что предполагает некоторые статистические свойства у рядов анализируемых данных, которые едва ли строго выполняются в случае геофизических рядов), и, во-вторых, дается независимая от первого способа оценка вероятности статистической значимости регрессионных коэффициентов путем большого числа (~1000) случайных перестановок внутри ряда анализируемой переменной. Последний способ называется RP-тестом (Random Permutation test), для которого необходимые детали и ссылки даны в работе [Dalin et al., 2017]. Таблица 1 показывает, что рассматриваемые регрессионные зависимости для обоих способов оценки дают близкие результаты.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В таблице 1 показаны результаты регрессионного анализа, исследующего влияние различных гармоник лунного прилива на вариации гидроксильной температуры. Выделен вклад в гидрок-

сильную температуру четырех статистически значимых лунных колебаний. Два из этих колебаний обладают приблизительно полумесячной периодичностью, со средними периодами 13.66 дней у зонального лунного прилива и 13.78 дней у второй гармоники аномалистического месяца. Что касается двух других осцилляций, выделенных в таблице, то из-за взаимной маскировки, обсуждаемой в разделе 3, для каждой из них есть две возможные интерпретации. Одну из них можно интерпретировать как лунный полусуточный прилив (с периодом ~12 ч 25 мин) и/ или как вторую гармонику (~14.77 сут) синодического месяца. Аналогично, четвертое выделенное колебание может интерпретироваться как лунный третьсуточный прилив (8 ч 17 мин) и/ или третья гармоника синодического месяца (~9.84 сут).

Зональный прилив уже выявлялся из летних (с теми же знаком и амплитудой) и зимних гидроксильных температур [Перцев и др., 2015]; он же, по-видимому, выделяется в спектрах температуры области мезопаузы, полученных Шпыневым и др. [2014]. Зональный прилив также был найден в вероятности появления серебристых облаков [Pertsev et al., 2007] и в площади летней ночной тропосферной облачности [Pertsev et al., 2007; Pertsev and Dalin, 2010], в продолжительности земных суток [Сидоренков, 2002; Bizouard et al., 2004], в атмосферных геопотенциальных высотах [Li et al., 2011] и в вертикальной компоненте напряженности приземного электрического поля [Спивак и др., 2019].

Поскольку средний период зонального прилива (13.6608 сут) чрезвычайно близок к периоду (13.6376 сут) второй гармоники общепринятого (каррингтоновского) синодического периода вращения Солнца (27.2753 сут, см. напр., [Hanslmeier, 2007]), и поскольку эта вторая гармоника уже выявлялась в геомагнитных [Mursula and Zieger, 1996] и атмосферных [Dalin et al., 2017] данных, полученные результаты по зональному приливу требуют проверки на предмет солнечного влияния. Эта проверка, основанная на частотной зависимости отклика гидроксильной температуры на сигналы разных частот, сделана впервые. Ее детали даны в Приложении, а результаты свидетельствуют о значительно более вероятном лунном происхождении найденного зонального прилива, хотя сравнительно небольшое искажение его за счет солнечной гармоники также вероятно.

Вторая гармоника аномалистического месяца проявляется через немонотонную зависимость  $(1 - D/D_{mean})^2$  от расстояния от Земли до Луны (*D*), демонстрирующей два максимума и два минимума при движении Луны от одного перигея к следующему. Целенаправленный поиск этого колебания в летней температуре OH\* был инициирован открытием аналогичной зависимости в

вероятности появления серебристых облаков [Dalin et al., 2006]. Последняя демонстрирует регулярную тенденцию роста при отклонении расстояния D от его среднего значения в сторону апогея или перигея. Как видно из таблицы 1, летняя гидроксильная температура имеет противоположную тенденцию поведения. Противофазная вариация температуры области мезопаузы и частоты появления серебристых облаков позволяет предполагать, что воздействие обсуждаемой гармоники на серебристые облака осуществляется посредством изменения температуры области мезопаузы. Это колебание со средним периодом 13.78 сут содержится в теоретико-модельных спектрах угловой скорости вращения Земли [Yoder et al., 1981; Bizouard et al., 2004].

Показанный в таблице 1 результат по лунному полусуточному приливу и/или полумесячной синодической осцилляции весьма близок по амплитуде и фазе к результату Перцева и др. [2015], найденному также для летней температуры OH\*. Четвертая из выявленных значимых лунных компонент, в обоих случаях ее интерпретации как третьмесячных синодических осцилляций или лунного третьсуточного прилива, по-видимому, является первым обнаружением соответствующей гармоники в рядах гидроксильной температуры. Вероятно, это колебание является лунным третьсуточным приливом. Хотя ни он, ни третьмесячная синодическая осцилляция не были выявлены в теоретических спектральных разложениях лунного гравитационного потенциала [Melchior, 1966; Chapman and Lindzen, 1970; Yoder et al., 1981; Bizouard et al., 2004], лунный третьсуточный прилив был выделен из рядов лидарных измерений характеристик серебристых облаков [Fiedler and Baumgarten, 2018]. Вероятно, его генерация осуществляется через нелинейное взаимодействие лунного суточного и лунного полусуточного приливов. На рисунке 1 показан (кривой линией) суммарный эффект четырех статистически значимых лунных гармоник, отмеченных выделенным шрифтом в таблице 1, на примере лета 2012 г., вместе с отклонениями измеренной гидроксильной температуры от среднемноголетнего сезонного хода (кружки). Наибольший перепад температур для этого лунного эффекта составил ~3 K.

