

НАЦІОНАЛЬНЕ  
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО  
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА  
АКАДЕМІЯ НАУК  
УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

## НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

Журнал засновано в лютому 1995 р. ♦ Виходить 6 разів за рік

київ

Том 13, № 6, 2007

KYIV

### ЗМІСТ

Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Бандель К. А., Приймак А. І. Перенос зарядів бістими електронами на подвітряні поверхні КА в полярній іоносфері Землі

Ємець В. В., Санін Ф. П., Джур Є. О., Масляний М. В., Костріцин О. Ю., Мінтеев Г. В., Ушканов В. М. Експериментальне дослідження моделі ракетного двигуна, що живиться твердим поліетиленовим стержнем як пальним

Луданов К. І. Новий спосіб преобразування енергії сонячного випромінення в електричну для енергоснабження косміческих станцій

Карачун В. В., Каюк Я. Ф., Мельник В. М. Хвильові задачі систем інерціальної навігації

### CONTENTS

- 5 *Shuvalov V. A., Kochubey G. S., Bandel K. A., Priymak A. I.*  
Fast-electron charge transfer at downwind surfaces of  
spacecrafts in the Earth's polar ionosphere
- 18 *Yemets V. V., Sanin F. P., Dzhur Ye. O., Masliany M. V.,*  
*Kostritsyn O. Yu., Minteev G. V., Ushkanov V. M.* Experimental investigation of laboratory-scale rocket engine fed on solid polyethylene rod as fuel
- 31 *Ludanov K. I.* New method for the transformation of solar radiation energy into electric power for energy feeding of the space vehicles
- 39 *Karachun V. V., Kayuk Ya. F., Mel'nick V. N.* Wave tasks of inertial navigation systems

*Потапович Л. П., Тихий В. Г., Потапов А. М., Семенов Л. П., Засуха С. А.* Обеспечение чистоты запускаемых космических аппаратов: разработка требований по чистоте и методы контроля

*Гоков А. М.* Особенности вариаций концентрации электронов в D-области ионосферы вблизи г. Харькова в период магнитной бури в декабре 2006 г.

*Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф.* Атмосферно-ионосферные эффекты частичного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений

*Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А.* Вариации геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам и полетам космических аппаратов

*Mishra R. K., Mishra R. A.* Modulation of Cosmic Rays Along with Solar and Heliospheric Anomalies

НАШІ АВТОРИ

АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК

**46** *Potapovych L. P., Tykhyy V. G., Potapov A. M., Semenov L. P., Zasukha S. A.* Cleanliness control of launching spacecrafts: Development of cleanliness requirements and inspection techniques

**57** *Gokov A. M.* Some features of the electron density variations in the ionospheric d-region near Kharkov during the magnetic storm period in December 2006

**74** *Burmaka V. P., Lysenko V. N., Lyashenko M. V., Chernogor L. F.* Tropospheric-ionospheric effects of the 3 October 2005 partial solar eclipse in Kharkiv. I. Observations

**87** *Garmash K. P., Leus S. G., Chernogor L. F., Shamota M. A.* Geomagnetic field variations accompanying missile launches and the firing of spacecraft orbital maneuvering subsystem thrusters

**99** *Miuropa P. K., Miupra P. A.* Модуляція космічних променів, а також сонячних і геліосферних аномалій

**109** OUR AUTHORS

**113** INDEX

УДК 533.95

В. А. Шувалов, Г. С. Коцубей, К. А. Бандель, А. И. Приймак

Інститут технічної механіки НАНУ і НКАУ, Дніпропетровськ

# Перенос зарядов быстрыми электронами на подветренные поверхности КА в полярной ионосфере Земли

*Надійшла до редакції 09.02.07*

Розроблено процедуру фізичного моделювання процесів високовольтного заряджання підвітряних поверхонь елементів конструкцій космічних апаратів швидкими електронами в полярній іоносфері в тіні Землі. За результатами стендових та обчислювальних експериментів, супутниковых вимірювань визначено залежності рівноважних потенціалів підвітряних поверхонь від співвідношення концентрацій швидких електронів та позитивних іонів у близькому сліді за тілом і в незбуреній плазмі.

## ВВЕДЕНИЕ

Электродинамическое взаимодействие КА с полярной ионосферой в тени Земли представляет собой суперпозицию двух видов воздействия: облучения быстрыми электронами и обтекания «холодной» ионосферной плазмой. При концентрации положительных ионов вблизи элементов конструкции КА  $N_{iW} \leq 10^4 \text{ см}^{-3}$  на диэлектрических поверхностях накапливаются отрицательные заряды до 1.0 кВ [19, 23, 26].

Основная роль в заряжании поверхностей КА на полярной орбите в тени Земли принадлежит быстрым электронам с энергиями от 1 до 35 кэВ (захваченным в радиационных поясах и распространяющимся вдоль силовых линий магнитного поля к Земле) и положительным ионам «холодной» ионосферной плазмы. Уровни заряжания поверхностей КА определяются условиями сверхзвукового обтекания, распределением плотности токов, соотношением потоков быстрых электронов и положительных ионов «холодной» ионосферной плазмы. Наиболее опасны эффекты и последствия дифференциального заряжания для подветренных поверхностей протя-

женных элементов конструкций КА (модули МКС, «Space Shuttle», панели солнечных батарей) и электродинамически больших тел ( $R/\lambda_{ds} \geq 100$ ,  $R$  — характерный размер тела,  $\lambda_{ds} = \sqrt{kT_{es}/(4\pi e^2 N_{es})}$  — дебаевский радиус невозмущенной плазмы,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $T_{es}$ ,  $N_{es}$  — температура, концентрация электронов «холодной» плазмы), а также малых тел в ближнем следе за ними.

Численное моделирование высоковольтного заряжания подветренных поверхностей КА в полярной ионосфере в тени Земли сопряжено с нетривиальной задачей совместного решения нелинейных интегро-дифференциальных уравнений Власова — Пуассона для заданного режима обтекания диэлектрического тела и уравнения баланса токов на облучаемой поверхности. Значения коэффициентов взаимодействия заряженных частиц с поверхностью конкретного материала определяются экспериментально.

Физическое моделирование высоковольтного заряжания в полярной ионосфере сопряжено с необходимостью воспроизведения распределения плотности токов в ближнем следе за телом,

режима обтекания тела сверхзвуковым потоком «холодной» плазмы низкой плотности при синхронном облучении обтекаемых поверхностей быстрыми электронами с энергиями от 1.0 до 35 кэВ [19, 23].

Стенд, предназначенный для проведения таких исследований, должен сочетать свойства плазменной газодинамической трубы и электродинамической установки, в замкнутом объеме которого моделируются (или имитируются) условия заряжания диэлектрических тел в полярной ионосфере. Сложность проведения таких исследований связана с необходимостью реализации условий, удовлетворяющих одновременно требованиям плазмодинамического и электрофизического моделирования. Точность и достоверность решения задачи, прогноза уровней заряжания подветренных поверхностей твердого тела характеризует соответствие расчетных значений потенциалов тела данным спутниковых и стендовых измерений.

В ближнем следе за электродинамически большим КА концентрация положительных ионов «холодной» плазмы  $N_{is}$  уменьшается на несколько порядков по сравнению с  $N_{i\infty}$  в невозмущенной плазме при практически постоянной концентрации быстрых электронов  $N_{eh}$ . Это обстоятельство и неравномерное распределение плотности зарядов по сечению ближнего следа и на диэлектрической поверхности твердого тела создают предпосылки дифференциального заряжания подветренных поверхностей КА и тел, движущихся в ближнем следе за ними. При разности потенциалов, близкой либо равной пороговым значениям пробойных потенциалов диэлектрических материалов, высока вероятность возникновения радиационно-стимулированных пробоев, поверхностных электрических разрядов, образования каналов проводимости с выбросом плазмы твердого тела и электромагнитного излучения в околоспутниковое пространство — загрязнения поверхностей КА, сбоев в работе электронных и оптических систем.

#### ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ И КРИТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Плазмодинамическое взаимодействие тел с ионосферной плазмой в условиях сверхзвукового

бесстолкновительного обтекания характеризует система кинетических уравнений Власова для каждого из плазменных компонентов и уравнений Максвелла для самосогласованного поля с граничными условиями, заданными в невозмущенной среде и на поверхности твердого тела.

Решение стационарной задачи обтекания твердого тела разреженной плазмой определяют следующие масштабные коэффициенты [5]:

1)  $S_{ei} = U_\infty / \sqrt{2kT_{es}/M_i}$  — отношение скорости  $U_\infty$  движения твердого тела к скорости ионного звука  $V_{is} = \sqrt{2kT_{es}/M_i}$  ( $M_i$  — масса иона);

2)  $R_{ds} = R/\lambda_{ds}$  — отношение характерного размера тела  $R$  к дебаевскому радиусу  $\lambda_{ds}$  невозмущенной плазмы;

3)  $\Phi_W = e\varphi_W/kT_{es}$  — безразмерный потенциал тела ( $\varphi_W = \varphi_0 - \varphi_p$  — потенциал тела  $\varphi_0$  относительно потенциала плазмы  $\varphi_p$ );

4)  $R/\rho_i$  — отношение характерного размера тела к ларморовскому радиусу ионов  $\rho_i$ ;

5)  $R/\rho_e$  — отношение характерного размера тела к ларморовскому радиусу электронов  $\rho_e$  ( $\varphi_\alpha = M_\alpha V_\alpha c/(e_\alpha H)$ ,  $c$  — скорость света,  $V_\alpha$  — скорость частицы,  $H$  — напряженность магнитного поля;  $\alpha = e, i$  — электроны и ионы);

6)  $\xi_{ei} = T_{es}/T_{is}$  — степень неизотермичности плазмы (отношение электронной и ионной температур).

В дополнение к перечисленным параметрам подобия иногда используются отношения  $2e\varphi_W/(M_i U_\infty^2)$  или  $\Phi_W/S_{ei}^2$  [26].

Электрофизический аспект проблемы взаимодействия КА с полярной ионосферой основан на подобии внутренних электрических и магнитных полей твердого тела при воздействии быстрых электронов на диэлектрическую поверхность материалов наружных поверхностей КА (материалы и модели в стендовом эксперименте). Протекание электромагнитных процессов в материале твердого тела характеризует система уравнений Максвелла [3, 8], из которой следует пять параметров подобия

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{gE}{N_{eh}V_{eh}}, \quad \Pi_2 = \frac{\varepsilon E}{N_{eh}V_{eh}\tau}, \quad \Pi_3 = \frac{N_{eh}\Lambda}{\varepsilon E}, \\ \Pi_4 &= \frac{H}{N_{eh}V_{eh}\Lambda}, \quad \Pi_5 = \frac{\tau E}{\mu\Lambda H}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $g$  — удельная проводимость материала,  $E$ ,  $H$  — напряженность электрического и магнитно-

го полей в материале,  $N_{eh}$ ,  $V_{eh}$  — концентрация и скорость внесенных в диэлектрик «сторонних» заряженных частиц,  $\varepsilon$ ,  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемость материала,  $\Lambda$  — характеристический размер твердого тела,  $\tau$  — характерное время процесса.

В полярной ионосфере в тени Земли, когда током фотоэлектронов можно пренебречь, равновесный потенциал на подветренной стороне диэлектрического твердого тела определяется из баланса потоков быстрых электронов и заряженных частиц «холодной» ионосферной плазмы:

$$\sum j_\beta(\varphi_W) = j_{es} - (j_{iw} + j_{er\beta} + j_{eb\beta} + j_{ie}) = 0, \quad (2)$$

где  $j_{e\beta}$  — плотность тока облучающих поверхность электронов ( $\beta = s, h$ , индекс « $s$ » — «холодные», « $h$ » — быстрые электроны),  $j_{iw}$  — плотность тока ионов «холодной» плазмы,  $j_{er\beta}$  — плотность тока вторичных электронов,  $j_{eb\beta}$  — плотность тока обратно рассеянных электронов,  $j_{ie}$  — плотность тока вторичной ионно-электронной эмиссии.

Плотность тока быстрых электронов на полярной орбите  $j_{eh} \approx 1-10 \text{ нА/см}^2$  [19, 23]. В ближнем следе за телом плотность тока быстрых электронов остается практически постоянной ( $j_{eh} = \text{const}$ ) [36]. Их энергия значительно пре-восходит энергию ионов и электронов «холодной» ионосферной плазмы. Собирание «холодных» электронов  $j_{es} = eN_{es}\sqrt{kT_{es}/(2\pi m_e)}\exp(\Phi_W)$  отрицательно заряженным телом при  $\Phi_W \gg 10$  пренебрежимо мало.

Уравнение баланса потока заряженных частиц для элемента поверхности на подветренной стороне тела (2) запишется в виде

$$\sum j_\alpha(\varphi_W) = (1 - \sigma_{eh})eN_{eh}\sqrt{\frac{kT_{eh}}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\varphi_W}{kT_{eh}}\right) - (1 + \gamma_i)j_{iw} = 0, \quad (3)$$

где  $\sigma_{eh}$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии быстрых электронов,  $\gamma_i$  — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии.

Шесть параметров подобия плазмодинамического взаимодействия:  $S_{ei}$ ,  $R_{ds}$ ,  $\Phi_W$ ,  $R/\rho_i$ ,  $R/\rho_e$ ,  $\xi_{ei}$ , параметр геометрического моделирования  $\beta = R_M/R_{KA}$  ( $R_M$  — характерный размер модели,

$R_{KA}$  — характерный размер элемента конструкции КА), число Кнудсена  $\text{Kn} = \lambda_{ii}/R$  ( $\lambda_{ii}$  — средняя длина свободного пробега для ион-ионных столкновений) и пять параметров подобия электрофизического взаимодействия (1) определяют требования к точности и чистоте физического модельного эксперимента и позволяют сформулировать критериальные соотношения, устанавливающие связь между параметрами взаимодействия в системе «твёрдое тело — плазма» в модельном эксперименте и в натурных условиях на полярной орбите в тени Земли.

Масштабные коэффициенты, характеризующие плазмодинамическое взаимодействие в системе «КА — плазма» при среднем уровне солнечной активности для элементов конструкций с характерным размером  $R_{KA} = 0.5 \text{ м}$  и  $U_\infty \approx 7.5 \text{ км/с}$  на высотах от 300 до 1000 км принимают значения  $3.3 \leq S_{ei} \leq 6.0$ ,  $30 \leq R_{ds} \leq 210$ ,  $T_{is}/T_{es} \approx 0.25...1.0$ ,  $R_{KA}/\rho_{es} \approx 10...15$  [7].

Лабораторная плазма существенно неизотермична. С помощью современных плазменных ускорителей практически не удается получить поток ионизированного газа низкой плотности со степенью неизотермичности, эквивалентной отношению  $T_{es}/T_{is}$  в ионосфере. Поэтому на практике при физическом моделировании условий сверхзвукового обтекания элементов конструкций КА в полярной ионосфере целесообразно ориентироваться на температуру электронов  $T_{es}^{(M)}$  потока «холодной» лабораторной плазмы. При заданном отношении температур  $T_{es}^{(M)}/T_{es}^{(H)} = \xi_{es}$  масштабный коэффициент  $R_{ds} = R/\lambda_{ds}$ , характеризующий электродинамику сверхзвукового обтекания твердого тела «холодной» плазмой, позволяет получить критериальное соотношение для концентрации заряженных частиц в потоке лабораторной плазмы

$$\frac{N_{es}^{(M)}}{N_{es}^{(H)}} = \xi_{es}\beta^{-2}, \quad (4)$$

где индексы  $M$  и  $H$  характеризуют соответственно параметры потока лабораторной и ионосферной плазмы.

Используя масштабные коэффициенты  $S_{ei} = U_\infty/\sqrt{2k T_{is}/M_i}$  и  $R/\rho_e$  при  $M_i^{(M)}/M_i^{(H)} = b$ , получим критериальные соотношения для мас-совой скорости потока «холодной» плазмы

$$\frac{U_{\infty}^{(M)}}{U_{\infty}^{(H)}} = \left(\frac{\xi_{es}}{b}\right)^{0.5} \quad (5)$$

и напряженности внешнего магнитного поля

$$\frac{H^{(M)}}{H^{(H)}} \approx \frac{\xi_{es}^{0.5}}{\beta}. \quad (6)$$

Основным компонентом ионосферной плазмы на высотах от 300 до 1000 км являются ионы атомарного кислорода. С учетом номинальных значений параметров «холодной» ионосферной плазмы при среднем уровне солнечной активности [7] из критериальных соотношений (4)–(6) при  $\xi_{es} \geq 3$  следует, что  $10^5 \leq N_{is}^{(M)} \leq 10^7 \text{ см}^{-3}$ ,  $U_{\infty}^{(M)} \geq 11.1 \text{ км/с}$ , а  $H^{(M)} \geq 2400 \text{ А/м}$ .

При условии адекватности процесса заряжания, накопления высоковольтного заряда и равенстве скоростей (энергий) быстрых электронов, использовании на стенде и на орбите идентичных диэлектрических материалов и покрытий, т. е. при  $g^{(M)} = g^{(H)}$ ,  $\varepsilon^{(M)} = \varepsilon^{(H)}$ ,  $\mu^{(M)} = \mu^{(H)}$ ,  $\Lambda^{(M)} = \Lambda^{(H)}$ ,  $V_{eh}^{(M)} = V_{eh}^{(H)}$  и  $f_{eh}^{(M)} \neq f_{eh}^{(H)}$ ,  $N_{eh}^{(M)} \neq N_{eh}^{(H)}$ , из параметров подобия (1) следуют критериальные соотношения для напряженности электрического и магнитного полей диэлектрика и характерного времени процесса заряжания:

$$E^{(H)} = \frac{N_{eh}^{(H)}}{N_{eh}^{(M)}} E^{(M)}, \quad H^{(H)} = \frac{N_{eh}^{(H)}}{N_{eh}^{(M)}} H^{(M)}, \quad (7)$$

$$\tau^{(M)} = \tau^{(H)}.$$

При воспроизведении на стенде условий электрофизического воздействия для идентичных диэлектрических материалов и достижении одной и той же напряженности электрического поля пробоя ( $g^{(M)} = g^{(H)}$ ,  $\varepsilon^{(M)} = \varepsilon^{(H)}$ ,  $\mu^{(M)} = \mu^{(H)}$ ,  $\Lambda^{(M)} = \Lambda^{(H)}$ ,  $E^{(M)} = E^{(H)}$ ) из (1) получим

$$\begin{aligned} f_{eh}^{(M)} &= f_{eh}^{(H)}, & V_{eh}^{(M)} &= V_{eh}^{(H)}, \\ N_{eh}^{(M)} &= N_{eh}^{(H)}, & \tau^{(M)} &= \tau^{(H)}, \\ H^{(M)} &= H^{(H)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из уравнения баланса плотности токов на подветренной поверхности диэлектрика (2) следуют соотношения для плотностей тока положительных ионов «холодной» ионосферной и лабораторной плазмы:

для условий (7) —

$$\frac{f_{eh}^{(M)}}{f_{eh}^{(H)}} = \frac{N_{eh}^{(M)}}{N_{eh}^{(H)}} = \frac{f_{iW}^{(M)}}{f_{iW}^{(H)}} = \zeta_{eh}, \quad (9)$$

а для условий (8) —

$$f_{iW}^{(M)} = f_{iW}^{(H)} \quad (\zeta_{eh} = 1). \quad (10)$$

## ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕЛ С ПОТОКАМИ «ХОЛОДНОЙ» ПЛАЗМЫ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

**Численное моделирование.** Структуру ближнего следа за телом (распределение плотностей заряженных частиц и потенциала электростатического поля) в ионосферной разреженной плазме описывает система уравнений самосогласованного поля [14]

$$\begin{cases} \mathbf{c}_{\alpha} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} \pm \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{c}_{\alpha}} = 0, \\ R_d^{-2} \Delta \Phi = N_{\infty}^{-1} \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int f_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{c}_{\alpha}) d\mathbf{c}_{\alpha} \end{cases} \quad (11)$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} \Phi(\infty) = 0, \quad f_{\alpha}(\infty, \mathbf{c}_{\alpha}) = (N_{\infty}/\pi^{3/2}) e^{-(\mathbf{c}_{\alpha} - \mathbf{s}_{\alpha})^2}, \\ \Phi(R) = \Phi_W, \quad f_{\alpha}(R, \mathbf{c}_{\alpha}) = 0, \quad \text{если } \mathbf{n} \cdot \mathbf{c}_{\alpha} > 0, \end{cases} \quad (12)$$

где  $\mathbf{c}_{\alpha} = \mathbf{V}/V_{\alpha}$ ,  $e_{\alpha}$  — заряд,  $f_{\alpha}$  — функция распределения частиц сорта  $\alpha = e, i$ ,  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности тела.

Движение в полярной ионосфере происходит в сильно разреженной среде, где длины свободных пробегов частиц значительно превосходят характерный размер тела ( $\lambda_{e,i} \gg R$ ), тело движется с мезотепловой скоростью  $V_{is} \ll U_{\infty} \ll V_{es}$ , ( $V_{es}$  — тепловая скорость электронов), дебаевский радиус мал по сравнению с линейным размером тела  $\lambda_{ds} < R$ . В такой постановке задача включает в себя ряд малых параметров подобия:  $S_e = U_{\infty}/V_{es}$ ,  $S_i^{-1} = V_{is}/U_{\infty}$ ,  $R_{ds}^{-1} = \lambda_{ds}/R$ . Удобство получаемых решений состоит в том, что при малых  $S_e$  и  $S_i^{-1}$  они переходят в широко используемые приближения для функций распределения ионов и электронов «холодной» плазмы  $f_{is} = f_{is}^{\infty}$ ,  $f_{es} = f_{es}^{\infty} \exp(-\Phi)$  [5, 6]. С учетом этих особенностей задача о структуре ближнего следа сводится к решению уравнения

$$\Delta\Phi = R_{ds}^2 [n_{is}(\Phi) - \exp(-\Phi)] \quad (13)$$

с граничными условиями

$$\Phi(\infty) = 0,$$

$$\Phi(R) = \Phi_W,$$

где  $n_{is} = N_{i\infty}^{-1} \int f_i(\mathbf{c}_i) d\mathbf{c}_i$ .

С учетом влияния электрического поля на движение ионов в системе координат, связанной с телом, для плотности потока ионов в ближнем следе за осесимметричным телом (сферой) могут быть использованы интегральные зависимости  $n_{is}[\Phi(\mathbf{r})]$  из [27, 28].

В следе за диском при  $-\Phi_W \leq 3$  для  $n_{is}$  могут быть использованы интегральные зависимости — формула (73) из [5] и формула (17) из [4]. Точная форма тела на распределение ионов в ближнем следе сказывается при  $t \leq S_{ei}^{-2/3}$  ( $t = z/(RS_{ei})$ , где  $z$  — осевая координата в ближнем следе за телом) [6]. Для сферы при расчете  $n_{is}$  из [4, 5] точная форма тела может быть учтена введением поправки на сферичность  $R_{\phi\phi} = R[1 + 0.5(R/z)^2]$  [4].

При обтекании бесконечного цилиндра, ориентированного перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока, для плотности потоков в ближнем следе могут быть использованы интегральные зависимости  $n_{is}[\Phi(\mathbf{r})]$  — модели из [29]. Переход от пластины к цилиндуру может быть реализован введением эффективного радиуса  $R_{\phi\phi} = R[1 + 0.5(R/z)^2]^{0.5}$ .

Уравнение (13) с граничными условиями (14) решалось с применением итерационной схемы работы [14].

**Физическое моделирование.** Наиболее сложной задачей при стендовом моделировании взаимодействия тел с «холодной» плазмой в ионосфере является генерирование плазменных потоков, позволяющих реализовать режим обтекания с параметром  $R_{ds} = R/\lambda_{ds} \geq 100$  — наиболее типичный для высот 150—1000 км и элементов конструкций КА с  $R \geq 0.5$  м.

Определенным преимуществом обладают газоразрядные ускорители с накаленным катодом и применение потоков квазинейтральной плазмы с энергией заряженных частиц от 1.0 до 100 эВ при концентрации ионов и электронов порядка  $10^{16}$ — $10^{17}$  м<sup>-3</sup> в рабочей части струи [18]. Для диагностики, измерения и контроля параметров

высокоскоростных потоков неравновесной разреженной плазмы в нашей работе использовались электрические зонды, зонд давления, масс-спектрометр MX 7303 и СВЧ-интерферометр (частота 5.45 ГГц) и процедура обработки выходных сигналов датчиков из [15, 17].

**Распределение плотности ионов в ближнем следе за телом в сверхзвуковом потоке плазмы низкой плотности.** Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде в условиях моделирования и имитации режимов полета и обтекания тел в ионосфере в плазменных струях O<sup>+</sup> + O<sub>2</sub><sup>+</sup> со степенью диссоциации до 0.6 при  $3.1 \leq S_{ei} \leq 4.5$ ,  $T_{is}/T_{es} \approx 0.25$ ,  $21.3 \leq R_{ds} \leq 127$  и отрицательном потенциале тела  $\Phi_W \leq 10$ .

При исследованиях структуры ближнего следа за осесимметричным телом использовались проводящие и диэлектрические сферы и диски, изготовленные из меди, алюминия и оргстекла ПММА (полиметилметакрилата) радиусом от 10 до 30 мм. Изменение нормированной плотности потока ионов вдоль оси ближнего следа  $n_{is}(t) = I_{ic\text{след}}/I_{i\infty}$  ( $I_{ic\text{след}}$  — ионный ток в ближнем следе,  $I_\infty$  — невозмущенное значение тока в том же сечении) при сверхзвуковом обтекании сферы  $R/\lambda_{ds} \geq 10$  иллюстрирует рис. 1, а. Кривая 1 — наше численное решение уравнения (13) для  $n_{is}(\Phi)$ , представленных интегральными зависимостями из работ [27, 28] при  $S_{ei} = 4.5$ ,  $R_{ds} \approx 101$ ,  $-\Phi_W = 3.0$ ,  $\xi_{ei} = 1.0$ . Кривая 3 — расчеты для модели  $n_{is}$  из [4] с поправкой на сферичность и  $\xi_{ei} = 4.0$ . Аналогичные расчеты для  $n_{is}$  из [5] при  $\xi_{ei} = 4.0$  представляет кривая 2. Кружки 4 — результаты наших измерений при  $S_{ei} = 4.3$ ,  $R_{ds} \approx 117$ ,  $-\Phi_W = 1.8$ ,  $\xi_{ei} \approx 4.0$ ; темный квадратик — измерения [10] при  $S_{ei} = 8.83$ ,  $R_{ds} \approx 14$ ,  $-\Phi_W = 5$  и  $\xi_{ei} \geq 5$ ; треугольники — измерения [11, 12]: темный треугольник — для  $S_{ei} = 8.37$ ,  $R_{ds} \approx 50$ ,  $\Phi_W \approx 0$ ,  $\xi_{ei} = 2$ , светлые треугольники —  $S_{ei} \approx 8.06$ ,  $R_{ds} \approx 30$ ,  $\Phi_W \approx 0$ , перевернутые треугольники —  $S_{ei} \approx 7.4$ ,  $R_{ds} \approx 10$ ,  $-\Phi_W \approx 1.0$ ,  $\xi_{ei} \geq 5$ . Вертикальная черта представляет оценку КА «Ариэль-1» при  $S_{ei} = 5.0$ ,  $R_{ds} \approx 10$ ,  $-\Phi_W \approx 6.0$ ,  $\xi_{ei} \approx 1.0$ ; звездочка — измерения [22] в следе за сферой для  $S_{ei} = 5.7$ ,  $R_{ds} \approx 26$ ,  $-\Phi_W \approx 3.0$ ,  $\xi_{ei} = 1$ .

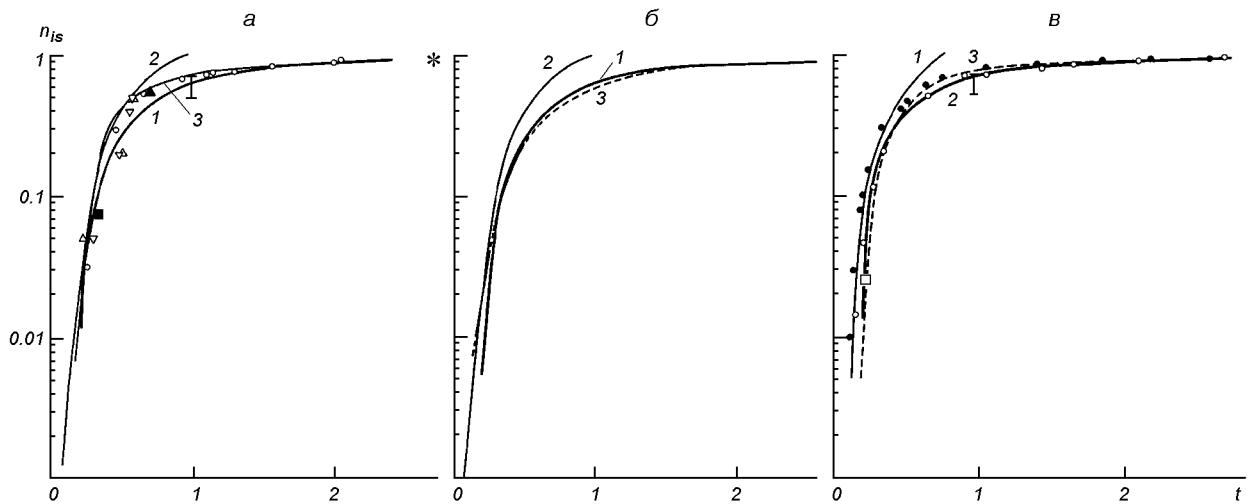


Рис. 1. Изменение нормированной плотности потока ионов вдоль оси ближнего следа: *а* — при сверхзвуковом обтекании сферы (кривая 1 — решение (13) для  $n_{is}(\Phi)$  из работ [27, 28], 3 и 2 — данные [4, 5], кружки — наши измерения, темный квадратик — измерения [10], треугольники — данные [11, 12], вертикальная черта — измерения КА «Ариэль-1», звездочка — измерения [22]); *б* — то же для различных моделей обтекания диска (кривые 1—3 — для  $n_{is}(\Phi)$  из работ [27, 5, 4] соответственно); *в* — то же для случая сверхзвукового обтекания диска (кривая 1 —  $n_{is}(\Phi)$  из работ [27, 28], 3 и 2 — данные [4, 5], кружки и точки — наши измерения, [10], треугольники — данные [10, 12], вертикальная черта — измерения КА «Ариэль-1», квадратик — измерения [24]). Подробности см. в тексте

Неизотермичность усиливает фокусировку положительных ионов на оси ближнего следа за телом. Если тело не слишком вытянуто в направлении набегающего потока, т. е. продольный размер  $L \ll RS_{ei}$ , то значения  $t = z/RS_{ei}$ , соответствующие точкам на поверхности тела, малы. В этом случае точная форма тела не существенна: возмущения определяются максимальным сечением тела в плоскости, ортогональной вектору скорости  $\mathbf{U}_\infty$ . Любое тело вращения при  $L \ll RS_{ei}$  можно заменить диском. К задаче о диске сводится картина обтекания тела вращения с плоской задней стенкой [4, 5]. Соотношения между расчетными значениями  $n_{is}(t)$  для различных моделей обтекания диска иллюстрирует рис. 1, *б*: кривые 2, 3 — модели  $n_{is}$  работ [5, 4]; кривая 1 — наше решение уравнения (13) для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $S_{ei} = 4.5$ ,  $-\Phi_W = 3.0$  и  $\xi_{ei} = 1$  (получена введением  $R_{\phi\Phi}$ ). Отклонение кривой 2 от 1, 3 для  $0.2 \leq t \leq 1.0$  обусловлено более сильной фокусировкой плотности ионов электрическим полем для модели

$n_{is}$  из [5], чем для  $n_{is}$  из работ [27, 28] и [4] при  $\xi_{ei} = 1$ .

Экспериментальные исследования распределения положительных ионов в ближнем следе за диском проводились для моделей из нержавеющей стали 12X18H10T, Al и оргстекла ПММА радиусом от 10 до 25 мм и толщиной от 1.0 до 2.0 мм. Расчетные и экспериментальные значения и зависимости  $n_{is}(t)$  для положительных ионов в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании диска приведены на рис. 1, *в*, где кривая 1 — наше решение уравнения (13) с использованием данных  $n_{is}(\Phi)$  из [27, 28], 2 соответствует  $n_{is}$  из [5], 3 —  $n_{is}$  из [4] для  $S_{ei} = 3.1$  и  $\xi_{ei} = 4.0$ . Кружки и точки — наши измерения при  $S_{ei} \approx 3.1$ ,  $R_{ds} \approx 101$ ,  $\xi_{ei} \approx 4.0$  и  $-\Phi_W \approx 3.6$  и 11.2 соответственно; вертикальная черта — измерения на ИСЗ «Ариэль-1» с пересчетом на след диска для  $S_{ei} \approx 5.0$ ,  $R_{ds} \approx 10$ ,  $-\Phi_W \approx 6.0$  ( $t \approx 0.96$ ); квадратик — измерения [24] в следе за стеклянным диском при  $S_{ei} \approx 3.5$ ,  $R_{ds} \approx 75$  и  $-\Phi_W \approx 5.0$ .

Для  $t \leq 0.50$  результаты измерений при  $-\Phi_W \geq 10$  лучше коррелируют с модельным представлением  $n_{is}$  из [5]. При  $-\Phi_W < 10$  и  $t \geq 0.25$  наши экспериментальные результаты, данные [24] и спутниковые измерения на «Ариэль-1»

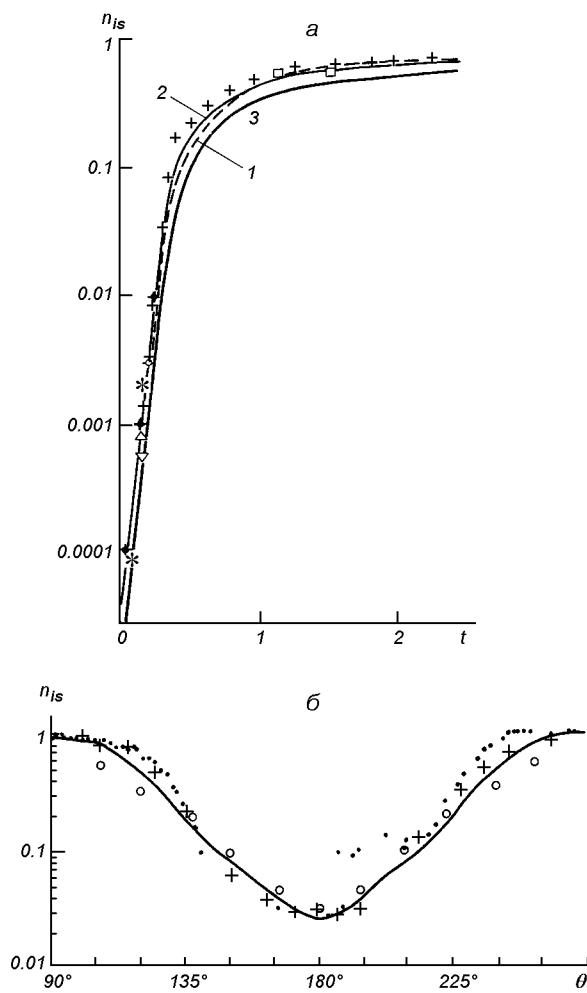


Рис. 2. Распределение плотности потока ионов: а — на оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого плоского тела (1 — наше решение для  $n_{is}(\Phi)$  из работы [27], 2, 3 — численное решение [6] при  $\xi_{ei} = 1$  и 4 соответственно, кружки и точки — численные данные из [37], треугольники, звездочки, квадратики — измерения КА [29—33]; б — угловое распределение в ближнем следе за плоским телом при сверхзвуковом обтекании холодной ионосферной плазмой (точки — измерения ИСЗ АЕ-С [30], крестики — наши измерения, кривая — численное решение для  $n_{is}(\Phi)$  из работы [27], кружки — модель обтекания плоского тела [6]. Подробности см. в тексте

ближе к расчетным моделям  $n_{is}$  из [4] и [27, 28].

Большинство КА имеет цилиндрическую форму (или близкую к ней). Распределение плотности потока ионов  $n_{is}(t)$  на оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого ( $R_{ds} \approx 100$ ) плоского тела иллюстрирует рис. 2, а. Кривая 1 — численное решение данной работы уравнения (13) для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $S_{ei} \approx 4.1$ ,  $R_{ds} \approx 126$  и  $-\Phi_W \approx 10.0$ . Кривые 2, 3 — численные решения для дискретной модели сверхзвукового обтекания плоского тела при  $\xi_{ei} = 1$  и 4 из [6]. Крестики — наши измерения для  $S_{ei} \approx 4.1$ ,  $R_{ds} \approx 127$  и  $-\Phi_W \approx 10.3$ ,  $\xi_{ei} = 4.0$ ; точки и кружки — численные данные [37] для  $S_{ei} \approx 8.0$ ,  $R_{ds} \approx 40$  и  $-\Phi_W \approx 0$  и 20 соответственно; темные, светлые и перевернутые треугольники — измерения электрическими зондами на ИСЗ «Atmosphere Explorer-C» (AE-C) [30, 31] при  $5.9 \leq S_{ei} \leq 8.04$ ,  $R_{ds} \approx 116.3, 135.7, 162.5$ ,  $-\Phi_W \approx 10.0$ ; звездочки — значения  $n_{is}$ , измеренные на спутнике S3-2 [33] при  $S_{ei} \approx 8.0$ ,  $R_{ds} \geq 45$ ,  $-\Phi_W \approx 10$ ; квадратики — измерения  $n_{is}$  в ближнем следе за КА «Space Shuttle»  $S_{ei} \approx 3.35$ ,  $R_{ds} \geq 2 \cdot 10^3$  [29, 32]. При пересчете от пластины к цилинду введением эффективного радиуса  $R_{\text{eff}}$  внесены поправки, учитывающие форму тела. Радиальное распределение плотности положительных ионов в ближнем следе за плоским телом (цилиндр) в «холодной» ионосферной плазме показано на рис. 2, б. Точки — измерения на ИСЗ АЕ-С [30] при  $S_{ei} \approx 7.83$ ,  $R_{ds} \approx 73.4$  и  $-\Phi_W \approx 8.8$ ,  $\xi_{ei} = 1.14$ ; крестики — наши измерения, след за цилиндром при  $S_{ei} \approx 5.1$ ,  $R_{ds} \approx 78$ ,  $-\Phi_W \approx 6.7$ ,  $\xi_{ei} = 4.0$ . Кривая — численное решение задачи данной работы для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $S_{ei} \approx 5.1$ ,  $R_{ds} \approx 80$  и  $-\Phi_W \approx 6.7$ ; кружки — модель дискретного обтекания плоского тела работы [6] ( $z/R = 1.5$ ,  $t \approx 0.192$ ).

Сравнение результатов стендовых и спутниковых измерений свидетельствует о соответствии распределений плотности заряженных частиц «холодной» плазмы расчетным значениям и моделям ближнего следа, что, по сути, и служит критерием точности плазмодинамического моделирования структуры ближнего следа при сверхзвуковом обтекании твердого тела «холодной» плазмой в ионосфере Земли.

**ВЫСОКОВОЛЬТНОЕ ЗАРЯЖАНИЕ ПОДВЕТРЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ТВЕРДОГО ТЕЛА БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ**

**Техника эксперимента.** Неоднородность структуры поверхности элементов конструкции КА в модельном физическом эксперименте реализована за счет использования пластин и дисков (алюминий, нержавеющая сталь, кварц) с диэлектрическим или металлическим покрытием. На одну из сторон пластины алюминия (длина  $l = 45$  см, ширина  $2R = 16$  см, толщина  $\delta \approx 0.1$  см) нанесено диэлектрическое покрытие. На поверхность диска (кварц) диаметром 15 см и толщиной 0.2 см нанесено (напылением) алюминиевое покрытие. В качестве диэлектрика для пластин использовались: углепластик ВПС-7В толщиной  $\delta \approx 0.18$  см и терморадиационное покрытие ТР-СО-11 (эмаль — окись цинка и слой метасиликата калия) толщиной  $\delta \approx 0.12$  см, нанесенное на белую эмаль АК-512 толщиной  $\delta \approx 0.08$  см. Взаимодействие таких моделей с потоком плазмы ближе к реальной ситуации сверхзвукового обтекания элемента конструкции КА, полностью или частично покрытого диэлектриком (панель СБ, антenna), чем обтекание однородно заряженного проводящего тела. Схема эксперимента представлена на рис. 3.

На рис. 4 показана циклограмма процесса заряжания (накопления и нейтрализации зарядов) на подветренной поверхности изолированного тела (ТР-СО-11). Участок «А» циклограммы соответствует облучению подветренной поверхности быстрыми электронами с энергией  $W_{eh}$  от 5 до 15 кэВ при плотности тока  $j_{eh} \approx 10$  нА/см<sup>2</sup> при отсутствии сверхзвукового потока «холодной» плазмы. Участок «В» характеризует процессы переноса зарядов быстрыми электронами на подветренную сторону при сверхзвуковом обтекании «холодной» плазмой низкой плотности (синхронное воздействие пучка быстрых электронов и сверхзвуковой струи «холодной» плазмы). Участок С иллюстрирует нейтрализацию остаточного заряда на подветренной стороне твердого изолированного тела сверхзвуковой струей «холодной» плазмы при отсутствии быстрых электронов. Облучение поверхностей моделей пучком высокоэнергичных

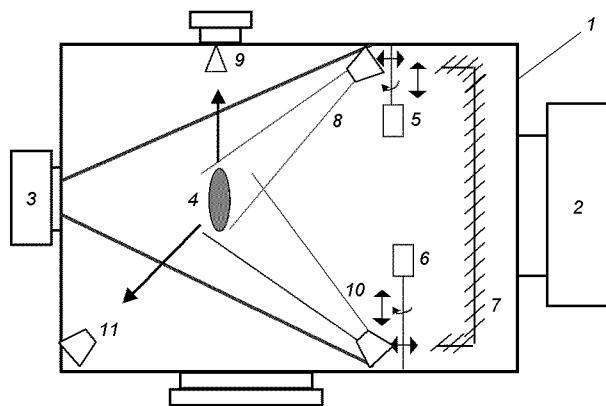


Рис. 3. Схема плазмоаэродинамического стенда: 1 — вакуумная камера с рабочим объемом  $3.5\text{ м}^3$ , 2 — система вакуумирования (скорость более  $100\text{ м}^3/\text{с}$ ), 3 — генератор сверхзвуковых плазменных потоков, 4 — фрагмент (модель) КА, 5, 6 — системы контактной диагностики плазмы, 7 — криопанели ( $\text{LN}_2$ ), 8 — источник быстрых электронов (электронная пушка 0.1—50 кэВ), 9, 11 — антенны систем СВЧ-зондирования, 10 — источник УФ-излучения солнечного спектра 115—700 нм

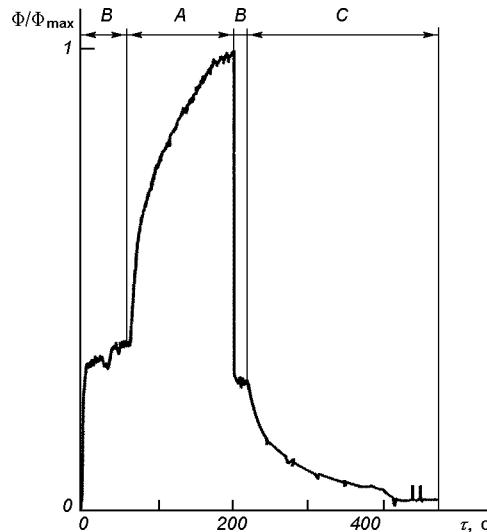


Рис. 4. Циклограмма процесса заряжания (накопления и нейтрализации зарядов) подветренной поверхности изолированного тела: А — облучение быстрыми электронами при отсутствии сверхзвукового потока холодной плазмы; В — перенос зарядов быстрыми электронами при сверхзвуковом обтекании холодной плазмой; С — нейтрализация остаточного заряда при отсутствии быстрых электронов

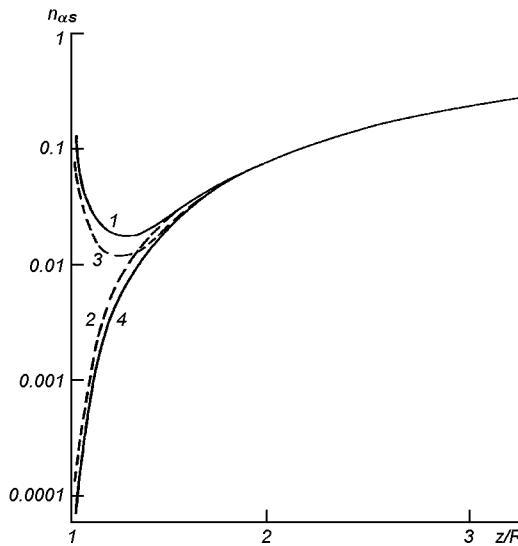


Рис. 5. Распределения нормированной плотности ионов  $n_{is}$  и электронов  $n_{es}$  на оси ближнего следа за плоским телом: 1, 4 —  $n_{es}$  при  $-\Phi_W = 3.0$  и 30 соответственно, 2, 3 —  $n_{is}$  при  $-\Phi_W = 3.0$  и 30 соответственно

электронов осуществлялось через коллиматор. Это позволило выделить узконаправленную часть пучка и облучать только исследуемые участки поверхности моделей. Для регистрации циклограмм применялась бортовая система бесконтактного измерения и контроля напряженности электрического поля «зонд — заряд». На участках В и С потенциал на подветренной стороне при сверхзвуковом обтекании тела изменяется от значений  $-\Phi_W \gg 10$  до  $-\Phi_W < 10$ . При этом изменяется режим сабирания и распределение заряженных частиц «холодной» плазмы в ближнем следе за телом. На рис. 5 приведены расчетные значения осевых распределений нормированных плотностей ионов  $n_{is}(z/R)$  и электронов  $n_{es}(z/R)$  в ближнем следе плоского тела — решение уравнения (13) данной работы для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $-\Phi_W = 3.0$  — кривые 1, 2 и  $-\Phi_W = 30$  — кривые 3, 4 ( $S_{ei} = 4.5$ ,  $R_d = 67$ ). С увеличением отрицательного потенциала на подветренной поверхности тела происходит выметание электронов «холодной» плазмы из области ближнего следа и резкое увеличение концентрации положительных ионов.

Плотность потока положительных ионов «холодной» плазмы на подветренную поверхность

формируют две группы ионов  $j_{iw} = j_{i\infty}^{(I)} + j_{i\Phi}^{(II)}$ : I группа, распределение которой определяется режимом сверхзвукового обтекания при  $-\Phi_W < 10$ ; II группа, ионы которой проникают в область ближнего следа за счет ускорения электрическим полем заряда  $-\Phi_W \gg 10$ , переносимого быстрыми электронами, на подветренной стороне. Согласно оценкам работы [37] режиму обтекания тела при значениях  $-\Phi_W < 10$  соответствует значение параметра  $\xi_{sh} = d_{sh}/R = 0.8\Phi_W^{3/4}/(S_{ei}^{0.5}R_{ds}) \ll 1$  ( $d_{sh}$  — толщина слоя пространственного заряда на фронтальной стороне пластины, диска), а режиму  $(-\Phi_W) \gg 10$  — значение  $\xi_{sh} \geq 1$ . Для изолированной двусторонней (металл—диэлектрик) модели (пластина, диск) режим «тонкого слоя» реализуется при отсутствии быстрых электронов ( $-\Phi_W < 10$ ). При облучении подветренной поверхности тела быстрыми электронами режим «тонкого» слоя реализуется на фронтальной стороне, а режим «толстого» слоя — в следе за телом на подветренной стороне  $-\Phi_W \gg 10$ .

При  $\xi_{sh} \geq 1$  — режим «толстого» слоя — в соответствии с оценками [26, 36] плотность тока ионов «холодной» плазмы на подветренную поверхность тела определяется из условия  $j_{i\infty}^{(I)}/j_{i\Phi}^{(II)} \ll 1$ . Ток на подветренную поверхность определяется в основном II группой ионов  $j_{iw} \approx j_{i\Phi}^{(II)}$ . Плотность тока ионов в таком случае может быть определена в рамках теории сабирания тока электрическим зондом в разреженной плазме. При большом радиусе экранирующего слоя  $r_{sh}/R > \Phi_W^{0.5}/S_{ei}$  и  $\Phi_W/S_{ei}^2 \gg 1$  ток ионов на подветренную сторону равен току на зонд в неподвижной плазме [21].

В соответствии с теорией сабирания ионного тока электрическими зондами [25] плотность тока ионов на подветренную поверхность тела может быть представлена в виде

$$j_{iw} = eN_{iw} \left( \frac{kT_{es}}{2\pi M_i} \right)^{0.5} i_i^+ \left( \Phi_W, R_{ds}, \frac{T_{es}}{T_{is}} \right), \quad (15)$$

где  $i_i^+$  — безразмерный ионный ток, расчетные значения которого для  $T_{es}/T_{is} = 1$  и 0 приведены в [25].

Неопределенность при вычислении  $N_{iw}$  по (15) может быть преодолена использованием зависимостей  $i_i^+$  от  $(r_p/\lambda_{ds})^2 i_i^+$  [15, 25]. Величина

$(r_p/\lambda_{ds})^2 i_i^+$  может быть вычислена для цилиндрического зонда по формуле

$$\left(\frac{r_p}{\lambda_{ds}}\right)^2 i_i^+ = 1.073 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \frac{r_p}{l_p} \left(\frac{e}{kT_{es}}\right)^{3/2} I_p^+(\Phi_W), \quad (16)$$

а для сферического зонда — по формуле

$$\left(\frac{r_p}{\lambda_{ds}}\right)^2 i_i^+ = 5.365 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \left(\frac{e}{kT_{es}}\right)^{3/2} I_p^+(\Phi_W), \quad (17)$$

где  $I_p^+$  — зондовый ток,  $r_p$  — радиус,  $l_p$  — длина зонда.

Для фиксированных  $\Phi_W$  концентрация положительных ионов следует из соотношения

$$N_{iW} = \frac{I_p^+(\Phi_W)}{A_p e \left(\frac{kT_{es}}{2\pi M_i}\right) i_i^+(\Phi_W)^{0.5}}. \quad (18)$$

Здесь  $A_p$  — площадь поверхности зонда.

**Перенос и нейтрализация зарядов.** Экспериментальные исследования высоковольтного заряжания подветренных поверхностей быстрыми электронами проводились в сверхзвуковых потоках разреженной плазмы  $O^+ + O_2^+$  с концентрацией заряженных частиц  $N_{i\infty}$  от  $1.6 \cdot 10^5$  до  $5.7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  при  $T_{es} = 1.0 \dots 1.7 \text{ эВ}$  и значениях скорости  $U_\infty \approx 8.4$  и  $11.9 \text{ км/с}$ . В качестве эталонных образцов использовались изолированная пластина из алюминия, одна сторона которой покрыта диэлектриком, и диск из плавленого кварца, одна сторона покрыта Al-пленкой.

Выбор в качестве эталонных образцов из алюминия обусловлен следующим:

- полученные нами значения равновесных потенциалов  $\varphi_W^{Al}$  при  $W_{eh} = 5$  и  $8 \text{ кэВ}$  с погрешностью менее  $\pm 1.5 \%$  совпадают с оценками [1], и в диапазоне энергий  $W_{eh}$  от 1 до 20 кэВ соответствуют аппроксимации  $\varphi_W^{Al} \approx 1.072 W_{eh} - 2.8 \text{ кэВ}$ ;
- в диапазоне энергий  $W_{eh}$  от 1 до 20 кэВ для Al и  $Al_2O_3$  имеются обширные хорошо согласующиеся между собой данные о значениях и зависимостях коэффициентов вторичной электронной эмиссии  $\sigma_{eh} = \sigma_{eh}(W_{eh})$  и вторичной ионно-электронной эмиссии  $\gamma_{O^+ + O_2^+}$  [2, 9, 13, 20, 34];

- величины равновесного потенциала  $\varphi_W$  на участках А и В циклограммы заряжания при одних и тех же условиях облучения образца быстрыми электронами и сверхзвукового обтекания «холодной» плазмой определяются эмиссионными процессами — значениями коэффициентов  $\sigma_{eh}$ ,  $\gamma_i$ , плотностями токов ионов  $j_{iW}$  и быстрых электронов  $j_{eh}$ .

Сравнение циклограмм зарядно-разрядных процессов для Al и углепластика ВПС-7В свидетельствует о равенстве (с погрешностью  $< 3 \%$ ) величины  $\varphi_W$  на участках А и В в диапазоне энергий  $W_{eh}$  от 5 до 20 кэВ при одних и тех же условиях эксперимента. Это свидетельствует об идентичности эмиссионных процессов и равенстве коэффициентов  $\sigma_{eh}$  и  $\gamma_i$  для одного и того же сорта ионов «холодной» плазмы и равенстве плотностей ионного тока на подветренную сторону обтекаемого тела  $j_{iW}$ .

Для любого диэлектрика и каждого фиксированного значения  $W_{eh}^{(1)}$  величина коэффициента вторичной электронной эмиссии  $\sigma_{eh}^{Al}$  может быть определена по участку А циклограммы (рис. 4) с использованием линейной зависимости  $\varphi_W^{Al}(W_{eh}^{(1)})$ , условия  $\varphi_{Al}^A(W_{eh}^{(1)}) = \varphi_{Al}^A(W_{eh}^{(2)})$  и данных  $\sigma_{eh}^{Al}(W_{eh})$  из [2, 13, 34]. Отсюда следует  $\sigma_{eh}^{Al}(W_{eh}^{(1)}) = \sigma_{eh}^{Al}(W_{eh}^{(2)})$  и  $\sigma_{eh}^{Al} = \sigma_{eh}(W_{eh})$ . Если для участка циклограмм В при фиксированных значениях параметров пучка быстрых электронов в одном и том же потоке «холодной» разреженной плазмы  $\varphi_{W_{Al}}^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \neq \varphi_{W_{Al}}^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$ , то подбором режима облучения диэлектрика высокоэнергичными электронами в том же потоке «холодной» плазмы можно реализовать режим обтекания, когда  $\varphi_{W_{Al}}^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \approx \varphi_{W_{Al}}^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$  и, как следствие,  $j_{iW}^{Al} \approx j_{iW}^{Al}$ . Для Al величину  $j_{iW}^{Al}$  можно оценить из уравнения (3). Условие  $j_{iW}^{Al} \approx j_{iW}^{Al}$  позволяет из выражения (3), записанного для диэлектрика при  $W_{eh}^{(2)}$ , оценить значение коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии  $\gamma_i^{Al}$  для потока ионов с энергией порядка  $e\varphi_{W_{Al}}^{(B)}$ . Такая процедура применялась для ТР-СО-11.

Роль фронтальной и подветренной поверхностей в экспериментах поочередно выполняли Al и ВПС-7В, Al и ТР-СО-11, нержавеющая сталь и ВПС-7В, Al и кварц ( $SiO_2$ ). На подветренной стороне модели устанавливался отрицательный равновесный потенциал  $-\varphi_W > 200 \text{ В}$ , а на

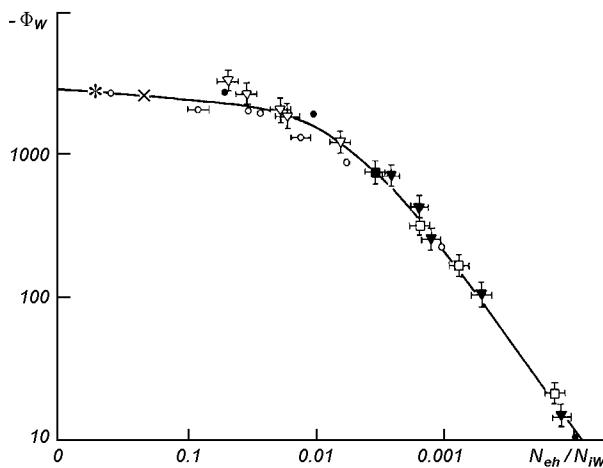


Рис. 6. Зависимость равновесного потенциала  $-\Phi_W$  на подветренной (диэлектрической) стороне твердого тела от отношения концентраций  $N_{eh}/N_{iW}$ : кружки, крестик, звездочка — измерения на DMSP P6, P7, P13; ромбик, светлые и темные треугольники, светлые и темные квадратики — наши измерения для Al, ВПС-7В, ТР-СО-11, нержавеющей стали 12Х18Н10Т, плавленого кварца соответственно; точки — расчетные значения из [36]

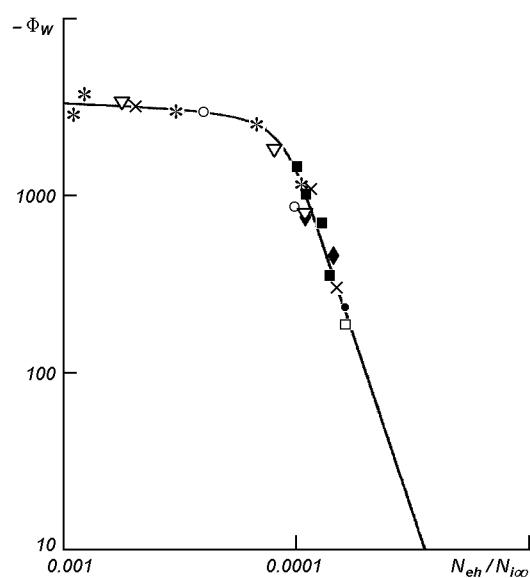


Рис. 7. То же для зависимости  $-\Phi_W$  от  $N_{eh}/N_{i\infty}$

фронтальной — потенциал  $\varphi_f \ll \varphi_w$ . При  $3.1 \leq S_{ei} \leq 4.5$ ,  $14 \leq R/\lambda_{ds} \leq 35$  и  $1.0 \leq T_{es} \leq 1.7$  эВ в ближнем следе за телом реализован режим «толстого» слоя  $\xi_{sh} \geq 1$ , что позволило для интерпретации результатов зондовых измерений использовать формулы (16)–(18).

На рис. 6 и 7 представлены зависимости равновесного потенциала  $-\Phi_w$  на подветренной стороне твердого тела от отношения концентраций быстрых электронов и положительных ионов на подветренной поверхности  $N_{eh}/N_{iW}$  и в невозмущенном потоке  $N_{eh}/N_{i\infty}$  соответственно. Кружки, крестик, звездочка — данные спутниковых измерений на DMSP (Defense Meteorological Satellite Program) F6, F7 и F13 на полярной орбите в тени Земли [19, 23]. Измерения на спутниках F6 и F7 выполнены при воздействии быстрых электронов с энергиями  $W_{eh} \approx 4.2, 10.1, 14.4$  кэВ, а на F13 — при  $W_{eh} \approx 2.99, 9.64, 31.3$  кэВ. Ромбик, светлые и темные треугольники, светлые и темные квадратики — результаты наших измерений для Al, ВПС-7В, ТР-СО-11, нержавеющей стали и

кварца ( $\text{SiO}_2$ ) при  $W_{eh} \approx 5, 10$  и  $15$  кэВ. Точки — расчетные значения  $-\Phi_w$  из [36] для  $W_{eh} = 5$  кэВ. При анализе спутниковых измерений на F6 и F7 принято  $N_{i\infty} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ; на F13 —  $N_{i\infty} \approx 1.1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ;  $0.18 \leq T_{es} \leq 0.2$  эВ [7]. Предельные значения  $N_{eh}/N_{iW} \approx 10^{-4}$  — численные оценки уровня заряжания микроспутника в следе за плоским телом на полярной орбите [16, 36].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана процедура моделирования процессов высоковольтного заряжания подветренных поверхностей космических аппаратов быстрыми электронами в полярной ионосфере в тени Земли. Получены зависимости равновесных потенциалов на подветренной поверхности твердого тела в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы от отношения концентраций быстрых электронов и положительных ионов в следе за телом и в невозмущенном потоке. Результаты физического (стендового) моделирования коррелируют с данными численных экспериментов и спутниковых измерений.

Зависимости  $-\Phi_W = \Phi_W(N_{eh}/N_{iw})$  и  $-\Phi_W = \Phi_W(N_{eh}/N_{i\infty})$ , где  $N_{eh}/N_{iw} \approx 10^{-4} j_{eh}/j_{iw}$ , позволяют прогнозировать уровни заряжания подвергенных поверхностей элементов конструкций КА и малых тел в следе за ними в полярной ионосфере в тени Земли.

1. Антонов В. М., Пономаренко А. Г. Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов. — Новосибирск: Наука, 1992.—115 с.
2. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.—408 с.
3. Беников В. А. Теория подобия и моделирования. — М.: Высш. шк., 1976.—480 с.
4. Гуревич А. В., Димант Я. С. Обтекание диска потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия.—1975.—**16**, № 2.—С. 221—230.
5. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэродинамика // Успехи физ. наук.—1969.—**99**, № 1.—С. 3—49.
6. Гуревич А. В., Смирнова В. В. Обтекание плоских тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия.—1970.—**10**, № 3.—С. 402—407.
7. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.—272 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Физмат, 1959.—523 с.
9. Мак-Даниель М. Процессы столкновений в ионизированных газах. — М.: Мир, 1967.—832 с.
10. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование распределения ионного тока в следе за цилиндрическими и сферическими телами в потоках аргоновой и азотной плазмы // Ученые записки ЦАГИ.—1970.—**1**, № 5.—С. 39—44.
11. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование возмущений, вносимых телом в поток разреженной замагниченной плазмы // Журн. техн. физ.—1978.—**48**, № 6.—С. 1178—1185.
12. Скворцов В. В., Носачев Л. В. Исследование структуры следа за сферическими моделями в потоке разреженной плазмы // Косм. исслед.—1968.—**6**, № 2.—С. 208—233.
13. Хилл Дж., Уиппл Э. Электризация больших конструкций в космосе применительно к проблеме космических полетов под солнечным парусом // Аэрокосмическая техника.—1986.—№ 3.—С. 122—131.
14. Шувалов В. А., Зельдина Э. А. Структура электростатического поля в следе за сферой в потоке равновесной плазмы низкой плотности // Геомагнетизм и аэрономия.—1976.—**16**, № 4.—С. 603—607.
15. Шувалов В. А., Письменный Н. И., Приймак А. И. и др. Зондовая диагностика высокоскоростных потоков разреженной частично диссоциированной плазмы // Приборы и техн. эксперимента.—2007.—**50**, № 2.—С. 108—117.
16. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В. Радиационная электризация элементов конструкций космиче-

- ских аппаратов. Физическое моделирование, накопление и нейтрализация зарядов // Косм. исслед.—2001.—**39**, № 1.—С. 18—26.
17. Шувалов В. А., Приймак А. И., Резниченко Н. П. и др. Контактная диагностика ионосферной и лабораторной плазмы // Космічна наука і технологія.—2004.—**10**, № 2/3.—С. 3—15.
  18. Шувалов В. А., Тихий В. Г., Приймак А. И. и др. Деградация полимерных материалов обшивок солнечных батарей КА при длительном воздействии атомарного кислорода // Космічна наука і технологія.—2005.—**11**, № 5/6.—С. 78—86.
  19. Anderson P. C., Koons H. C. Spacecraft charging anomaly a low-altitude satellite in a Aurora // J. Spacecraft and Rockets.—1996.—**33**, N 5.—P. 734—738.
  20. Davies R., Dennison J. Evolution of secondary electron emission characteristics of spacecraft surface // J. Spacecraft and Rockets.—1998.—**34**, N 4.—P. 571—574.
  21. Davis V. A., Mandell M. J., Cooke D. L., Enloe C. L. High-voltage interactions in plasma wakes: simulation and flight measurement from the charge hazards and studies (CHAWS) experiment // J. Geophys. Res.—1999.—**104**, N A6.—P. 12455—12459.
  22. Fournier G., Pigache D. Wakes in collisionless plasma // Phys. Fluids.—1975.—**18**, N 11.—P. 1443—1453.
  23. Gussenhoven M. A., Hardy D. A., Rich F., et al. High-level spacecraft charging in the low-altitude polar and auroral environment // J. Geophys. Res.—1985.—**90**, N A11.—P. 11009—11023.
  24. Kozima H., Yamada K., Nakasima K. The self-similarity and the non-neutrality of near-wakes in two-dimensional geometry // Phys. Fluids B.—1989.—**1**, N 4.—P. 719—724.
  25. Laframboise J. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probe in a collisionless plasma at rest // Rarefied and Dynamics.—1966.—**2**.—P. 22—44.
  26. Laframboise J., Luo J. High-voltage polar orbit and beam-induced charging of a dielectric spacecraft: a wake-induced barrier effect mechanism // J. Geophys. Res.—1989.—**94**, N A7.—P. 1615—1629.
  27. Liu V. C. Ionospheric gas dynamics of satellite and diagnostic probe // Space Sci. Rev.—1969.—**9**.—P. 423—490.
  28. Liu V. C., Yew H. Near wake of the rarefied plasma flows at mesothermal speed // AJAA Paper.—1968.—N 68/69.—8 p.
  29. Murphy G. B., Reasoner D. L., Tribble A., et al. The plasma wake of the Shuttle orbiter // J. Geophys. Res.—1989.—**94**, N A6.—P. 6866—6872.
  30. Samir U., Gordon R., Brace L., Theis R. The near-wake structure of the Atmosphere Explorer C (AE-C) satellite. A parameter investigation // J. Geophys. Res.—1979.—**84**, N 2A.—P. 513—525.
  31. Samir U., Kaufman Y., Brace L., Brinton H. The dependence of ion density in the wake of the AE-C satellite on the ratio body size to Debye lengths in on  $[O^+]$ -dominated plasma // J. Geophys. Res.—1980.—**85**, N A4.—P. 1769—1772.
  32. Samir U., Stone N. A., Wright K. H. On plasma disturbances caused by the motion of the Space Shuttle and the small satellite: a comparison of the situ observation // J.

- Geophys. Res.—1986.—91, N A1.—P. 277—285.
33. Samir U., Weldman P., Rich F., et al. About the parametric interplay between ionic Mach number, body-size and satellite potential in determining the ion depletion in the wake of the S3-2 satellite // J. Geophys. Res.—1981.—86, N A13.—P. 11161—11166.
34. Stenglass E. J. Backscattering of kilovolt electron from solid // Phys. Rev.—1954.—54, N 2.—P. 345—358.
35. Wang J., Hasting S. D. Ionospheric plasma flow over large high-voltage space platforms. II. The formation and structure of plasma wake // Phys. Fluids B.—1992.—4, N 6.—P. 1615—1629.
36. Wang J., Lennig P., Garrett A., Murphy G. Multibody-plasma interactions: charging in the wake // J. Spacecraft and Rockets.—1994.—31, N 5.—P. 889—894.

**FAST-ELECTRON CHARGE TRANSFER  
AT DOWNWIND SURFACES OF SPACECRAFTS  
IN THE EARTH'S POLAR IONOSPHERE**

*V. A. Shuvalov, G. S. Kochubey, K. A. Bandel,  
A. I. Pryymak*

We developed the procedure for physical modelling of the processes of high-voltage charging downwind surfaces of spacecraft structural elements using fast electrons in polar ionosphere in the Earth's shadow. The dependences of equilibrium potentials of downwind surfaces on a relation of concentration of fast electrons and positive ions in the near wake and in the undisturbed plasma are determined from the results of set and numerical tests the, satellite measurements.

УДК 629.764

В. В. Ємець<sup>1</sup>, Ф. П. Санін<sup>1</sup>, Є. О. Джур<sup>1</sup>, М. В. Масляний<sup>1</sup>,  
О. Ю. Кострічин<sup>1</sup>, Г. В. Мінтєєв<sup>1</sup>, В. М. Ушканов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Дніпропетровський національний університет

<sup>2</sup> Південний машинобудівний завод, Дніпропетровськ

## Експериментальне дослідження моделі ракетного двигуна, що живиться твердим поліетиленовим стержнем як пальником

Надійшла до редакції 19.03.07

Описані вогневі випробування моделі ракетного двигуна, в якому згорає твердий поліетиленовий стержень. Наводяться експериментально визначені величини теплових потоків, коефіцієнти тепловіддачі, швидкості газифікації. Результати експериментів можуть бути застосовані при проектуванні ракет-носіїв, в яких оболонка бака з поліетилену використовується як пальне.

### ВСТУП

Однією з основних проблем створення двигунної установки для спалюваної ракети [1] є розробка газифікаційної камери, в якій тверда бакова оболонка з поліетилену перетворюватиметься на газ. Цей газ подаватиметься в камеру згоряння як пальне. Така газифікаційна камера для ракетного двигуна є новим технічним пристроєм, тому метою цієї роботи, що проводилась в 2003—2006 роках згідно з проектною угодою № 2524 «Використання поліетиленових баків ракет-носіїв як пального» між Дніпропетровським національним університетом та Українським науково-технологічним центром, було отримання висновків щодо принципів побудови газифікаційної камери за результатами експериментального дослідження основних характеристик і особливостей піролізу поліетиленового стержня за допомогою моделей газифікаційної камери і ракетного двигуна, який спочатку живиться газоподібними метаном і киснем, а потім киснем і цим самим поліетиленовим стержнем.

На підготовчому етапі випробувань відпрацювались елементи стендів і двигуна, пневмогідросистеми, система вимірювань. На основному етапі випробувань продемонстровано піроліз поліетиленового стержня власними продуктами згоряння і отримано дані, що дозволяють оцінити теплові потоки в газифікаційній камері, швидкість і ефективність піролізу. Особлива увага приділялась вимірюванню температури в кількох точках газифікаційної камери з метою оцінки теплових потоків. Вимірювалась швидкість газифікації стержня, інші параметри.

Згідно з експериментальними даними порядок швидкості газифікації поліетилену становить 1 мм/с при умові надходження в газифікаційну камеру теплових потоків із щільністю порядку 1 МВт/м<sup>2</sup>. Отже, площа газифікаційної камери мусить перевищувати площу торця спалюваної бакової оболонки ракети в 10...100 разів. Для цього її треба робити конічною або зубчастою, тоді швидкість скорочення бакової оболонки зросте до необхідної величини 1—10 см/с. Газифікаційну камеру треба розміщувати в камері

згоряння в області форсуночної головки. Розміщувати газифікаційну камеру в районі сопла з ціллю отримання високих теплових потоків не є необхідним.

Отримані дані дозволяють оцінити достовірність розрахунків двигунної установки для спалюваної ракети, а зроблені висновки дозволяють розпочати розробку вдосконаленого варіанту експериментального двигуна.

#### СТЕНД ДЛЯ ВОГНЬОВИХ ВИПРОБУВАНЬ І ВИМІРЮВАННЯ ОСНОВНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПІРОЛІЗУ І ГОРІННЯ

Основою стендіа є масивний металевий стіл. На ньому знаходиться рама з напрямними стержнями і пересувною кареткою для установки двигуна. Спереду від рами розміщений гідроциліндр, що штовхає двигун на поліетиленовий стержень. Позаду від рами розміщується вогнівний ящик, що використовується для забору продуктів згоряння і установки консольного упора для поліетиленового стержня. Від вогнівного ящика відходить вентиляційна труба. Загальний вигляд стендіа наводиться на рис. 1.

Шість пневматичних і гіdraulічних систем входять до складу стендіа:

- система подачі газоподібного метану, що використовується як пускове пальне;
- система подачі газоподібного кисню, що використовується як окислювач;
- система подачі газоподібного аргону для зниження температури в камері згоряння; другою функцією цієї системи є керування клапаном газоподібних продуктів піролізу поліетилену (піролізованого поліетилену);
- система подачі води для охолодження камери згоряння;
- система подачі газоподібного гелію для захисту від окислення зовнішньої поверхні ніобієвого сопла, що не охолоджується;
- система подачі оліви в гідроциліндр.

Модель двигуна, що складається з камери згоряння з соплом і газифікаційної камери, закріплюється за допомогою пересувної каретки на трьох напрямних стержнях (рис. 2).

Поліетиленовий стержень одним кінцем спирається на упор у вогнівому ящику, другим кінцем входить в газифікаційну камеру. У міру

скорочення стержня внаслідок газифікації двигун пересувається вздовж напрямних стержнів під дією гідроциліндра (рис. 3).

Під час випробувань вимірюються такі характеристики:

- температура всередині стінки газифікаційної камери в чотирьох точках;
- температура піролізованого поліетилену;
- тиск в газифікаційній камері;
- температура продуктів згоряння на виході з сопла;
- тиск в камері згоряння;
- сила, що виникає в перетині між гідроциліндром і двигуном;
- витрата і температура води на виході з охолоджувального тракту.

Експериментальні дані записувались самописцями рулонного типу і web-камерою. Керування експериментами і візуальне спостереження здійснювались із приміщення, що відокремлене від випробувального боксу стінкою з вікнами із броньового скла.

#### МОДЕЛЬ ДВИГУНА

Модель двигуна живиться двома пальниками — метаном і піролізованим поліетиленом. Окислювачем є газоподібний кисень. Аргон застосовується для зниження температури в камері згоряння до величини приблизно 2800 К, щоб зменшити ризик прогарів. Запалення здійснюється переробленою автомобільною свічкою. Спочатку двигун живиться метаном. Продукти згоряння метану і кисню розігрівають газифікаційну камеру, що призводить до піролізу поліетилену. Відомо, що піроліз поліетилену розпочинається при температурі близько 360 °C і закінчується при температурі 475 °C. Внаслідок піролізу не менше ніж 99.9 % поліетилену перетворюється на газ. Коли тиск в газифікаційній камері перевищує тиск в камері згоряння, піролізований поліетилен через клапан подається в камеру згоряння. Деякий час двигун живиться метаном і піролізованим поліетиленом. Далі подача метану припиняється, і двигун живиться лише піролізованим поліетиленом, що піролізує сам себе. Варіант влаштування двигуна подано на рис. 4, а загальний вигляд — на рис. 5.

Основними частинами двигуна є камера згоряння, сопло, газифікаційна камера, кільцевий газовод, клапан піролізованого поліетилену, поліетиленовий стержень. Камера згоряння виготовлена з жаротривкої сталі 12Х18Н10Т. Вона має шатрову головку з форсунками струменевого типу і водяне охолодження. Камера згоряння використовується для утворення гарячих продуктів згоряння, які газифікують поліетилен. Сопло з ніобію (температура плавлення 2487 °C), що не охолоджується, використовується для розміщення газифікаційної камери. Кільцевий газовід з жаротривкої сталі 12Х18Н10Т потрібен лише для закріплення газифікаційної камери в соплі. На рис. 6 представлена камера згоряння і сопло.

Газифікаційна камера виготовляється з молібденового сплаву і розміщується в соплі. Висота щілини між газифікаційною камерою і соплом в наших експериментах становила 4.3...4.8 мм на виході з сопла і плавно зростала до 5.7...7.5 мм біля носка газифікаційної камери. Молібденовий сплав для виготовлення газифікаційної камери вибраний тому, що молібдену властиві висока температура плавлення (2625 °C) та висока тепlopровідність (145 Вт/(м·К) при 20 °C). Розташування камери в соплі обране з двох причин. По-перше, це дозволяє регулювати величину теплового потоку, що надходить у зовнішню стінку газифікаційної камери від продуктів згоряння, завдяки зміні висоти проміжку між газифікаційною камерою і соплом. По-друге, таке розташування є зручним для установки термопар, що вимірюють температури всередині стінки газифікаційної камери. W-WRe термопари прокладені по зовнішній поверхні газифікаційної камери і закриті гаргротами із tantalової фольги (температура плавлення 2996 °C). Гаргроти приєднані до газифікаційної камери точковим зварюванням. Вони потрібні для захисту термопар від гарячого газового потоку. Чотири термопари розташовані попарно для визначення різниці температур між зовнішньою і внутрішньою стінками у двох місцях. Кінці термопар занурені на різні глибини (від 1.5 до 10.8 мм) в глухі отвори в стінці газифікаційної камери діаметром 0.8...1 мм. Внутрішня конічна поверхня газифікаційної камери має поздовжні канав-

ки для витікання піролізованого поліетилену. Цей внутрішній конус має малий кут з метою збільшення газифікаційної поверхні. Хвостова частина газифікаційної камери виготовлена з титану (тепlopровідність 20 Вт/(м·К) з метою зниження теплового потоку від газифікаційної камери до інших елементів конструкції. На рис. 7 наводиться загальний вигляд газифікаційної камери.

Клапан піролізованого поліетилену (рис. 8) нагрівається до температури близько 400 °C за допомогою спірального електронагрівача для запобігання конденсації піролізованого поліетилену. Клапан переключається за допомогою газоподібного аргону. Клапан утримує піролізований поліетилен в ресивері, доки його тиск не перевищить тиск в камері згоряння (блізько 1 МПа). Після цього за командою з пульту керування піролізований поліетилен подається в камеру згоряння по трубопроводу з електронагрівом.

Поліетиленовий стержень складається із поліетиленової труби діаметром 20 мм, що має 1.5...2.5 % сажі, і кількох циліндрів діаметром 15 мм із чистого поліетилену високого тиску. Циліндри вміщуються всередину труби. Стержень вставляється в сталеву філь'єру.\* З метою мінімізації нагріву філь'єри вона спирається на газифікаційну камеру через тонку сталеву пластинку (рис. 9). Філь'єра використовується як ущільнення для перешкоджання витоку піролізованого поліетилену через проміжок між стержнем і газифікаційною камерою.

## ПІДГОТОВЧІ ВИПРОБУВАННЯ

На цьому етапі здійснювалась експериментальна перевірка працездатності пневмогідравлічних систем, системи вимірювань і запису даних, камери згоряння, пересувної каретки, сопла, газифікаційної камери, філь'єри. Всього було проведено 24 вогніві пуски. Із них шість — успішно. Після кожного пуску проводились додаткові конструкції, змінювались режими роботи.

Головними проблемами при відпрацюванні камери згоряння були прогар камери згоряння і витік води всередину камери згоряння після

\* Ми намагались виготовити філь'єру з пірофіліту в титановій оправці, але не змогли дотримати довготривалий режим термічної обробки. Втім, реалізований альтернативний варіант виявився ефективним.