#### 5. ВЫВОДЫ

1. Усовершенствованный анализ лунно-индуцированных осцилляций в летней температуре области мезопаузы подтвердил прежние [Pertsev et al., 2015] результаты о статистической значимости зонального лунного прилива (со средним периодом 13.66 сут) и суперпозиции лунного полусуточного (~12 ч 25 мин) прилива и полумесячного (~14.77 сут) синодического колебания включая



**Рис. 2.** Амплитуды отклика гидроксильной температуры на синусоидальные сигналы с периодами в диапазоне 13.6–13.7 сут (сплошная черная линия) в сопоставлении с амплитудой отклика на сигнал  $\sin^2(\delta_L)$ , представляющий лунный зональный прилив (черный треугольник). Серой штриховой линией (правая шкала) показан соответствующий уровень статистической значимости. Уровень статистической значимости для отклика на сигнал  $\sin^2(\delta_L)$  показан серым кружком. Некоторые детали рисунка разъяснены в тексте Приложения.

прежние оценки амплитуд и фаз колебаний. Кроме того, впервые найдены в температуре излучающего гидроксила два дополнительных статистически значимых лунных колебания.

2. Одним из них является вторая гармоника аномалистического месяца (со средним периодом 13.78 сут), обнаруженная ранее в частоте появлений серебристых облаков [Dalin et al., 2006]. В данном случае она описывается с помощью немонотонной зависимости от расстояния Земля-Луна, обеспечивающей минимум летней температуры ОН\* и максимум частоты появления серебристых облаков (согласно Dalin et al. [2006]) в апогее и перигее и противоположный экстремум при среднем расстоянии до Луны. Вероятно, скоординированное поведение этих двух характеристик области мезопаузы в рассматриваемой колебательной гармонике обеспечивается с помощью влияния температуры на образование и сублимацию облачных ледяных частиц.

3. Другой впервые выделенной гармоникой в летней температуре ОН\* является лунный третьсуточный и/или лунный третьмесячный синодический прилив. Наиболее вероятна первая интерпретация, поскольку лунный третьсуточный прилив (с периодом 8 ч 17 мин) уже обнаружен в характеристиках серебристых облаков [Fiedler and Baumgarten, 2018]. 4. Четыре значимых лунных осцилляции суммарно обеспечивают вклад примерно ±1.5 К в разброс измеряемой температуры OH\*.

5. Впервые проведена проверка, уверенно демонстрирующая, что результаты, полученные для зонального лунного прилива, не являются отображением близкой по периоду солнечной гармоники.

# ПРИЛОЖЕНИЕ

#### Проверка возможного влияния второй гармоники солнечного каррингтоновского периода на результат выявления лунного зонального прилива

Частотная близость лунной (средний период 13.6608 сут) и солнечной гармоник (13.6376 сут) заставляет провести проверку зависимости отклика гидроксильной температуры на синусоидальные сигналы от их периода и сопоставить это с откликом на квазисинусоидальный сигнал  $\sin^2(\delta_L)$ , представляющий зональный прилив. Более прямой способ, — одновременное выделение двух синусоидальных или квазисинусоидальных сигналов близких частот в рамках МЛРА, — не дает устойчивого к малым погрешностям результата из-за мультиколлинеарности (взаимной обусловленности) базисных переменных на временных рядах ограниченной длины. В настоящей провер-

ке расчеты проводились по той же схеме МЛРА, которая описана в разделе 3, за исключением того, что квазисинусоида  $\sin^2(\delta_L)$  заменялась двумя (синусоидальным и косинусоидальным) сигналами одного и того периода, который поочередно менялся с шагом ~0.02 сут. в окрестности указанных выше солнечной и лунной гармоник. Пара сигналов одного и того же периода позволяла вычислить амплитуду и фазу входной синусоиды, соответствующие наибольшему отклику температуры.

Результаты этих расчетов продемонстрированы на рис. 2. Он показывает амплитуды отклика на монохроматические сигналы разных частот и сигнал  $\sin^2(\delta_L)$ . При этом амплитуда последнего определялась таким образом, чтобы на временно́й шкале максимальная амплитуда этого сигнала была равна 1, как и в случае монохроматических синусоид. Вертикальными линиями показаны доверительные интервалы амплитуд отклика для вероятности 90%. Кроме того, на рис. 2 показан соответствующий уровень статистической значимости (вероятность случайного отклика). Результаты проверки свидетельствуют о следующем.

1. Статистическая значимость и амплитуда температурного отклика на квазисинусоидальный сигнал  $\sin^2(\delta_L)$ , представляющий зональный прилив, выше, чем на монохроматические сигналы той же амплитуды и периода, а также солнечного периода 13.6376 сут и других периодов в их окрестности.

2. Максимум частотной зависимости и статистической значимости температурного отклика на монохроматические сигналы значительно ближе к лунному периоду 13.6608 сут, чем к солнечному 13.6376 сут.

3. Более медленный спад этой зависимости в сторону меньших периодов заставляет предполагать небольшое влияние указанной солнечной гармоники на результаты для зонального лунного прилива, и, соответственно, небольшое искажение найденного температурного отклика на зональный лунный прилив. Для более точных выводов понадобятся значительно более длинные временные ряды.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Статья содержит результаты, полученные при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 19-05-00358а.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кропоткина Е.П., Шефов Н.Н. Влияние лунных приливов на вероятность появления серебристых облаков // Изв. АН СССР. ФАО. Т. 11. № 11. С. 1184–1186. 1975.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 61 № 2 2021

– Перцев Н.Н., Далин П.А., Перминов В.И. Влияние полусуточных и полумесячных лунных приливов на область мезопаузы по наблюдениям характеристик гидроксильного слоя и серебристых облаков // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 6. С. 839–848. 2015.

– Покровский Г.Б., Тептин Г.М. Лунные приливы в верхней атмосфере по радиометеорным наблюдениям // Астрон. Циркуляр. № 597. С. 5–7. 1970.

- 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.

– Семенов А.И., Шефов Н.Н. Эмпирическая модель вариаций гидроксильного излучения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 36. № 4. С. 68–85. 1996.

- Сидоренков Н.С. Атмосферные процессы и вращение Земли. С-Пб.: Гидрометеоиздат. 366 с. 2002.

– Спивак А.А., Рябова С.А., Харламов В.А. Электрическое поле в приземной атмосфере московского мегаполиса // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 4. С. 501–513. 2019.

 – Фишкова Л.М. Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли. Ред. Н.Н. Шефов. Тб.: Мецниереба. 272 с. 1983.

– Шефов Н.Н. Некоторые свойства гидроксильного излучения // Полярные сияния и свечение ночного неба. № 13. С. 37–43. М.: Наука. 1967.

— Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы — индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС. 740 с. 2006.

– Шпынев Б.Г., Ойнац А.В., Лебедев В.П., Черниговская М.А., Орлов И.И., Белинская А.Ю., Грехов О.М. Проявление гравитационных приливов и планетарных волн в долговременных вариациях геофизических параметров // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 4. С. 540–552. 2014.

- Baker D.J., Stair A.T. Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow // Physica Scripta.  $N_{\odot}$  37. P. 611–622. 1988.

- *Bizouard Ch., Eanes R., Ray R.* Ch. 8. Tidal variations in the Earth's rotation / IERS Conventions (2003). Ed. Mc-Carthy D.D. and Petit G. IERS Technical Note No. 32. Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie. P. 92–98. 2004.

https://www.iers.org/SharedDocs/Publikationen/EN/ IERS/Publications/tn/TechnNote32/tn32.pdf?\_\_blob= publicationFile

- Chapman S., Lindzen R.S. Atmospheric tides. Dordrecht, Holland: Reidel Publishing Company. 188 p. 1970.

- Dalin P.A., Pertsev N.N., Romejko V.A. Significance of lunar impact on Noctilucent Clouds // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 68. P. 1653–1663. 2006.

 Dalin P., Kirkwood S., Pertsev N., Perminov V. Influence of solar and lunar tides on the mesopause region as observed in Polar Mesosphere Summer Echoes characteristics // J. Geophys. Res. Atmos. V. 122. 2017.

https://doi.org/10.1002/2017JD026509

- Egedal J. The tides of the upper atmosphere and the heights of meteors // Nature. V. 124.  $\mathbb{N}$  3137. P. 913–914. 1929.

*– Fiedler J., Baumgarten G.* Solar and lunar tides in noctilucent clouds as determined by ground-based lidar // Atmos. Chem. Phys. V. 18. P. 16051–16061. 2018.

https://doi.org/10.5194/acp-18-16051-2018

- *Goldberger A.S.* A course in econometrics. Cambridge: Harvard University Press. 432 p. 1991.

- *Hanslmeier A*. The Sun and space weather. Dordrecht, Holland: Springer. 315 p. 2007.

*– Hoffmann C.G., von Savigny C., Hervig M.E., Oberbremer E.* The lunar semidiurnal tide at the polar summer mesopause observed by SOFIE // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 167. P. 134–145. 2018.

- Li G.Q., Zong H.F., Zhang Q.Y. 27.3-day and average 13.6day periodic oscillations in the Earth's rotation rate and atmospheric pressure fields due to celestial gravitation forcing // Adv. Atmos. Sci. V. 28.  $\mathbb{N}$  1. P. 45–58. 2011.

https://doi.org/10.1007/s00376-010-0011-6

- *Melchior P.* The Earth tides. New York: Pergamon Press. 458 p. 1966.

- *Montenbruc O., Pfleger T.* Astronomy on the personal computer. Berlin, Heidelberg: Springer. 266 p. 2000.

- *Mursula K., Zieger B.* The 13.5-day periodicity in the Sun, solar wind, and geomagnetic activity: the last three solar cycles // J. Geophys. Res. V. 101. P. 27077–27090. 1996.

- Pertsev N., Dalin P., Romejko V. A lunar signal in summer nighttime tropospheric cloudiness and in noctilucent

clouds / Proceedings of the 18th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research. Visby, Sweden. ESA SP-647. P. 589–592. 2007.