Рис. 1. Загальний вигляд стенда: 1 — гідроциліндр, 2 — стіл, 3 — рама, 4 — вогнєвий ящик

Рис. 2. Загальний вигляд каретки з двигуном на стенді: 1 — рама, 2 — теплоізоляційна труба, всередині якої знаходитьться поліетиленовий стержень, 3 — напрямний стержень, 4 — каретка

Рис. 3. Кінематична схема стенда: 1 — гідроциліндр, 2 — камера згоряння, 3 — каретка, 4 — напрямний стержень, 5 — газифікаційна камера, 6 — поліетиленовий стержень, 7 — кільцевий газовід

Рис. 4. Варіант влаштування експериментального двигуна: 1 — довгий поліетиленовий стержень, що газифікувався на кінцевому етапі експерименту, 2 — короткий поліетиленовий стержень, що газифікувався на початковому етапі експерименту, 3 — фільтра, 4 — газифікаційна камера з молібденового сплаву, 5 — кільцеве сопло, 6 — трубка для виходу газоподібних продуктів піролізу поліетилену, 7 — сопло з ніобієвого сплаву, 8 — напрямні стержні, 9 — камера згоряння, 10 — трубопровід для подачі газоподібних продуктів піролізу поліетилену в камеру згоряння, 11 — давач тяги, 12 — гідроциліндр

Рис. 5. Загальний вигляд двигуна на стенді (ціна поділки на рамі — 5 см):  
 1 — клапан піролізованого поліетилену, 2 — трубопровід, що з'єднує газифікаційну камеру і клапан, 3 — трубопровід подачі аргону для керування клапаном, 4 — каретка, 5 — теплоізольована напрямна труба з поліетиленовим стержнем всередині, 6 — щиток для захисту напрямних стержнів від продуктів згоряння, 7 — кільцевий газовід, 8 — газифікаційна камера, 9 — колектор обдування сопла гелієм

Рис. 6. Камера згоряння і сопло: а — камера згоряння складена на каретці, б — камера згоряння разом із соплом, в — складові частини камери згоряння (1 — колектор кисню, 2 — штуцер метану, 3 — вихідний колектор води, 4 — входний колектор води, 5 — сопло, 6 — запальна свічка, 7 — внутрішня оболонка камери згоряння)

Рис. 7. Загальний вигляд газифікаційної камери: *a* — з боку термопар, що наближені до конічного носка, *b* — з боку термопар, що віддалені від конічного носка (*1* — W-WRe термопари, що приєднані до зовнішньої поверхні газифікаційної камери за допомогою танталової фольги, *2* — кільцевий газовід, *3* — штуцер з ніобієвого сплаву для виходу піролізованого поліетилену із газифікаційної камери, *4* — W-WRe термопари, що вміщені в гнучкі металізовані трубки, *6* — газифікаційна камера з молібденового сплаву)

Рис. 8. Загальний вигляд елементів системи подачі піролізованого поліетилену: *1* — отвір для установки термопари, *2* — клапан з ресивером, спіральним електронагрівачем і теплоізоляцією, *3* — давач тиску, *4* — провідники живлення електронагрівачів, *5* — трубопровід із спіральним електронагрівачем і теплоізоляцією, що з'єднує клапан і камеру згоряння

Рис. 9. Поліетиленовий стержень разом з фільтрою, підготовлені до установки в газифікаційну камеру (загальна довжина стержня 282 мм, діаметр — 20 мм): *a* — вигляд з боку газифікаційної камери, *b* — загальний вигляд (*1* — циліндр з чистого поліетилену, *2* — труба з поліетилену, що має домішку сажі, *3* — фільтр, *4* — тонка пластинка, що сполучає фільтр і газифікаційну камеру, *5* — сталевий наконечник)

Рис. 10. Деякі етапи підготовчих випробувань: *а* — випробування камери згоряння протягом 20 с, *б* — випробування камери згоряння протягом 40 с (видно «бочки» Маха, що свідчить про досконалість процесу згоряння), *в* — прогар камери згоряння під час пересування на каретці під дією власної тяги (вода з охолоджувального тракту виходить разом з продуктами згоряння), *г* — камера згоряння, що прогоріла, *д* — піроліз короткого поліетиленового стержня, вміщеного у газифікаційну камеру, продуктами згоряння метану і кисню (струмінь білого газу відходить вбік від газифікаційної камери), *е* — газифікаційна камера і сопло, що частково розплавились і згоріли внаслідок надлишку кисню у паливі (праворуч для порівняння — запасне сопло)

Рис. 11. Піроліз поліетилену продуктами згоряння метану і кисню; піролізований поліетилен згоряє в атмосфері (експеримент 18.06.2004): *а* — залишок поліетиленового стержня в філь'єрі з азбестовою теплоізоляцією після експерименту, *б* — танталові гаргроти двох близких до носка газифікаційної камери термопар згоріли (видно термопари в керамічній електроізоляції, що відхилилися від поверхні газифікаційної камери); температура на поверхні кінця носку газифікаційної камери перевищувала температуру плавлення молібдену внаслідок гальмування газового потоку

Таблиця 1. Перебіг підготовчих випробувань

Дата	Мета	Робочі режими*	Досягнення	Проблеми	Імена файлів на сайті <a href="http://perocket.dnu.dp.ua">http://perocket.dnu.dp.ua</a>
25.09.03,	Випробування камери згоряння.	$P_{\text{мет}} = 1.03, P_{\text{кис}} = 1.47, P_{\text{вод}} = 2.06, G_{\text{мет}} = 4, G_{\text{кис}} = 15, G_{\text{вод}} = 21, P_{\text{кам}} = 0.49 \dots 0.54, T_{\text{вод}} = 50, T_{\text{соп}} = 2000 \dots 2300, t = 20, 40, 60 \text{ с}$	Запалення добре, горіння стійке, повне. Прогар камери згоряння немає	Прогар камери згоряння. Після припинення горіння вода потрапляє всередину камери згоряння	06nov03.WMV unsuccess.WMV 24nov03.WMV
22.10.03,	Збільшення тривалості горіння в камері згоряння від 20 до 60 с				
05.11.03,					
06.11.03,					
24.11.03,					
25.12.03					
04.03.04,	Доведення тривалості горіння до 100 с.	$P_{\text{мет}} = 1.03, P_{\text{кис}} = 1.72, P_{\text{вод}} = 2.06, G_{\text{мет}} = 4, G_{\text{кис}} = 16, G_{\text{вод}} = 21, P_{\text{кам}} = 0.44, F_{\text{дв}} = 19.6 \dots 34.3, t = 20, 30, 100 \text{ с}$	Тривалість горіння доведена до 100 с. Двигун пересувається на каретці під дією власної тяги. Заміряна тяга двигуна. Вода не потрапляє всередину камери згоряння після припинення горіння	Заклинивання каретки	100sec.WMV travel.WMV burn-out.WMV
11.03.04,					
12.03.04,					
19.03.04	Пересування двигуна на каретці під дією власної тяги				
22.03.04,	Випробування сопла, газифікаційної камери, гідроциліндра. Піроліз короткого (50 мм) поліетиленового стержня.	$P_{\text{мет}} = 1.03, P_{\text{кис}} = 1.72, P_{\text{вод}} = 2.06, G_{\text{мет}} = 4, G_{\text{кис}} = 16, G_{\text{вод}} = 21, P_{\text{кам}} = 0.44 \dots 0.49, F_{\text{дв}} = 147^{**}, t = 22 \text{ с}$	Предемонстровано можливість піролізу поліетилену за допомогою продуктів згоряння	Згоряння сопла, відрив носка газифікаційної камери	short_rod.WMV fire30apr.WMV
23.03.04,					
30.04.04	Піроліз довгого поліетиленового стержня, що подається гідроциліндром				

\*Тут і далі:  $P_{\text{мет}}$ ,  $P_{\text{кис}}$ ,  $P_{\text{ар}}$ ,  $P_{\text{вод}}$  — тиск подачі метану, кисню, аргону на виході з редуктора та води на виході з тракту охолодження;  $P_{\text{кам}}$ ,  $P_{\text{пц}}$  та  $P_{\text{ппе}}$  — тиск в камері згоряння, гідроциліндрі та тиск піролізованого поліетилену;  $G_{\text{мет}}$ ,  $G_{\text{кис}}$ ,  $G_{\text{ар}}$ ,  $G_{\text{вод}}$  — витрата метану, кисню, аргону та води;  $T_{\text{вод}}$  — температура води на виході з тракту охолодження,  $T_{\text{соп}}$  — температура продуктів згоряння на виході з сопла,  $T_{\text{ппе}}$  — температура клапана піролізованого поліетилену,  $t$  — тривалість горіння,  $F_{\text{дв}}$  — тяга двигуна.

\*\*Варто звернути увагу на цей побічний результат. Імовірно, що тяга збільшилась в 5...7 разів за рахунок інжекції повітря в кільцевому газоводі.

припинення горіння внаслідок циклу термічного розширення-стиснення внутрішньої оболонки камери згоряння. Перша проблема була розв'язана в основному шляхом підвищення тиску у водяному тракті. Друга проблема була розв'язана за рахунок ущільнення між внутрішньою і зовнішньою оболонками камери згоряння, яке дозволяє ковзати внутрішній оболонці при розширенні-стисненні. Це рішення було прийняте після аналізу конструкцій німецьких розбірних багаторазових авіаційних ракетних двигунів 1940-х років.

При випробуваннях газифікаційної камери і сопла з'явилася проблема розплавлення і зго-

ряння цих деталей. Вона була розв'язана шляхом зниження коефіцієнта надлишку окислювача (відношення витрати окислювача до потрібної за стехіометричним співвідношенням) із значення 1.0 до 0.8 і подаванням аргону в камеру згоряння у масовому співвідношенні 5:4 до кисню. За розрахунками це спричиняє зниження температури в камері згоряння приблизно з 3200 до 2800 К.

Головним досягненням цього етапу є розробка і відпрацювання стенда і двигуна, потрібних для основних досліджень. Головна інформація про вогніві випробування зведена в табл. 1 і проілюстрована на рис. 10.

## ОСНОВНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

**Перебіг експериментів і експериментальні дані.** На цьому етапі здійснювались подача поліетиленового стержня в газифікаційну камеру за допомогою гідроциліндра, спалення піролізованого поліетилену в атмосфері і в камері згоряння, вимірювання температури в чотирьох точках газифікаційної камери, вимірювання температури піролізованого поліетилену та інших характеристик. Всього було проведено два експерименти. Перший експеримент (18.06.2004) із спаленням піролізованого поліетилену в атмосфері був цілком вдалий. Стержень довжиною 20 см був плавно газифікований за 20 с. Другий експеримент (20.07.2004) із спаленням піролізованого поліетилену в камері згоряння вдався лише частково. Його перебіг був перерваний через кілька секунд після початку горіння піролізованого поліетилену в камері згоряння внаслідок прогару камери згоряння і відриву носка газифікаційної камери. Прогар камери згоряння розпочався ще на початку експерименту (на відеозапису видно іскри і дим) від головки, що не охолоджується, і був наслідком закінчення її ресурсу. Однією з причин відриву носка було навмисне припинення подачі аргону в момент подачі в камеру згоряння піролізованого поліетилену з метою забезпечити найкраще його запалення, що призвело до зростання температури продуктів згоряння. Втім, протягом кількох секунд (з 17-ї по 20-ту) функціонував двигун, що живиться поліетиленовим стержнем,

який газифікується власними продуктами згоряння. За цей час двигун пересунувся приблизно на 2 см, а швидкість піролізу зросла майже удвічі. Зазначимо, що навіть в аварійних умовах надходження в камеру згоряння води і відриву носка газифікаційної камери в цій камері продовжувався піроліз поліетилену (стержень заткнув собою пробоїну), продовжувалось надходження піролізованого поліетилену через клапан в головку камери згоряння (згідно з показами манометра на клапані) і горіння, що добре видно в кінцевій частині відеозапису. Отже, припинення подачі аргону було непотрібним і призвело до аварії.

Перебіг експериментів описано в табл. 2 і 3 та проілюстровано на рис. 11, а файли відеозаписів цих випробувань (18-06-2004.avi і 20-07-2004.avi) можна переглянути на інтернет-сторінці <http://perocket.dnu.dp.ua>. Експериментальні дані представлені у вигляді графіків на рис. 12—15.

**Оцінка теплових потоків в газифікаційній камері і коефіцієнта тепловіддачі від стінки камери в піролізованій поліетилен.** Внаслідок процесу тепловіддачі від продуктів згоряння в газифікаційну камеру надходить деякий тепловий потік, який завдяки тепlopровідності продовжує рухатись деяким шляхом в стінці цієї камери. За законом Фур'є питомий тепловий потік в стінці газифікаційної камери залежить від градієнта температурного поля. Цей градієнт визначається тим, що носок газифікаційної камери гріється більше, ніж хвост-

**Таблиця 2. Перебіг спалення піролізованого поліетилену в атмосфері 18.06.2004.** Робочі режими:  $P_{\text{мет}} = 1.3$ ,  $P_{\text{кис}} = 1.72$ ,  $P_{\text{ар}} = 2.94$ ,  $P_{\text{вод}} = 2.06$ ,  $P_{\text{гц}} = 1.4$  МПа,  $G_{\text{мет}} = 2.5$ ,  $G_{\text{кис}} = 8$ ,  $G_{\text{ар}} = 10$ ,  $G_{\text{вод}} = 21$  г/с,  $P_{\text{кам}} = 0.64$  МПа,  $F_{\text{дв}} > 147$  Н,  $t = 34$  с

Подія	Час від початку горіння, с	Примітки
Запалення метану і кисню	0	Видно спалах
Подача аргону	3...4	Різкий стрибок тиску в камері згоряння (рис. 13, а). Видно зміну кольору полум'я на білий
Поява піролізованого поліетилену із штуцера	6	—
Початок горіння піролізованого поліетилену, що виходить із штуцера	10	—
Початок пересування двигуна гідроциліндром	12	—
Поява великого факелу піролізованого поліетилену із штуцера	14	—
Припинення подачі палива	34	Зникло гудіння
Припинення пересування двигуна гідроциліндром	35	Чути свист дренажу

Таблиця 3. Перебіг спалення піролізованого поліетилену в камері згоряння 20.07.2004. Робочі режими:  $P_{\text{мет}} = 1.32$ ,  $P_{\text{пнп}} = 0.5...1$ ,  $P_{\text{кис}} = 1.72$ ,  $P_{\text{ар}} = 2.94$ ,  $P_{\text{вод}} = 2.06$ ,  $P_{\text{тг}} = 1.62$  МПа,  $G_{\text{мет}} = 2.5$ ,  $G_{\text{кис}} = 8$ ,  $G_{\text{ар}} = 10$ ,  $G_{\text{вод}} = 21$  г/с,  $P_{\text{кам}} > 0.54$  МПа,  $T_{\text{сон}} = 1300...2300$ ,  $T_{\text{пнп}} = 370...390$  °С,  $t = 32$  с

Подія	Час від початку горіння, с	Примітки
Запалення метану і кисню	0	Видно спалах
Подача аргону	0.8...0.9	Незначне зниження температури продуктів згоряння (рис. 14, а)
	1.25...1.5	Різкий стрибок тиску в камері згоряння (рис. 13, б)
	2	Видно, як піднявся шланг подачі аргону на клапан піролізованого поліетилену. Видно зміну кольору полум'я на білий
Початок пересування двигуна гідроциліндром	6	—
Припинення подачі аргону, подача піролізованого поліетилену в камеру згоряння	14...15	Різке і глибоке падіння температури продуктів згоряння від 1300 до 800 °С потім різке підвищення до 1800 °С (рис. 14, а) Видно, як упав шланг подачі аргону на клапан піролізованого поліетилену. Видно зміну кольору полум'я на білий Початок плавного падіння температури клапана піролізованого поліетилену (рис. 14, б)
Стабільне горіння на трикомпонентному паливі піролізований поліетилен — метан — кисень	3 початку 15 до кінця 16	Видно, що колір факелу змінився від прозорого на прозоро-білий.
	3 початку 16 до початку 17	Усталення температури продуктів згоряння в межах 1700...1800 °С (рис. 14, а)
Припинення подачі метану	Початок 17	Різке і значне зростання температури продуктів згоряння, імовірно, внаслідок наближення співвідношення компонентів палива до стехіометричного (рис. 14, а)
	17	Різке і значне зростання температури носка газифікаційної камери (рис. 12, б)
	Кінець 16	Видно миттєве зникнення і появу факела
Близьке до запланованого функціонування двигуна на паливі піролізований поліетилен — кисень	3 початку 17 до початку 20	Видно, що факел змінився від стабільного вузького прозоро-блію на нестабільний широкий яскраво-блій. Двигун просунувся приблизно на 2.5 см. Тиск в газифікаційній камері виріс вдвічі — свідчення газифікації поліетилену власними продуктами згоряння
Прогар камери згоряння	16.5	Максимум температури продуктів згоряння (рис. 14, а).
	18	Максимум температури носка газифікаційної камери (рис. 12, б)
	19...20	Видно, як з'явилася водяна пара навколо факела
Відрив носка газифікаційної камери	20	Чути хлопок
	20	Видно, як упала стрілка манометра піролізованого поліетилену приблизно з 1 МПа до нуля
	20.5	Максимум температури середньої частини газифікаційної камери
	20.5	Максимум сили опору пересуванню (рис. 15, б)
Факел гаситься водою	20...28	Видно малі язики полум'я
Припинення пересування двигуна гідроциліндром	28.5	Падіння до нуля сили опору пересуванню (рис. 15, б)
	28	Чути свист дренажу
Повторний спалах піролізованого поліетилену	28...29	—
Припинення горіння	32	Видно, як зник останній спалах
Припинення подачі кисню	32	Зникло гудіння

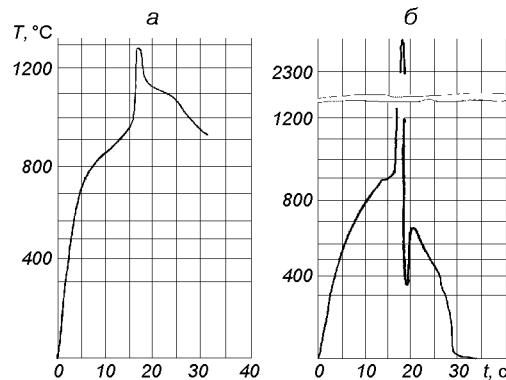


Рис. 12. Температура стінки газифікаційної камери (термопара № 1): *а* — експеримент 18.06.04, *б* — експеримент 20.07.04

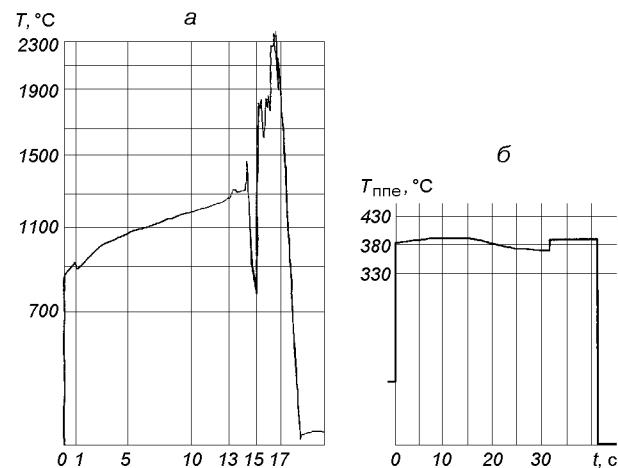


Рис. 14. Експеримент 20.07.2004: *а* — температура продуктів згоряння на виході з сопла, *б* — температура клапана піролізованого поліетилену

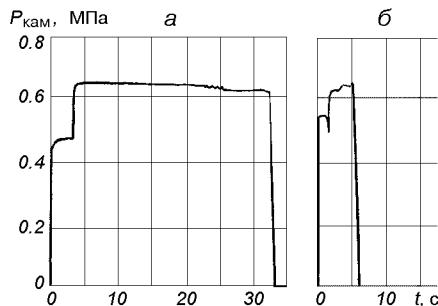


Рис. 13. Тиск в камері згоряння: *а* — експеримент 18.06.04, *б* — експеримент 20.07.04 (давач тиску вийшов з ладу на 5-й с після запалення, імовірно, внаслідок засмічення вхідного отвору розплавленим металом з головки камери згоряння)

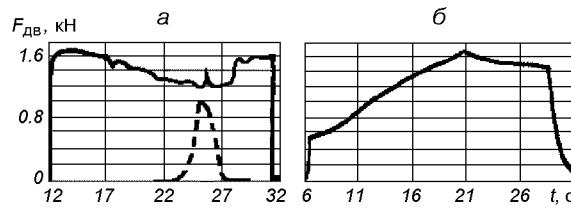


Рис. 15. Сила опору пересуванню, заміряна давачем, розташованим на штоку гідроциліндра: *а* — експеримент 18.06.04 (пунктиром показаний попередньо заміряний максимальний опір пересуванню двигуна при відсутності горіння), *б* — експеримент 20.07.04 (похилий підйом пояснюється, імовірно, амортизаційними властивостями газового об'єму в газифікаційній камері

товик внаслідок гальмування газового потоку (рис. 11, *б*), а також контактом з відносно холодним поліетиленовим стержнем. Тому частина теплового потоку буде спрямована вздовж стінки від носка до хвостовика і далі на інші деталі двигуна, а частина — упоперек стінки у поліетиленовий стержень.

Скористаємося даними, отриманими від термопари № 1 (рис. 12) для приблизної оцінки максимальних питомих теплових потоків  $max q$ , за формулою Фур’є (табл. 4). Видно, що порядок максимальних питомих теплових потоків в стінці газифікаційної камери не перевищує

$1 \text{ МВт}/\text{м}^2$ . Отже, порядок питомих теплових потоків від стінки газифікаційної камери в поліетиленовий стержень, які є частиною теплових потоків у стінці газифікаційної камери та-кож не може перевищувати цю величину.

Вийшовши із стінки газифікаційної камери, тепловий потік через деякий шар газоподібних продуктів піролізу, або через розплав, або через розплав, насичений газовими бульбашками, надходить у поліетиленовий стержень завдяки процесу тепловіддачі як конвективний тепловий потік із щільністю  $q_{wf}$ . (Зрозуміло, що на короткій ділянці входу в газифікаційну камеру

Таблиця 4. Оцінка  $\max q$  між носком газифікаційної камери і термопарою № 1

Дата експерименту	$t, \text{ с}$	Температура плавлення молібдену, що приймається для носка газифікаційної камери, $^{\circ}\text{C}$	Температура термопари № 1, $^{\circ}\text{C}$	Середня температура між термопарами № 3 і 4, $^{\circ}\text{C}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{K}^{-1}$	Відстань між носком і термопарою № 1	Відстань між термопарою № 1 і термопарами № 3 і 4	$\max q, \text{ МВт} \cdot \text{м}^{-2}$
Між носком газифікаційної камери і термопарою № 1								
18.06.04	17	2623	1280		80	36		3
Між термопарою № 1 і термопарами № 3 і 4								
18.06.04	17		1280	700	90		17	3
20.07.04	15		900	600	100		17	2

буде мати місце теплопередача в твердий поліестілен за рахунок теплопровідності). Для оцінки коефіцієнта тепловіддачі  $\alpha$  від стінки газифікаційної камери в піролізованій поліестілен скористаємо законом Ньютона:

$$q_{wf} = \alpha(T_w - T_f),$$

де  $T_w$  — температура внутрішньої поверхні стінки газифікаційної камери,  $T_f$  — температура газоподібних продуктів піролізу поліестілену. Приймемо, що  $T_f \approx 500 \text{ }^{\circ}\text{C}$  і  $700 \leq T_w \leq 900 \text{ }^{\circ}\text{C}$  (згідно з даними рис. 12), тоді  $\alpha$  матиме значення  $1...10 \text{ кВт}/(\text{м}^2\text{К})$ . Відомо, що такі порядки коефіцієнти тепловіддачі мають при бульбашковому кипінні води або азоту. Отже, логічно припустити, що тепловіддача від газифікаційної камери в розплавлений шар поліестілену, насищений газовими бульбашками продуктів піролізу, є схожою на тепловіддачу при бульбашковому кипінні.

**Розрахунок швидкості піролізу.** В експерименті 18.06.2004 швидкість  $\omega_{rod}$  скорочення поліестіленового стержня склала приблизно  $10 \text{ мм/с}$ . В експерименті 20.07.2004 в інтервалі часу  $17...20 \text{ с}$ , коли мало місце горіння піролізованого поліестілену, близьке до запланованого,  $\omega_{rod}$  склала приблизно  $7 \text{ мм/с}$  (див. відеозаписи). Але потрібно мати на увазі, що газифікаційна камера має внутрішню конічну поверхню, яка приблизно в 10 разів перебільшує площину торця стержня, отже швидкість  $\omega_t$  газифікації поліестілену, яка була спрямована нормально до внутрішньої поверхні газифікаційної камери, становила  $1 \text{ мм/с}$ . Це значення узгоджується з нашим теоретичним прогнозом.

**Оцінка тяги.** Шток гідроциліндра має діаметр  $40 \text{ мм}$ . 18.06.2004 тиск всередині гідроциліндра становив близько  $1.4 \text{ МПа}$ , що відповідає теоретичному максимальному зусиллю  $1.76 \text{ кН}$ . Згідно з рис. 15, а під час роботи двигуна мінімальне зусилля, заміряне давачем сили, становило приблизно  $1.2 \text{ кН}$  (увігнута форма графіка пояснюється тим, що внаслідок зносу напрямні стержні на кінцях мають трохи більший діаметр, ніж всередині). Попередньо заміряний максимальний опір пересуванню двигуна, який не працює, становив приблизно  $1 \text{ кН}$  (основна частина його — опір у фільтрі). Таким чином, тяга двигуна становила близько  $200 \text{ Н}$  (згідно з вимірюванням 23.03.2004 — близько  $150 \text{ Н}$ , але тоді не було подачі аргону в камеру згоряння). Разом з цим тяга самої лише камери згоряння становила  $20...35 \text{ Н}$  (в експериментах 04.03.2004, 11.03.2004). Ми припускаємо, що таке зростання тяги спричинено інжекцією повітря в кільцевому газоводі.

## висновки

Згідно з даними експерименту порядок швидкості газифікації (піролізу) поліестілену становить  $1 \text{ мм/с}$  за умови надходження в газифікаційну камеру теплових потоків із щільністю порядку  $1 \text{ МВт/м}^2$ . Але за нашою оцінкою для спалюваної ракети потрібна швидкість скорочення поліестіленової оболонки порядку  $10 \text{ см/с}$ . Враховуючи, що означений порядок щільності теплових потоків є типовим для сучасних ракетних двигунів, і збільшувати його недоцільно, можна зробити такі основні висновки щодо про-

ектування двигунної установки спалюваної ракети.

1. Площа внутрішньої поверхні газифікаційної камери мусить перевищувати площу плаского торця спалюваної бакової оболонки ракети, або ракетного блоку в 10...100 разів. Для цього її треба робити конічною або зубчастою. В наших експериментах продемонстровано ефективність використання газифікаційної камери з конічною поверхнею.

2. Газифікаційну камеру потрібно розміщувати в камері згоряння в області форсуночної головки. Газифікаційна камера може бути частиною форсуночної головки. Розміщувати газифікаційну камеру в районі сопла з метою отримання високих теплових потоків не є необхідним.

3. Внаслідок високої теплоємності і низької теплопровідності поліетилену будь-які пристрой,

що запобігають його розплавленню поза газифікаційною камерою, не потрібні.

1. Ємець В. В. Експеримент з моделлю ракетного двигуна на газоподібному поліетиленовому пальниковому // Космічна наука і технологія.—2006.—12, № 2/3.—С. 103—107.

---

**EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF LABORATORY-SCALE ROCKET ENGINE FED ON SOLID POLYETHYLENE ROD AS FUEL**

*V. V. Yemets, F. P. Sanin, Ye. O. Dzhur, M. V. Masliany, O. Yu. Kostritsyn, G. V. Minteev, V. M. Ushkanov*

Fire testing of the laboratory-scale rocket engine with the consumable solid polyethylene rod as fuel is described. The experimental data on heat flows, gasification rate and heat transfer coefficient are presented. Results of the testing may be useful for designing launch vehicles with combustible polyethylene tank shells.

УДК 621.362

К. И. Луданов

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України, Київ

# Новый способ преобразования энергии солнечного излучения в электричество для энергоснабжения космических станций

*Надійшла до редакції 29.03.07*

Пропонується новий спосіб перетворення енергії сонячного випромінювання в електроенергію, альтернативний фотоперетворенню. На даний спосіб та енергоустановку для його реалізації вже отримано позитивні рішення Укрпатенту. Новий спосіб енергоперетворення включає дві фази: концентрування сонячного випромінювання за допомогою параболоїдних дзеркал з отриманням високопотенційного тепла в геліоприймачі і наступне перетворення теплоти в електроенергію в рамках теплового циклу «високотемпературний електролітичний розклад водяної пари на водень і кисень + електрохімічна генерація шляхом реакції рекомбінації отриманих газів в низькотемпературній паливній камірці». Новий спосіб перетворення дає двократну перевагу порівняно з фотоелектроперетворенням.

## ВВЕДЕНИЕ

С момента запуска первого искусственного спутника Земли, оснащенного аккумуляторной батареей, возникла проблема энергоснабжения космических аппаратов (КА). Уже решена задача бортового энергоснабжения долгоживущих модульных орбитальных станций, и наконец, возникла новая проблема — энергоснабжение стационарной космической станции, которая начнет функционировать на Луне в 2020 г. Первой космической энергоустановкой (КЭУ), использующей энергию солнечного излучения, была фотобатарея, установленная на спутнике «Авангард» в 1958 г. Солнечные КЭУ делятся на две основные группы: фотоэлектрические, в которых энергия солнечного излучения преобразуются непосредственно в электроэнергию и КЭУ, в которых солнечное излучение предварительно преобразуется в высокопотенциальное тепло. Полученное тепло затем преобразуется в электроэнергию либо непосредственно [1] (без электромеханической фазы: в термоэмиссионных или

термоэлектрических преобразователях тепла), либо через тепловой цикл (замкнутый паротурбинный и газотурбинный цикл, двигатель Стирлинга). Наиболее перспективной из перечисленных является фотоэлектрическая КЭУ. КПД фотоэлектропреобразователей (ФЭП), на основе которых будут созданы КЭУ, зависит от материала ФЭП. Эффективность (теоретическая/достигнутая) ФЭП составляет [10]: 21.7 % / 15 % для кремния, 25 % / 6 % для фосфида индия, 26 % / 18 % для арсенида галлия, 27 % / 7 % для теллурида кадмия, 22 % / 1.0 % для фосфида галлия и 19 % / 8 % для сульфида кадмия. Таким образом, КПД для ФЭП не превышает 27 % / 18 %. Такой низкий КПД компенсируется значительным увеличением площади фотобатарей и постоянным ориентированием их поверхности перпендикулярно к направлению солнечного излучения.

Известен вид тепловых двигателей, называемый регенеративным топливным элементом (РТЭ), в котором реализуется замкнутый термодинамический цикл преобразования тепла в

работу. Он преобразует теплоту  $Q_1$  при высокой температуре  $T_1$  в электроэнергию  $W$  и теплоту  $Q_2$  при низкой температуре  $T_2$  [5]. РТЭ включает, кроме топливного элемента (ТЭ), термический регенератор топлива (РТ) и внешнюю нагрузку  $R$ . В РТЭ при высокой температуре  $T_1$  проводится термическое разложение (реакция диссоциации) молекул «рабочего тела» (продукта электрохимической реакции рекомбинации «топлива» и «окислителя» в ТЭ), и сепарация его на компоненты. Эти компоненты рабочего тела цикла (реактанты) потом раздельно подаются на электроды ТЭ, а с клемм РТЭ во внешнюю цепь подается электроэнергия  $W$ , которая потребляется нагрузкой  $R$ .

Таким образом, новый тепловой двигатель (на основе нового термодинамического цикла) — аналог РТЭ — должен иметь в своем составе низкотемпературный ТЭ, высокотемпературный «регенератор топлива» и источник высокопотенциального тепла  $Q_1$ .

Водородно-кислородные топливные элементы были изобретены английским физиком Гровом [11] еще в 1839 г. (элементы Грова). Они давно освоены. Например, среднетемпературные водородно-кислородные ТЭ с щелочным электролитом (элементы Бекона, 1946 г.) в Японии используют на электростанциях мощностью до 10 МВт, которые базируются целиком на базе ТЭ. Более того, они регулярно летают в космос (например, находились на Луне в составе космического аппарата «Аполло» [10]), причем в качестве основного источника электроэнергии.

Разложение воды электролизом на водород и кислород впервые в мире провели А. Карлейль и У. Никольсон еще в 1800 г.; законы электролиза изучены М. Фарадеем. Высокотемпературные электролизеры водяного пара известны уже более 20 лет и могут функционировать на основе твердых электролитов из диоксида циркония  $ZrO_2$  при температурах до  $1000^{\circ}C$ , [3, 6, 9].

В 1860 г. О. Мушо создал большой параболоидный солнечный концентратор для привода в действие парового двигателя, и в 1861 г. получил патент на солнечный двигатель. Первая современная солнечная печь была построена в 1921 г. Штраубелем. После Второй мировой войны на юге Франции в Одейо был создан крупномасштабный солнечный концентратор с 63 зеркалами площадью  $45 m^2$  каждое, где в

фокусе была достигнута температура  $3500^{\circ}C$ . В настоящее время десятки солнечных электростанций преобразуют энергию концентрированной солнечной радиации в паротурбинных тепловых циклах в электроэнергию и отпускают ее непосредственно в сеть [4].

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Анализ нового способа показывает, что наиболее низкоэффективным элементом теплового двигателя является термический регенератор топлива. Кроме того, в результате термической регенерации получают смесь двух компонентов: топлива и окислителя, которую необходимо сепарировать. Поэтому возникает проблема поиска эффективной замены термического регенератора топлива, которую легко можно было бы «состыковать» с таким эффективным источником высокопотенциального тепла, как солнечный концентратор. Ведь фотоэлемент — базовый приемник солнечного излучения в КЭУ — практически «не приемлет» концентрации солнечной радиации. Кроме того, фотоэлементы не отличаются высокой эффективностью и быстро деградируют, особенно в космических условиях.

Наша задача — разработка нового теплового двигателя (цикла) с прямым преобразованием высокопотенциального тепла от концентратора солнечного излучения в термодинамическом цикле, включающем только обратимые электрохимические процессы преобразования энергии.

## НОВЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ СПОСОБА И УСТАНОВКИ

В 2006 г. Укрпатент выдал положительные решения по двум заявкам на изобретение: «Способ преобразования энергии солнечного излучения в электроэнергию» и «Автономная установка для преобразования концентрированного солнечного излучения в электроэнергию», в которой реализуется упомянутый способ.

Преимущества заявленного способа безмашинного преобразования энергии солнечного излучения в электроэнергию таковы.

1. В энергопреобразующей установке практически нет движущихся частей и элементов вра-

шения, поэтому отсутствуют узлы трения, а следовательно, и механический износ, вызываемый трением.

2. Бесшумная работа оборудования, отсутствие вибраций.

3. Отсутствует так называемый «масштабный эффект», проявляющийся в том, что эффективность традиционных энергопреобразующих установок увеличивается с увеличением их мощности, поэтому нет смысла создавать крупные блоки, рациональнее использовать установки малой мощности у места энергопотребления.

4. Эффективность преобразования практически не зависит от величины нагрузки (нет проблем с низким КПД при недогрузке).

5. При включении энергопреобразующей установки практически отсутствует «пусковой режим» (т. е. очень быстрый запуск).

#### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ СПОСОБА

На рис. 1 представлена схема автономной энергоустановки для преобразования энергии концентрированного солнечного излучения в электроэнергию. Энергоустановка включает высокотемпературный электролизер водяного пара 1, который установлен в гелиоприемнике 2 солнечного концентратора 3; а также низкотемпературный топливный элемент 4, электрокабели 5 от него до электролизера 1 для его питания, трубы для транспорта водорода 6 и кислорода 7 (от электролизера до топливного элемента), трубку 8 для транспорта воды в обратном направлении, стартовую фотобатарею 9.

Энергоустановка работает следующим образом. В стартовом режиме фотобатарея 9 преобразует солнечное излучение в электроэнергию для питания высокотемпературного электролизера 1, на который подается по трубе 6 догретая до состояния сильно перегретого пара (теплом от концентратора 3 солнечного излучения) вода от топливного элемента 4. Вырабатываемый в электролизере 1 водород и кислород подаются по трубам 6 и 7 к топливному элементу 4, который начинает вырабатывать электроэнергию в процессе ЭХГ (электрохимической генерации) в реакции рекомбинации и питать по электрокабелям 5 электролизер 1.

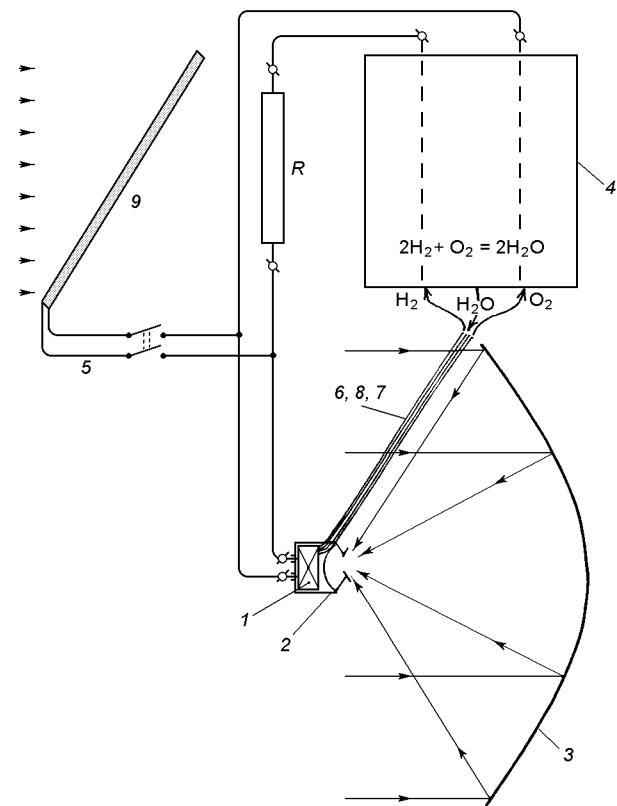


Рис. 1. Схема установки

В базовом режиме фотобатарея 9 отключается от энергоустановки, а ЭДС, которая вырабатывается топливным элементом, обеспечивает не только разложение молекул  $H_2O$  в электролизере, а еще и выдачу электроэнергии на внешнюю нагрузку  $R$ . В данном случае вода представляет собой рабочее тело, которое циркулирует в замкнутом контуре, однако не только в разных фазах (жидкости и пара), а еще и в виде образующих ее компонентов: водорода и кислорода. Регенерация высокопотенциального тепла осуществляется путем теплопередачи от потоков перегретых водорода и кислорода, текущих от электролизера к воде, которая подается от топливного элемента в обратном направлении, — через стенки металлических труб, которые приведены для этого в непосредственный тепловой контакт.

Базовый режим цикла начинается с того момента, когда электроэнергия  $W_1$ , которая выра-

батывается на ТЭ, становится большей, чем энергия, необходимая для электролиза  $W_2$ . При этом  $(\Delta\varphi_o)_{T\Theta}$  начинает играть роль ЭДС  $E_{T\Theta}$  в цепи ТЭ + ЭЛ +  $R$ , так как превышает равновесное напряжение электролиза:  $E_{T\Theta} > \Delta\varphi_{\text{ЭЛ}}$  ( $\Delta\varphi_{\text{ЭЛ}} = 0.8$  В для 1000 °C [6]). В замкнутой электрической цепи ТЭ — ЭЛ —  $R$  — ТЭ начинает течь ток  $I$ , который выполняет на внешней нагрузке  $R$  полезную работу  $A = \Delta W = I^2 R \cdot t$ . Величина тока  $I$  в этом контуре пропорциональна массовому расходу продуктов электролиза (водород + кислород), которые подаются на ТЭ (или же расходу воды, которая подается обратно — с ТЭ на ЭЛ).

Однако в случае  $I > 0$  во внутренних контурах и ТЭ, и ЭЛ возникают необратимые потери [11] в значительной мере за счет омического сопротивления соответствующих электролитов ( $r_{T\Theta}$  и  $r_{\text{ЭЛ}}$ ). При этом ухудшаются внешние (вольт-амперные) характеристики ТЭ и ЭЛ. На клеммах ТЭ напряжение снижается по отношению ЭДС ( $U_{T\Theta} = E_{T\Theta} - I \cdot r_{T\Theta}$ ), а на клеммах ЭЛ — повышается по отношению равновесного напряжения электролиза ( $U_{\text{ЭЛ}} = \Delta\varphi_{\text{ЭЛ}} + I \cdot r_{\text{ЭЛ}}$ ). Это приводит к тому, что доля электроэнергии, которая используется на внешней нагрузке  $R$ , будет уже не 35 % ((1.23 В — 0.8 В)/1.23 В = 0.35) от максимума, который может выработать ТЭ, а меньше:  $A = \Delta W = I \cdot (U_{T\Theta} - U_{\text{ЭЛ}})t = I \cdot (E_{T\Theta} - \Delta\varphi_{\text{ЭЛ}})t - I^2(r_{T\Theta} + r_{\text{ЭЛ}})t$ . Разность, которая возникла от необратимых потерь на ТЭ ( $I^2 r_{T\Theta}$ ) и на ЭЛ ( $I^2 r_{\text{ЭЛ}}$ ), представляет собой так называемое джоулево тепло, в которое необратимо преобразуется электричество.

Надо отметить, что джоулево тепло, выделяемое в ЭЛ ( $q_1 = I^2 r_{\text{ЭЛ}}$ ), потом используется полезно — прибавляется к теплу  $Q_{\text{энд}}$  от «теплового резервуара-истока» высокопотенциальной теплоты при максимальной температуре цикла  $T_1$ , которое используется для реализации эндотермической восстановительной реакции высокотемпературного электролиза водяного пара. Тепло же, которое выделяется в ТЭ ( $q_2 = I^2 r_{T\Theta}$ ), потом не используется, а отводится в окружающую среду вместе с теплом  $Q_{\text{экз}}$  экзотермической реакции рекомбинации топлива ( $H_2$ ) и окислителя ( $O_2$ ). Скорректированная формула для КПД цикла при этом имеет вид

$$\eta_{\text{ц}} = 1 - Q_2/Q_1 = 1 - (Q_{\text{экз}} + q_{T\Theta})/(Q_{\text{энд}} + q_{\text{ЭЛ}}) = 1 - (Q_{\text{экз}} + I^2 r_{T\Theta})/(Q_{\text{энд}} + I^2 r_{\text{ЭЛ}}),$$

где  $Q_{\text{энд}}$  — тепло эндотермической реакции в ЭЛ,  $Q_{\text{экз}}$  — тепло экзотермической реакции рекомбинации в ТЭ,  $I = I_{\text{опт}}$  — ток в эквивалентной электрической схеме цикла.

Приравнивая к нулю производную  $dA/dI$

$$dA/dI = d[I \cdot (E_{T\Theta} - \Delta\varphi_{\text{ЭЛ}})t - I^2(r_{T\Theta} + r_{\text{ЭЛ}})t]/dI,$$

получаем оптимальную величину тока:

$$I_{\text{опт}} = (1/2)(E_{T\Theta} - \Delta\varphi_{\text{ЭЛ}})/(r_{T\Theta} + r_{\text{ЭЛ}}).$$

Подставляя  $I_{\text{опт}}$  в выражение для экстремального значения работы цикла, получаем

$$A_{\text{экст}} = (1/4)(E_{T\Theta} - \Delta\varphi_{\text{ЭЛ}})^2/(r_{T\Theta} + r_{\text{ЭЛ}})t.$$

#### РАСЧЕТ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО КПД

**КПД концентрации солнечного излучения.** В оптических системах [4], концентрирующих солнечную радиацию в соответствии с «идеальной» моделью Теплякова, параболоидное зеркало концентрирует прямое излучение в точку, которая называется фокусом. В методе расчета оптических систем на основе элементарных конических лучистых пучков, разработанного В. И. Чиколовым, учитывается конечный размер источника излучения. В рамках этой модели все солнечное излучение концентрируется не в точке, а в фокальном пятне радиусом  $r_{\text{фп}}$ . Для специальной гелиостановки СГУ-1 [8] с диаметром параболоида 1.5 м диаметр теоретического изображения Солнца в фокальном пятне равен  $d_0 = 2f \cdot \varphi_0 = 5.93$  мм, где  $f = 637$  мм — фокальное расстояние параболоида,  $\varphi_0 = 4.654 \cdot 10^{-3}$  рад — угловой размер Солнца.