- *Pertsev N., Dalin P.* Lunar semimonthly signal in cloudiness: lunar-phase or lunar-declination effect? // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 72. P. 713–717. 2010. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.03.013

– *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.

www.ann-geophys.net/26/1049/2008.

- von Savigny C., Deland M. T., Schwartz M. J. First identification of lunar tides in satellite observations of noctilucent clouds // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 162. P. 116–121. 2017.

https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.07.002

- von Savigny C., Lednyts'kyy O., Forbes J. M., Zhang X. Lunar semidiurnal tide in the terrestrial airglow // Geophys. Res. Lett. V. 42. P. 3553–3559. 2015.

https://doi.org/10.1002/2015GL063567

- Sawada R. The atmospheric lunar tides // N. Y. Univ. Meteor. Papers. V. 2. № 3. 31 p. 1954.

- Yoder C.F., Williams J.G., Parke M.E. Tidal variations of Earth rotation // J. Geophys. Res. V. 86. № B2. P. 881–891. 1981.

УДК 550.383

# ИНВЕРСИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ: ОГРАНИЧЕНИЕ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ КОНВЕКЦИИ В ЯДРЕ ЗЕМЛИ?

© 2021 г. М. Ю. Решетняк<sup>1, 2, \*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия <sup>2</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

\*e-mail: m.reshetnyak@gmail.com Поступила в редакцию 03.07.2020 г. После доработки 14.07.2020 г. Принята к публикации 24.09.2020 г.

Современные модели геодинамо позволяют генерировать магнитное поле как без инверсий, так и с частыми инверсиями. Переход от одного режима к другому связан с относительно небольшим изменением интенсивности источников генерации. Из этого, обычно, делается вывод, что система геодинамо находится вблизи такого перехода, что вообще говоря, требует более детального обоснования. В работе на основе современных моделей геодинамо приведен анализ того, к каким еще изменениям в поведении геомагнитного поля приводит подобный переход. В частности, насколько нарушается дипольность магнитного поля, изменяется его напряженность, каково соотношение времени затухания и роста диполя во время инверсии.

DOI: 10.31857/S0016794021020139

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно теории геодинамо, наблюдаемое на поверхности Земли геомагнитное поле, генерируется течениями проволяшей жилкости в ялре [Копо, 2009]. По оценкам палеомагнитологов магнитное поле существовало не менее 3.6 млрд лет, см. подробнее в [Решетняк и Павлов, 2016], что сравнимо с возрастом Земли – 4.5 млрд лет. С меньшей уверенностью можно утверждать, что большую часть времени магнитное поле было дипольным, и лишь изредка претерпевало обращение полярности магнитного диполя (инверсии геомагнитного поля), во время которых амплитуда диполя уменьшалась в несколько раз. За историю Земли инверсий было несколько сотен, что в совокупности с дипольностью поля, является хорошими тестом для проверки работоспособности моделей геодинамо.

В моделях геодинамо, включающих уравнения конвекции, присутствует два пороговых явления, связанных с появлением конвекции, так и магнитного поля. Оба процесса начинаются при превышении пороговых значений источников энергии, вызывающих конвекцию, и, собственно, интенсивности возникающей конвекции, генерирующей, в свою очередь, магнитное поле. Тепловая конвекция в жидком ядре турбулентная, гидродинамическое число Рейнольдса Re ~ 10<sup>8</sup>. Столь высокое значение Re, говорит о том, что турбулентность развитая, возбуждено большое число конвективных мод, и поведение поля скорости на больших масштабах уже мало зависит от изменения интенсивности источников тепловой конвекции. С магнитным полем ситуация обстоит по-другому: магнитное число Рейнольдса  $Rm \sim 10^2 - 10^3$  не столь велико, и всего на 1-2 порядка превосходит свое критическое значение. Последнее является причиной того, что в силу небольшого числа возбужденных магнитных мод в уравнении индукции, изменение магнитного поля на больших масштабах при конвективных флуктуациях может быть весьма существенным. Предполагается, что смена режима генерации без инверсий на режим с частыми инверсиями сопряжен с такими флуктуациями. Как правило, почему именно система находится вблизи данного перехода на протяжении всей истории Земли, не обсуждается.

Представления о том, как частота инверсий связана с амплитудой источников энергии, эволюционировали с развитием моделей геодинамо. Согласно первым моделям геодинамо среднего поля [Джонс, 1995], в том числе и Z-модели [Ануфриев и др., 1997], переход от режима без инверсий к частым инверсиям вблизи порога генерации был сопряжен с уменьшением амплитуды источников энергии (динамо-числа). При появлении трехмерных не осесимметричных моделей геодинамо, позволивших моделировать циклоническую конвекцию, точка зрения сменилась на противоположную: оказалось, что для такого перехода необходимо увеличение амплитуды источников энергии [Christensen et al., 1999]. В дальнейшем, с использованием геострофических течений, полученных в трехмерных моделях тепловой конвекции, аналогичный результат удалось получить и в моделях среднего поля [Решетняк, 2017]. Переход к частым инверсиям связывают с относительным уменьшением влияния вращения, что в свою очередь, приводит к увеличению флуктуаций магнитных полюсов относительно географических, см. подробнее в [Reshetnyak and Hejda, 2013].

Поскольку Rm невелико, мы вправе ожидать, что поведение магнитного поля может кардинально меняться при изменении Rm, не ограничиваясь лишь частотой инверсий. И такие изменения действительно наблюдаются как в трехмерных моделях [Christensen et al., 1999], так и в моделях среднего поля [Решетняк, 2017]. Однако сложно сказать, насколько этот факт подтверждается палеомагнитными наблюдениями, поскольку точность определения частоты инверсий геомагнитного поля существенно превосходит точность определения других характеристик поля в прошлом. Далее, на примере моделей среднего поля и трехмерной модели динамо с тепловой конвекцией, мы рассмотрим какие еще изменения происходят в магнитном поле при переходе от режима без инверсий к частым сменам полярности, и до какой степени мы можем сопоставлять результаты моделирования с наблюдениями.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Модель геодинамо должна удовлетворять как минимум двум требованиям: использовать параметры (коэффициенты переноса, амплитуды источников энергии, угловую скорость вращения планеты), основанные на физической модели Земли, и, воспроизводить близкие к наблюдениям эволюционные ряды магнитного поля. В настоящее время ни одна из моделей не удовлетворяет первому критерию, поскольку моделирование конвекции с Re ~ 10<sup>8</sup> без использования турбулентных моделей конвекции невозможно. Применение же известных моделей турбулентности также невозможно, поскольку они не учитывают быстрое вращение, и связанную с ним анизотропию конвекции. В результате, по параметрам принимается следующий компромисс: коэффициенты переноса берутся больше на несколько порядков, так чтобы числа Рейнольдса были порядка 10<sup>2</sup>—10<sup>3</sup>. Очевидно, что такой подход увеличивает флуктуации крупномасштабной скорости при увеличении амплитуд источников энергии, и

как следствие — крупномасштабного магнитного поля.

Другой важный параметр, период суточного вращения планеты, принимается, как правило, меньшим суток, чтобы сократить разрыв между сутками и характерным временем вариаций дипольного магнитного поля, которое ~10<sup>3</sup> лет и более. На практике, вращение выбирают таким, чтобы хотя бы выполнялся геострофический баланс сил [Pedlosky, 1987]. В этом случае скейлинговые оценки, описывающие взаимосвязь между безразмерными числами, позволяют надеяться [Christensen and Aubert, 2006], что получаемые решения могут быть пересчитаны для параметров ядра.

Современные трехмерные модели геодинамо регистрируют две важные границы: начало генерации дипольного магнитного поля без инверсий (I), и по мере увеличения амплитуды источников энергии (числа Рэлея в тепловой и композиционной конвекции) — переход магнитного поля в мультипольную конфигурацию с частыми инверсиями (II). Наличие границы II качественно отражает тот факт, что увеличение амплитуды центрально-симметричных сил плавучести уменьшает относительную роль сил вращения, имеющих осевую симметрию [Reshetnyak and Hejda, 2013]. Впервые, в трехмерных моделях геодинамо это было показано в работе [Glatzmaier et al., 1999], и далее результат был сформулирован в

терминах критического числа Россби Ro<sup>cr</sup> [Chris-

tensen and Aubert, 2006]. При Ro < Ro<sup>cr</sup> магнитные полюса находятся вблизи географических, при увеличении Ro – появляются инверсии. Важно, что вращение оказывает влияние на генерацию магнитного поля и во время частых инверсий. Это следует как из того, что продолжительность инверсий ( $10^3-10^4$  лет) много меньше времени между инверсиями, составляющем миллионы лет и более, так и более фундаментального свойства генерации крупномасштабных магнитных полей, связанного с необходимостью вращения как такового.

Проиллюстрируем вышесказанное рис. 1, где изображено поведение кинетической  $E_k$  и магнитной  $E_m$  энергии, а также магнитной энергии диполя  $E_m^d$  в трехмерной модели геодинамо Magic, см. подробнее описание модели в **Приложении**. Как мы видим, положение максимумов для трех графиков различно. Если кинетическая энергия продолжает расти с ростом числа Рэлея Ra, то магнитный диполь начинает убывать значительно быстрее, чем полная магнитная энергия. И к моменту появления инверсий (Ra ~ 4 × 10<sup>5</sup>) становится весьма маленьким. Этот результат хорошо известен и подтверждается многочисленными численными экспериментами [Christensen and

Aubert, 2006]. Другими словами, в трехмерных моделях сложно получить одновременно сильное дипольное магнитное поле и инверсии. Поскольку согласно наблюдениям, см. подробнее [Решетняк и Павлов, 2016], скорее всего, магнитное поле на геологических временах в прошлом і) было дипольным; іі) имело сравнимую с современной напряженность, сопоставление границы II с наблюдениями следует проводить крайне осторожно. Следует принять во внимание, что искомая модель геодинамо должна воспроизводить близкие к наблюдаемым в настоящее время свойствам поля на фоне достаточно больших изменений параметров, связанных с эволюцией жидкого и твер-

дого ядер [Reshetnyak, 2019], т.е. ее чувствительность к изменениям параметров должна быть не