В рамках теоретической модели все излучение отражается от зеркала и попадает в фокальное пятно радиусом  $r_{\text{фп}}$ , а облученность в пределах солнечного изображения можно найти по формуле  $E = R_s \cdot E_0 \cdot (\sin U / \varphi_o)^2$ , где  $E_0 = 1365$  Вт/м<sup>2</sup> — солнечная постоянная,  $U = 60^\circ$  — угол раствора параболоида в СГУ-1,  $R_s = 1$  — идеальная отражательная способность. Подставляя эти

значения в формулу, получаем  $E = 4.73 \text{ кВт/см}^2$ ). Теперь энергия солнечного излучения, попадающего в круг солнечного изображения в фокальном пятне, равна  $Q_0 = \pi(d_0/2)^2 E = 1.42 \text{ кВт}$ , а радиус фокального пятна, в которое попадает вся энергия ( $Q_{\text{СГУ}} = Q_1 = \pi(D/2)^2 E_0 = 2.412 \text{ кВт}$ ), собранная зеркалом, равен  $r_{\text{фп}} = d_0 / [(1 + \cos U) \cos U] = 7.91 \text{ мм}$ .

**Расчет теоретической эффективности нового цикла прямого преобразования теплоты в электроэнергию.** Водородно-кислородный ТЭ при нормальных условиях ( $t = 25^\circ\text{C}$  и 1 атм) генерирует ЭДС  $E_{\text{ТЭ}} = 1.23 \text{ В}$ , а при  $t = 1000^\circ\text{C}$   $\Delta\varphi_{\text{эл}} = 0.8 \text{ В}$  [11]. При этом выделяется количество теплоты  $Q_2 = 23.1 \text{ ккал/моль}$  (17 % от химической энергии  $\Delta H = -136.5 \text{ ккал/моль}$ ), свободная энергия Гиббса  $\Delta G = -113.4 \text{ ккал/моль}$  (83 % от  $\Delta H$ ) преобразуется в электроэнергию  $W_{\text{ТЭ}}$ . Работа  $A$  цикла составляет 35 % от  $W_{\text{ТЭ}}$

$$\begin{aligned} A/W_{\text{ТЭ}} &= (W_{\text{ТЭ}} - W_{\text{эл}})/W_{\text{ТЭ}} = \\ &= (1.23 \text{ В} - 0.8 \text{ В})/1.23 \text{ В} = 0.35, \end{aligned}$$

или 29 % от химической энергии  $\Delta H$  ( $0.35 \cdot 0.83 = 0.29$ ), или же энталпии реакции рекомбинации газов  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$ . Таким образом, для КПД цикла:  $\eta_u = A/(A + Q_2) = (0.29)/(0.29 + 0.17) = 0.29/0.46 = 0.645$ , а в итоге получаем  $\eta_u = 64.5 \%$  для  $t_1 = 1000^\circ\text{C}$  ( $\Delta\varphi_o = 0.8 \text{ В}$ ) и  $t_2 = 25^\circ\text{C}$  ( $\Delta\varphi_o = 1.23 \text{ В}$ ).

**Теоретический КПД энергоустановки «СГУ-1 + тепловой цикл».** Проведем расчет КПД СГУ-1 с полостным приемником солнечного излучения. Поскольку  $T = 1273 \text{ K}$ ,  $T_0 \approx 300 \text{ K}$  ( $T^4 \gg T_0^4$ ), то тепловые потери собственным излучением через отверстие гелиоприемника составляют  $Q_5 = f_{\text{фп}} \cdot \sigma_0 T^4 = 1.964(\text{см}^2) \cdot 14.9(\text{Вт/см}^2) = 29.26 \text{ Вт}$ . А КПД солнечной печи, т. е. блока «СГУ-1 — приемник излучения» равен

$$\begin{aligned} \eta_{\text{СГУ}} &= (Q_1 - Q_5)/Q_{\text{СГУ}} = \\ &= (2412 - 29.26) \cdot 100 \% / 2412 = 98.8 \%. \end{aligned}$$

Таким образом, теоретическая эффективность преобразования солнечного излучения в электроэнергию равна  $\eta = 0.645 \cdot 0.988 = 0.637$ , что почти в 2.5 раза превышает теоретические оценки КПД ФЭП ( $\eta_{\text{ФЭП}} = 27 \%$ ).

## РЕАЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ СГУ

Традиционно СГУ включает параболоидное зеркало (концентратор) и полостной приемник солнечного излучения, входное отверстие которого расположено в плоскости фокального пятна. Плотность концентрированного солнечного излучения в области фокального пятна описывается нормальным распределением

$$Q(r) = E_{(0)} \exp(-Cr^2).$$

Тепловой поток  $Q$  концентрированного солнечного излучения, входящего в отверстие приемника, определяется по формуле  $Q(r) = E_{(0)} \cdot \pi [1 - \exp(-Cr^2)]/C$ , где  $E_{(0)}$  — плотность потока концентрированного излучения в фокусе,  $C$  — коэффициент сосредоточенности потока в фокальном пятне,  $r$  — радиус входного отверстия. Тепловые потери собственным излучением через отверстие приемника равны  $Q_5 = \pi r^2 \sigma_0 T^4$ , поскольку в данном случае  $T^4 \gg T_0^4$  ( $T_0 \approx 300 \text{ K}$ ). Тепло, подводимое к электролизеру, равно разности

$$Q_1 = E_{(0)} \cdot \pi [1 - \exp(-Cr^2)]/C - \pi r^2 \sigma_0 T^4.$$

Дифференцируя это выражение по площади отверстия  $S = \pi r^2$ , находим оптимальное значение  $S_{\text{опт}}$  или радиуса отверстия:

$$S_{\text{опт}} = (\pi/C) \cdot \ln [E_{(0)} / (\sigma_0 T^4)],$$

$$(r_{\text{опт}} = \sqrt{S_{\text{опт}}/\pi}),$$

при котором подводимое количество теплоты  $Q_1$  максимально:

$$(Q_1)_{\text{max}} = (\pi/C) \{ E_{(0)} - \sigma_0 T^4 [1 + \ln [E_{(0)} / (\sigma_0 T^4)]] \}.$$

Проведем расчет КПД СГУ-1 [2] с параметрами: диаметр параболоидного зеркала 1.5 м [7, 8], степень концентрации зеркала  $N_3 = 32400$ , коэффициент сосредоточенности  $C = 6.26 \text{ см}^{-2}$ , температура в полости гелиоприемника  $T_1 = 273 \text{ K} + t_1 = 1273 \text{ K}$ , плотность заатмосферного солнечного излучения  $E_0 = 1.365 \text{ кВт/м}^2$ , плотность концентрированного излучения в фокусе СГУ-1  $E_{(0)} = E_0 \cdot N = 4.42 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\sigma_0 = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2\text{К}^4)$ . Получим площадь отверстия гелиоприемника  $S_{\text{опт}} = 2.86 \text{ см}^2$  ( $r_{\text{опт}} = 9.54 \text{ мм}$ ),  $(Q_1)_{\text{max}} = 2.168 \text{ кВт}$ ,  $\eta_{\text{СГУ}} = (Q_1)_{\text{max}}/Q_{\text{СГУ}} = 2.168/2.412 = 0.9$ .

Итак, КПД преобразования данной КЭУ равен  $0.9 \cdot 0.645 = 0.58$ , что вдвое выше, чем теоретическая эффективность фотоэлектропреобразования.

Если учесть, что действительную эффективность электрохимического преобразования энергии в топливных элементах оценивают в [5] на уровне  $2/3$  от теоретической, то реальная эффективность данного цикла может составить 38.7 %. Таким образом, реальная оценка эффективности цикла вдвое выше достигнутой в области фотоэнергетики (18 %). А реальная эффективность нового теплового цикла в этом случае (43 %) будет на 30 % выше, чем КПД цикла Ренкина (33 %).

#### ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ЦИКЛЕ

**Термодинамика электрохимического преобразования энергии.** Химическую энергию веществ [9], принимающих участие в реакции рекомбинации топлива и окислителя, а также электролиза продукта их синтеза, можно представить в терминах изобарно-изотермического потенциала (свободной энергии Гиббса):

$$H = G + T \cdot S,$$

где  $H$  — теплосодержание.

Изменение химической энергии веществ в процессе окислительно-восстановительных электрохимических реакций ( $O_x + ne^- \leftrightarrow Red$ ) можно записать следующим образом:

$$\Delta H = \Delta G + T \cdot \Delta S.$$

Здесь  $\Delta G = \Delta\varphi_0 \cdot n \cdot F = A$  — изменение упорядоченной части химической энергии веществ,  $\Delta\varphi_0$  — разность равновесных электродных потенциалов,  $n$  — число валентных электронов,  $F = e \cdot N_A = 96.5$  кКл/моль — число Фарадея,  $e$  — заряд электрона,  $N_A$  — число Авогадро.

Величина  $T \cdot \Delta S$  — изменение неупорядоченной части химической энергии (теплота) — может быть реализована в виде теплового эффекта  $Q_p$  электродной реакции. Этот эффект может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от того, какая реакция имеет место: реакция рекомбинации (экзотер-

мическая  $Q_{\text{экз}}$ , с отводом тепла в окружающую среду) или реакция электролиза (эндотермическая  $Q_{\text{энд}}$ , с подводом тепла из окружающей среды).

Возможность получения в процессе реакции рекомбинации на электродах топливного элемента электроэнергии определяется значением свободной энергии Гиббса:

$$-\Delta G = -\Delta H + T \cdot \Delta S.$$

Таким образом, энталпия реакции  $\Delta H$  (или теплота сгорания в случае необратимого хода реакции) в общем случае включает две составляющие: свободную энергию  $\Delta G$ , которая может быть преобразована в электроэнергию, и остаток  $T \cdot \Delta S$ , реализуемый в виде теплового эффекта электродной реакции  $Q_p(T)$ .

**Трактовка термодинамики электрохимических окислительно-восстановительных реакций.** Энталпия  $\Delta H$  для реакции рекомбинации  $H_2 + 1/2O_2 \rightarrow H_2O$  может быть представлена в виде

$$\Delta H_2 = W_2 + Q_{\text{экз}},$$

а для реакции электролиза  $H_2O + \Delta H \rightarrow H_2 + 1/2O_2$  — в виде

$$\Delta H_1 = W_1 + Q_{\text{энд}}.$$

Зависимость энталпии и энергии Гиббса от температуры представлена на рис. 2. Видно, что химическая энергия окислительно-восстановительной реакции  $\Delta H$  очень слабо зависит от температуры в широком диапазоне температур

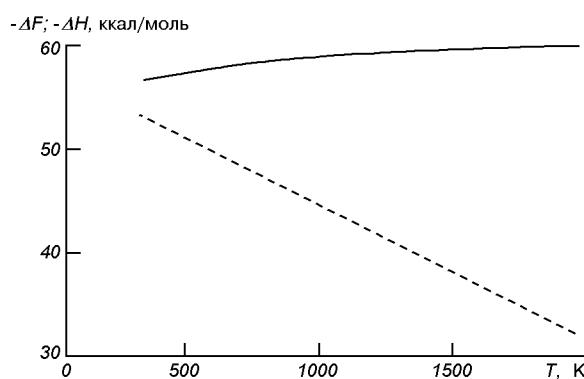


Рис. 2. Энталпия и свободная энергия Гиббса, выделяемые в результате реакции  $2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O$

[11]. При этом свободная энергия Гиббса  $\Delta G$  с увеличением температуры значительно уменьшается, в первом приближении — линейно:

$$\Delta G(T) = \Delta G_0 + \delta G(T),$$

где  $\delta G(T) = (\partial \Delta G / \partial T)_p (T - T_0)$ . Для нормальных условий  $\Delta G_0 = -56.7$  ккал/моль,  $\Delta G = n_e \cdot F \cdot \Delta \varphi_0$ ,  $(\partial \Delta G / \partial T)_p = n_e \cdot F \cdot (\partial \Delta \varphi_0 / \partial T) < 0$ . Для реакции рекомбинации  $H_2 + O_2$   $(\partial \Delta \varphi_0 / \partial T)_p = -0.312 \cdot 10^{-3}$  В/К.

Тепловой эффект  $Q_p$  электродной реакции с увеличением температуры также значительно увеличивается:

$$\begin{aligned} Q_p(T) &= (Q_p)_0 + (\partial Q_p / \partial T)_p (T - T_0) = \\ &= T_0 \Delta S + [\Delta S + T(\partial \Delta S / \partial T)_p](T - T_0). \end{aligned}$$

**Расчет вырабатываемой мощности, расхода воды и силы тока в электрической цепи цикла.** Рабочее тело в цикле (вода) выступает и в форме двух фаз (жидкости и пара), и в виде двух компонентов (топлива  $H_2$  и окислителя  $O_2$ ).

Согласно объединенному закону Фарадея для выделения 1 грамм-моля (18 г) воды на электроде необходимо 28.6 А·ч, откуда расходу воды  $(dm/dt)_{pt} = 1$  г/ч соответствует ток 1.6 А. Мощность, выделяемая на внешней нагрузке, равна  $P_R = I \cdot \Delta U = 1.6A \cdot 0.43$  В  $\approx 0.7$  Вт (для 1 кг/ч  $P_R = 0.7$  кВт).

## Выводы

Предложен новый способ преобразования энергии солнечного излучения в электроэнергию, альтернативный фотопреобразованию. На этот способ и энергоустановку для его реализации уже получены положительные решения Укрпатаента. Новый способ энергопреобразования включает две фазы: концентрацию солнечного излучения параболоидными зеркалами с получением высокопотенциального тепла в гелио-приемнике и последующее преобразование теплоты в электроэнергию в рамках теплового цикла «высокотемпературное электролитическое разложение водяного пара  $H_2O$  на компоненты ( $H_2$  и  $O_2$ ) + электрохимическая генерация путем реакции рекомбинации полученных газов в низкотемпературном топливном элементе».

Реальная эффективность предлагаемого способа преобразования прямого солнечного излучения в электроэнергию практически вдвое превосходит эффективность преобразования в фотоэлектрических батареях, деградация которых оценивается до 40 % в год в условиях космического УФ-облучения [10]. Кроме того, необходимо отметить и хорошие энерговесовые характеристики предлагаемой установки, что очень важно для условий космоса.

Предельная эффективность  $\eta_{\text{п}} = 64.5$  % прямого преобразования теплоты в электроэнергию при  $t_1 = 1000$  °C и  $t_2 = 25$  °C почти вдвое больше, чем эффективность цикла Ренкина в ТЭС (33 %), а оценка реальной эффективности 38.7 % превышает эффективность цикла Ренкина на 40 %. Столь высокая эффективность нового цикла объясняется очень высокой степенью обратимости процессов преобразования энергии как в топливном элементе, так и в электролизере, так как и подвод тепла к циклу, и отвод происходит почти изотермически (в этом случае КПД цикла близок к КПД цикла Карно). Ведь в цикле очень малы необратимые потери на джоулево тепловыделение, причем джоулево тепло, выделяемое в электролизере, используется затем полезно, так как добавляется к теплу  $Q_1$ , подводимому к циклу при максимальной температуре  $T_1$ .

Вода в данном случае выступает в качестве рабочего тела, циркулирующего в цикле, причем не только в виде двух ее фаз, — жидкости и пара, — но и в форме двух ее компонентов — водорода и кислорода. Кроме того, параллельно потокам рабочего тела и его компонентов по замкнутому контуру ТЭ—ЭЛ—R—ТЭ течет электрический ток, причем во внешних участках цепи ТЭ и ЭЛ — это поток электронов, а во внутренних участках цепи ТЭ и ЭЛ — это поток ионов. В данном случае тепло в цикле переносится только рабочим телом и его компонентами за счет собственной теплоемкости (это тепло в основном регенерируется в противоточном теплообменнике), а свободная энергия Гиббса переносится потоком электронов и ионов с реализацией полезной работы цикла A на внешней нагрузке R.

Высокотемпературный электролиз перегретого пара  $H_2O$  возможен до температур 1500—2000 °C, выше которых начинается процесс тер-

мической диссоциации водяного пара на молекулярный водород  $H_2$  и кислород  $O_2$ , поэтому эффективность данного цикла может быть значительно увеличена при условии разработки новых типов твердых электролитов, способных работать при более высоких температурах (вплоть до 1500 °C).

Диоксид углерода  $CO_2$  в качестве рабочего тела аналогичного цикла также перспективен для КЭУ, поскольку нижняя температурная граница рабочего диапазона цикла с  $CO_2$  значительно ниже, чем у воды, температурный диапазон которой снизу ограничен температурой тройной точки 273.15 K.

1. Вопросы космической энергетики / Сб. пер. под ред. А. А. Куландина, С. В. Тимашева. — М.: Мир, 1971.
2. Дверняков В. С., Пасичный В. В. Определение параметров специальной гелиоустановки (СГУ), предназначенной для исследования тугоплавких металлов // Доповіді АН УРСР.—1966.—№ 6.—С. 762—766.
3. Демин А. К., Кузин Б. Л., Липинин А. С. Экспериментальное исследование теплового режима высокотемпературного электролизера для разложения воды // Электрохимия.—1987.—23, вып. 9.—С. 1258—1260.
4. Захидов Р. А., Умаров Г. Я., Вайнер А. А. Теория и расчет гелио-технических концентрирующих систем. — Ташкент: ФАН, 1977.—144 с.
5. Кокорев Л. С., Харитонов В. В. Прямое преобразование энергии и термоядерные энергетические установки. — М.: Атомиздат, 1980.—216 с.
6. Легасов В. На пути к водороду. — М.: Знание, 1985.— Сер. Техника.—№ 10.—С. 42—57.

7. Луданов К. И. Калориметрирование солнечных печей // Тр. 3-й Междунар. конф. «МЕЕ-2004». — Каивели, 2004.—С. 553—554.
8. Пат. Украины № 65770 А. Способ калориметрирования оптических печей / К. И. Луданов. — Заявл. 16.05.2003, Бюл. № 4.
9. Химическая энциклопедия. — М.: БРЭ, 1988—1998.— 5 т.
10. Худяков С. А. Космические энергоустановки. — М.: Знание, 1984.—Сер. Космонавтика, астрономия.— № 7.—64 с.
11. Чанг Ш. Преобразование энергии. — М.: Атомиздат, 1965.—312 с.

#### **NEW METHOD FOR THE TRANSFORMATION OF SOLAR RADIATION ENERGY INTO ELECTRIC POWER FOR ENERGY FEEDING OF THE SPACE VEHICLES**

*K. I. Ludanov*

We propose a new method for the transformation of solar radiation energy into electric power, which is alternative for photo-transformation. Ukrpatent's positive decisions are obtained for the method and for the installation for its realization. Our method for energy transformation includes two phases: concentration of solar radiation by paraboloid mirrors with high potential heat obtaining in the helio receiver and the next heat transformation into electric power in the framework of the thermal cycle "high temperature electrolytic steam decomposition on the components ( $H_2$  and  $O_2$ ) + electrochemical generation by the way of the water recombination from  $H_2$  and  $O_2$  in the low temperature fuel cell". The new method gives the double superiority in comparison with the photo-transformation.

УДК 629.7.054

В. В. Каракун<sup>1</sup>, Я. Ф. Каюк<sup>2</sup>, В. М. Мельник<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

<sup>2</sup>Інститут механіки Національної академії наук України, Київ

## Хвильові задачі систем інерціальної навігації

*Надійшла до редакції 05.03.07*

Наводяться результати аналізу пружної взаємодії підвісу гіроскопа з акустичним випромінюванням та впливу звукових хвиль на чутливі елементи системи корекції.

### ВСТУП

Незважаючи на стрімкий розвиток альтернативних засобів навігації, зокрема глобальних супутникових радіонавігаційних систем класу «Транзит» та ЦИКАДА з використанням низькоорбітальних штучних супутників Землі, а також середньоорбітальних NAVSTAR і ГЛОНАС, які забезпечують оперативну навігацію наземних, морських та повітряних і космічних апаратів у режимах відкритого (S/A — код) та закритого для військових користувачів (Р-код) каналів, а також створення Глобальної європейської геостаціонарної системи GALILEO, інерціальні навігаційні системи на теперішній час все ж залишаються одними з найважливіших на рухомих об'єктах.

Так, Міжнародна Конвенція SOLAS-74 прийняла рішення щодо обов'язкового укомплектування суден водотоннажністю вище 500 тон гіроскопічним компасом. В системах керування ракетами-носіями широке використання знайшли двостепеневі поплавкові гіроскопи, гіростабілізовані платформи, гіроскопічні інтегратори лінійних прискорень ракети, вільні гіроскопи, гіроскопічні вертикали та ін. Частина з них має подвійне функціонування — як навігаційне, так і пілотажне.

Нарешті, наявність достовірної навігаційної інформації на борту наземних рухомих об'єктів,

зокрема бронетанкової техніки, дозволяє з успіхом вирішувати задачі маршової навігації, топографічної прив'язки, суттєво підвищити ефективність узгоджених дій бойових одиниць різноманітного функціонального призначення — танки, зенітно-мінометні установки, артилерія тощо. У цьому контексті важко переоцінити значення зовнішнього цілевказування, маневрів вогнем і рухом (вздовж фронту та углиб) на базі автономних навігаційних комплексів.

Навігаційній інформації повинні бути притаманні неперервність, точність, повнота даних, перешкодозахищеність, інваріантність до кліматичних умов, добових змін тощо.

На точність інерціальних навігаційних систем здійснюють вплив зовнішні чинники — кутова хітавиця фюзеляжа, вібрація, проникне акустичне випромінювання, тепловий факел та ін. Похиби виведення ракет-носіїв, як відомо, можуть призвести до суттєвого скорочення часу існування космічного апарату та виникнення позаштатних ситуацій, похиби курсовказування на морі — до виникнення небезпеки судноплавства. Похиби систем інерціальної навігації призводять до погіршення тактико-технічних характеристик об'єкту в цілому.

Натурні випробування надають можливість стверджувати, що саме під час старту ракет-носіїв інжектується найвищий рівень акустично-го випромінювання в навколошнє середовище.

Частина його потрапляє всередину фюзеляжа та під головний аеродинамічний обтіч (понад 150 дБ). Таким чином, прилади і системи інерціальної навігації, які разом з корисним вантажем розміщаються саме тут, виявляються під його впливом.

Але це джерело не єдине. Зовнішні прошарки прикордонних шарів рухаються відносно корпуса ракети із надзвуковою швидкістю, внаслідок чого з'являється турбулентність. Це спричиняє виникнення гостронапрямлених та сферичних хвиль Маха, які, взаємодіючи з корпусом, породжують нове джерело шуму. Ці хвилі найбільш небезпечні, бо можуть бути досить інтенсивними [2].

Нарешті зазначимо, що при старті ракети мобільного базування звукове поле має дуже складну структуру внаслідок генерування не тільки прямого випромінювання, але й відбитого акустичного поля, зумовленого ревербераційними ефектами.

Аналіз питання шумоутворення був би неповним, якщо не згадати найменш прозорі аспекти явища. До них відноситься вплив потужних ударних хвиль в зоні перемішування струменя, температурна неоднорідність внаслідок неповного згоряння, демпфування турбулентності звуковими хвильами та деякі інші чинники.

Підсумовуючи, зазначимо, що на теперішній час є досить переконливе натурне обґрунтування головної причини шуму ракет-носіїв у вигляді випромінювання з боку квадруполів, які переміщаються із надзвуковою швидкістю. Встановлено, що близько 0.5 % потужності сучасних носіїв випромінюється у вигляді звукової енергії [1].

На теперішній час визначено закономірності виникнення хвильових процесів в елементах підвісу гіроскопа — торсіонах, дротяних підвісах, поплавцях тощо — при дії на них акустичного випромінювання. Але, як з'ясувалося, породжені хвильові процеси за умови хитавиці рухомого об'єкта мають механізм пружної взаємодії, суттєво відмінний від прийнятого. Іншими постають і механічні розрахункові моделі, в основу вибору яких покладено співвідношення між розміром елемента та довжиною півхилі зовнішнього збурення. Такий підхід дозволив суттєво переглянути структуру похибок інерціальних навігаційних систем, а в дея-

ких випадках (наприклад, гіроінтегратора лінійних прискорень) розтлумачити дещо поверхневий погляд на зміст корисної складової вихідного сигналу.

Особливістю акустичного навантаження є його просторовий характер порівняно з кінематичним та силовим (вібрації), які проникають усередину крізь опори. Цей факт зумовлює і принцип побудови розрахункових моделей. У першому випадку слід розглядати підвіс гіроскопа як систему з розподіленими параметрами, в іншому — як систему із зосередженими параметрами. Крім того, при акустичному впливі слід з'ясувати сумірність розміру елемента та півхилі збурення.

Перехід до розрахункових моделей як систем з розподіленими параметрами надав можливість узгодити рух пружної поверхні підвісу (відносний рух) з кутовим рухом основи (переносний рух) шляхом визначення моменту сил інерції Коріоліса і ступеня його внеску у появу хибної кутової швидкості на вхідній осі приладу. Це, до речі, відразу дозволило вже у першому наближенні виявити стала складову похибки двостепеневого гіроскопа при асинхронній хитавиці корпуса, чого не забезпечували існуючі моделі.

З іншого боку, вважаючи підвіс гіроскопа абсолютно твердим тілом, природно визначити вплив антисиметричної складової акустичного тиску, зумовленого парусністю. Аналітичні співвідношення дозволили обчислити похибки двостепеневих гіроскопів (з ненульовою плавучістю) під дією цього чинника, а також триступеневого вільного гіроскопа та гіровертикалі і гіроінтегратора (із штучним статизмом). Це дає можливість розкрити закономірності руху чутливих елементів систем корекції, які в даному випадку стають джерелом можливих нештатних ситуацій. Якщо сам гіроскоп виконує функції чутливого елемента, що має місце, наприклад, у тривісній гіростабілізованій платформі, стало можливим визначити переміщення поплавка під дією пройденної хвилі акустичного тиску.

Проникне акустичне випромінювання найбільш небезпечне для чутливих елементів систем корекції приладів інерціальної навігації. За своїм призначенням вони повинні чутливо реагувати на зміну тих чи інших параметрів, тому пройдена звукова хвилі внесе суттєву похибку у сприйняття приладами дійсної ситуації.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Засоби інерціальної навігації, які виявили себе напрочуд надійними, знайшли широке використання практично на всіх класах рухомих об'єктів, від мікросупутників до бойових машин бронетанкових підрозділів. Разом з тим стрімкий розвиток ракетно-космічної галузі, судноплавства, військової техніки виявив також багато вад систем інерціальної навігації у натурних умовах, природа виникнення і аналітичний опис котрих стали нагальною необхідністю. Мова йде про негативний вплив зовнішніх чинників на точність навігаційних комплексів, а отже, на тактико-технічні характеристики апаратів у цілому.

Як з'ясувалося, багато з науково-технічних новинок, що дозволяли успішно вирішувати задачі оптимізації функціонування бортової апаратури в акустичних полях низького та середнього рівнів (до 130 дБ), втратили свою актуальність, а в деяких випадках навіть привели до погіршення паспортних характеристик приладів, наприклад в акустичних полях інтенсивністю вище 150 дБ. Саме такі рівні випромінювання мають місце під головним аеродинамічним обтікачем РН.

Отже, актуальнує задача з'ясування природи взаємодії приладів і систем інерціальної навігації з акустичними полями в натурних умовах. Останню тезу звузимо до кутової хитаці фюзеляжу, що має місце на РН внаслідок суттєвої асиметрії корпуса ракети. Узагальнимо отримані на цей час результати для деяких класів приладів — інтеграторів лінійних прискорень, двостепеневих гіроскопів (у поплавковому виконанні та з перехресним пружним підвісом), а також чутливих елементів системи корекції — рідинних маятникових перемикачів. Механізм пружної взаємодії з проникним акустичним випромінюванням тісно чи іншою мірою можна розповсюдити на інші класи інерціальних систем.

Таке обмеження предмету досліджень достатньою мірою оправдане суттю роботи. Гіроінтегратори прискорень — це типова технічна реалізація «сухих» приладів, поплавковий гіроскоп — багатофазного підвісу. Нарешті, збурений стан рідинно-маятникового перемикача надасть змогу переосмислити динаміку коректова-

них приладів, таких як гірогоризонт.

Все наведене має на меті звернути увагу спеціалістів на необхідність аналізу роботи інерціальних систем з огляду на особливості натурних умов.

### ВПЛИВ ПАРУСНОСТІ ПІДВІСУ

Зміст явища розтлумачимо на прикладі гіроінтегратора лінійних прискорень.

Відомо, що для отримання бажаного ефекту в цьому приладі виконується штучне зміщення центра мас гіроскопа відносно точки перетину віссей підвісу. Тоді під дією хвилі надлишкового тиску (наприклад, плоскої) кожух та гіромотор будуть відчувати збурювальну дію двох моментів —  $M_1(P)$  та  $M_2(P)$  (рис. 1).

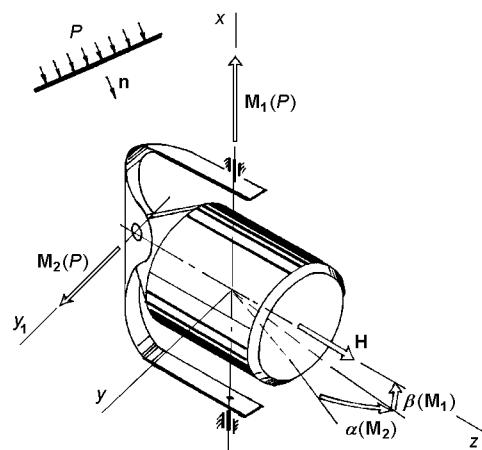


Рис. 1. Вплив звукової хвилі на динаміку гіроінтегратора

Вектор першого моменту направлений уздовж осі зовнішньої рамки і дорівнює:

$$M_1(P) = PS\cos(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{O}}y)l_1,$$

де  $P$  — тиск у падаючій хвилі,  $S$  — площа поверхні кожуха,  $l_1$  — відстань від осі обертання кожуха до точки прикладання рівнодійної сил акустичного тиску.

Вектор  $M_2(P)$  направлений уздовж осі обертання внутрішньої рамки:

$$M_2(P) = PS\cos(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{O}}x)l_2,$$

де  $l_2$  — відстань до центра прикладання рівнодійної сил акустичного тиску.

Наявність збурювального моменту  $M_1(P)$  призводить до девіації головної осі на кут  $\beta(M)$  і тим самим порушує вимогу щодо перпендикулярності осей фігури та зовнішньої рамки. Це, у свою чергу, вплине на вхідний сигнал приладу

$$M(W) = -mlW\cos\beta(M_1)$$

і на появу похибки приладу. Тут  $W$  — прискорення об'єкту.

Момент  $M_2(P)$  призведе до прецесії рухомої частини на кут  $\alpha(M_2)$  і, отже, внесе корективи у вихідний сигнал, котрі постають як похибки вимірювань.

По суті справи штучне переміщення центра мас відносно центра підвісу перетворило рухому частину на фізичний маятник. В даному випадку найбільш небезпечною постає антисиметрична складова збурювальної хвилі

$$P_a = \frac{1}{2} (P_{10} + P_{20} - P_{30}) \exp i(\omega t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}),$$

яка призводить до «розгойдування» відносно осей. Тут  $P_{10}$ ,  $P_{20}$ ,  $P_{30}$  — відповідно падаюча, відбита та пройдешня хвилі,  $\mathbf{k}_0$  — хвильовий вектор.

Очевидно, що симетрична складова не така небезпечна.

#### ПРУЖНА ДЕФОРМАЦІЯ ПОПЛАВЦЯ ГРОСКОПА

Зважаючи на те, що в напрямку довжини поплавець мас достатню жорсткість, обмежимося двовимірною задачею. Прийнявши механізм пружної взаємодії за схемою, зображену на рис. 2, переміщення поверхні обчислимо за формулами

$$V(z, \beta, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ -im \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}} \exp(im\beta) \sin\left(\frac{n\pi z}{L}\right) \right],$$

$$W(z, \beta, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[ \omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right] \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}} \exp(im\beta) \sin\left(\frac{n\pi z}{L}\right) \right] \right\},$$

де  $V$ ,  $W$  — переміщення вздовж паралелі та радіальні переміщення,  $L$  — довжина поплавця,  $m$ ,  $n$  — півхвилі,  $z$  — поздовжня координата,  $F_{mn}$  — коефіцієнти Фур'є,  $\Delta_{mn}$  — визначник

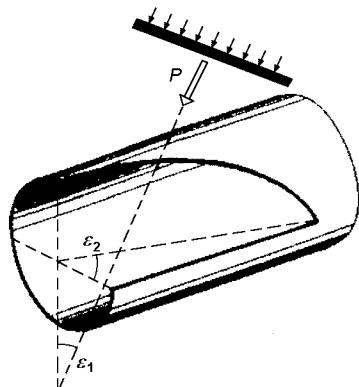


Рис. 2. Схема дії звукової хвилі на поплавець

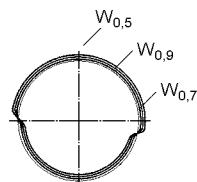
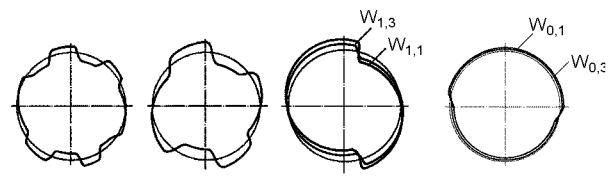
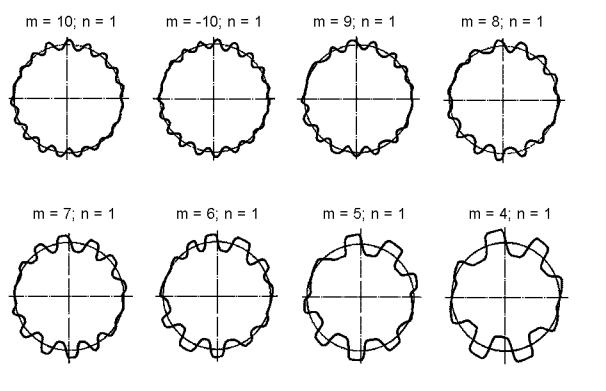


Рис. 3. Згинні коливання поверхні в середньому шпангоуті при  $\omega = 1000 \text{ c}^{-1}$

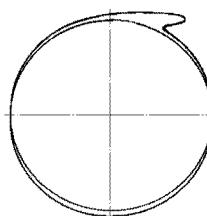


Рис. 4. Переміщення поверхні поплавця у напрямку паралелі  $V = \sum_{-150}^{150} \sum_{1}^{10} V_{mn}$ ,  $z = 0.01 \text{ м}$ ,  $\omega = 1000 \text{ c}^{-1}$

системи рівнянь динаміки поверхні оболонкової частини поплавця.

Тоді для масогабаритних характеристик промислового зразка приладу класу ДУСУ коливання матимуть форму, зображену на рис. 3, 4.

У своїй сукупності коливальні процеси поплавця призводять до появи збурювальних моментів сил інерції Коріоліса, які прилад сприйме як «хибну» кутову швидкість і певним чином зреагує на неї.

#### ПЕРЕХРЕСНИЙ ПРУЖНИЙ ШАРНІР

Взаємодію пружного перехресного шарніру з проникним акустичним випромінюванням розглянемо за допомогою механічної моделі, зображені на рис. 5. Тут позначено: 1, 2, 3 — відповідно падаюча, відбита та пройдешня хвилі на першій, а 1', 2', 3' — на другій пластині.

Найбільш безпечними для приладу, як показує аналіз, постають сполучення першої форми коливань однієї пластини з парними формами другої (рис. 6, а). У цьому випадку переміщення

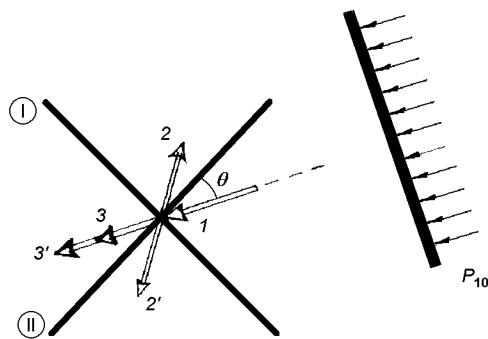


Рис. 5. Дифракція звукових хвиль на пружному підвісі

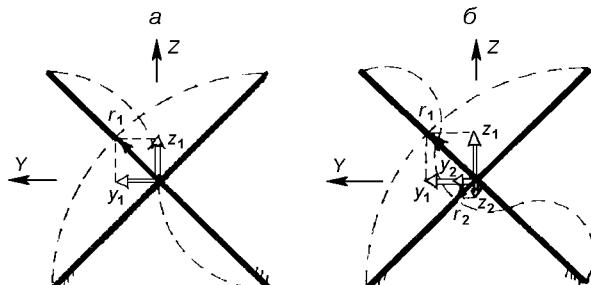


Рис. 6. Взаємний вплив форм коливань пластин підвісу в акустичному полі (див. текст)

вихідної осі в напрямку осі Y обумовлене тільки коливаннями першої пластини  $r_1$ , а переміщення у напрямку осі Z немає. Якщо ж сполучаються перша форма однієї та непарні форми другої пластини, тоді має місце складний рух підвісу гіроскопа у напрямку обох осей, Y та Z генерується поступальна і кутова акустична вібрація (рис. 6, б).

#### РІДИННИЙ МАЯТНИКОВИЙ ПЕРЕМІКАЧ СИСТЕМИ КОРЕНКІЇ ГІРОГОРИЗОНТУ

Найбільш широке розповсюдження серед гірогоризонтів із змішаною корекцією знайшли прилади з рідинним маятниковим перемикачем (РМП). Це невеликий мідний резервуар, наповнений спеціальною струмопровідною рідиною, що заповнює балон лише частково, залишаючи бульбашку інертного газу. У положенні рівноваги, при вертикальній орієнтації осі фігури гіроскопа, бульбашка порівну перекриває всі чотири контакти, і струми через них однакові. Під дією проникного звукового випромінювання бульбашка буде рухатись у напрямку розповсюдження хвилі надлишкового тиску і врешті-решт замкне ту чи іншу пару контактів. Це призведе до хибного включення системи корекції і появи похиби побудови вертикалі (рис. 7).

Обмежуючись лінійною задачею, інтегро-диференціальні рівняння руху бульбашки (при відсутності взаємодії із внутрішньою поверхнею) РПМ можна записати у вигляді [3]

$$\begin{aligned} M\ddot{U} + \sum_k \int_0^t F(t-\tau)\ddot{U}(\tau) = \\ = \sum_n M^\Phi \ddot{U}^\Phi + \sum_k \int_0^t F(t-\tau)\ddot{U}\Phi(\tau) dt. \end{aligned}$$

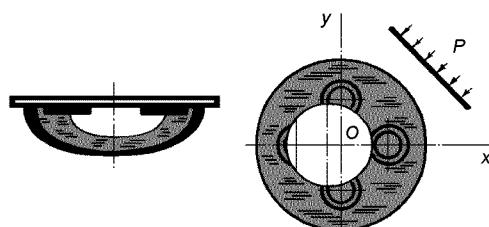


Рис. 7. Рідинний маятниковий перемикач

Якщо функції, що визначають переміщення рідини і її взаємодію з бульбашкою, прийняти у вигляді

$$\begin{aligned} F &= m\delta_1(t) + \alpha, \\ \dot{U}^\Phi &= \delta_0(t) - \delta_0(t-1), \end{aligned}$$

де  $m$  — додана маса,  $\alpha$  — коефіцієнт в'язкого тертя бульбашки об рідину,  $\delta_1(t)$  — дельта-функція Дірака, яка характеризує миттєве значення імпульса збурення,  $\delta_0(t)$  — одинична функція Хевісайда, тоді рівняння руху бульбашки можна належним чином змінити:

$$\begin{aligned} M\ddot{U}(t) + \int_0^t [m\delta_1(t-\tau) + \alpha]\ddot{U}(\tau)d\tau &= \\ &= M^o[\delta_1(t) - \delta_1(t-1)] + \\ &+ \int_0^t [m\delta_1(t-\tau) + \alpha][\delta_1(\tau) - \delta_1(\tau-1)]d\tau \end{aligned}$$

( $M^o$  — маса витісненої бульбашкою рідини). Звідси визначається закон руху бульбашки:

$$\begin{aligned} U(t) &= \left\{ t - \frac{M - M^o}{\alpha} [1 - \exp(-\nu_1 t)] \right\} \delta_0(t) - \\ &- \left\{ t - 1 - \frac{M - M^o}{\alpha} [1 - \exp(-\nu_1(t-1))] \right\} \delta_0(t-1). \end{aligned}$$

Вираз можна трохи спростити, якщо величини в квадратних дужках навести у вигляді ряду при  $t \geq 1$ . Отже, маємо

$$\begin{aligned} U(t) &= \left[ \frac{M^o + m}{M + m} t + \right. \\ &+ \frac{M - M^o}{M + m} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \nu_1^n \frac{t^{n+1}}{(n+1)!} \left. \right] \delta_0(t) - \\ &- \left[ \frac{M^o + m}{M + m} t - \frac{M^o + m}{M + m} + \right. \\ &+ \left. \frac{M - M^o}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \nu_1^n \frac{t^{n+1}}{(n+1)!} \right] \delta_0(t-1), \end{aligned}$$

де

$$\nu_1 = \frac{\alpha}{M+m}.$$

В остаточному вигляді отримуємо

$$\begin{aligned} U(t) &= \frac{M^o + m}{M + m} + \\ &+ \frac{M - M^o}{M + m} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \nu_1^n \frac{t^{n+1} - (t-1)^{n+1}}{(n+1)!}, \\ t &\geq 1. \end{aligned}$$

Видно, що при досить незначному терпі та великому  $T$  ( $\nu_1 T \ll 1$ ) у період часу  $1 \ll t \ll T$  переміщення бульбашки в РМП під дією хвилі акустичного тиску буде визначатися тільки першим доданком, тобто

$$U(t) \approx \frac{M^o + m}{M + m}.$$

Надалі, із збільшенням  $t$ , переміщення бульбашки зменшується, якщо  $M < M^o$ , або збільшується, якщо  $M > M^o$ .