велика. В сложившейся ситуации интересно обратиться к накопившемуся опыту моделирования динамо средних полей. Без учета быстрого вращения стандартные модели среднего поля на пороге генерации дают периодические инверсии магнитного поля [Джонс, 1995]. Аналогичная картина наблюдался и в Z-модели Брагинского [Ануфриев и др., 1997]. Если взять геострофические течения из трехмерных моделей конвекции, вычислить по ним гидродинамическую спиральность. α-эффект, дифференциальное вращение, и подставить это в модель αω-динамо (модель среднего поля) с алгебраическим квенчингом для α-эффекта, то качественно получившийся результат напоминает вышеописанные результаты трехмерного моделирования: сначала генерируется дипольное магнитное поле без инверсий, далее, по мере увеличения скоростей, возникает переход к частым инверсиям магнитного поля с потерей дипольности [Решетняк, 2017]. Интересно, что в моделях среднего поля число Россби в явном виде не фигурирует, а решение для магнитного поля зависит только от амплитуды скоростей течений. В терминах линейного анализа это соответствует изменению скорости роста мод магнитного поля, появлению новых мод, с ростом скорости течений, т.е. Rm. С этой точки зрения результат, полученный в работе [Christensen and Aubert, 2006], мог бы получить новую трактовку, а именно: не как зависимость дипольности от Ro, a от Rm.

Поскольку граница II в моделях среднего поля такая же резкая, как и в трехмерных моделях, и получить сильное дипольное магнитное с частыми инверсиями практически невозможно, была предпринята модификация модели αω-динамо. Идея состояла в том, чтобы учесть флуктуации источника генерации, α-эффекта [Hoyng, 1993], связанные с турбулентностью. Последнее можно сделать как вблизи границы I, так и – II. Для границы I этот вопрос был рассмотрен в работе [Решетняк, 2019]. Выбор именно этой границы был



**Рис. 1.** Зависимость кинетической энергии  $E_k$  (тонкая линия), магнитной энергии (штриховая лини), и энергии магнитного диполя  $E_m^d$  (толстая линия) от числа Рэлея Ra для Pr = 1, Pm = 5, E = 10<sup>-3</sup>. Графики нормированы на значения 5.7 × 10<sup>8</sup>, 1.0 × 10<sup>9</sup>, 1.2 × 10<sup>8</sup>, соответственно.

обусловлен наблюдающимся палеомагнитологами медленным затуханием диполя во время последних пяти инверсий, и быстрым его восстановлением после инверсий [Valet, 2005]. Авторы высказали предположение, что уменьшение амплитуды диполя связано с затуханием магнитного поля, вызванным сбоем процесса динамо. В терминах модели [Hoyng, 1993] затухание может быть связано с флуктуациями а. В аш-модели среднего поля с геострофическими скоростями [Решетняк, 2019] удается получить наблюдаемое отношение времен 4 : 1. Обратим внимание, что вблизи границы I дипольное магнитное поле очень устойчиво, и требуются "дополнительные" меры для получения инверсий. Подобным образом инверсии можно воспроизвести и вблизи границы II. Однако из общих соображений следует ожидать, что с увеличением амплитуды источников энергии характерное время вариации магнитного поля будет уменьшаться, и отношение времен будет меньше единицы.

В рамках трехмерного моделирования флуктуации источников энергии вблизи границы I были реализованы в виде следующего численного эксперимента. Поскольку не каждая флуктуация приводит к инверсии магнитного диполя, а само трехмерное моделирование требует длительных вычислений, то было принято решение ограничиться оценкой времени отклика той или иной величины на изменение параметра. При этом сами инверсии, если они были, не учитывались.



**Рис. 2.** Петли гистерезиса для кинетической энергии  $E_k$  (*a*) и магнитной энергии диполя  $E_m^d$  (б) в безразмерных единицах (подробности в Приложении) для  $\Pr = 1$ ,  $\Pr = 20$ ,  $E = 10^{-3}$ ,  $R_1 = 8 \times 10^4$ ,  $R_2 = 1.05 \times 10^5$ . Сплошная линия –  $C_1$ , штриховая линия –  $C_2$ .

В трехмерной модели динамо было введено ступенчатое изменение числа Рэлея Ra через интервал времени  $\tilde{T}$ :

$$Ra(t) = \begin{cases} R_1, & i - \text{четное} \\ R_2, & i - \text{нечетное}, \end{cases}$$
(1)

 $i\tilde{T} \leq t < (i+1)\tilde{T}, i = 0...N.$  Период  $\tilde{T} = 20$  подбирался таким образом, чтобы решение успело выйти на квазистастационарный уровень. Характерное время расчета для N = 20 занимало одни сутки.

В качестве тестируемых величин были рассмотрены средние по числу реализаций энергии  $E_k$ ,  $E_m$  и  $E_m^d$ . Из общего числа N изменений Ra было выделено две последовательности: первая, в которой в середине интервала  $\tilde{T}$  происходил переход  $R_1 \rightarrow R_2$  (кривая  $C_1$ ), и вторая, в которой происходил обратный переход  $-R_2 \rightarrow R_1$  (кривая  $C_2$ ). Для  $C_2$  время *t* отсчитывалось в обратном направлении от  $\tilde{T}$  до 0. Если процесс обратим, то при достаточно большом  $\tilde{T}$  концы кривых  $C_1$  и  $C_2$ совпадают. Поведение же кривых  $C_1$  и  $C_2$  вблизи  $\tilde{T}/2$  может отличаться, и возникает петля гистерезиса. Наличие гистерезиса связано с инерцией (памятью) процесса.