Для обчислення граничного переміщення  $U_\infty$  слід прийняти  $t \rightarrow \infty$ . Тоді

$$U_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = \frac{M^o + m}{M + m},$$

якщо  $\nu_1 T \ll 1$ .

Таким чином, чутливий елемент корекції під дією акустичного випромінювання формує хибний сигнал корекції, і прилад буде хибну вертикаль.

## висновки

Узагальнюючи поодинокі дослідження пружної взаємодії проникного акустичного випромінювання з механічними системами приладів інерціальної навігації та результати натурних і напівнатурних випробувань гіроскопічних приладів, можна стверджувати, що акустичні поля з інтенсивністю вище 150 дБ чинять вплив на навігаційне обладнання РН і в сукупності з іншими збурюючими чинниками, зокрема кінематичним, призводять до похибок вимірювань. Рівні акустичного тиску нижче 130 дБ цього впливу не чинять, що відповідає паспортним вимогам на авіаційну апаратуру.

Аналітичний опис хвильових процесів в інерціальних системах, що у своїй сукупності призводять до похибок бортової апаратури, дозволяє на майбутнє:

- створити алгоритми для систем корекції навігаційного обладнання з метою досягнення інваріантної (або частково інваріантної) до зовнішніх збурень структури;
- визначити ефективні методи та засоби підвищення точності навігаційного обладнання у натурних умовах, в тому числі автокомпенсаційні;

- розв'язувати локальні задачі керування ма- невром літальних апаратів і наземних рухомих об'єктів (бойових машин) із застосуванням ін- тегрованих навігаційних комплексів — автономних і глобальних супутниковых засобів;
- вирішувати проблеми пружної взаємодії ім- педансних механічних систем навігаційного обладнання із зовнішніми збуджувальними по- лями різної фізичної природи на підґрунті нелінійних явищ резонансного типу — хвильо- вий збіг, частотно-просторовий резонанс.

1. Гладкий В. Ф. Динамика конструкции летательного аппарата. — М.: Наука, 1969.—496 с.
2. Фокс Вильямс Д. Е. Шум высокоскоростных ракет //

Случайные колебания / Под. ред. С. Крендела. — М.: Мир, 1967.—С. 45—49.

3. Koshlyakov V. N., Karachun V. V., Mel'nik V. N., et al. The some aspects of flight safety in conditions penetrate acoustic radiation // «Aviation in the XXI-st Century»: World Congress, Kyiv, 14—16 September, 2003. — Kyiv: National Aviation University, 2003.—P. 2.37—2.40.

---

#### WAVE TASKS OF INERTIAL NAVIGATION SYSTEMS

*V. V. Karachun, Ya. F. Kayuk, V. N. Mel'nick*

We present our results of the analysis of elastic interaction of suspend gyroscope with penetrating acoustic radiation and influence of sound waves on sensitive elements of system of correction.

УДК 629.764:628.5

Л. П. Потапович<sup>1</sup>, В. Г. Тихий<sup>1</sup>, А. М. Потапов<sup>1</sup>,  
Л. П. Семенов<sup>2</sup>, С. А. Засуха<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

<sup>2</sup>Національне космічне агентство України, Київ

# Обеспечение чистоты запускаемых космических аппаратов: разработка требований по чистоте и методы контроля

*Надійшла до редакції 10.04.07*

Проведено аналіз можливих негативних впливів забруднень на дію систем і приладів космічних апаратів. Представлено систему вимог до чистоти виробів ракетно-космічної техніки на різних стадіях їхнього виготовлення та експлуатації у залежності від їхнього призначення та особливості конструкції. Описано методики контролю всіх параметрів чистоти, які підлягають нормуванню, наведено деякі результати контролю.

## ВВЕДЕНИЕ

Необходимым условием выпуска изделий ракетно-космической техники на современном мировом уровне, а также высокого качества пусковых услуг при коммерческих запусках является обеспечение высокого уровня чистоты запускаемых изделий. Это вызвано переходом к негерметичному исполнению конструкции космических аппаратов (КА), увеличению сроков их службы на орбите. Обеспечение высокого уровня чистоты необходимо для успешной реализации большинства космических программ, поскольку наличие загрязнений, даже минимальных, может существенно ухудшить характеристики приборов и систем космического аппарата.

Загрязнения в виде газовыделений и сублимации материалов в вакууме, твердых частиц, отрывающихся от поверхности ракеты-носителя и космического аппарата, продуктов выхлопа двигателей, газов и твердых частиц, образующихся при срабатывании пироустройств, приводят

к образованию около КА газового облака. На него воздействуют гравитационные силы, давление света, сила аэродинамического торможения. Это облако принято называть собственной внешней атмосферой (СВА) космического аппарата.

Рассеяние света на отдельных крупных частицах СВА было замечено Ю. А. Гагарином при первом же полете космического корабля «Восток». Однако физического столкновения этого явления тогда не было. Первое сообщение о таких частицах сделал американский астронавт Дж. Гленн в 1962 г. В дальнейшем все советские и американские космонавты наблюдали частицы, яркость которых была сравнима с блеском наиболее крупных звезд. Кроме того, космонавты сообщали о трудностях наблюдения звезд в дневное время и о загрязнении оптических поверхностей (иллюминаторов), что в значительной мере объясняется наличием СВА вокруг космического корабля [4].

На основании таких наблюдений появились работы [3], в которых указаны размеры отдель-

ных видимых частиц, частиц в облаке, динамика их движения относительно КА на расстояниях больше размеров корабля, возможные источники образования атмосферы вокруг КА, мощность этих источников. Однако все эти работы опирались на субъективные наблюдения космонавтов. Объективные абсолютные измерения светового фона в окрестности КА были предприняты впервые в 1968 г. с борта космических станций «Зонд-5, -6, -8» с помощью автоматического фотометра. Прибор регистрировал световые импульсы при работе двигателей ориентации станции, а также измерял световой фон вокруг станции. Данные с прибора при помощи телеметрии передавались на Землю. Обработка данных автоматического фотометра показала, что он зарегистрировал рассеяние света большого числа отдельных довольно крупных частиц.

Со временем вопросу изучения загрязнений космических объектов посвящались уже целые программы. Так, на орбитальной космической станции «Скайлэб» был поставлен ряд экспериментов по определению внешних загрязнений. В процессе экспериментов было установлено [2], что основными источниками загрязнений внешних поверхностей космической станции «Скайлэб» долгоживущими осадками служили продукты газовыделений неметаллических покрытий и продукты выхлопа ракетных двигателей. На станции имелось около 195 различных неметаллических материалов, подвергавшихся действию вакуума, общей площадью 23200 м<sup>2</sup>. После 120 сут экспозиции уровни осаждения загрязняющих веществ на анализируемых поверхностях станции «Скайлэб» превышали 500 мг/м<sup>2</sup>.

Воздействие СВА на материалы и элементы КА сводится в основном к следующим эффектам:

- загрязнению поверхности осаждающимися продуктами СВА,
- увеличению светового фона в окрестности КА за счет рассеяния света на частицах СВА и люминесцентного свечения,
- увеличению токов утечки в открытых высоковольтных устройствах и снижению их электрической прочности за счет ухудшения вакуума.

Загрязнения отрицательно влияют прежде всего на оптические поверхности КА: иллюминаторы, линзы телескопов и астронавигацион-

ных приборов, а также на солнечные батареи, терморегулирующие покрытия и т. д. Чувствительны к загрязнению и многие другие элементы аппаратуры КА — плазменные зонды, детекторы заряженных частиц малой энергии, коммутирующие устройства.

Закреплению осевших частиц на поверхности способствует солнечное ультрафиолетовое излучение, под действием которого происходит полимеризация многих органических молекул.

Дополнительные условия для попадания загрязняющих веществ в виде заряженных частиц на поверхности, находящиеся вне прямой видимости из точки испускания частиц, создают электрические и магнитные поля вблизи КА.

Загрязнение оптических элементов изменяет их характеристики пропускания и отражения, создает дополнительное рассеяние света на оптических поверхностях. Указанные факторы могут приводить к существенному ухудшению параметров оптических приборов и даже к полному выходу приборов из строя. Яркость свечения отдельных крупных частиц диаметром в несколько микрон в газовом облаке, окружающем КА, близка к яркости звезд первой или даже нулевой звездной величины. Такие частицы могут служить ложными ориентирами для астронавигационных приборов и приводить к сбоям в системах ориентации КА.

Наличие газового загрязнения между датчиком и наблюдаемым объектом также ухудшает функционирование аппарата.

Влияние облака загрязнений КА на открытые бортовые высоковольтные устройства, для которых космический вакуум служит естественной электроизоляцией, проявляется прежде всего через повышение давления в промежутках между электродами. При этом в высоковольтных промежутках могут происходить электрические пробои, что является аварийным режимом. Но даже если пробои не происходят, в высоковольтных устройствах при ухудшении вакуума увеличиваются токи утечки и возникают кратковременные электрические разряды — так называемые микроразряды, что также нарушает нормальную работу устройств и создает электромагнитные помехи для бортовой электронной аппаратуры. Отметим, что нарушения в работе высоковольтных и других электротехнических устройств на борту КА могут также возникать и за

Рис. 1: *a* — процесс интеграции космического аппарата «Метеор-3М» с РН «Зенит-2» на космодроме «Байконур», *б* — внутреннее устройство термовакуумной камеры для исследования уровня газовыделений неметаллических материалов (*1* — ленточный нагреватель, *2* — держатель с испытательными контейнерами, *3* — охлаждение конденсирующих пластин, *4* — держатель конденсирующих пластин, *5* — термопары), *в* — процесс проведения визуального контроля чистоты поверхности изделия с помощью ультрафиолетового осветителя

счет осаждения на изоляторы проводящих пленок загрязнений.

Из всего сказанного выше становится понятной необходимость выполнения требований по чистоте КА, а для снижения загрязняющего воздействия РН на КА — и соблюдения таких требований для самого РН.

#### СТРУКТУРА ТРЕБОВАНИЙ ПО ЧИСТОТЕ ИЗДЕЛИЙ РАКЕТНО-КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

Разработка требований по чистоте для ракет-носителей должна начинаться с анализа мировых тенденций уровня чистоты запускаемых КА, а также назначения конкретного запускаемого КА. Кроме того, необходимо учитывать особенности конструкции ракеты-носителя, имеющуюся производственную базу для ее изготовления и условия ее эксплуатации. Исходя из требований по чистоте, при необходимости могут вноситься изменения в конструкцию ракеты-носителя, например замена материалов с высоким уровнем газовыделений или пылеотделения более «чистыми» их аналогами, установка фильтров и т. д. Может потребоваться модернизация производственной базы, приобретение необходимой измерительной аппаратуры, или создание и использование дополнительного оборудования, например специальной чистой палатки. Кроме того, уровень требований по чистоте зависит от этапа изготовления и эксплуатации изделия. В отли-

чие от общепринятого в ракетной технике подхода, при котором максимальные показатели достигаются на стадии изготовления деталей и сборочных единиц, требования по чистоте на этом этапе минимальны. При поступлении деталей на основную сборку повышаются требования, как к чистоте их поверхности, так и к чистоте помещений, в которых производятся работы. Максимальные требования по чистоте предъявляются к изделию после завершения его сборки и непосредственно перед интеграцией КА с РН (рис. 1, а).

На рис. 2 изображена структура основных требований по чистоте изделий ракетно-космической техники.

#### ПАРАМЕТРЫ ЧИСТОТЫ И МЕТОДЫ ИХ КОНТРОЛЯ

Рассмотрим подробнее требования по каждому из параметров чистоты и методы их контроля. Уровень чистоты воздуха, окружающего изделие, зависит от его запыленности и содержания в нем органических веществ.

**Запыленность воздуха.** Минимальный уровень запыленности воздуха в помещениях для сборки и подготовки к пуску изделий ракетно-космической техники обычно составляет 100000 по американскому федеральному стандарту FED-STD-209E [8] или класс ISO 8 по международному стандарту ISO 14644-1 [9].

Однако в последнее время наблюдается устойчивая тенденция к снижению уровня запыленности воздуха, окружающего КА. Так, для подготовки к пуску японского спутника OICETS и франко-израильского VENμS требуются условия, соответствующие условиям 30000. Для английского аппарата RapidEye такие же условия требуются от момента снятия транспортировочных крышек с объективов, во время нахождения спутника внутри отсека полезной нагрузки и до момента отделения. Для космического аппарата VENμS на этой же стадии требуется запыленность воздуха на уровне 1000. Это указывает на необходимость со временем ужесточать нормативы по запыленности воздуха, создавая для этих целей соответствующие помещения и системы подготовки воздуха.

Предъявляются также требования к запыленности воздуха, использующегося для термоста-

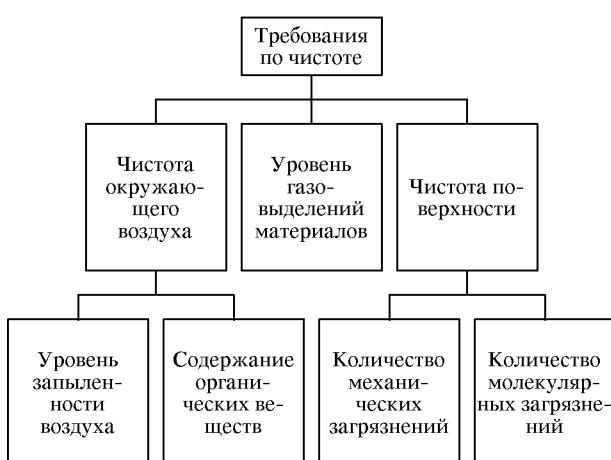


Рис. 2. Структура основных требований по чистоте изделий ракетно-космической техники

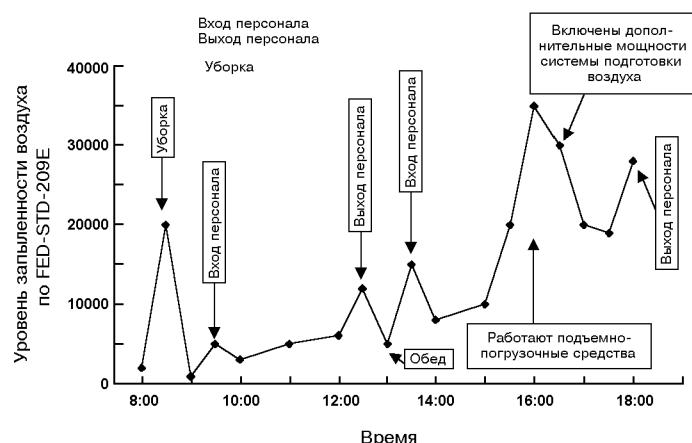


Рис. 3. Диаграмма изменения запыленности воздуха чистого помещения в течение рабочего дня

Таблица 1. Результаты контроля запыленности сжатых газов с помощью счетчика частиц Lasair-II-510A через диффузор высокого давления HPD II 100

Условия замера	Номер замера	Концентрация частиц в 1 м <sup>3</sup> воздуха		
		≥ 0,5 мкм	≥ 1 мкм	≥ 5 мкм
Воздух, подаваемый из системы терmostатирования высокого давления				
После фильтра тонкой очистки на выходе из гофрированных рукавов	1	106	35	0
	2	283	106	35
	3	494	141	71
	4	71	35	0
	5	459	106	0
Среднее		283	85	21
Азот сжатый				
На выходе из пневматического щита	1	141	106	35
	2	71	0	0
	3	177	35	35
Среднее		130	47	23
Гелий сжатый				
На выходе из блока гелиевого	1	3332	1697	222
	2	743	297	0
	3	1345	150	74
Среднее		1663	715	99
Нормативные требования (класс ISO 6.7 по ISO 14644-1)		3520	832	29

тирования отсека полезной нагрузки. По общепринятым в мире нормам его чистота должна быть по крайней мере на порядок выше, чем требуется для отсека. Так, компания Sea Launch использует для терmostатирования модуля полезной нагрузки воздух, запыленность которого не превышает требования класса 1000.

Для выполнения контроля запыленности воздуха используются счетчики частиц. Выбранная

модель счетчика Lasair-II-510A имеет пять измерительных каналов: 0,5, 1,0, 5,0, 10,0 и 25,0 мкм, что соответствует требуемым размерным диапазонам. Кроме того, счетчик частиц оснащен температурно-влажностным датчиком, встроенным принтером. Прибор может работать в автоматическом режиме без участия оператора, запоминает 3000 результатов замеров, к нему могут быть подключены еще четыре ана-

логовых первичных датчика. Счетчик может быть подключен к персональному компьютеру. Со счетчиками частиц типа Lasair-II работает диффузор высокого давления модели HPD II 100, обеспечивающий изокинетический отбор проб сжатого воздуха. Условие изокинетичности отбора является требованием [4] и выполняется, когда ось входного отверстия пробоотборного устройства расположена параллельно воздушному потоку, а средняя скорость потока на входе в пробоотборник соответствует средней скорости течения воздуха в этом месте.

Счетчик частиц модели Lasair-II-510A применяется для контроля запыленности воздуха производственных помещений как при изготовлении ракет-носителей и космических аппаратов на заводе, так и при подготовке их к пуску на космодроме. Прибор показал высокую надежность и стабильность работы в различных температурных условиях. На рис. 3 изображена типичная диаграмма изменения запыленности воздуха во время проведения работ по программе «Днепр—Восток» на космодроме Байконур.

Совместно с диффузором высокого давления модели HPD II 100 счетчик Lasair-II-510A также успешно использовался для контроля запыленности воздуха системы высокого давления и сжатых газов азота и гелия. В табл. 1 приведены результаты этого вида контроля.

**Содержание органических веществ в воздухе.** Требования по количеству углеводородов или органических веществ в воздухе могут выражаться в миллионных долях от объема или массы воздуха (ppm), в значениях концентрации загрязняющих веществ в объеме воздуха ( $\text{мг}/\text{м}^3$ ), а также в массе органических веществ (мг), осаждающихся из воздуха на поверхность  $1 \text{ м}^2$  за неделю. Для помещений по подготовке отсеков полезной нагрузки и сборки космических аппаратов разработки ГКБ «Южное» требуется, чтобы количество органических осаждений из воздуха на поверхность не превышало  $2 \text{ мг}/\text{м}^2 \cdot \text{нед}$ .

Наиболее распространенным методом контроля органических веществ в воздухе является метод размещения в контролируемом помещении на определенный промежуток времени специальных контрольных пластин. После экспозиции пластин собранные органические вещества смываются растворителем и направляются на

Таблица 2. Результаты контроля количества органических осаждений из воздуха на поверхность в чистом помещении для сборки спутников на ГП «ПО ЮМЗ»

Время экспонирования контрольных пластин, сут	Номер контрольной пластины	Масса невываренного остатка, собранного с пластины, мг	Количество органических осаждений, $\text{мг}/\text{м}^2 \cdot \text{нед}$
16	1	0.23	1.0
16	2	0.20	0.87
16	3	0.16	0.70
Среднее			0.86

количественный анализ, который обычно проводится гравиметрическим способом. Данный способ заключается в выпаривании полученного раствора на водяной бане и взвешивании невываренного остатка на высокочувствительных весах. В качестве растворителя используется гексан. Погрешность взвешивания не должна превышать 0.3 мг. Кроме того, весы должны быть установлены в специальном помещении с постоянным температурно-влажностным режимом при отсутствии вибрации, сквозняков, паров органических растворителей и т. д. При выполнении анализа следует уделять особое внимание чистоте используемой химической посуды и материалов.

В табл. 2 приведены результаты контроля количества органических осаждений из воздуха на поверхность в чистом помещении для сборки спутников на ГП ПО ЮМЗ.

Данный метод контроля отличается сравнительно низкой себестоимостью (по сравнению с другими методами), но имеет высокую погрешность и очень длителен (в операцию контроля входит не менее чем 2-недельная экспозиция пластин и анализ контрольной пробы). В связи с последним обстоятельством исключается возможность проведения контроля в реальном масштабе времени.

**Уровень газовыделений неметаллических материалов.** Для обеспечения высокого уровня изделий ракетно-космической техники предъявляются также требования по уровню газовыделений неметаллических материалов, используемых в их конструкции. Такие требования содержатся в американском стандарте ASTM E595-93

Таблица 3. Уровень газовыделений (%) до и после термовакуумной обработки материалов

Материал	ОПМ (норма — 1 %)		КФ (норма — 0.1 %)	
	До ТВО	После ТВО	До ТВО	После ТВО
Резины	6.66	4.03	0.27	0.17
Клеи	3.75	1.94	0.09	0.08
Стеклопластики и стеклотекстолит	1.83	0.45	0.03	0.02
Пленки с kleящим слоем	0.85	0.68	0.09	0.07

[5], европейском стандарте ECSS-Q-70-02A [7], российском стандарте ГОСТ Р 50109-92 [1]. В качестве параметров, характеризующих уровень газовыделений каждого неметаллического материала, используются общая потеря массы (ОПМ) материала и количество летучих конденсирующихся веществ или конденсирующаяся фаза (КФ). ОПМ представляет собой массу летучих веществ, выделяющихся из образца материала в процессе его выдержки при определенных значениях температуры и давления в течение определенного промежутка времени. КФ составляет ту часть ОПМ, которая может конденсироваться на специальной конденсирующей пластине при определенной температуре и удерживаться на ней в течение определенного промежутка времени.

При проведении испытаний материалов на определение уровня газовыделений образцы материалов выдерживаются при 125 °C в течение 24 ч в вакууме. Глубина вакуума несколько отличается для каждого из перечисленных выше стандартов. По стандарту ASTM E595-93 он должен составлять 7 мПа, для ECSS-Q-70-02A — 1 мПа, а для ГОСТ Р 50109-92 — 0.7 мПа. Опыт работ показывает, что такие различия величины вакуума не оказывают значительного влияния на результаты испытаний, так как уровень газовыделений материалов в большей степени зависит от температуры, чем от глубины вакуума. Условия, при которых проводятся испытания по определению уровня газовыделений, являются усредненными условиями эксплуатации материалов в космосе, которые зачастую не соответствуют реальным. Но такие испытания занимают сравнительно немного времени и помогают унифицировать результаты, получен-

ные различными испытательными лабораториями при сравнительном отборе материалов с минимальным уровнем газовыделений.

Определение уровня газовыделений неметаллических материалов проводится в специальной термовакуумной камере (рис. 1, б), в которой обеспечиваются необходимые условия температурно-вакуумного воздействия на образцы материалов. В этой же камере проводится также отработка режимов термовакуумной обработки, которой подвергаются детали и сборочные единицы из неметаллических материалов с целью снижения их уровня газовыделений.

На данной установке были проведены исследования 175 неметаллических материалов, входящих в конструкцию изделий разработки ГКБ «Южное» до и после их термовакуумной обработки. Исследования показали, что основные используемые материалы удовлетворяют требованиям по уровню газовыделений. Термовакуумная обработка снижает уровень газовыделений материалов, но эффективность ее проведения различна для разных классов материалов в силу особенностей их химического состава. Сравнение степени снижения уровня газовыделений для некоторых классов материалов представлено в табл. 3. Превышение требований наблюдается для некоторых kleев, смазок, эмалей, резиновых прокладок, электроизоляционных материалов. В настоящее время на предприятии проводятся работы по поиску их «малогазящих» аналогов.

**Чистота поверхности изделий.** Уровень требований по чистоте поверхности изделий зависит от этапа изготовления изделия, особенностей его конструкции и назначения.

Чистота изготавливаемых деталей космической головной части (КГЧ) должна соответствовать уровню «визуально чистый» или «визуально чистый по салфетке». Если заказчик не предъявляет особых требований, то такой уровень чистоты поверхности имеет и собранная КГЧ в том случае, если для запуска спутников после доработки используется изделие, изготовленное ранее без предъявления требований по чистоте, как, например, некоторые из ракет-носителей «Днепр». Такой уровень чистоты контролируется путем визуального осмотра изделия или салфетки, смоченной в спирте, после протирки поверхности.

Следующим уровнем чистоты поверхности изделия является уровень «визуально чистый + ультрафиолет» предполагает отсутствие на контролируемой поверхности каких-либо загрязнений, видимых нормальным невооруженным глазом (кроме коррекции зрения) при освещении осветителем мощностью не менее 100 Вт ультрафиолетовым светом с длиной волны  $\lambda = 320\ldots380$  нм. Такие требования предъявляются для деталей изделий РКТ перед их поступлением на основную сборку и в качестве промежуточных перед выполнением количественных измерений чистоты поверхности изделий. До такого уровня очищается также внутренняя поверхность космической головной части РН «Днепр», если того требует заказчик. Для контроля чистоты поверхности изделий на соответствие уровню «визуально чистый + ультрафиолет» используются УФ-осветители моделей УФК-3, КД-31Л, UVL-100, SB-100 Р/Ф.

Преимущества визуальных методов контроля чистоты поверхности изделий заключаются в их оперативности и возможности оценивать чистоту всей поверхности контролируемого объекта. Недостатком является отсутствие количественного критерия уровня чистоты поверхности. На рис. 1, в изображен процесс проведения визуального контроля чистоты поверхности торца второй ступени РН «Зенит-2» с помощью ультрафиолетового осветителя.

Для внутренних поверхностей отсеков полезного груза таких ракет-носителей, как «Циклон -4», «Зенит-М», а также поверхностей космических аппаратов предъявляются количественные требования по чистоте. При этом аналогично загрязнениям воздуха отдельно рассматриваются механические и молекулярные загрязнения поверхности.

К механическим загрязнениям относятся нежелательные инородные объекты с измеряемыми размерами, находящиеся на поверхности изделия. Механические загрязнения подразделяются на частицы и волокна. Волокно отличается от частицы тем, что отношение ее длины к ширине не менее 10:1 и длина составляет не менее 100 мкм.

К молекулярным загрязнениям поверхности относятся нежелательные объекты на поверхности изделий в виде молекулярных пленок органического и неорганического происхождения без

Таблица 4. Уровни чистоты поверхности по механическим загрязнениям в соответствии со стандартом MIL-STD-1246C

Уровень чистоты	Размер частицы, мкм	Число частиц на фут <sup>2</sup> (примерно 0.1 м <sup>2</sup> )
300	25	7.455
	50	1.021
	100	95
	250	2.3
	300	1.0
	50	11.817
	100	1.100
	250	26
	500	1.0
	750	95.807
500	50	1.100
	100	8.900
	250	214
	500	8.1
750	750	1.0

определенных размеров. Они включают в себя остатки масел, смазок, химических растворителей, флюсов от припоев, сконденсированные продукты газовых выделений, а также отпечатки пальцев.

Количество механических загрязнений поверхности классифицируется Военным стандартом США MIL-STD-1246C «Уровни чистоты изделий и программа контроля загрязнений» [10]. В европейском стандарте ECSS-Q-70-01A «Обеспечение качества космических изделий. Контроль чистоты и загрязнений» [6] также приводится классификация уровней чистоты поверхности по загрязнению частицами по [10]. Предельные количества частиц для некоторых уровней чистоты поверхности приведены в табл. 4.

Есть также альтернативная характеристика чистоты поверхности в виде коэффициента затенения (КЗ), который представляет собой отношение площади проекции всех частиц к общей площади поверхности, на которой они размещаются. Величина коэффициента затенения независима от распределения частиц по размерам и также не зависит от формы и цвета частиц. В общем случае уровни чистоты должны выражаться в виде количества частей на миллион (мм<sup>2</sup>/м<sup>2</sup>), но могут использоваться выражения требований по чистоте поверхности в виде сотых долей или процентов (%).

Количество механических загрязнений «чистых» изделий разработки ГКБ «Южное» соответствует уровню 500 по стандарту MIL-STD-1246C.

Метод количественного контроля чистоты поверхности на уровне микрочастиц заключается в снятии отпечатков поверхности с помощью липкой ленты и дальнейших подсчетов количества частиц с определением их размеров под микроскопом. Недостатком данного метода контроля является его низкая оперативность и невозможность проводить контроль в реальном масштабе времени, а вследствие этого — и невозможность контролировать ситуацию при появлении дополнительных источников загрязнения. Для снятия отпечатков применяется скотч, не оставляющий следов на поверхности. Использование скотча для снятия отпечатков контролируемой поверхности имеет преимущества по сравнению с ранее использовавшимися мембранными фильтрами «Владивор», так как повышается вероятность снятия частиц с контролируемой поверхности и появляется возможность хранения отпечатков особо ответственных операций контроля в качестве образцов-свидетелей. Предварительно готовится так называемый комплект для снятия отпечатков. Для этих целей скотч нарезается на полоски площадью  $0.001 \text{ м}^2$ , которые наклеиваются на предварительно очищенную подложку. Для снятия отпечатка полоска скотча отклеивается от подложки, прикладывается к контролируемой поверхности, слегка приглаживается и затем отделяется и возвращается на подложку. Для подсчета частиц должен использоваться микроскоп типа МБС-10 с размерной шкалой и возможностью 16-кратного увеличения, при котором производится подсчет. Частицы подсчитываются по следующим размерным диапазонам: 50...100, 100...250, 250...500 и более 500 мкм. Затем по полученным значениям рассчитывается количество частиц на  $1 \text{ м}^2$  поверхности по следующим размерным диапазонам: более 50, более 100, более 250, более 500 мкм. К недостаткам данной методики контроля можно отнести ее большую трудоемкость, длительность выполнения и сильную зависимость результатов контроля от квалификации оператора. Описанный выше метод опробован и внедрен на предприятии. Типичное распределение пылевых частиц по размерам на снятом отпечатке в сравне-

Таблица 5. Типичное распределение пылевых частиц по размерам на предприятии ГКБ «Южное»

Диапазон размеров, мкм	Количество частиц на $1 \text{ м}^2$	
	Контроль	Уровень 500 по стандарту MIL-STD-1246C
> 50	5750	12800
> 100	1500	11900
> 250	250	281
> 500	0	11

Таблица 6. Значения некоторых уровней молекулярных загрязнений по стандарту MIL-STD-1246C

Уровень	Предельное количество загрязнений на поверхности, $\text{мг}/0.1 \text{ м}^2$
A/2	0.5
A	1.0
B	2.0

нии с нормативными требованиями представлено в табл. 5.

Количество молекулярных загрязнений поверхности обычно выражаются в единицах массы на единицу площади. Классификация уровней молекулярных загрязнений или так называемых нелетучих остатков (NVR) приводится в стандарте США MIL-STD-1246C [10] (табл. 6). В европейском стандарте ECSS-Q-70-01A [6] также приводится классификация уровней чистоты поверхности по молекулярным загрязнениям согласно [10].

Иногда требования выражаются в величине толщины слоя молекулярных загрязнений. Если известна плотность загрязнений ( $1 \text{ г}/\text{см}^3$  может считаться приемлемым значением), уровень чистоты по стандарту MIL STD 1246C может быть преобразован в толщину загрязнения и наоборот. Для наиболее «чистых» изделий разработки ГКБ «Южное» количество молекулярных загрязнений должно соответствовать требованиям уровня А по стандарту MIL-STD-1246C. Для контроля количества молекулярных загрязнений поверхности применяется метод смыва определенной площади контролируемой поверхности с помощью салфетки, смоченной в растворителе. Затем проводится экстрагирование салфетки в том же растворителе (гексане), и пол-

ученный раствор собранных молекулярных загрязнений в гексане направляется на количественный анализ.

Количественный анализ контрольных проб в виде раствора органических веществ в гексане может проводиться как описанным выше гравиметрическим методом, так и флуоресцентным. Флуоресцентный метод анализа основан на способности органических веществ флуоресцировать при освещении ультрафиолетовым светом. Степень флуоресценции зависит от концентрации вещества в растворе. Измерения проводятся с помощью прибора, измеряющего относительный поток излучения флуоресценции в различных участках спектрального диапазона, или флуориметра.

В результате лабораторной экспериментальной отработки данного метода было установлено, что флуоресцентный метод количественного анализа контрольных проб проще в исполнении, более оперативен и имеет меньшую погрешность по сравнению с гравиметрическим методом. Однако при контроле реальных изделий погрешность флуоресцентного метода может повышаться из-за наличия нескольких загрязнителей с разной степенью флуоресценции в неизвестной пропорции. Для снижения влияния этого фактора рекомендуется проводить градуировку флуориметра по загрязнителю, смывому с других участков контролируемой поверхности пло-

щадью не менее 1 м<sup>2</sup>. Полученная при этом контрольная пробы должна быть выпарена, нелетучий остаток взвешен, и на его основе приготовлен градуировочный раствор для флуориметра. Таким образом, применение флуоресцентного метода количественного анализа контрольных проб перспективно при проведении контроля молекулярных загрязнений поверхностей большой площади с однородным загрязнителем.

Достоинством метода контроля молекулярных загрязнений путем проведения смыва поверхности является его относительно низкая себестоимость. К недостаткам этого метода следует отнести высокую погрешность, низкую оперативность, и следовательно, исключение возможности проведения контроля в реальном масштабе времени, невозможность применения для оптических или других легко повреждающихся поверхностей и невозможность использования на орбите. Результаты контроля количества молекулярных загрязнений спутника «Egyptsat-1» представлены в табл. 7.

## ВЫВОДЫ

Описанный выше системный подход к разработке требований по чистоте в зависимости от назначения запускаемого КА, особенностей конструкции ракеты-носителя, этапа ее изготовле-

Таблица 7. Результаты контроля количества молекулярных загрязнений спутника «Egyptsat-1»

Место отбора пробы	Площадь смыва, м <sup>2</sup>	Количество загрязнений в пробе, мг	Количество загрязнений на поверхности, мг/м <sup>2</sup>
Инженерная модель спутника без предварительной очистки			
БОС1 ССИК; АИ-512; БОС2-МСУ	0.2002	2.15	10.73
ПДПН, LEMI 016	0.1166	1.48	12.69
БОС1 МСУ; БОС2 ССИК	0.1432	1.74	12.15
Панель БС	0.2209	0.34	1.54
Кронштейны антенн	0.0198	0.33	16.68
Летная модель спутника			
АИ 024 + БОС1-ССИК	0.1627	1.29	7.94
LEMI-016	0.0212	0.159	7.50
Внутренняя поверхность экрана ПТР	0.5476	2.39	4.37
Панель БС	0.5476	1.50	2.74
Внешняя поверхность экрана ПТР	0.5476	0.33	0.60
Требования КД			10

ния и эксплуатации позволяет выпускать конкурентоспособные изделия ракетно-космической техники и обеспечивать качество предоставляемых пусковых услуг.

Разработанные методики контроля различных параметров чистоты позволяют обеспечить контроль выполнения требований по чистоте на всех этапах изготовления и подготовке к пуску ракет-носителей и космических аппаратов, а также проводить верификацию выполнения требований по чистоте, предъявляемые заказчиками пусковых услуг.

1. ГОСТ Р 50109-92. Материалы неметаллические. Метод испытания на потерю массы и содержание летучих конденсирующихся веществ при вакуумно-тепловом воздействии. — Введ. 01.07.93.
2. Загрязнение поверхностей космических аппаратов в процессе эксплуатации (обзор по материалам отечественной и зарубежной печати). — М.: ОНТИ ЦНИИ Маш, 1975.—220 с.
3. Климук П. И., Забелина И. А., Гоголев В. А. Визуальные наблюдения и загрязнения оптики в космосе. — Л.: Машиностроение, 1983.—220 с.
4. Модель космического пространства (Модель космоса-82) / Под ред. С. Н. Вернова. — М.: МГУ, 1983.—636 с.—(Расчетная модель; Т. 3).
5. ASTM E595-93. Standard Test Method for Total Mass Loss and Collected Volatile Condensable Materials for Outgassing in a Vacuum Environment, American Society for Testing and Materials. — USA.
6. ECSS-Q-70-01 A-2002. Space product assurance. Cleanli-

ness and contamination control, December, 11, 2002. — European Cooperation for Space Standardization, Requirements 8, Standards Division, Noordwijk, The Netherlands.

7. ECSS-Q-70-02A. Space product assurance. Thermal vacuum outgassing test for the screening of space materials, May, 26, 2000. — European Cooperation for Space Standardization, Requirements 8, Standards Division, Noordwijk, The Netherlands.
8. FED-STD-209E Airborne Particulate Cleanliness Classes in Cleanrooms and Clean Zones, September, 11, 1992. — USA.
9. ISO 14644-1:1999 Cleanrooms and associated controlled environments - Part 1: Classification of airborne particulates, May, 1, 1999. — International Organization for Standardization.
10. MIL-STD-1246C Product Cleanliness Levels and Contamination Control Program, April, 11, 1994. — USA.

#### CLEANLINESS CONTROL OF LAUNCHING SPACECRAFTS: DEVELOPMENT OF CLEANLINESS REQUIREMENTS AND INSPECTION TECHNIQUES

*L. P. Potapovich, V. G. Tykhyj, A. M. Potapov,  
L. P. Semenov, S. A. Zasukha*

The potential negative effects of contamination on the operation of spacecraft systems and instruments were analysed. We developed cleanliness requirements for aerospace equipment at various stages of its manufacturing and operation according to its function and design features. The developed inspection techniques of all the critical cleanliness parameters are described and some inspection results are given.

УДК 550.388: 551.510.535

А. М. Гоков

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

# Особенности вариаций концентрации электронов в D-области ионосферы вблизи г. Харькова в период магнитной бури в декабре 2006 г.

Надійшла до редакції 20.02.2007

Експериментально за допомогою методу часткових відбиттів досліджено зміни концентрації електронів у середньоширотній D-області іоносфери в грудні 2006 р. під час магнітної бури. Розглянуто відгук D-області на початку та в кінці бури. Проведено порівняння із результатами, одержаними в грудні до і після магнітної бури в незбурених умовах. Виявлено квазіперіодичне збільшення електронної концентрації в D-області іоносфери протягом десятків хвилин більш ніж на 50—100 % з періодами  $T \geq 30—60$  хв. Оцінено зміни швидкості іонізації. За експериментальними даними обчислено енергетичні характеристики потоків заряджених часток.

## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что магнитные бури (МБ), которые являются следствием нестационарных процессов на Солнце, таких как выбросы корональной массы (ВКМ) и солнечные вспышки (СВ), оказывают существенное влияние на состояние космической погоды в целом и динамику приземной ионосферной плазмы. При этом параметры каждой МБ сильно зависят от энергии нестационарных процессов на Солнце и от предшествующего ей состояния в системе Земля — Космос в целом. По этой причине каждая МБ является уникальной и сопровождается комплексом явлений в околосземной плазме, которые, кроме общих закономерностей, имеют особенности, вызывающие соответствующие характерные изменения ионосферных параметров. Исследования влияния магнитных бурь на околосземную плазму являются актуальными ввиду их большого научного и прикладного значения.