Решение вблизи границы I представлено на рис. 2. Увеличение (уменьшение) Ra на кривых  $C_1(C_2)$  приводит к увеличению (уменьшению)  $E_k$  и  $E_m^d$ , соответственно. Поскольку конвективное

время при быстром вращении меньше магнитного, скачок для  $E_k$  более резкий. Для магнитного диполя наблюдается петля гистерезиса (небольшое смещение кривых вблизи  $t = \tilde{T}/2 = 10$ ), связанное с тем, что характерное время у  $E_m^d$  больше, чем у  $E_k$  (и у  $E_m$ ). Обратим внимание, что в жидком ядре Pm ~  $10^{-5}$  и характерные времена конвекции и магнитного поля отличаются еще больше, но в целом, модель правильно воспроизводит соотношение конвективного и магнитного времени. В модели наблюдаются всплески кинетиче-

ской энергии в момент скачка: в дальнейшем, по мере изменения магнитного поля кинетическая энергия становится меньше (больше) для кривых  $C_1(C_2)$ .

Поскольку наклоны кривых на рис. 26 вблизи t = 10 близки, характерное время убывания и роста магнитного диполя совпадают (отношение времен порядка единицы). Ни в одном из проведенных экспериментов в трехмерной модели вблизи границы I существенно изменить отношение времен не удавалось. В известной литературе возможность получения отличных от единицы отношения времен в трехмерных моделях также не обсуждалась.

#### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Если исключить из рассмотрения достоверность наблюдений (а аналогов работы [Valet, 2005] автору неизвестно), и попытаться дать объяснение почему модели среднего поля и трехмерные модели дают различные результаты, то можно выдвинуть следующее предположение. В отличие от модели среднего поля, где конвекция задается в виде постоянного во времени профиля дифференциального вращения и распределения  $\alpha$ -эффекта с простой формой обратной связи по магнитному полю, в трехмерной модели и процесс генерации, и процесс диссипации, связаны с циклонической конвекцией. Конвекция в ядре неосесимметричная и представляет собой вращающиеся колоновидные вихри, вытянутые вдоль оси вращения, масштаб которых по горизонтали много меньше масштаба по вертикали. В случае затухания магнитного поля, когда Rm мало, вих-

ющиеся колоновидные вихри, вытянутые вдоль оси вращения, масштаб которых по горизонтали много меньше масштаба по вертикали. В случае затухания магнитного поля, когда Rm мало, вихри разрушают крупномасштабное осесимметричное магнитное поле за короткий промежуток времени, порядка времени оборота вихря. В моделях же среднего поля, есть только характерные времена самого магнитного поля, считающегося осесимметричным. Чем ближе Ra для режима затухания к границе I, тем медленнее происходит затухание и больше время затухания. В силу этого модели среднего поля и трехмерные дают различное отношение времен роста и затухания магнитного поля.

Вышесказанное можно пояснить и другим способом: в моделях среднего поля при уменьшении источников энергии решение в пределе стремится к свободно затухающему осесимметричному решению, без турбулентной конвекции. Этот процесс затухания сравнительно медленный. В трехмерных моделях конвекция присутствует и вовремя затухания. Этот эффект можно сформулировать как на языке анизотропной турбулентной диффузии, так и в первом приближении, оценив время диссипации по времени оборота конвективного вихря. В любом случае, решение во время затухания будет существенно отличаться от свободно затухающего решения с однородным коэффициентом диффузии.

Экстраполируя полученные результаты на процесс инверсии, можно предположить, что и во время инверсий временной асимметрии в трехмерной модели не будет. Как мы видим, сравнение результатов моделирования различных моделей и наблюдений улучшают наше понимание физики процессов в жидком ядре Земли. Появление трехмерных моделей динамо потребовало пересмотра полученных ранее результатов моделирования в моделях среднего поля. Вопрос же сопоставления результатов моделирования с наблюдениями требует, как дальнейшего уточнения самих наблюдений, в частности по тонкой структуре инверсий, так и ответа на вопрос, почему эволюционные процессы в ядре Земли слабо отражаются на поведении магнитного поля. Дальнейшее исследование спектральных свойств уравнения индукции вблизи границ I и II кажется

вполне закономерным шагом в дальнейших исследованиях.

# ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим уравнения динамо в сферическом слое  $r_1 \le r \le r_0$ , где  $(r, \theta, \varphi)$  – сферическая система координат,  $r_0 = 1$ ,  $r_i = 0.35$ . Введя следующие единицы измерения для скорости V, времени *t*, давления *P* и магнитного поля **B**: v/d,  $d^2/v$ ,  $\varrho v^2/d^2$  и  $\sqrt{2\Omega \rho v \mu}$ , где  $d = r_0 - r_i$  – единица длины, v - коэффициент кинематической вязкости,  $\rho$  – плотность вещества,  $\mu$  – магнитная проницаемость, запишем систему уравнений динамо в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \mathrm{Pm}^{-1} \Delta \mathbf{B}, \quad \nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0,$$
$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P - \frac{2}{\mathrm{E}} \mathbf{1}_{z} \times \mathbf{V} + \frac{\mathrm{Ra}}{\mathrm{Pr}} T \mathbf{1}_{r} +$$
$$+ \Delta \mathbf{V} + \frac{1}{\mathrm{EPm}} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B},$$
$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) (T + T_{0}) = \mathrm{Pr}^{-1} \Delta T.$$