Начало магнитных бурь, которое, как известно, происходит через некоторое время после вспышек на Солнце, сопровождается вспышками рентгеновского (XRA), оптического (FLA) излучения, высыпаниями протонов (SPE) и электронов в ионосферу Земли. Эти события периодически продолжаются в течение от десятков часов до 5—10 сут (иногда более) в зависимости от величины (класса) магнитной бури. Высыпающиеся из радиационных поясов энергичные электроны с энергией  $\varepsilon \geq 40$  кэВ являются существенным источником дополнительной ионизации среднеширотной D-области ионосферы (до широт 45—60°) на высотах  $z = 80...100$  км [1, 2, 13, 16, 19, 23—25, 29—31, 35—37, 41—44]. Кроме того, в период солнечных вспышек и магнитных бурь в спутниковых измерениях регистрируются повышенные по сравнению с невозмущенными условиями (часто на несколько порядков) значения потоков протонов. Такие потоки протонов проникают до

высот нижней части D-области ионосферы ( $z = 55\ldots75$  км) и могут вызывать заметное изменение ионизации в этой части ионосферы [3, 16, 22, 27, 30]. Однако есть большие трудности измерения потоков высывающихся заряженных частиц на средних широтах и получения правильных оценок их энергетического вклада на высотах  $z < 90\ldots100$  км из спутниковых измерений, производимых на значительно больших высотах ( $z > 200$  км).

Проявление МБ в средней и верхней ионосфере (выше 100 км) сравнительно хорошо изучено, однако реакция среднеширотной D-области ионосферы (ниже 100 км) на МБ носит сложный и неоднозначный характер и изучена недостаточно [1, 2, 13, 16, 19, 23—25, 29—31, 35—37, 42—44]. Обусловлено это в первую очередь разными физико-химическими процессами (и существенно большей сложностью процессов в D-области), протекающими в этих областях ионосферы [40], а также эпизодичностью прямых измерений с помощью ракетных методов и сложностями при использовании косвенных дистанционных методов, таких как метод частичных отражений (ЧО) и др. Поэтому есть необходимость продолжения экспериментальных исследований и накопления сведений для изучения этого вопроса.

Настоящая работа является продолжением исследований [13, 16, 19, 35—37]. В ней излагаются результаты экспериментальных исследований методом ЧО вариаций концентрации электронов  $N(z)$  в среднеширотной D-области ионо-

сферы во время магнитной бури в декабре 2006 г., которые сравниваются с результатами, полученными до и после МБ в невозмущенных условиях.

## СРЕДСТВА РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

Экспериментальные исследования выполнены в Радиофизической обсерватории Харьковского Национального университета имени В. Н. Каразина вблизи г. Харькова [45] (географические координаты: широта  $49^{\circ}38' N$ , долгота  $36^{\circ}20' E$ , магнитное наклонение  $66^{\circ}36.8'$ , магнитное склонение  $6^{\circ}19.6'$ , возвышение над уровнем моря 156 м) при помощи комплекса аппаратуры [21] методом ЧО. Технические параметры радара ЧО в период наблюдений: импульсная мощность передатчика  $P = 150$  кВт, рабочая частота  $f = 2.41$  МГц, длительность импульса 25 мкс, частота повторения импульсов  $F = 10$  Гц, коэффициент усиления антенны  $G \approx 50$ , исследуемый диапазон высот 60—126 км.

## СВЕДЕНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Измерения амплитуд ЧО-сигналов и радиошумов выполнены в период магнитной бури в декабре 2006 г. Наблюдения проводились в течение ряда дней циклами до, в период и после магнитной бури. В табл. 1 приведены сведения об экспериментах ( $W$  — число солнечных пятен,

Таблица 1. Сведения об экспериментах

Дата, декабрь 2006	Время наблюдений (LT)	Время LT УСТ и ВСТ для $h = 85$ км	$A_p$ (планетарный)	$F_{10.7}$ , Ян ??	$W$
5	16:30—24:00	06:52	16:46	2	102
6	00:20—24:00	06:53	16:45	28	103
7	00:20—23:59	06:54	16:45	25	96
8	00:07—24:00	06:55	16:45	25	96
9	00:07—24:00	06:56	16:45	7	92
10	00:00—09:10	06:57	16:45	14	90
14	10:21—24:00	07:01	16:45	63	93
15	00:00—24:00	07:02	16:45	104	87
16	00:05—16:58	07:03	16:45	11	82
19	17:08—23:57	07:05	16:46	14	73
20	00:00—24:00	07:06	16:46	24	72
21	00:00—24:00	07:06	16:47	14	72
22	00:00—19:39	07:07	16:47	14	73

$F_{10.7}$  — поток радиоизлучения на длине волны  $\lambda = 10.7$  см).

## МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Во время эксперимента регистрировались высотно-временные зависимости амплитуд смеси частично отраженного сигнала и радиошума  $A_{so,x}(z, t)$  (где  $t$  — время, индексы «о» и «х» соответствуют обыкновенной и необыкновенной поляризациям) с 22 высотных уровнями, начиная с 60 км через  $\Delta z = 3$  км. Измерения  $A_{so,x}(z, t)$  и  $A_{no,x}(t)$  выполнялись непрерывными сеансами длительностью единицы-десятка часов. Для выделения амплитуд частично отраженных сигналов  $A_{o,x}(z, t)$  записывались также амплитуды только радиошума  $A_{no,x}(t)$  (две выборки в полосе частот 50 кГц) в моменты времени, предшествующие излучению зондирующего импульса. Оценки средних величин интенсивностей ЧО-сигнала  $\langle A_{x,o}^2 \rangle$  и шумов  $\langle A_{nx,no}^2 \rangle$  осуществлялись по 600 реализациям на интервале времени 60 с. Статистическая погрешность этих оценок не превышала 10 %. Вычислялись высотно-временные зависимости  $\langle A_{x,o}^2 \rangle(z, t)$  и  $\langle A_{nx,no}^2 \rangle(t)$ . Для анализа дополнительно применялось их сглаживание методом скользящего среднего на интервалах 10—30 мин со сдвигом 1—5 мин.

По полученным  $\langle A_{x,o}^2 \rangle(z)$  на фиксированных высотах с шагом  $\Delta z = 3$  км вычислялось их отношение  $R$  (высотные профили  $R(z)$  вычислялись на интервалах усреднения  $\Delta t = 5$  и 10 мин), используемое далее для получения профилей электронной концентрации  $N(z)$  по методике дифференциального поглощения с применением алгоритма регуляризации [4, 8]. При получении профилей  $N(z)$  использовалась модель профиля  $v(z)$  частот столкновений электронов с нейтральными молекулами [39]. Уточнение профилей  $N(z)$  проводилось по методике [14]: высотные профили  $R_{0,x}$  вычислялись на интервалах усреднения  $\Delta t = 5$  и 10 мин, после чего проводилось их высотное сглаживание по трем точкам. Полученные таким образом зависимости  $\langle R(z) \rangle$  использовались для получения профилей  $N(z)$ . Погрешность вычислений профилей  $N(z)$  на интервалах усреднения в 10 или 5 мин не превышала 30 и 50 % соответственно.

Для оценки периодов достаточно медленных вариаций  $\langle A_{x,o}^2 \rangle(z, t)$  или концентрации электронов  $N(t)$  использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье на интервале времени 32, 64 или 128 мин. Временной ряд при этом образован из ежесекундных значений  $A_{so,x}(z, t)$ ,  $A_{o,x}(z, t)$  и  $A_{no,x}(t)$ . Анализировались высотно-временные вариации полученных зависимостей  $\langle A_{x,o}^2 \rangle(z, t)$ ,  $\langle A_{nx,no}^2 \rangle(t)$  и  $N(z, t)$ .

## СВЕДЕНИЯ О КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЕ

Приведем краткую характеристику периода наблюдений в декабре 2006 г. Сведения о космической погоде приведены на рис. 1. Этот период можно условно разделить на три: 1) 5—12 декабря, 2) 13—15 декабря, 3) после 15 декабря. Кратко охарактеризуем их на основе геофизических данных, полученных в мировых центрах данных ([<http://www.sec.noaa.gov/>, <http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html>]).

Сильной магнитной буре 14—15 декабря предшествовали процессы в области видимой части Солнца 930 (S05,  $L = 010$ ). Эта область была самой большой и наиболее активной в видимой части Солнца в течение всего рассматриваемого периода наблюдений.

Для первого периода (5—12 декабря) характерно следующее.

Солнечная активность изменялась от очень низкой с начала месяца и до 5 декабря включительно до высокой 6 декабря вследствие того, что в видимой части Солнца в области 930 реализовались три большие солнечные вспышки (в табл. 2 приведены сведения об основных сильных солнечных вспышках в рассматриваемый период): X9/2п 5 декабря (интегральный поток составил  $I = 0.710$  Дж/м<sup>2</sup>), M6/sf ( $I = 0.130$  Дж/м<sup>2</sup>) и X6/3b ( $I = 0.480$  Дж/м<sup>2</sup>) 6 декабря. 7 декабря активность Солнца уменьшилась до умеренной вследствие вспышки M2.0/1п ( $I = 0.370$  Дж/м<sup>2</sup>) и затем оставалась очень низкой до 12 декабря включительно. В этот период произошли 31 слабая (класса C), четыре умеренных (класса M) и две сильных (класса X) рентгеновских вспышек. Геоэффективными были только отмеченные выше.

Геомагнитное поле изменялось от спокойного 5 декабря до слабо возмущенного состояния

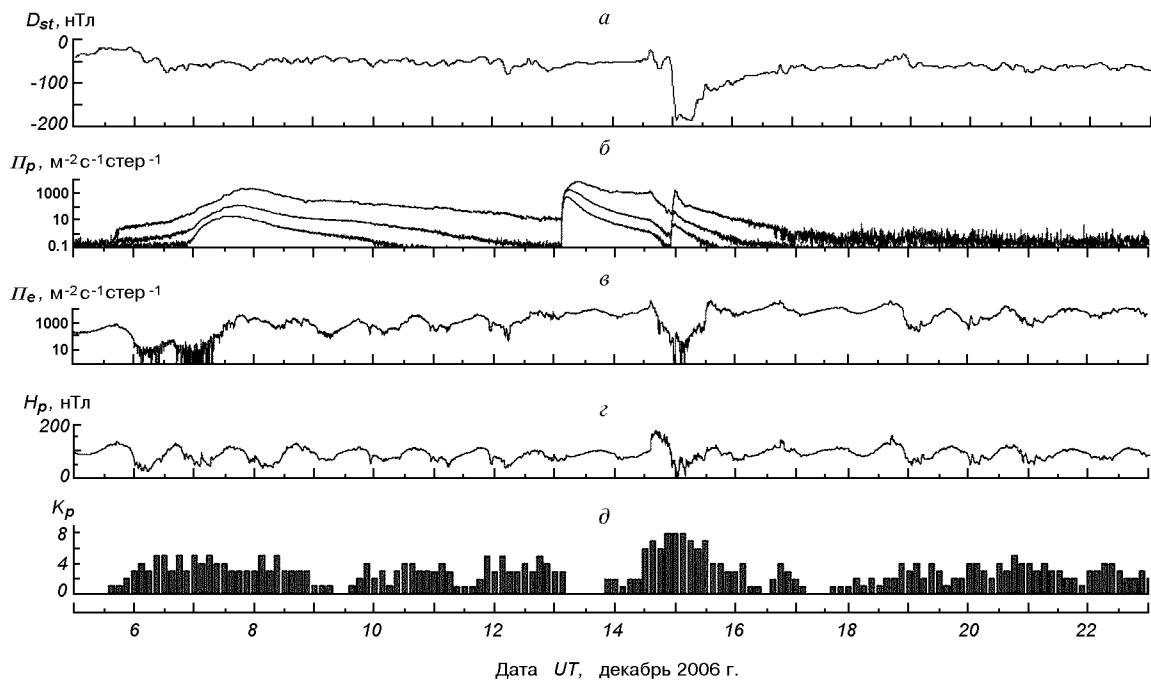


Рис. 1. Параметры космической погоды в декабре 2006 г. в период магнитных бурь: *а* — индекс геомагнитной активности  $D_{st}$ , *б* — усредненные за 5 мин потоки протонов 10, 50 и 100 МэВ (протон/ $\text{см}^2\text{с}\cdot\text{ср}$ ), измеренные на спутнике GOES-8 (W75), *в* — потоки электронов с энергией больше 2 МэВ, измеренные на спутнике GOES-12, *г* — усредненные за 5 мин значения  $H$ -составляющей геомагнитного поля по измерениям на спутнике GOES-12, *д* — значения планетарного индекса геомагнитной активности  $K_p$

6 декабря, после чего оставалось спокойным с небольшими возмущенными периодами (варiations  $D_{st}$ -индекса не превышали 10—20 нТл) до 14 декабря (примерно с 06:00 UT 6 декабря и до 11:00 UT 8 декабря после вспышки X9/2n реализовалась небольшая МБ. На рис. 1 хорошо видно, что в этот период наблюдались уменьшение значений индекса  $D_{st}$  примерно на 40—45 нТл и небольшие вариации  $H_p$ -составляющей геомагнитного поля;  $K_p$ -индекс в течение 3—6 ч увеличивался до значений 4—5. Характерно, что во время этой слабой МБ, как видно из рис. 1, *в*, потоки высокоэнергичных электронов уменьшились более чем на два порядка).

Увеличение потоков протонов с энергиями более 10 и более 100 МэВ было обусловлено протонной вспышкой X9.0/2n 5 декабря. Потоки с энергией более 10 МэВ сильно увеличились начиная с 15:55 UT 6 декабря, достигли максимального значения 1980 rfu 7 декабря в 19:30 UT и плавно уменьшались до 13 декабря,

оставаясь повышенными на 1-2 порядка по сравнению с невозмущенными (например, в первой половине суток 5 декабря). Увеличение потоков протонов с энергией более 100 МэВ началось 7 декабря в 15:40 UT, достигло максимального значения 19 rfu 7 декабря в 16:10 UT. Впоследствии в течение 7—9 декабря потоки плавно уменьшились до невозмущенных значений.

Потоки электронов с энергией более 2 МэВ, измеренные на спутниках GEOS-8 и 12, в течение 7—10 декабря были повышенными по сравнению с невозмущенными. 6 декабря и в начале суток 7 декабря потоки высывающихся электронов, как видно из рис. 1, *в*, сильно флюктуировали.

Для второго периода (13—15 декабря) характерно следующее.

Солнечная активность 13—15 декабря возросла до высокой вследствие очень сильной вспышки X3/4b ( $I = 0.519 \text{ Дж}/\text{м}^2$ ) в области видимой части Солнца 930, которая породила сложные

Таблица 2. Сведения о сильных вспышках на Солнце

Дата, декабрь 2006	LT	Тип	Интегральный поток, Дж/м <sup>2</sup>	Максимальный поток радиоизлучения	
				245 МГц	2695 МГц
5	12:28—12:38(max)—13:00	X9.0/2п	0.710	210000	12000
6	10:02—10:23(max)—11:18	M6.0/sf	0.140	350	340
6	20:29—20:47(max)—23:35	X6.5/3б	0.480	30000	5800
7	20:41—21:03(max)—22:59	M2.0/1п	0.370	85	2600
13	04:20—04:34(max)—08:18	X3.4/4б	0.510	100000	44000
14	23:07—00:15(max)—00:21	X1.5/sf	0.120	99	620

ВКМ типа полного гало. 15 декабря в 00:15 LT в области Солнца 930 реализовалась другая сильная протонная вспышка X1.5 ( $I = 0.12 \text{ Дж/м}^2$ ). Эта вспышка породила сложные ВКМ типа асимметричного полного гало. Обе вспышки были геоэффективными. Другие четыре слабые вспышки (класса C), имевшие место в этот период, не были геоэффективными.

Геомагнитное поле изменялось в этот период существенно: значения индекса  $D_{st}$  уменьшились в течение нескольких часов в конце суток 14 декабря и в первой половине 15 декабря от  $-40\ldots-50$  (14 декабря) до  $-185\ldots-187$  нТл в 06.00—08:00 UT с последующим плавным увеличением значений  $D_{st}$ . К концу суток они составили  $D_{st} = -95\ldots-105$  нТл. По данным, полученным на спутнике, 14 декабря в 14:14 UT зафиксирован ВКМ, обусловленный внезапным импульсом (SI) в геомагнитном поле (по данным магнитометрической обсерватории в Boulder он составил 26 нТл) после протонной вспышки X3/4b 13 декабря. Вариации  $H_p$ -составляющей геомагнитного поля в рассматриваемый период были существенными и во второй половине 14 и первой половине 15 декабря превышали 100 нТл.

Существенное увеличение потоков протонов с энергиями более 10 и более 100 МэВ, как хорошо видно из рис. 1, б, имело место 13 декабря и было обусловлено вспышкой X3/4b. Потоки протонов с энергиями более 100 МэВ начали увеличиваться 13 декабря в 03:00 UT, достигли максимального значения 88.7 rfu в 05:25 UT и впоследствии потоки плавно уменьшались. Потоки протонов с энергией более 10 МэВ резко увеличились начиная с 03:10 UT 13 декабря, достигли максимального значения 698 rfu в 09:25 UT и впоследствии плавно уменьша-

лись до 15 декабря. Вспышка X1.5 вызвала дополнительный всплеск потоков протонов 15 декабря (рис. 1, б), после чего в течение этих суток потоки уменьшились до фоновых.

Потоки электронов с энергиями более 2 МэВ, измеренные на спутниках GEOS-8 и GEOS-12, в этот период были повышенными по сравнению с невозмущенными. 15 декабря и в конце суток 14 декабря потоки высыпающихся электронов, как видно из рис. 1, в, сильно flуктуировали.

Третий период (после 15 декабря) является типичным характерным невозмущенным. Для него характерно следующее.

Солнечная активность в течение 15—17 декабря уменьшилась до низкой, а затем до очень низкой и оставалась такой до конца периода наблюдений. В этот период геоэффективных событий не было (реализовалась лишь одна слабая вспышка класса C).

Геомагнитное поле изменялось в этот период мало. Значения индекса  $D_{st}$  изменились в целом плавно, за исключением 18 декабря, когда их вариации достигали 20—25 нТл. Вариации  $H_p$ -составляющей поля эпизодически в течение нескольких часов составляли 10—20 нТл.

Потоки протонов на орбите спутников регистрировались на уровне фоновых невозмущенных значений.

Потоки высыпающихся электронов различных энергий, измеренные на спутниках GEOS-8 и GEOS-12 [<http://www.sec.noaa.gov/>], в этот период оставались еще высокими (что, по-видимому, характерно для после буревого периода [13, 23—25, 29]) и значительно повышенными по сравнению с невозмущенными условиями.

В табл. 3 приведены суточные потоки протонов и электронов для энергий более 2 МэВ (для энергий более 4 и более 6 МэВ данных нет),

Таблица 3. Суточные потоки протонов и электронов в декабре 2006 г.

Дата, декабрь 2006	Потоки протонов, $10^5 \text{ см}^{-2} \text{ сут}^{-1} \text{ср}^{-1}$			Потоки электронов, $10^6 \text{ см}^{-2} \text{сут}^{-1} \text{ср}^{-1}$
	$E > 1$ МэВ	$> 10$ МэВ	$> 100$ МэВ	$> 2$ МэВ
5	14	0.77	0.055	29
6	38	8.8	0.13	1.4
7	2400	670	9.8	78
8	7000	650	3.1	100
9	1200	180	0.55	50
10	660	86	0.097	100
11	220	35	0.029	120
12	510	8.9	0.030	200
13	440	270	18	460
14	4500	100	0.92	470
15	2200	22	0.36	540
16	140	1.8	0.034	1000
17	100	0.37	0.026	670
18	180	0.23	0.026	1100
19	130	0.22	0.029	270
20	110	0.18	0.038	380
21	110	0.16	0.039	450
22	110	0.17	0.044	580

полученные по данным спутников GEOS-8 и GEOS-12) [<http://www.sec.noaa.gov/>].

Как известно [5], индекс  $D_{st}$  описывает степень возмущения геомагнитного поля, и тем самым — интенсивность магнитных бурь. В период МБ 14—15 декабря индексы магнитной активности  $A_{p\max}$  и  $K_{p\max}$  составляли 107 и 8 соответственно. По одной из классификаций рассматриваемая магнитная буря относится к сильным или очень сильным [28]. Энергия  $E_m$  и мощность  $P_m$  таких магнитных бурь составляют около  $6.5 \cdot 10^{15}$  Дж и  $7.5 \cdot 10^{11}$  Вт соответственно. Величину  $E_m$  удобно оценивать по минимальному значению  $D_{st\min}$  [28, 38]:

$$E_m = \frac{3}{2} E_M \frac{D_{st}^*}{B_0},$$

где  $E_M \approx 8 \cdot 10^{17}$  Дж — энергия дипольного геомагнитного поля у поверхности Земли,  $B_0 = 30$  мк — значение индукции геомагнитного поля на экваторе; скорректированное значение  $D_{st}^* = D_{st} - bp^{1/2} + c$ . Здесь  $b = 0.5 \text{ мТл}/(\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3})^{-1/2}$ ,  $c = 20 \text{ нТл}$ ,  $p = N_p m_p v_{sw}^2$ ,  $N_p$  и  $m_p$  — концентрация и масса протонов,  $v_{sw}$  — скорость солнечного ветра. Энергия магнитной бури, оцениваемая по этой

формуле, при значении  $D_{st\min}^* \approx 187$  нТл составила  $5.7 \cdot 10^{15}$  Дж, максимальная мощность (15 декабря) —  $5.5 \cdot 10^{11}$  Вт ( $\Delta t = 3$  ч).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим основные особенности высотно-временных вариаций концентрации электронов, полученные в экспериментах в невозмущенных условиях и во время магнитной бури в декабре 2006 г. Важно также, что эксперименты проводились и в периоды прохождений утреннего и вечернего солнечного терминаторов (УСТ и ВСТ соответственно).

В эксперименте 5 декабря, который проводился в ночное время, (этот день можно отнести к невозмущенным: значения индекса  $K_p$  составляли 0—2) выраженных особенностей в высотно-временных вариациях ЧО-сигналов с высотных уровней 78—87 км и шумов не было установлено. Они отражали типичный ход этих характеристик для невозмущенных условий для этого времени года. Отношение ЧО-сигнал/помеха составляло  $s(z, t) = \langle A_{x,of}^2 \rangle(z, t) / \langle A_{nx,no}^2 \rangle(t) \approx 1$ . Высотно-временные вариации концентрации электронов  $N(z, t)$  соответствовали типичным значениям для невозмущенных зимних условий (рис. 2).

Значения планетарного  $K_p$ -индекса 6 и 7 декабря увеличивались до 4—5. Как отмечалось выше, 6 декабря реализовалась небольшая МБ. В этот день в течение всего светлого времени суток отношение  $s = 10—1000$  в высотном диапазоне 72—90 км. Характерно, что в ночное время довольно часто, как видно из рис. 3,  $s = 10—100$ . Концентрация электронов в этот день в D-области была несколько повышенной по сравнению с типичными невозмущенными условиями. Четко прослеживался суточный ход  $N(z, t)$  (зависимость  $N(z, \chi)$  от зенитного угла Солнца  $\chi$ ). Характерно также то, что в темное время суток, как видно из рис. 2, отмечались существенные вариации концентрации электронов, которых не было в предыдущие сутки. Такое поведение ЧО-сигналов и концентрации электронов, вероятнее всего, связано с МБ.

7 декабря в светлое время суток  $s = 10—100$  в высотном диапазоне 60—90 км (см. рис. 3).

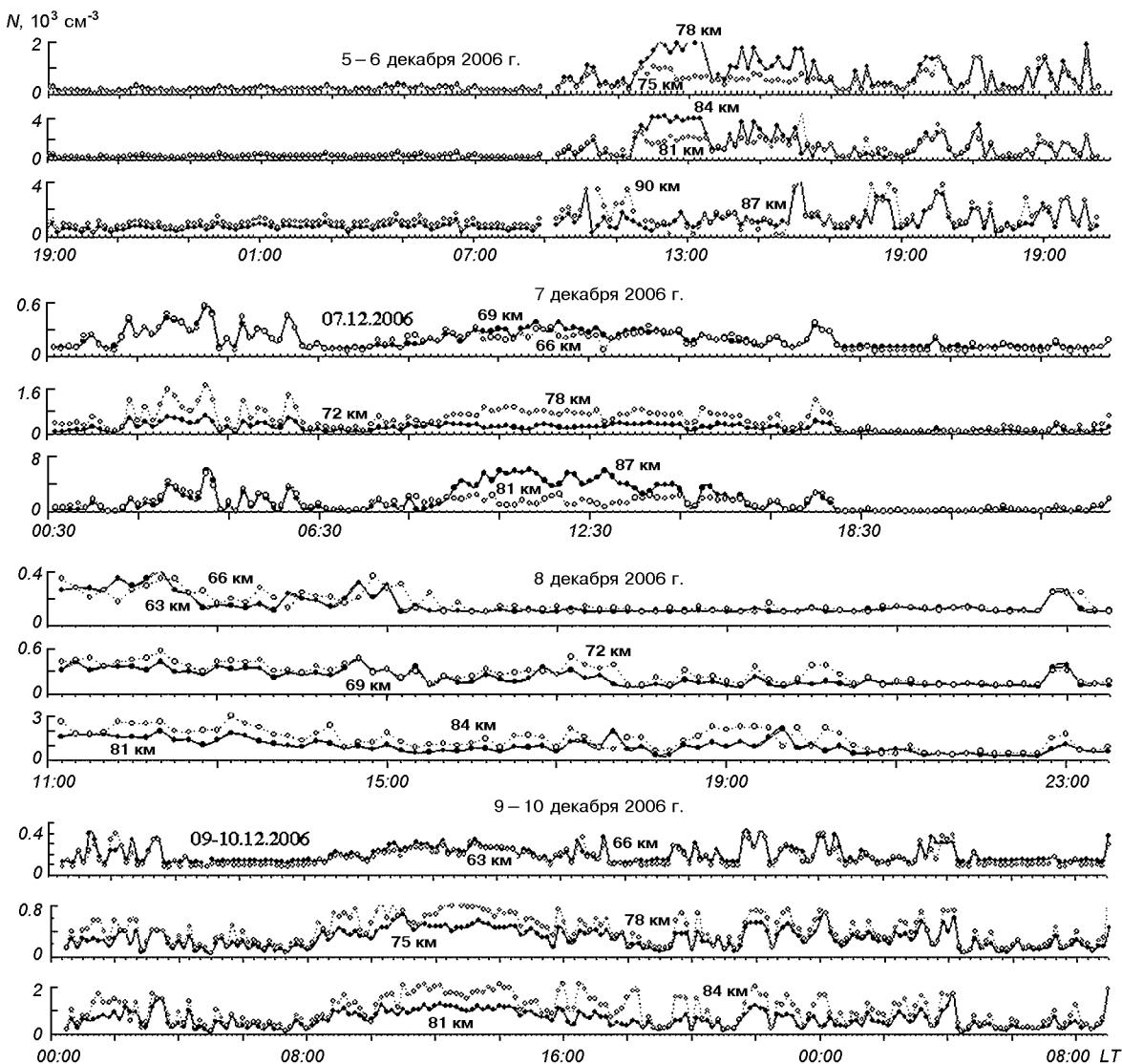


Рис. 2. Вариации концентрации электронов на фиксированных высотах в среднеширотной D-области ионосферы 5—10 декабря 2006 г.

Характерно, что интенсивные ЧО-сигналы ( $s = 10—70$ ) наблюдались в области высот  $z < 70$  км. В обычных невозмущенных условиях ЧО-сигналы с  $s > 1$  на нашей аппаратуре в этом пункте наблюдений регистрируются редко с высотой менее 70 км, что обусловлено малыми значениями концентрации электронов в этой области высот. В темное время суток почти во всей D-области ионосферы эпизодически регистрировались ЧО-сигналы с  $s > 1—10$ . Эти два факта свидетельствуют о том, что в эти сутки иониза-

ция в D-области, по-видимому, частично контролировалась потоками высывающихся протонов (по крайней мере — на высотах ниже 80 км, что не противоречит известным положениям [3, 22] из физики и химии ионосферы), которые, как отмечено выше были обусловлены вспышкой X9/2n и достигли максимального значения в эти сутки.

Вариации концентрации электронов 7 декабря показаны на рис. 2. Отчетливо видно, что значения концентрации электронов в эти сутки

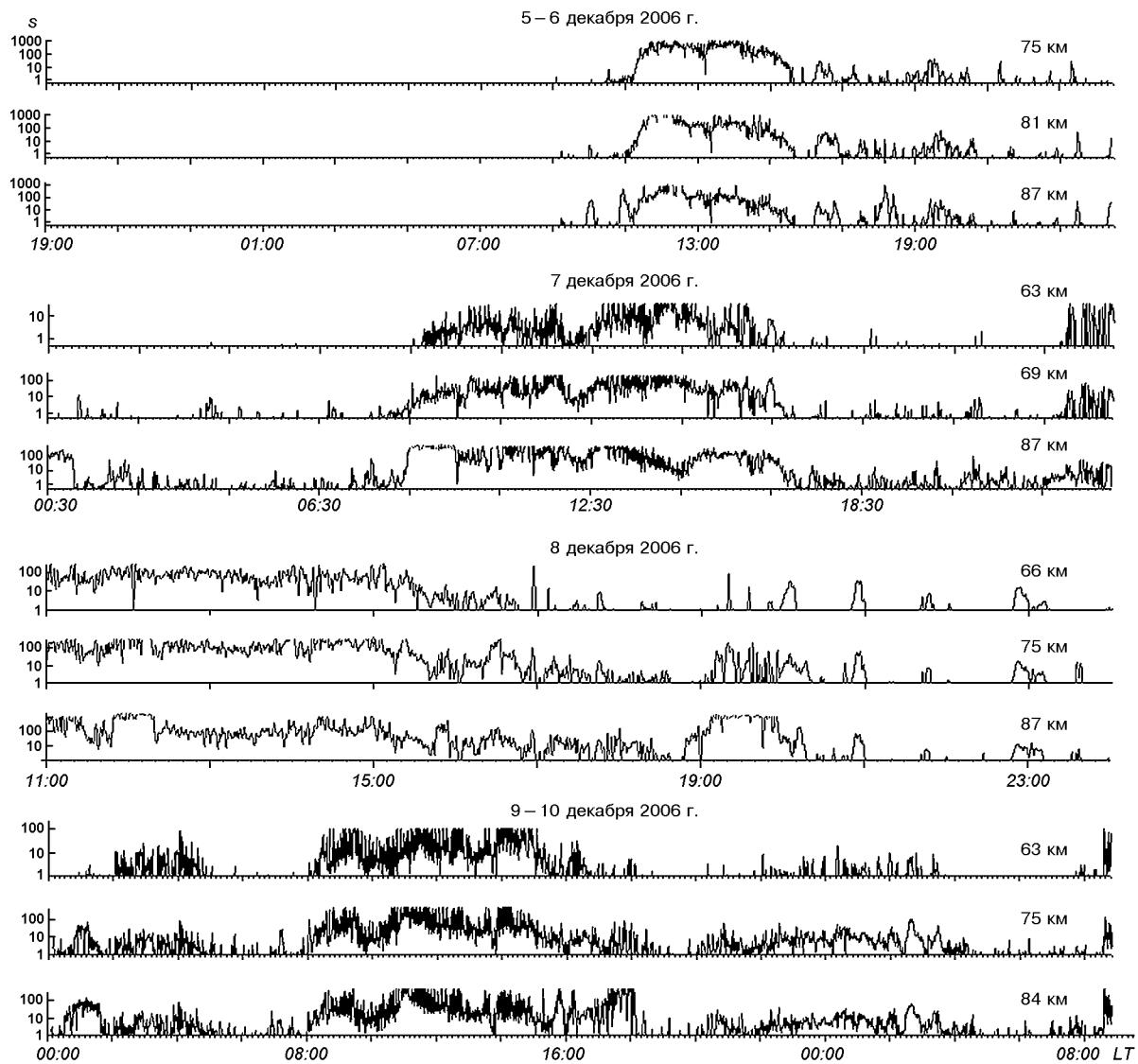


Рис. 3. Высотно-временные вариации отношения  $s(z, t) = \langle A_x^2 \rangle(z, t) / \langle A_{nx,no}^2 \rangle(t)$  ЧО-сигнал/помеха в экспериментах 5–10 декабря 2006 г.

(примерно до 18 ч местного времени) в области высот 63–84 км были повышенными по сравнению с невозмущенными. (В темное время в первой половине суток имели место как значительное повышение концентрации электронов, так и квазипериодические вариации во всей D-области. Важно, что примерно такие же вариации  $N(z, t)$  имели место в предыдущие часы в темное время в предыдущие сутки). Как отмечено выше,

ионизация в D-области, по-видимому, частично контролировалась потоками высывающихся протонов. Отметим также, что в темное время во второй половине суток значения концентрации электронов были на уровне типичных для этого времени года невозмущенных фоновых значений.

В эксперименте, проведенном 8 декабря, примерно между 00:30 и 10:00 LT регистрировался

сильный уровень помех, значения отношения  $s$  составляли 1—2, и надежные значения концентрации электронов не удалось получить. После 10:30 LT и в течение всего светлого времени суток  $s = 10$ —300 в высотном диапазоне 63—90 км (рис. 3) как и в предыдущие сутки. В период прохождения ВСТ и в течение десятков минут после него значения  $s(z, t)$  сравнительно плавно уменьшились до  $s = 0.5$ —2. Характерно также то, что примерно через 20—120 мин (для высотных уровней 87—69 км) после прохождения ВСТ в течение 60—100 мин регистрировались интенсивные ЧО-сигналы, и значения  $s$  вновь увеличивались до  $s = 10$ —300. Отметим, что такое поведение  $s$  бывает иногда характерным для среднеширотной D-области ионосферы [12, 18, 34]. Как видно из рис. 2, концентрация электронов в этот период увеличивалась на высотах 81—87 км на 50—100 %. Кроме того, в ночное время эпизодически  $s = 10$ —80 в течение 15—50 мин. Пример вариаций концентрации электронов в этот день приведен на рис. 2. Видно, что в этот день отчетливо прослеживалась зависимость  $N(z, \chi)$ . В целом в темное время во второй половине суток значения концентрации электронов были на уровне типичных для этого времени года невозмущенных фоновых значений. Кратковременное увеличение значений  $N(z, t)$  примерно в 22:35—23:00 LT (в этот период  $s = 10$ —80), по-видимому, связано с кратковременным высыпанием заряженных частиц (как отмечалось выше, потоки протонов были еще очень высокими).

Рассмотрим далее кратко особенности вариаций  $s(z, t)$  и  $N(z, t)$  в эксперименте 9—10 декабря. Пример вариаций концентрации электронов в этот день приведен на рис. 2. В течение всего светлого времени суток 9 декабря  $s = 10$ —500 на высотах 63—87 км. В темное время суток как утром (9 и 10 декабря), так и вечером отношение  $s$  составляет 1—50 в течение нескольких часов (рис. 3). В эти периоды имели место квазипериодические вариации  $N(z, t)$  с амплитудой более 100 %, периодом  $T \approx 40$ —50 мин и длительностью 1—3 периода. Характерно, что в утреннее время имело место  $s < 1$  (т. е. случай, когда ЧО-сигналы почти отсутствовали) примерно за 60—10 мин до момента прохождения УСТ. Через 120—40 мин (63—87 км) после прохождения УСТ  $s \gg 1$ .

В период прохождения ВСТ и в течение десятков минут после него значения  $s(z, t)$ , как и в предыдущие сутки, сравнительно плавно уменьшились до  $s = 0.5$ —2. Важно так же то, что в темное время суток через десятки-сотни минут (для высот 87—63 км) после прохождения ВСТ в течение примерно 3—8 ч (примерно до 04:30 LT 10 декабря) регистрировались интенсивные ЧО-сигналы (значения  $s$  увеличивались до  $s = 10$ —50). Отметим, что такое поведение  $s(z, t)$  не характерно для измерений на нашей аппаратуре (да и вообще для наблюдений в среднеширотной D-области ионосферы), поскольку, как правило, в ночные часы в невозмущенных условиях концентрация электронов намного меньше, чем в светлое время суток. Вследствие этого уровень ЧО-сигналов мал по сравнению с уровнем радиошумов, которые в темное время суток, как известно, заметно увеличиваются [12, 18, 34]. Одной из наиболее вероятных причин такого поведения ЧО-сигналов в этот день, по-видимому, были высыпания высокоэнергичных частиц после рассмотренной выше МБ, которые могли быть инициированы прохождением ВСТ (т. е. является результатом проявления повторного взаимодействия системы ионосфера — магнитосфера в средних широтах). Ранее отмечалось, что потоки протонов и электронов в этот день были еще высокими. В этот период, как видно из рис. 2, концентрация электронов увеличивалась на высотах 66—84 км более чем на 50—150 % по сравнению с невозмущенными фоновыми значениями. Сходные результаты получены нами и в других экспериментах. В работах [12, 18, 34] мы высказали предположение, что столь большое увеличение  $N$  вызвано высыпанием частиц из магнитосферы. Высыпание может возникнуть в результате перераспределения захваченных частиц по питч-углам, к чему приводят либо искривления конфигурации силовых линий поля (геомагнитных ловушек), либо уменьшение «поперечной» энергии  $\epsilon_{\perp}$  заряженных частиц. Кроме того, в процессе становления и релаксации возмущений тензора проводимости ионосферной плазмы поле поляризации  $E_p$  обладает и вихревым компонентом  $E_r$ . Последний механизм рассмотрен в работах [6, 7, 9, 10]. При прохождении терминатора возможны существенные изменения тензора проводимости ионосферной плазмы и вариации составляющих

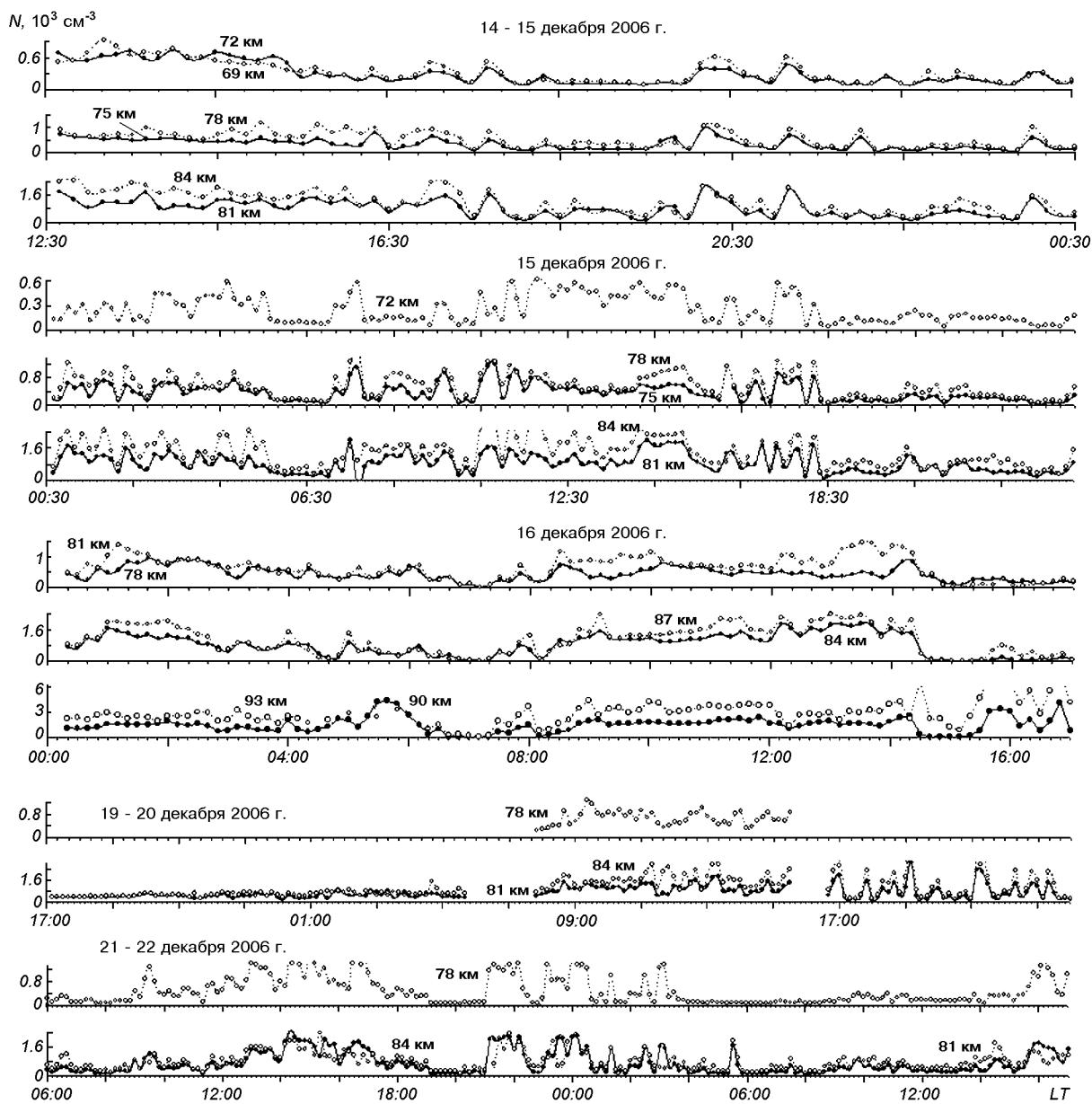


Рис. 4. То же, что на рис. 2 для 14—16 и 19—22 декабря 2006 г.

электрического поля  $E_p$  и  $E_r$ , а значит и  $\varepsilon_{\perp}$ . Основные звенья механизма стимуляции высываний электронов могут быть следующие. ВСТ вызывает уменьшение концентрации электронов на высотах динамо-области. Это приводит к генерации электрического потенциального поля

поляризации и вихревого поля. Проникая в магнитосферу, эти поля способны уменьшить «поперечную» энергию электронов и тем самым перевести их в конус потерь. Высыпание электронов приводит к ионизации нейтральных частиц на высотах 80—95 км. Для обеспечения

наблюдаемого увеличения  $N$  согласно расчетам [15, 30, 34] требуются потоки электронов с плотностью  $p \sim 10^7 \dots 10^8 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Такие значения  $p$  не представляются большими. Отметим, что как и в предыдущих экспериментах, в этот день отчетливо прослеживалась зависимость  $N$  от  $\chi$ .

В эксперименте 14 декабря в светлое время интенсивные ЧО-сигналы регистрировались в интервале высот 69—87 км ( $s = 1 \dots 1000$ ). Характерно, что ЧО-сигналы исчезли (или были меньше уровня шумов) за десятки минут до или сразу же после времени прохождения ВСТ (рис. 5). В темное время суток  $s = 0.1 \dots 1$ , эпизодически  $s = 1 \dots 70$ . Как и в предыдущих экспериментах, в дневное время отчетливо прослеживалась зависимость  $N$  от  $\chi$  (пример высотно-временных изменений концентрации электронов приведен на рис. 4). В ночные часы эпизодически регистрировались всплески-увеличения  $N(z, t)$  длительностью около 10—30 мин с периодом  $T \approx 60$  мин. В эти часы продолжалась фаза развития МБ. Как отмечалось выше, все геофизические параметры, характеризующие состояние космической погоды, испытывали существенные изменения (см. рис. 1). Вероятной причиной таких вариаций концентрации электронов могли быть высыпания высокоэнергичных протонов или электронов. Не исключено, что эти вариации могли быть обусловлены акустико-гравитационными волнами (АГВ), одной из причин развития которых могли служить существенные вариации геомагнитного поля. На это указывает величина квазипериода, характерная для возмущений, вызываемых АГВ [20].

В 23:00 LT на космодроме Ванденберг (Флорида, расстояние от места наблюдения 9330 км) был произведен пуск космического аппарата «Дельта-2» среднего типа [17]. Полная масса КА — 230 т, начальная тяга — 3.6 МН, время работы 1(0), 2(1), 3(2) и 4(3) ступеней — 64(0), 256(1), 444(2), 88(3) с, мощность двигателей — 1—10 ГВт, энерговыделение — не менее 1 ТДж. После старта КА через  $\Delta t \sim 10$  (на высотах 84—90 км) и 50 мин (на высотах 69—87 км) наблюдались кратковременные всплески-увеличения концентрации электронов на 50—150 % длительностью около 20—25 мин. Согласно [17] экспериментально обнаруженные возмущения концентрации электронов в среднеширотной D-области ионосферы примерно через 10—15

минут после старта КА, исходя из времени задержки отклика, могут быть связаны с генерацией МГД-возмущений в ионосферной плазме. При определенных условиях, воздействуя на радиационные пояса Земли, они могут вызывать пульсирующие высыпания электронов высоких энергий. Последние, в свою очередь, могут вызывать наблюдаемые изменения концентрации электронов на больших удалениях от места старта КА. Подобный механизм ранее был предложен для объяснения результатов, полученных во время мощных удаленных землетрясений и сильных гроз [11, 32, 33]. Возмущения концентрации электронов через 45—50 мин после старта КА, по-видимому, связаны с включением корректирующих двигателей ракет. Маловероятно, что такие значительные возмущения связаны с распространением волн (в частности АГВ) в нижней ионосфере. Более вероятно, что эти возмущения концентрации электронов вызваны пульсирующими потоками частиц из магнитосферы. Эти процессы высыпаний могут быть стимулированы включением корректирующих двигателей ракет [17]. Оценки плотности потоков электронов для рассматриваемого эксперимента для высоты 84 км дают  $p \approx 10^8 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ , что не противоречит результатам работы [17].

15 декабря в темное время суток утром примерно до 05:20 LT (в максимальной фазе МБ) в интервале высот 72—87 км регистрировались интенсивные ЧО-сигналы ( $s = 1 \dots 200$ , рис. 5). Концентрация электронов в этот период времени в два—четыре раза превышала типичные фоновые невозмущенные значения. Характерно, что как и в эксперименте 9 декабря, в утреннее время в интервале высот 72—81 км имело место  $s < 1$  (т. е. случай, когда ЧО-сигналы почти отсутствовали) примерно за 40—20 мин до момента прохождения УСТ. На высотах 84—87 км  $s > 1$  примерно за 20 мин до прохождения УСТ и впоследствии  $s \gg 1$  после 08:10 LT в течение всего светлого времени суток.

В светлое время суток примерно до 12 ч, как и в эксперименте 6 декабря, наблюдались квазипериодические вариации  $N(z, t)$  с примерным периодом  $T \approx 60$  мин и амплитудой более 100 %. Возможной причиной таких вариаций могут быть высыпания заряженных частиц, однако остается неясным механизм стимуляции высыпаний.

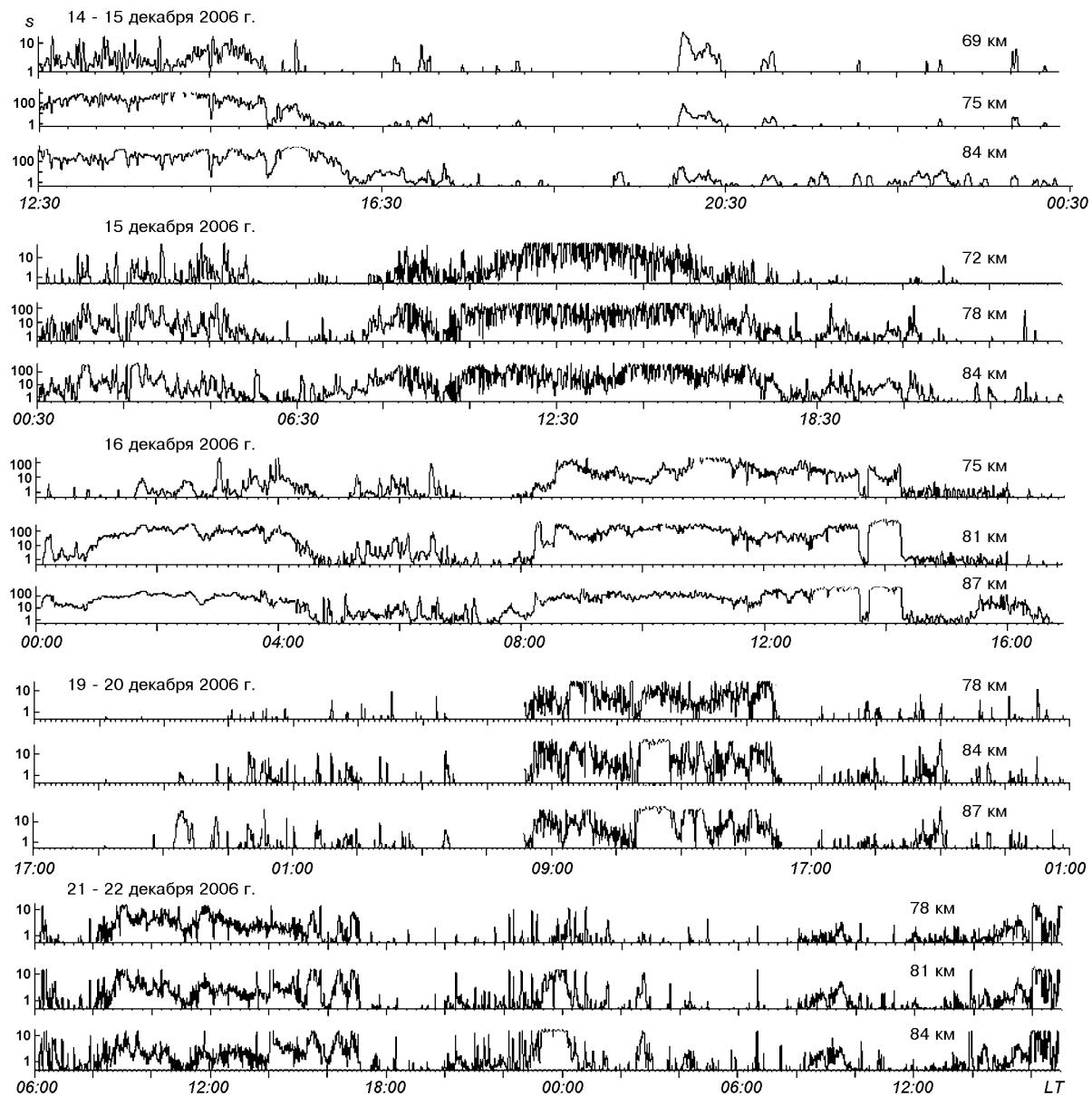


Рис. 5. То же, что на рис. 3 для 14—16 и 19—22 декабря 2006 г.

В течение примерно 4.5 ч после прохождения ВСТ в интервале высот 75—87 км  $s \approx 1—50$ , и концентрация электронов была повышенной по сравнению с типичными невозмущенными условиями для этого времени года (вариации  $N(z, t)$  носили, как видно из рис. 4, квазипериодический характер с примерным периодом  $T \approx 40—45$  мин), что не является типичным для наблю-

дений в средних широтах [12, 34] (обычно, как уже отмечалось ранее, ЧО-сигналы нами не наблюдаются из-за малых значений концентрации электронов в этот период). Наиболее вероятно, что такое поведение  $s(z, t)$  и  $N(z, t)$  в этот день было обусловлено высыпаниями заряженных частиц из магнитосферы после МБ. Высыпания электронов из магнитосферы могли быть

стимулированы прохождением солнечного терминатора. Потоки электронов, как видно из рис. 1, сильно возросли и флюктуировали, потоки же протонов оставались еще достаточно высокими. Важно, что квазипериодические вариации  $N(z, t)$ , как видно из рис. 4, начались примерно за 60—70 мин до момента прохождения ВСТ.

Отметим, что в рассмотренных экспериментах характерные вариации  $s(z, t)$  и  $N(z, t)$  в период прохождения ВСТ начинались за десятки минут до момента ВСТ и продолжались десятки-сотни минут после. Важно, что сходные вариации  $s(z, t)$  и  $N(z, t)$  наблюдались ранее как в невозмущенных (меньшей величины), так и возмущенных условиях [13, 15, 18, 34].

Как видно из рис. 5, до конца суток 15 декабря  $s(z, t) < 1$ . В эксперименте 16 декабря в ночные и утренние часы  $s(z, t) \gg 1$  почти до времени прохождения УСТ. Концентрация электронов в этот период была существенно повышенной по сравнению с типичными для этого времени невозмущенными значениями. Примерно за 20 мин до времени прохождения УСТ и до 07:20 LT концентрация электронов была на уровне фоновых невозмущенных значений. После этого началось типичное дневное увеличение  $N(z, t)$  с отчетливо выраженной зависимостью от зенитного угла Солнца  $N(z, \chi)$ . Отметим также, что характерное уменьшение  $s(z, t)$  и  $N(z, t)$  в этот день началось за десятки-сотни минут до времени прохождения ВСТ, что является типичным для этого времени года в невозмущенных условиях [12, 34].

Эксперименты 19—22 декабря проведены в типичных невозмущенных условиях. Как видно из рис. 1, потоки протонов в этот период почти отсутствовали, потоки электронов оставались еще высокими. В этих экспериментах в светлое время суток отношение  $s$  было равным 1—50, вариации концентрации электронов соответствовали типичным для этого времени года невозмущенным условиям. Отчетливо прослеживалась зависимость от зенитного угла Солнца  $N(z, \chi)$  (см. рис. 4). В темное время суток  $s(z, t) < 1$ , эпизодически длительностью 10—20 мин  $s = 1\dots 15$  (в эти периоды регистрировались всплески-увеличения концентрации электронов на 50—100 %). 21—22 декабря в интервале времени примерно 22:00—01:10 LT  $s = 1\dots 50$  и

значения концентрации электронов превышали типичные фоновые значения примерно в 1.5—3 раза. Такие вариации  $N(z, t)$ , по-видимому, были обусловлены эпизодическими высыпаниями электронов после МБ, потоки которых, как отмечено выше, оставались высокими. Ранее отмечалось, что такие явления достаточно хорошо известны [1, 13, 16, 23—25, 29, 41—44].

По методике [30] на основе экспериментальных данных о вариациях концентрации электронов оценим энергетические характеристики потоков электронов. Результаты расчетов приведены в табл. 4. Результаты расчетов показывают, что наблюдаемые вариации  $N$  в нижней ионосфере могут быть вызваны потоками электронов и протонов с  $p \sim 10^7\dots 10^9 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Такие значения потоков электронов сходны по величине с их значениями в периоды возмущений другой природы и не представляются большими в условиях среднеширотной ионосферы. В высоких широтах, как известно [26], значения  $p$  на несколько порядков больше.

Таким образом, основные особенности высотно-временных вариаций концентрации электронов в среднеширотной D-области ионосферы в рассматриваемый период во время магнитной бури сводятся к следующему.

- Почти во всех экспериментах в невозмущенных условиях в светлое время суток сохранялась отчетливая зависимость изменений концентрации электронов от зенитного угла Солнца  $N(z, \chi)$ .

- В дни геомагнитных возмущений также отчетливо прослеживалась зависимость  $N(z, \chi)$ . Значения  $N(z)$  при этом превышали соответствующие значения концентрации электронов в невозмущенные дни.

- В рассмотренных экспериментах характерные существенные вариации  $s(z, t)$  и  $N(z, t)$  в период прохождения ВСТ начинались за десятки минут до момента ВСТ и продолжались в течение десятков-сотен минут после; периоды таких вариаций составляли, как правило,  $T \approx 30\dots 40$  мин; величина возмущений концентрации — сотни процентов. В период МБ такие вариации были более выраженными, чем в невозмущенные дни.

- В темное время суток в период МБ и в течение нескольких дней после него эпизодически наблюдалось увеличение концентрации

Таблица 4. Параметры потоков электронов и протонов

Дата, декабрь 2006	$z$ , км	LT	$p$ , $10^8 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$	Предполагаемый тип частиц
6	87	18:10—18:50	2.5	электроны
7	78	02:30—04:00	0.5	протоны
9	81	03:00—03:40	0.7	протоны
	84	19:20—19:50	1.7	электроны
10	81	03:40—04:20	1.5	протоны
14	72	20:00—20:30	0.9	протоны
15	78	17:10—17:50	4.5	электроны
21	84	21:00—22:20	4.1	электроны

электронов на 50—150 % и более длительностью в десятки—сотни минут.

5. В возмущенные дни после прохождения УСТ характерное увеличение значений концентрации электронов начиналось примерно на 10—50 мин раньше, чем в невозмущенные дни.

6. Наличие квазипериодических вариаций значений  $N(z, t)$  с примерным периодом  $T \approx \approx 60$  мин и амплитудой более 100 % в светлое время суток.

Характерной для среднеширотной нижней ионосферы особенностью рассматриваемых экспериментов оказалось то, что как во время МБ, так и в течение нескольких дней после них эпизодически регистрировались аномально высокие значения концентрации электронов в течение десятков минут. Такие явления не наблюдались нами в невозмущенных условиях.

Наблюдаемое в период магнитной бури увеличение  $N$ , как отмечалось выше, может быть вызвано ионизацией ионосферной плазмы в D-области средних широт потоками высыпающихся из магнитосфера энергичных заряженных частиц. В пользу гипотезы о высыпании заряженных частиц в среднеширотную ионосферу говорит и тот факт, что ранее [35, 37] мы неоднократно визуально наблюдали (в основном в ночные часы) во время магнитных бурь (например, в марте и апреле 2001 г., в октябре 2003 г., в апреле, июле и ноябре 2004 г., в январе и августе 2005 г.) характерное свечение атмосферы типа «полярного сияния» (имеются фотоснимки таких явлений) длительностью 20—60 мин.

Кроме того (см. [1, 2, 13, 16, 19, 23—25, 29—31, 35—37, 41—44]), в настоящее время

известно, что во время магнитных бурь и в течение примерно 5—14 дней после них высыпающиеся из радиационных поясов электроны с энергией  $\epsilon \geq 40$  кэВ являются источником дополнительной ионизации среднеширотной D-области ионосферы до широт 45—60°. В этот период существенную роль в качестве источника ионизации в средних широтах играют также высокоэнергичные протоны. Роль корпуксуллярной ионизации среднеширотной D-области ионосферы подтверждена экспериментально: электроны и протоны могут играть заметную роль в ионизации нижней ионосферы на высотах 50—100 км ночью и в периоды возмущений различной природы естественного (солнечные вспышки, магнитные бури, грозы, солнечный терминатор, сильные землетрясения и т. д.) и искусственного характера (мощные взрывы, старты ракет, работа мощных нагревных стендов в радиочастотном диапазоне, излучение высоковольтных линий электропередач и т. д.).

Выше было отмечено, что как в утренние, так и в вечерние часы прохождения УСТ и ВСТ сопровождались квазипериодическими вариациями  $N(z, t)$  почти во всех экспериментах. Величина возмущений концентрации — сотни процентов (в возмущенных условиях величина возмущений, как правило, в несколько раз больше, чем в невозмущенных). Характерно, что значения отношения скоростей ионизации в возмущенных и невозмущенных условиях  $q/q_0$  при этом достаточно большие, они составляют для рассмотренных экспериментов  $q/q_0 = 5\dots 46$ . Причина таких изменений концентрации электронов пока неясна. Обусловлено это малой изученностью и большой сложностью процессов в этой части ионосферной плазмы. Естественно, что они связаны с изменением термодинамического режима. Но при этом совершенно не изучена роль волновых процессов и высыпаний высокоэнергичных частиц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во время рассмотренных периодов наблюдений в невозмущенных условиях и во время магнитных бурь в высотно-временных вариациях концентрации электронов установлены следующие основные особенности.

1. В невозмущенные дни высотно-временные вариации концентрации электронов соответствовали типичным невозмущенным условиям с отчетливо выраженной зависимостью  $N(z, \chi)$ .

2. В дни во время магнитных бурь отчетливо прослеживалась зависимость  $N(z, \chi)$ . Значения  $N(z)$  при этом превышали соответствующие значения концентрации электронов в невозмущенные дни.

3. Наблюдаемое в период магнитной бури увеличение  $N$  может быть вызвано ионизацией ионосферной плазмы в D-области средних широт потоками высыпающихся из магнитосфера энергичных заряженных частиц.

4. Характерно, что в период МБ интенсивные ЧО-сигналы ( $s = 10\ldots70$ ) наблюдались в области высот  $z < 72$  км. В обычных невозмущенных условиях ЧО-сигналы с  $s > 1$  на нашей аппаратуре в этом пункте наблюдений регистрируются редко с высот менее 72 км, что обусловлено малыми значениями концентрации электронов в этой области высот. Ионизация в этот период времени, по-видимому, в значительной мере контролировалась потоками высыпающихся протонов, которые были достаточно высокими. Оценки потоков, выполненные на основе экспериментальных данных, показали, что плотность потоков высыпающихся частиц была достаточно высокой и составляла  $p \sim 10^7\ldots10^8 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

5. Наличие квазипериодических вариаций  $N(z, t)$  с примерным периодом  $T \approx 60$  мин в светлое время суток в возмущенные дни. Возмущения  $N$  составляли 50—100 % и более.

6. В возмущенные дни после прохождения утреннего солнечного терминатора характерное увеличение значений концентрации электронов начиналось примерно на 10—50 мин раньше, чем в невозмущенные дни.

7. В период прохождения вечернего солнечного терминатора в возмущенные дни за десятки минут до момента его прохождения наблюдались существенные квазипериодические изменения  $N(z, t)$ . ВСТ сопровождался квазипериодическими вариациями  $N(z, t)$  почти во всех экспериментах. Периоды таких вариаций, как правило,  $T \approx 30\ldots50$  мин, длительность процесса — несколько часов, величина возмущений концентрации — сотни процентов. В период МБ величина возмущений, как правило, в несколько раз больше, чем в невозмущенных.

8. В периоды МБ и в ряде экспериментов после МБ в темное время суток почти во всей D-области ионосферы эпизодически регистрировались ЧО-сигналы с  $s > 1\ldots10$ , и наблюдалась эпизодические и квазипериодические вариации  $N(z, t)$  до порядка величины в течение десятков — сотен минут с  $T \approx 40\ldots50$  мин. Вероятно, такие возмущения  $N(z, t)$  вызваны потоками высыпающихся заряженных частиц. Оценки потоков показали, что плотность потоков высыпающихся частиц была  $p \sim 10^8 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Автор благодарит А. И. Гритчина за помощь в экспериментах, К. П. Гармаша за программу расчета профилей концентрации электронов.

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Вяхирев В. Д., Гришкевич Л. В. Ночная ионизация D-области ионосферы умеренных широт в период магнитной бури // Геомагнетизм и аэрономия.—1980.—20, № 3.—С. 547—548.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. В., Иванов В. А. Результаты измерений электронной концентрации в D-области ионосферы во время ионосферных возмущений // Изв. вузов. Радиофизика.—1975.—18, № 8.—С. 1094—1097.
3. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. — М.: Наука, 1988.—528 с.
4. Гармаш К. П. Регуляция обратной задачи в методе частичных отражений // Вестн. Харьк. госу-та. Радиофизика и электроника.—1991.—№ 355.—С. 61—64.
5. Гармаш К. П., Лазоренко С. В., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Флуктуации магнитного поля Земли во время самой большой геокосмической бури 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 3.—С. 253—264.
6. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Генерация и распространение электромагнитных волн, связанных с вариациями проводимости // Тез. докл. всесоюз. семинара «Распространение радиоволн в ионосфере». — М.: Радио и связь, 1989.—С. 70.
7. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Влияние вихревой компоненты низкочастотного электрического поля, генерируемого при нагреве ионосферы мощным радиоизлучением, на параметры взаимодействия волна-частица // Тез. докл. Междунар. симп. «Спутниковые исследования ионосферных и магнитосферных процессов» (Москва, 11—13 декабря 1995 г.). — М.: ИЗМИРАН, 1995.—С. 30—31.
8. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Профили электронной концентрации D-области ионосферы в спокойных и возмущенных условиях по данным частичных отражений // Геомагнетизм и аэрономия.—1996.—36, № 2.—С. 75—81.
9. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Эффекты в околоземной космической плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения // Зарубеж. радиоэлектроника. Успехи соврем. радиоэлектроники.—1998.—№ 6.—

- С. 17—40.
10. Гармаш К. П., Шварцбург А. Б., Черногор Л. Ф. Возникновение крупномасштабных возмущений в ионосфере, инициируемых мощным нестационарным радиоизлучением // Компьютерная оптика.—1988.—№ 6.—С. 62—71.
  11. Гоков А. М. К вопросу о реакции среднеширотной D-области ионосферы на удаленные сильные землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия.—2001.—31.—№ 4.—С. 532—536.
  12. Гоков А. М., Гритчин А. И. Влияние солнечного терминатора на среднеширотную D-область ионосферы и характеристики частично отраженных КВ-сигналов и радиошумов // Геомагнетизм и аэрономия.—1994.—34, № 2.—С. 169—172.
  13. Гоков А. М., Гритчин А. И. Характеристики некоторых возмущений в D-области ионосферы во время магнитных бурь и солнечных вспышек // Косм. исслед.—1996.—34, № 6.—С. 585—589.
  14. Гоков А. М., Пивень Л. А., Федоренко Ю. П. К определению электронной концентрации D-области ионосферы по амплитудным измерениям частично отраженных сигналов // Радиотехника.—1990.—Вып. 93.—С. 108—111.
  15. Гоков А. М., Тырнов О. Ф. Некоторые особенности динамики нижней ионосферы, обусловленные солнечным терминатором // Зарубеж. радиоэлектроника. Успехи соврем. радиоэлектроники.—2002.—№ 12.—С. 26—32.
  16. Гоков А. М., Тырнов О. Ф. Отклик среднеширотной D-области ионосферы на протонные события SPE // Космічна наука і технологія. Додаток.—2003.—9, № 2.—С. 86—90.
  17. Гоков А. М., Тырнов О. Ф. Экспериментальные исследования методом частичных отражений отклика среднеширотной D-области ионосферы на удаленные старты и полеты космических аппаратов // Геомагнетизм и аэрономия.—2006.—46, № 5.—С. 690—697.
  18. Гоков А. М., Тырнов О. Ф. Вариации концентрации электронов в среднеширотной D-области ионосферы в период магнитной бури 7—11 ноября 2004 г., обусловленные утренним солнечным терминатором // Космічна наука і технологія.—2006.—12, № 5/6.—С. 69—78.
  19. Гоков А. М., Черногор Л. Ф. Вариации электронной концентрации в среднеширотной D-области ионосферы во время магнитных бурь // Космічна наука і технологія.—2005.—11, № 5/6.—С. 12—21.
  20. Григорьев Г. И. Акусто-гравитационные волны в атмосфере (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика.—1999.—42, № 1.—С. 3—24.
  21. Гритчин А. И., Дорохов В. Л., Концевая Л. Г. и др. Стационарный комплекс аппаратуры для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника.—1988.—№ 318.—С. 21—24.
  22. Данилов А. Д. Популярная аэрономия. — Л.: Гидрометеоиздат, 1989.—230 с.
  23. Кнут Р., Вюрцберг И. Ионосферные возмущения на средних широтах, вызванные частицами высоких энергий // Геомагнетизм и аэрономия.—1976.—16, № 4.—С. 666—673.
  24. Кнут Р., Федорова Н. И. Международные координированные измерения геофизических эффектов солнечной активности в верхней ионосфере. 4. Высыпание энергичных частиц во время бухтообразного возмущения среднеширотной D-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1977.—17, № 5.—С. 854—861.
  25. Лаштовичка Я., Федорова Н. И. Международные координированные измерения геофизических эффектов солнечной активности в верхней ионосфере. 3. Необычное среднеширотное ионосферное возмущение корпуксуллярного происхождения // Геомагнетизм и аэрономия.—1976.—16, № 6.—С. 1018—1025.
  26. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. — М.: Наука, 1988.—192 с.
  27. Митра А. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. — М.: Мир, 1977.—370 с.
  28. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 3.—С. 59—106.
  29. Belrose J. S., Thomas L. Ionization changes in the middle latitude D region associated with geomagnetic storms // J. Atmos. and Terr. Phys.—1968.—30.—Р. 1397—1413.
  30. Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T. Flux parameters of energetic particles affecting the middle latitude lower ionosphere // Радиофизика и радиоастрономия.—1998.—3, № 2.—С. 191—197.
  31. Danilov A. D., Lastovicka J. Effects of geomagnetic storms on the ionosphere and atmosphere // Int. J. Geomagn. Aeron.—2001.—2, N 3.—Р. 209—224.
  32. Gokov A. M., Tyrnov O. F. Experimental investigations of strong thunderstorms having effects on the middle latitude ionospheric D-region parameters // Telecommunications and Radio Engineering.—1999.—53, N 7-8.—Р. 6—12.
  33. Gokov A. M., Tyrnov O. F. Experimental investigations of electron density variations in the middle latitude ionospheric D-region during remote strong earthquakes // Telecommunications and Radio Engineering.—2001.—55, N 5.—Р. 8—15.
  34. Gokov A. M., Tyrnov O. F. Some features of lower ionosphere dynamics caused by the morning solar terminator // J. Atmos. Electricity.—2002.—22, N 1.—Р. 13—21.
  35. Gokov A. M., Tyrnov O. F. Middle latitude ionospheric d-region responses to solar events as investigated by partial reflection technique // Telecommunications and Radio Engineering.—2003.—59, N 3 & 4.—Р. 114—134.
  36. Gokov A. M., Tyrnov O. F. Experimental investigations of the middle latitude ionospheric D-region reaction to geomagnetic sudden storm commencements // J. Atmos. Electricity.—2003.—23, N 1.—Р. 21—29.
  37. Gokov A. M., Tyrnov O. F. The ionospheric D-region over Kharkiv during the 14—24 April 2002 magnetic storm // Telecommunications and Radio Engineering.—2005.—63, N 1.—Р. 63—74.
  38. Gonzalez W. D., Jozelyn J. A., Kamide Y., et al. What is a geomagnetic storm? // J. Geophys. Res.—1994.—99, N A4.—Р. 5771—5792.
  39. Gurevich A. V. Nonlinear phenomena in the ionosphere. — New York: Springer, 1978.—366 p.
  40. Lastovicka J. Effects of geomagnetic storms in the lower ionosphere. middle atmosphere and troposphere // J.

- Atmos. and Terr. Phys.—1996.—58.—P. 831—843.
41. Lauter E. A. The post-storm ionization in the upper mesosphere. // J. Meteorol.—1977.—N 6.—P. 67—73.
42. Lauter E. A., Knuth R. Precipitation of high energy particles into the upper atmosphere at medium latitudes after magnetic storm // J. Atmos. and Terr. Phys.—1967.—29.—P. 411—417.
43. Peter W. B., Chevalier M. W., Inan U. S. Perturbations of midlatitude subionospheric VLF signals associated with lower ionospheric disturbances during major geomagnetic storms // J. Geophys. Res.—2006.—111. A03301, doi: 1029/2005JA011346.—P. 1—14.
44. Potemra T. A., Zmuda A. J. Precipitating energetic electrons as an ionization source in the midlatitude nighttime D region // J. Geophys. Res.—1970.—75, N 34.—P. 7161—7166.
45. Tyrnov O. F., Garmash K. P., Gokov A. M., et al. The radiophysical observatory for remote sounding of the ionosphere // Turkish J. Phys.—1994.—18.—P. 1260—1265.

SOME FEATURES OF THE ELECTRON DENSITY  
VARIATIONS IN THE IONOSPHERIC D-REGION  
NEAR KHARKOV DURING THE MAGNETIC STORM  
PERIOD IN DECEMBER 2006

A. M. Gokov

We investigated some changes of the electron density in the middle latitude ionospheric D-region during a magnetic storm in December 2006 using the partial reflection method. The response of D-region is considered at the beginning and at the end of the storm. Our results are compared with ones obtained in December 2006 before and after the magnetic storm in the undisturbed conditions. We revealed a quasi-periodic increase of electron density in the D-region of more than 50—100 % with periods  $T \approx 30$ —60 min during tens of minutes. The ionization rate is estimated. On the basis of the experimental data on electron density changes over the electron and proton precipitation periods corresponding fluxes are found.

УДК 520.16+523.31+523.9:520.86, 550.388

В. П. Бурмака<sup>1</sup>, В. Н. Лысенко<sup>1</sup>, М. В. Ляшенко<sup>1</sup>, Л. Ф. Черногор<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут іоносфери НАН і МОН України, Харків

<sup>2</sup>Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

# Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений

*Надійшла до редакції 31.03.07*

Представлено результати спостережень ефектів у приземній атмосфері, іоносфері та геомагнітному полі, які супроводжували часткове (близько 24 %) затемнення Сонця 3 жовтня 2005 р. Вимірювання виконано за допомогою засобів, розміщених в обсерваторіях поблизу м. Харкова. Після початку головної фази затемнення спостерігалось зменшення температури повітря в приземній атмосфері на 1—1.4 К, зменшення температур електронів та іонів на 100—200 і 40—80 К відповідно на висотах 410—490 км. Зменшення концентрації електронів було незначним (близько 5 %), воно маскувалось добовими варіаціями. Виявлено збільшення до двох разів на висотах 400—800 км і зменшення у 7—10 разів у діапазоні висот 900—1200 км концентрації іонів водню. Модуль вертикальної складової швидкості переносу плазми збільшився приблизно на 20 м/с. Затемнення супроводжувалось генерацією квазіперіодичних збурень в іоносфері та геомагнітному полі.

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования, интерпретация и моделирование вариаций параметров динамических процессов в геокосмосе в периоды уникальных событий являются важнейшими и актуальными задачами в изучении околоземного и космического пространств. К таким уникальным событиям относится затмение Солнца (ЗС).

Процессы в атмосфере, ионосфере и геомагнитном поле, сопровождающие ЗС, качественно подобны процессам, протекающим в вечерне-утреннее время.

Наблюдения при каждом ЗС позволяют уточнить сопутствующие динамические процессы и описывающие их модели.

Несмотря на достаточно большое количество публикаций, посвященных эффектам ЗС [1—5, 9—11, 15—19], из-за сложности и многообра-

зия явлений в околоземной среде есть ряд трудностей в понимании всей картины процессов в атмосфере и геокосмосе, сопровождающих ЗС. Следует добавить, что ЗС, особенно полные, в данной местности наблюдаются редко. Поэтому задача исследования поведения атмосферы, ионосферы и магнитосферы во время ЗС остается актуальной.

Целью настоящей работы является изложение результатов наблюдений, выполненных вблизи Харькова, вариаций температуры в приземной атмосфере, параметров ионосферной плазмы и геомагнитного поля, сопутствовавших частному ЗС 3 октября 2005 г.

## ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЗАТМЕНИИ СОЛНЦА

Затмение 3 октября 2005 г. вблизи Харькова было частным. Оно началось в 08:36 (здесь и

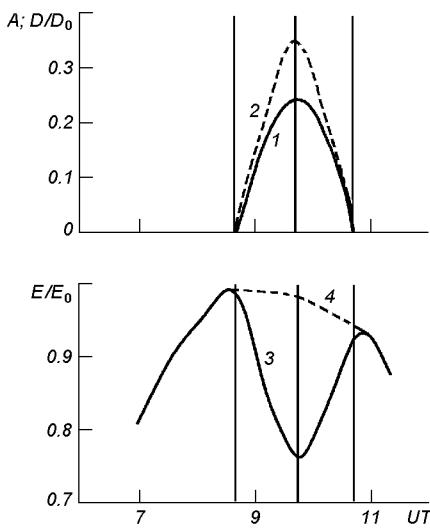


Рис. 1. Временные вариации функции  $A$  покрытия Солнца (1), отношения  $D/D_0$  покрытого и полного диаметров диска Солнца (2), относительной освещенности  $E/E_0$  поверхности Земли в день затмения Солнца 3 октября 2005 г. (3) и в контрольный день 4 октября 2005 г. (4). Здесь и далее вертикальные линии отмечают моменты начала, максимального покрытия и окончания ЗС

далее UT), а закончилось в 10:42. Максимальное покрытие диска Солнца, составившее 24 %, наблюдалось в 09:38. Освещенность поверхности Земли при этом уменьшилась в 1.3 раза. Общая продолжительность ЗС в месте наблюдения составила 2 ч 06 мин. Временные вариации функции покрытия  $A(t) = S_{obs}/S$ , отношения диаметров покрытого и полного дисков Солнца, а также относительной освещенности  $E(t)/E_0$  показаны на рис. 1. Здесь  $S_{obs}$  и  $S$  — площади покрытой части диска и диска Солнца,  $E(t) = E_0(1 - A(t))\cos\chi(t)$ ,  $E_0 = E(\chi = \min)$ ,  $\chi(t)$  — зенитный угол Солнца.

Известно, что энергетика процессов, вызванных даже частным ЗС, значительна [1, 2]. В окрестности г. Харькова скорость перемещения лунной тени составляла около 750 м/с, т. е. превышала скорость звука в атмосфере. При этом в воздухе может генерироваться ударная волна, которая по мере ее распространения от источника превращается в акусто-гравитационную волну (АГВ) [17, 18]. При покрытии диском Луны солнечного диска поверхность планеты, приземная атмосфера, озоносфера и тер-

мосфера охлаждаются. Это также может вызвать генерацию АГВ. Последние, модулируя параметры атмосферы и ионосферы, приводят к генерации волновых возмущений в геомагнитном поле. Поиску и описанию этих эффектов, в частности, посвящена настоящая работа.

#### СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРНОЙ И КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

**Метеорологическая обстановка.** Днем 3 октября 2005 г. небо было безоблачным, 4 октября степень покрытия неба облаками достигала 30—35 %. Последнее привело к снижению температуры воздуха по сравнению с температурой воздуха 2 и 3 октября примерно на 2 °C.

Скорость северо-западного ветра 2, 3 и 4 октября в среднем составляла 3—4 м/с. Эпизодически она увеличивалась до 6—8 м/с.

**Гелиофизическая обстановка.** На рис. 2 приведены значения параметров, описывающих состояние космической погоды: концентрации частиц  $n_{sw}$ , температуры  $T$ , радиальной скорости  $V_{sw}$  (ACE Satellite — Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor) и динамического давления  $p_{sw}$  (расчет); компонентов  $B_z$  (сплошная линия),  $B_t$  (точки) межпланетного магнитного поля (ACE Satellite — Magnetometer); функции Акасофу  $\varepsilon$  (расчет); потоков протонов  $\Pi_{pr}$  (GOES-8 (W75)) и электронов  $\Pi_e$  (GOES-12),  $H_p$ -компоненты геомагнитного поля (GOES-12); индексов  $K_p$  (Air Force Weather Agency),  $D_{st}$  (WDC-C2 for Geomagnetism Kyoto University);  $AE$  (WDC Kyoto). Видно, что за несколько дней до ЗС имело место существенное увеличение температуры частиц в солнечном ветре и его скорости. Это привело к эпизодическим «вспышкам» энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли (всплескам энергетической функции Акасофу), всплескам индекса авроральной активности  $AE$ , падению  $D_{st}$ -индекса примерно до -30 нТл и увеличению  $K_p$ -индекса до 3—4. Это означало, что 1 октября 2005 г. имела место слабая магнитная буря, релаксация которой продолжалась еще несколько суток. День 3 октября был магнитоспокойным ( $K_p = 1...2$ ). Еще менее возмущенными были сутки 4 октября, которые принимались за контрольные.

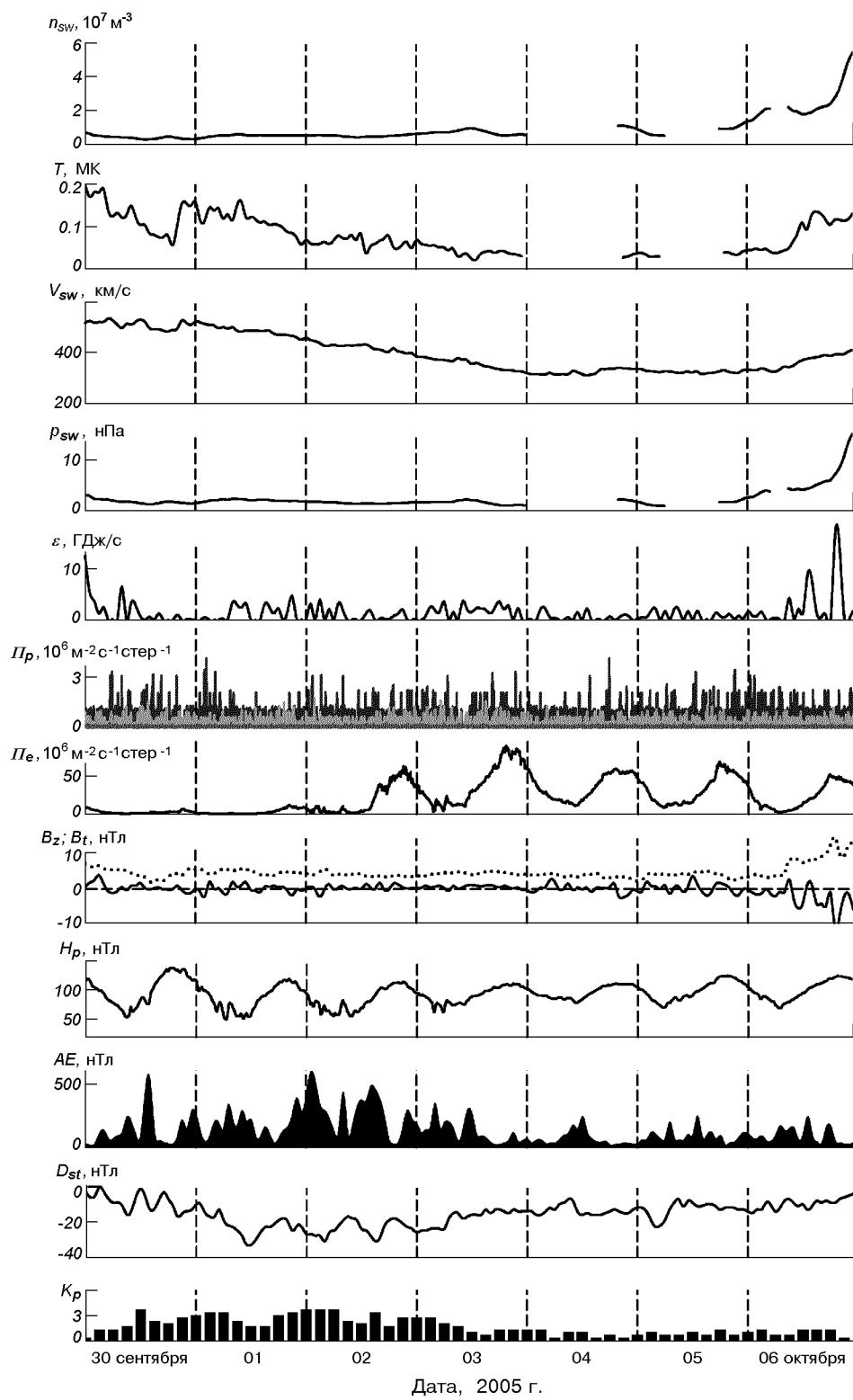


Рис. 2. Временные вариации параметров, описывающих состояние космической погоды 30 сентября — 6 октября 2005 г.