Безразмерные числа Прандтля, Экмана, Рэлея и магнитного Прандтля заданы в виде:  $\Pr = \frac{V}{\kappa}$ ,

 $E = \frac{v}{2\Omega L^2}, Ra = \frac{\alpha g_o \delta T d^3}{v\kappa} u Pm = \frac{v}{\eta}, где \kappa - \kappa o \Rightarrow \phi$ фициент молекулярной теплопроводности,  $\alpha$  – коэффициент объемного расширения,  $\mathbf{g}_o$  – ускорение свободного падения,  $\delta T$  – единица возмущения температуры T относительно "диффузионного" (не конвективного) распределения температуры  $T_0 = \frac{r_i(r-1)}{r(r_i-1)}, \eta$  – коэффициент магнитной диффузии.

Система (А.1) замыкается вакуумными граничными условиями для магнитного поля на  $r_0, r_i$ , нулевыми граничными условиями для поля скорости и возмущений температуры. В работе использован псевдо-спектральный MPI-код Magic, адаптированный для операционной системы Gentoo. Для разложений по 65 полиномам Чебышева и 128 сферическим функциям использовалось 16-ядер на компьютерах Intel(R) Xeon(R) СРИ Е5-2640. Использованный код является удивительным примером того, как благодаря огромным усилиям немецких ученых [Wicht, 2002; Gastine and Wicht, 2012], пионерский прототип кода, разработанный в Лос-Аламосе Гарри Глатцмайером [Glatzmaier and Roberts, 1995], появился в открытом доступе на сайте GitHub.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-47-04110.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Ануфриев А.П., Решетняк М.Ю., Хейда П. Влияние внутреннего ядра на генерацию магнитного поля в модели α∞-динамо // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 37. № 1. Р. 161—166. 1997.

— Джонс К.А. Модели динамо и ограничение Тейлора / Космическая магнитная гидродинамика. М.: Мир, ред. Э. Прист, А. Худа. 440 с. 1995.

— Решетняк М.Ю., Павлов В.Э. Эволюция дипольного геомагнитного поля. Наблюдения и модели // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. С. 117–132. 2016. https://doi.org/10.7868/S0016794015060139

— Решетняк М.Ю. Адаптация модели среднего поля в геодинамо // Физика Земли. № 4. С. 93–99. 2017. https://doi.org/10.7868/S0002333717030097

— *Решетняк М.Ю.* Разрушение и восстановление магнитного поля во время инверсий // Астрономический вестник. Т. 53. № 4. С. 265–272. 2019. https://doi.org/10.1134/S0320930X1904008X

— *Christensen U., Olson P., Glatzmaier G.A.* Numerical modelling of the geodynamo: a systematic parameter study // Geophys. J. Int. V. 138. № 2. P. 393–409. 1999. https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.1999.00886.x

- Christensen U.R., Aubert J. Scaling properties of convection-driven dynamos in rotating spherical shells and application to planetary magnetic fields // Geophys. J. Int. V. 166. P. 97–114. 2006.

https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2006.03009.x

- Gastine T., Wicht J. Effects of compressibility on driving zonal flow in gas giants // Icarus. V. 219. № 1. P. 428–442. 2012.

https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.03.018

- Glatzmaier G.A. Roberts P.H. A three-dimension selfconsistent computer simulation of a geomagnetic field reversal // Nature. V. 377. P. 203–209. 1995.

- Glatzmaier G.A., Coe R.S., Hongre L., Roberts P.H. The Role of the Earth's Mantle in Controlling the Frequency of Geomagnetic Reversal // Nature. V. 401. P. 885–890. 1999. https://doi.org/10.1038/44776

*— Hoyng P.* Helicity fluctuations in mean field theory: An explanation for the variability of the solar cycle? // Astron. Astrophys. V. 272. P. 321–339. 1993.

*— Kono M., Schubert G.* Geomagnetism // Treatise on Geophysics. V. 5. Amsterdam: Elsevier, 589 p. 2009.

- *Pedlosky J.* Geophysical fluid dynamics. NY: Springer-Verlag. 711 p. 1987.

https://doi.org/10.1007/978-1-4612-4650-3

*— Reshetnyak M.Yu., Hejda P.* Heat flux modulation in Domino dynamo model // Open Journal of Geology. V. 2B. P. 55–59. 2013.

https://doi.org/10.4236/ojg.2013.32B013

- Reshetnyak M.Yu. Evolution of the inner core of the earth: consequences for geodynamo // Magnetohydrodynamics. V. 55.  $\mathbb{N}$  1–2. P. 175-183. 2019. https://doi.org/10.22364/mhd.55.1-2.21

- Valet J.-P., Meynadier L., Guyodo Y. Geomagnetic dipole strength and reversal rate over the past two million years //

Nature. V. 435. P. 802–805. 2005. https://doi.org/10.1038/nature03674

- *Wicht J.* Inner core conductivity in numerical dynamo

simulations // Phys. Earth Planet. Int. V. 132. P. 281–302. 2002.

https://doi.org/10.1016/S0031-9201(02)00078-X