В качестве фоновых также использовались измерения, выполненные 21–23 сентября 2005 г. Эти сутки относились к магнитоспокойным ( $K_p = 1\ldots 3$ ).

## СРЕДСТВА НАБЛЮДЕНИЯ

**Радар некогерентного рассеяния.** Единственный в среднеширотной Европе радар НР расположен в Ионосферной обсерватории Института ионосферы вблизи Харькова ( $49^{\circ}36' с. ш., 36^{\circ}18' в. д.$ ) [14]. Основные параметры радара следующие: частота — 158 МГц, диаметр парabolической антенны — 100 м, эффективная площадь антенны — около  $3700 \text{ м}^2$ , коэффициент усиления антенны — около  $10^4$ , ширина основного лепестка диаграммы направленности на уровне половинной мощности — около  $1^\circ$ , импульсная и средняя мощности радиопередающего устройства равны  $P_i = 3.6 \text{ МВт}$  и  $\bar{P} = 100 \text{ кВт}$  соответственно, длительность импульса  $\tau = 100 \ldots 800 \text{ мкс}$ , частота следования импульсов — 24.4 Гц. Полоса пропускания фильтра радиоприемного устройства составляет 5.5–9.5 кГц. Эффективная шумовая температура системы  $T_{ш}$ , приведенная ко входу радиоприемного устройства, зависит от времени суток, сезона и уровня индустриальных радиопомех. Ее расчетное значение равно 1270–1770 К. Оцененная из данных наблюдений шумовая температура системы составляла  $T_{ш} = 1300\text{--}1800 \text{ К}$ . Радар подключен к локальной вычислительной сети, образуя измерительно-вычислительный комплекс, осуществляющий предварительную обработку НР-сигнала в реальном масштабе времени.

Основное влияние на точность измерения параметров ионосферы оказывает статистическая погрешность, которая зависит от отношения сигнал/шум, а значит от частоты повторения зондирующих радиоимпульсов и времени накопления. При частоте повторения 24.4 Гц и времени накопления 15 мин относительная средняя погрешность определения температуры электронов и ионов составляет 3–5 %, концентрации электронов — 5–7 %, скорости переноса плазмы — 10 м/с (на высотах, близких к высоте максимума концентрации электронов области F2 ионосферы в дневное время) [13]. С учетом

скользящего усреднения на интервале времени 75 мин и сдвигом на 15 мин эти погрешности уменьшаются примерно в 2.24 раза. Именно такое усреднение в основном использовалось в данной работе.

**Ионозонд.** Стандартный ионозонд БАЗИС предназначен для общего контроля состояния ионосферы и калибровки мощности НР-сигналов. Ионозонд расположен в Ионосферной обсерватории рядом с радаром НР.

**Магнитометр-флюксметр.** Исследования временных вариаций горизонтальных составляющих  $H$  и  $D$  геомагнитного поля (в направлениях север — юг и запад — восток соответственно) осуществлялись при помощи несерийного высокочувствительного магнитометра, включенного в состав программно-аппаратного комплекса [8]. Он размещен в магнитометрической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина (с. Граково, Чугуевский район, Харьковская обл.). Его географические координаты:  $49^{\circ}38' с. ш., 36^{\circ}56' в. д.$ , геомагнитные координаты:  $45^{\circ}20'$ ,  $119^{\circ}20'$ .

Комплекс содержит индукционный датчик, магнитометр-флюксметр ИМ-II, устройство регистрации на базе IBM-компьютера, оснащенного картой расширения многоканального аналого-цифрового ввода/вывода (АЦП) ЕС 1839.3004, СНЧ-генератор (для проведения калибровки) и блок бесперебойного питания с аккумулятором емкостью 65 А·ч. Этот блок позволяет обеспечивать автономное функционирование комплекса продолжительностью до 18 ч.

Основные технические характеристики магнитометра следующие:

- полоса рабочих частот  $f$  от 0.001 до 15 Гц. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) в полосе 0.001–2 Гц представляет собой АЧХ идеальной дифференцирующей цепочки;
- внутренние шумы на частотах 1, 0.1, 0.01 Гц не превышают 0.5, 5 и 50 пТл соответственно.

Во избежание недоразумений подчеркнем, что речь идет о магнитометре-флюксметре, чувствительность которого определяется уровнем шумов и величиной ЭДС индукционного датчика, пропорциональной  $f$ . Поэтому чувствительность прибора ухудшается с увеличением  $f^{-1}$ . Чувствительность 0.5–1 пТл близка к рекордной.

Дальнейшая обработка и анализ магнитометрических данных выполняется с использованием

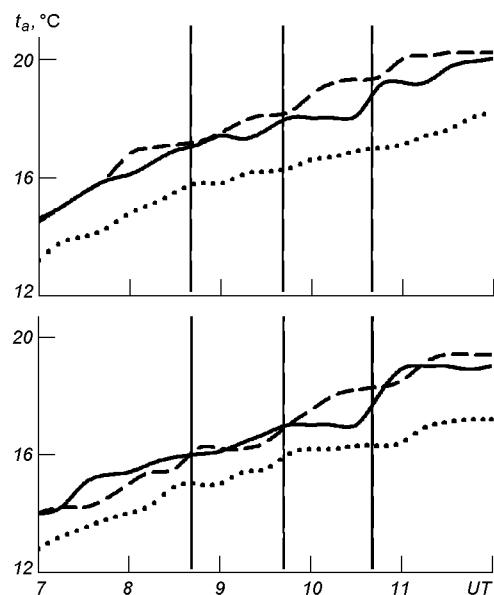


Рис. 3. Временные вариации температуры  $t_a$  газа в приземной атмосфере, измеренной двумя разнесеными по горизонтали термометрами: штрихи — 2 октября 2005 г., сплошная — 3 октября 2005 г., точки — 4 октября 2005 г.

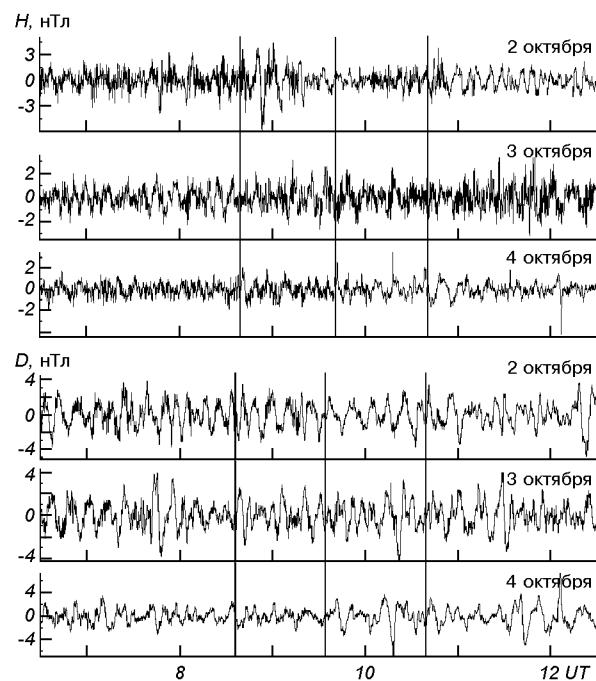


Рис. 4. Временные вариации уровней  $H$ - и  $D$ -компонентов геомагнитного поля

специального программного обеспечения, включающего узкополосную цифровую фильтрацию, спектральное, статистическое оценивание и т. д.

**Система термометров.** Для наблюдений за вариациями температуры приземного воздуха использовались стандартные метеорологические термометры, погрешность измерения которых не превышала 0.1 К.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

**Вариации температуры воздуха в приземной атмосфере.** Временные вариации  $t_a$  накануне, в день ЗС и после него показаны на рис. 3. Видно, что температура воздуха в фоновые дни практически монотонно увеличивалась в интервале времени 07:00—12:00. Средняя скорость увеличения была близка к 0.8 град/ч. В день ЗС температура воздуха также увеличивалась примерно до 09:40 (до момента наступления главной фазы затмения), а затем оставалась неизменной в течение 40 мин. Примерно за 10 мин до окончания затмения  $t_a$  начала быстро увели-

чиваться. Это продолжалось около 30 мин. Скорость увеличения составляла 2—3 град/ч. Около 11:00 величина  $t_a$  приблизилась к своему невозмущенному значению 19 °C.

**Вариации флюктуаций геомагнитного поля.** Временные вариации уровня флюктуаций горизонтальных составляющих геомагнитного поля показаны на рис. 4. Днем 2 октября 2005 г. геомагнитное поле было слегка возмущенным — уровень флюктуаций достигал 3—4 нТл. День 4 октября относился к магнитоспокойным — уровень флюктуаций был не более 1—2 нТл.

В день ЗС магнитная активность занимала промежуточное состояние. Уровень флюктуаций не превышал 2—3 нТл для  $H$ - и  $D$ -компонентов соответственно. В интервале времени 09:00—10:00 и 10:15—10:30 уровень флюктуаций  $H$ -компонента увеличился в среднем в 1.5 раза. Для  $D$ -компонента примерно такой же эффект наблюдался в интервалах времени 09:00—09:50 и 10:10—10:30. Увеличилась амплитуда колебаний с периодами  $T \approx 10—15$  мин.

**Вариации параметров максимума области  $F2$  ионосферы.** Затмение Солнца 3 октября

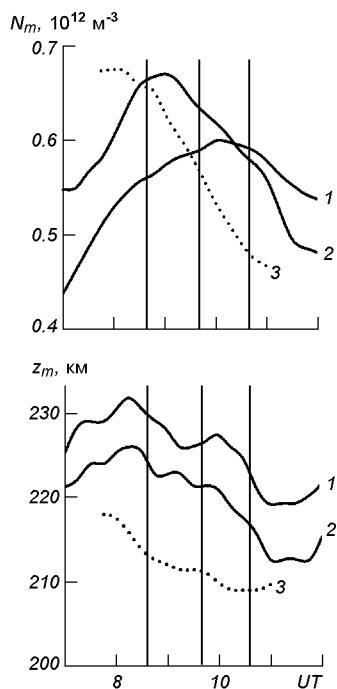


Рис. 5. Временные вариации концентрации электронов  $N_m$  в максимуме области F2 и высоты  $z_m$  максимума области F2: 1 — для 23 сентября 2005 г., 2 — для 3 октября 2005 г., 3 — для 4 октября 2005 г. Скользящее усреднение на интервале 75 мин со сдвигом на 15 мин

2005 г. имело место вскоре после осеннего равноденствия 2005 г. Вначале опишем поведение концентрации электронов  $N_m$  и высоты максимума  $z_m$  области F2 23 сентября 2005 г. (рис. 5, кривые 1). Видно, что  $N_m$  достигала максимального значения примерно в 10:00. Высота  $z_m$  сначала увеличивалась до 232 км, после 08:25 постепенно уменьшалась до 220 км.

Опишем теперь поведение  $N_m(t)$  и  $z_m(t)$  в день ЗС (рис. 5, кривые 2). Концентрация  $N_m$  достигла максимума примерно в 09:00, после чего она уменьшалась. Высота  $z_m$  приблизилась к своему максимальному значению 225 км примерно в 08:25. Затем наблюдалось почти монотонное ее уменьшение до 210 км, которое имело место в интервале времени 11:00—11:45. С затмением, по-видимому, связаны уменьшение на 5—6 %  $N_m$  и увеличение на 1—2 км высоты  $z_m$  в интервале времени 09:20—10:15, т. е. вблизи фазы максимального покрытия диска Солнца. В

контрольный день, 4 октября 2005 г., с 08:20 до 11:00 также фиксировались обусловленные суточными процессами уменьшения как  $N_m$ , так и  $z_m$  (см. рис. 5, кривые 3). Таким образом, естественные вариации  $N_m(t)$  и  $z_m(t)$  существенно замаскировали возможные эффекты ЗС.

**Вариации концентрации электронов.** Начнем с рассмотрения дневных вариаций  $N(t)$  для 23 сентября 2005 г. Из рис. 6, а видно, что в утреннее время на высотах 190—280 км концентрация  $N$  увеличивалась примерно до 11:00. В интервале времени 11:00—12:00 имело место уменьшение  $N$ . На высотах 290—680 км  $N$  увеличивалась примерно до 08:30—09:00, а затем постепенно уменьшалась.

Несколько иным было поведение  $N(t)$  3 и 4 октября 2005 г. (рис. 6, б). Днем 3 октября концентрация электронов достигла своего максимального значения примерно в 08:30—09:00 на высотах 190—680 км. Затем в течение трех часов наблюдалось уменьшение  $N$ . В это же время имело место ЗС, которое тоже должно было привести к уменьшению  $N$ . Таким образом, естественный ход  $N(t)$  в осенне время вблизи полудня существенно маскировал ожидаемое уменьшение  $N$ , вызванное затмением.

В целом подобными были временные вариации  $N$  и в контрольный день 4 октября 2005 г. И все же в зависимостях  $N(t)$  3 и 4 октября были характерные отличия. В течение затмения 3 октября по сравнению с контрольным днем 4 октября скорость уменьшения  $N$  на высотах 190—250 км замедлилась, а на высотах 290—680 км — ускорилась. Описанный эффект, по-видимому, связан с ЗС.

**Вариации температуры электронов и ионов.** Сначала опишем вариации  $T_e$  22 сентября 2005 г. (рис. 7). Видно, что в зависимости  $T_e(t)$  примерно в 08:30—09:00 наблюдался максимум. В интервале времени 09:00—11:30 имело место монотонное уменьшение  $T_e$ . В день затмения  $T_e$  в утреннее время на всех высотах уменьшилась примерно до 08:00—08:30. В интервале времени 08:40—09:40  $T_e(t)$  оставалась практически неизменной на высотах 210—410 км. После 09:40  $T_e$  на этих высотах монотонно увеличивалась. Уменьшение  $T_e$  в главную фазу ЗС четко выражено на высотах 400—500 км, здесь  $T_e$  уменьшилась на 100—200 К соответственно. Ме-

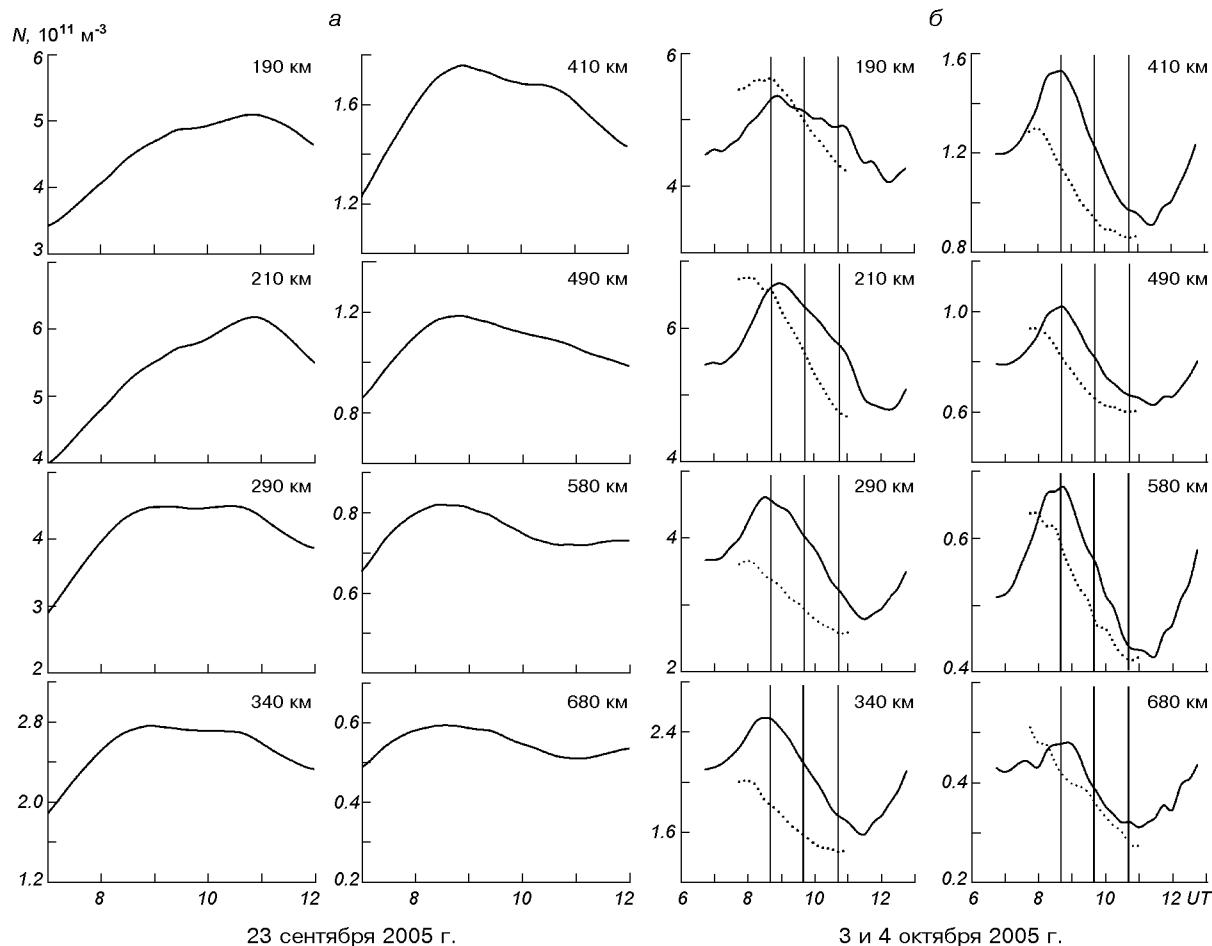


Рис. 6. Временные вариации концентрации электронов  $N$  на фиксированных высотах:  $a$  — для 23 сентября 2005 г.,  $b$  — в период ЗС 3 октября 2005 г. (сплошная линия) и контрольный день 4 октября 2005 г. (пунктир). Скользящее усреднение на интервале 75 мин со сдвигом на 15 мин

нее уверенно этот эффект наблюдался на высотах 240—340 км, где уменьшение  $T_e$  составило 50—70 К. Добавим, что изменение  $T_e(t)$  на всех высотах было малоинерционным, т. е. практически без запаздывания отслеживало изменение функции покрытия  $A(t)$ . В контрольный день, 4 октября 2005 г., вблизи момента времени главной фазы затмения Солнца 3 октября температура  $T_e(t)$  увеличивалась.

Опишем далее поведение  $T_i(t)$  23 сентября 2005 г. (рис. 8). Видно, что на высотах 210—290 км температура ионов оставалась практически неизменной. На больших высотах в зависимости  $T_i(t)$  в интервале времени 08:30—10:30

наблюдался слабо выраженный максимум. В день ЗС на всех высотах  $T_i$  в интервале времени 07:00—12:00 изменялась незначительно. Затмение сопровождалось уменьшением  $T_i$  на 40—80 К на высотах 340—490 км соответственно. На высотах 240, 290 и 340 км величина  $\Delta T_i$  составляла 15, 20 и 30 К соответственно. На высотах около 210 км изменения  $T_i$  были незначительными и находились в пределах погрешности. Максимум эффекта запаздывал по отношению к моменту главной фазы затмения на 25—5 мин на высотах 240—410 км соответственно. В контрольный день, 4 октября 2005 г., подобный эффект не наблюдался.

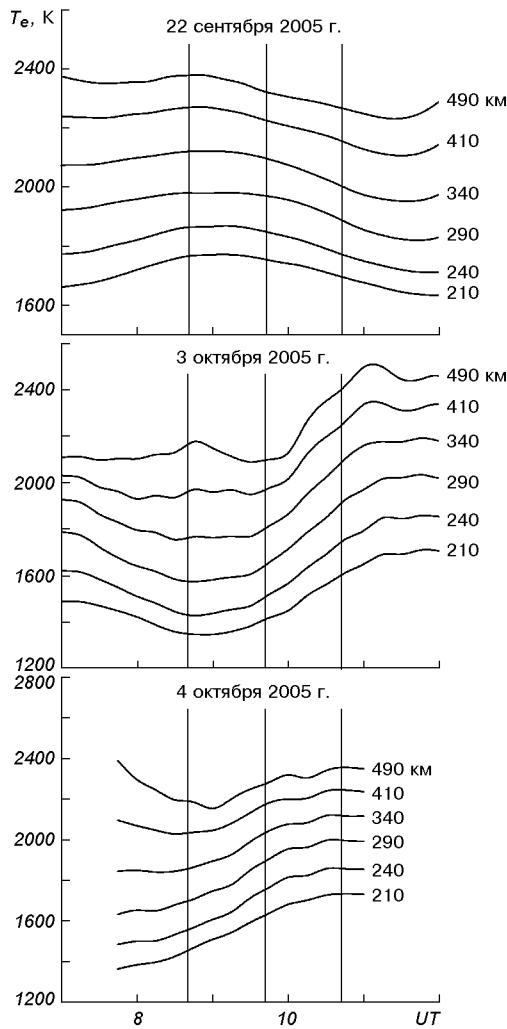


Рис. 7. Временные вариации температуры электронов  $T_e$  в период ЗС 3 октября 2005 г. и контрольные дни 22 сентября и 4 октября 2005 г. Цифрами на графиках обозначены высоты. Скользящее усреднение на интервале 75 мин со сдвигом на 15 мин

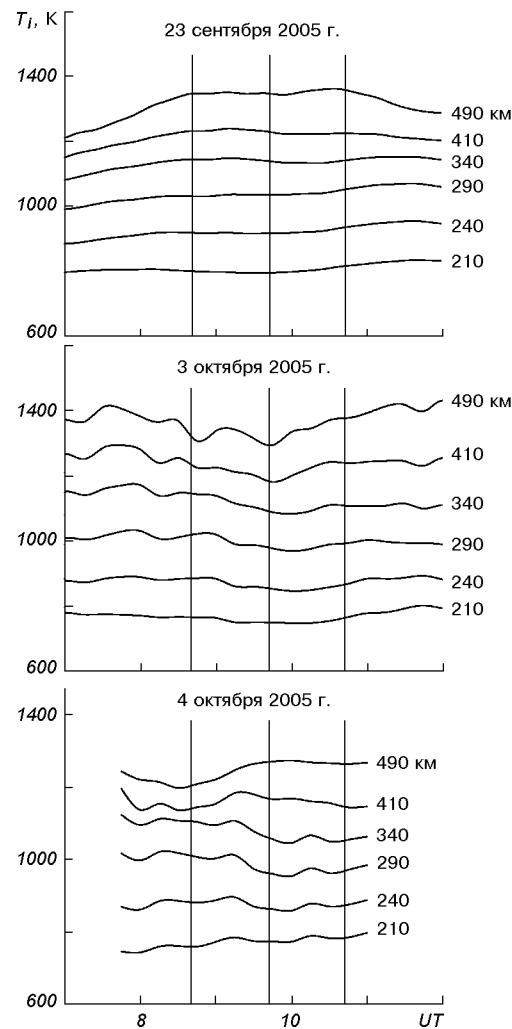


Рис. 8. То же для температуры ионов  $T_i$  в дни 23 сентября, 3 и 4 октября 2005 г.

На рис. 9 приведены высотные профили  $N$ ,  $T_e$  и  $T_i$  для четырех характерных моментов времени: до начала, в течение главной фазы, после ЗС, а также в середине ночи. Видно, что профиль 3, соответствующий моменту главной фазы, в целом отражает перестройку процессов в ионосфере к ночных условиям (профиль 1). Исключением является уменьшение  $N$  после окончания ЗС (профиль 4), связанное с дневным ходом  $N(t)$  в осенне время.

**Вариации скорости переноса плазмы.** Временные вариации вертикальной составляющей скорости движения ионосферной плазмы  $V_z$  показаны на рис. 10. В день ЗС на высотах 360—470 км наблюдалось увеличение модуля  $V_z$  примерно на 20 м/с (на всех высотах  $V_z < 0$ ), которое в целом отслеживало изменение функции  $A(t)$ . На следующий день такие изменения не отмечались.

Временные вариации профилей  $V_z(z)$  показа-

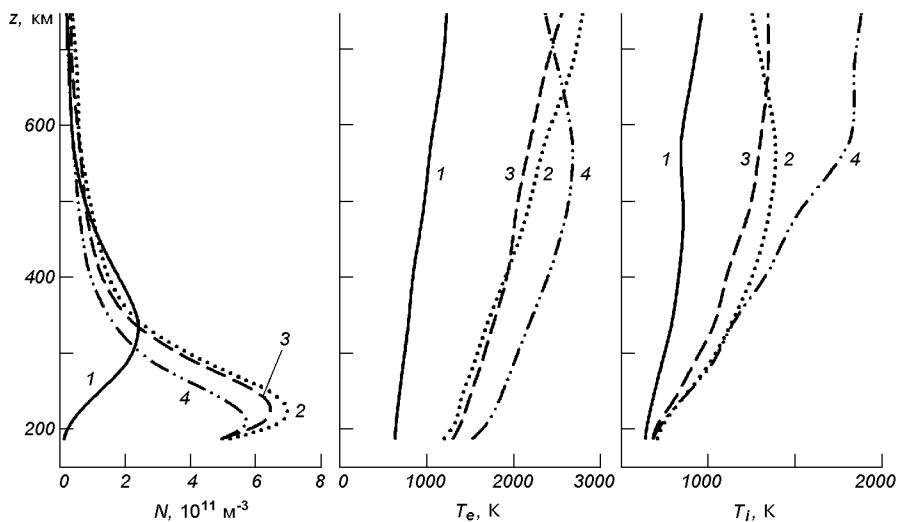


Рис. 9. Высотные профили концентрации электронов  $N$ , температуры электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  для характерных моментов времени в период ЗС 3 октября 2005 г.: 1 — в середине ночи (21:30—21:45); 2 — непосредственно перед началом ЗС (09:00—09:15); 3 — в момент максимального покрытия диска Солнца (09:45—10:00); 4 — после окончания ЗС (10:45—11:00)

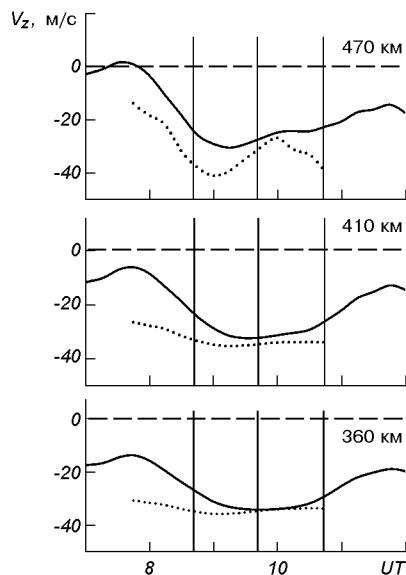


Рис. 10. Временные вариации вертикальной составляющей скорости переноса плазмы  $V_z$  на фиксированных высотах во время ЗС 3 октября 2005 г. (сплошная линия) и в контрольный день 4 октября 2005 г. (пунктир). Скользящее усреднение на интервале 75 мин со сдвигом на 15 мин

ны на рис. 11. Видно, что в день затмения как до события, так и после него профиль изменил знак:  $V_z < 0$  при  $z < 500$ — $600$  км, а выше —  $V_z > 0$ . Вблизи фазы максимального покрытия диска Солнца на всех высотах  $V_z < 0$ . Такое поведение  $V_z$  свойственно ночному времени.

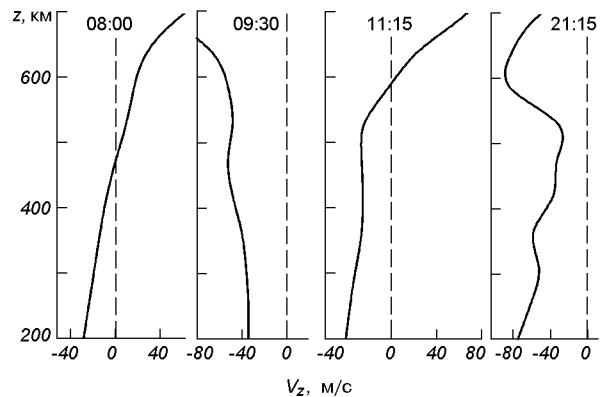


Рис. 11. Высотные профили вертикальной составляющей скорости переноса плазмы  $V_z$  для четырех характерных моментов времени 3 октября 2005 г. (вочные часы, до начала, в момент максимальной фазы и после ЗС)

**Вариации концентрации ионов водорода.** Пространственно-временное распределение относительной концентрации ионов водорода  $N(\text{H}^+)/N$  в ионосфере показано на рис. 12. В день ЗС на высотах 900 и 1200 км  $N(\text{H}^+)/N$  увеличилась на 20 и 10 % соответственно. 4 октября пространственно-временные вариации  $N(\text{H}^+)/N$  отличались от вариаций 3 октября.

Высотные профили концентрации ионов водорода  $N(\text{H}^+)$  для четырех характерных моментов времени приведены на рис. 13. 3 октября до ЗС и после него на высотах 300—800 км  $N(\text{H}^+) \approx 0.5 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ , а выше эта концентрация увеличи-

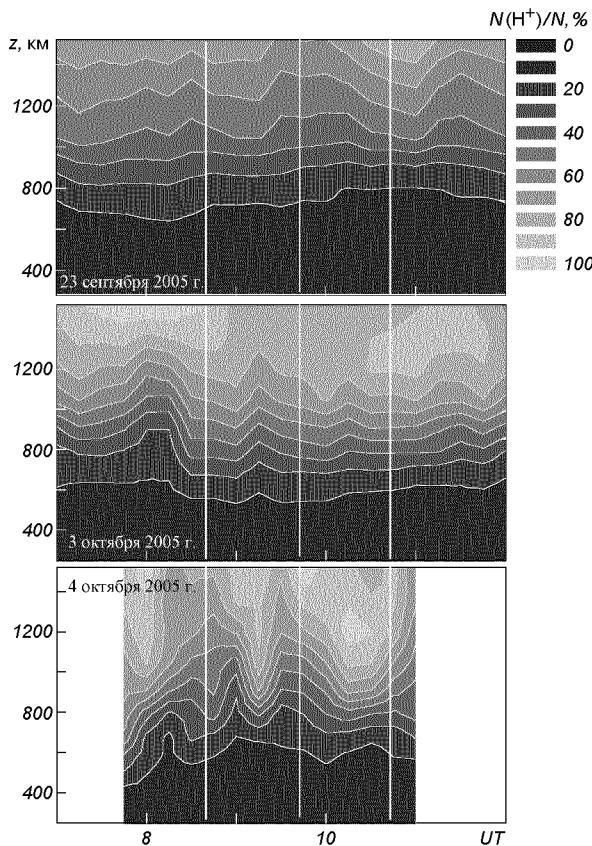


Рис. 12. Высотно-временное распределение относительной концентрации ионов водорода  $N(\text{H}^+)/N$  в ионосфере во время ЗС 3 октября 2005 г. и контрольные сутки 23 сентября и 4 октября 2005 г.

чились в 2–3 раза. Вблизи момента главной фазы затмения  $N(\text{H}^+)$  существенно (до двух раз) увеличилась на высотах 400–800 км. На высотах 900–1200 км она, напротив, уменьшилась в 7–10 раз. Примерно такой высотный ход  $N(\text{H}^+)$  свойственен ночному времени.

**Волновые возмущения.** Для оценки параметров волновых возмущений (ВВ) использовались методики [6, 7, 12]. Сначала кратко опишем результаты наблюдения ВВ концентрации электронов в ионосфере в дневное время 22 и 23 сентября 2005 г., которые для ЗС 3 октября 2005 г. могут использоваться как фоновые. Временные вариации амплитуд  $\Delta N$  и относительных амплитуд  $\delta_N = \Delta N/N$  для 22 сентября 2005 г. приведены на рис. 14, *a* и *б*. Видно, что

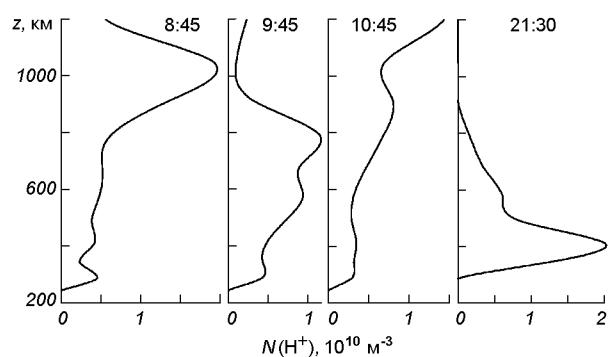


Рис. 13. Высотные профили концентрации ионов водорода  $N(\text{H}^+)$  для четырех характерных моментов времени 3 октября 2005 г. (в ночные часы, до начала, в момент максимальной фазы и после ЗС)

амплитуда ВВ с увеличением высоты от 140 до 200 км увеличивалась от  $10^{10}$  до  $2 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ , а затем убывала до  $0.4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$  на высоте 490 км. Значения  $\delta_N$  на всех высотах не превышали 0.03–0.04. Преобладали колебания с периодами 1–1.5 ч.

23 сентября поведения  $\Delta N$  и  $\delta_N$  были несколько другими (рис. 14, *б*). Величина  $\Delta N$  достигала максимального значения  $4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$  на высоте  $z \approx 200$  км. При  $z \approx 140$  км  $\Delta N$  в среднем составляла около  $10^{10} \text{ м}^{-3}$ . Выше 200 км амплитуда  $\Delta N$  убывала от  $4 \cdot 10^{10}$  до  $0.4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ . Максимальные значения  $\delta_N$  наблюдались в диапазоне высот 200–250 км, где они достигали 0.08. Ниже и выше указанного диапазона высот  $\delta_N$  постепенно уменьшалась до 0.02–0.03. В этот день также преобладали колебания с периодами около 1–1.5 ч.

Результаты наблюдения временных вариаций  $\Delta N$  и  $\delta_N$  для 3 октября приведены на рис. 14, *в*. В день ЗС в диапазоне высот 200–250 км амплитуда  $\Delta N$  достигала максимального значения  $3 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ . Ниже и выше амплитуда  $\Delta N$  уменьшалась. На высотах около 500 км она не превышала  $0.4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ . Относительная амплитуда  $\delta_N$  от высоты зависела слабо. До ЗС ее величина не превышала 0.05–0.1. Период преобладающего колебания  $T \approx 2$  ч. После главной фазы ЗС произошел «сбой фазы» колебания, амплитуда преобладающего колебания уменьшилась в 1.5–2 раза, период стал близок к

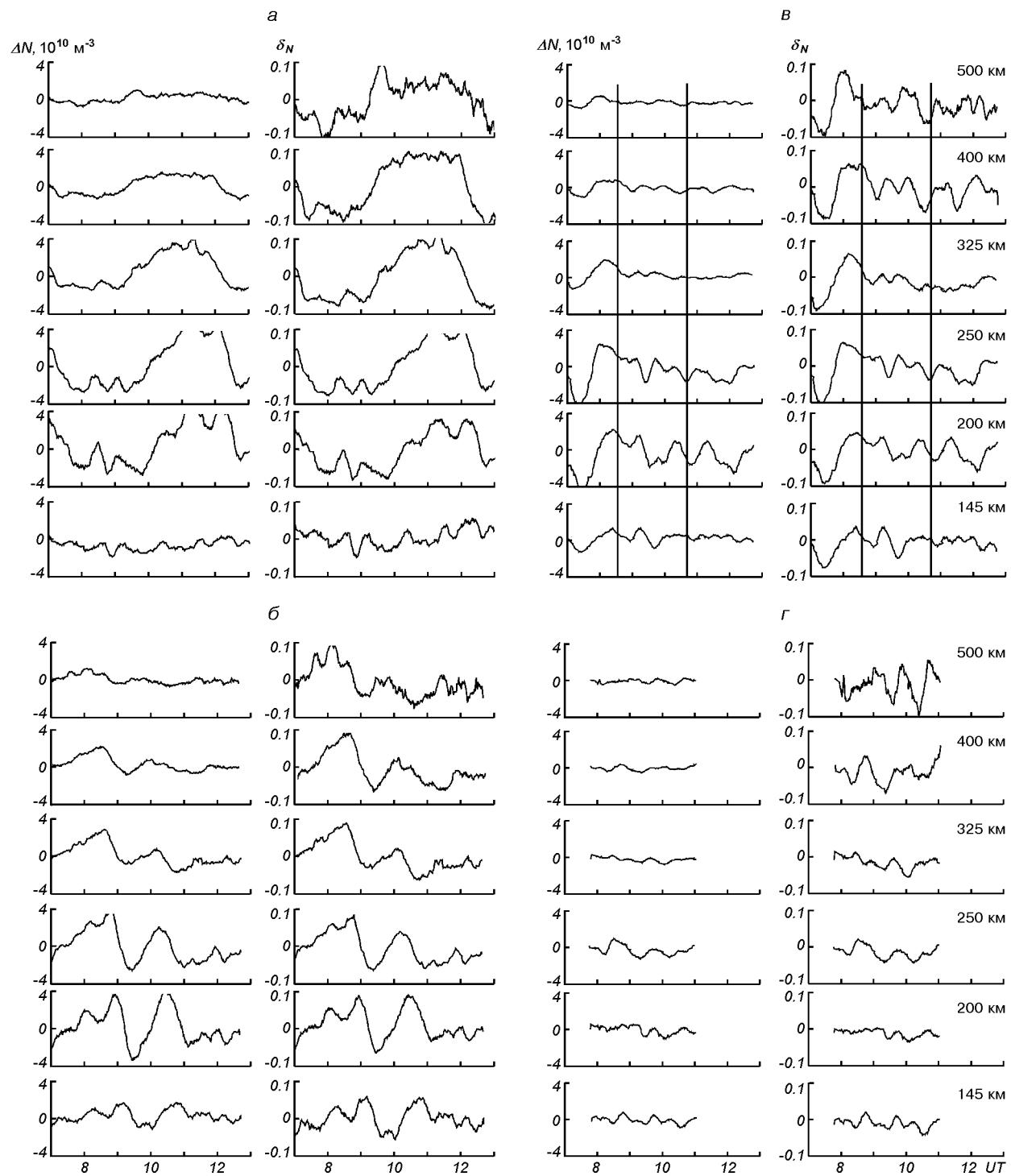


Рис. 14. Временные вариации амплитуд  $\Delta N$  и относительных амплитуд  $\delta_N$  ВВ концентрации электронов: *а*, *б* — в период, близкий к осеннему равноденствию 21 и 22 сентября 2005 г.; *в* — 3 октября 2005 г. (вертикальные линии — начало и окончание затмения Солнца); *г* — 4 октября 2005 г.

30—60 мин. Четко наблюдалось 1.5—2 колебания. После 12:00 характер ВВ снова изменился.

В фоновый день, 4 октября 2005 г., амплитуда ВВ в интервале времени с 08:00 до 11:00 изменилась слабо (рис. 14, *г*). Ее значение обычно не превышало  $10^{10} \text{ м}^{-3}$ .

В целом характеры волновых возмущений 3 октября и в контрольные дни отличались, что могло свидетельствовать о влиянии ЗС на волновую активность в атмосферно-ионосферной системе.

## Выводы

Затмение Солнца 3 октября 2005 г. вблизи Харькова было частным. Функция покрытия диска Солнца не превышала 24 %, освещенность поверхности Земли и атмосферы уменьшилась не более чем в 1.3 раза. Несмотря на это, эффекты затмения достаточно уверенно наблюдались в приземной атмосфере, в ионосфере и, по-видимому, в геомагнитном поле. К ним относится следующее.

1. Показано, что затмение Солнца вызвало в атмосфере, ионосфере и геомагнитном поле ряд сложных динамических процессов, качественно напоминающих кратковременную (~ 2 ч) перестройку околосземной среды в вечерне-утреннее время.

2. После наступления главной фазы затмения зафиксировано уменьшение температуры воздуха в приземной атмосфере на 1—1.4 К, которое продолжалось около 40 мин.

3. Обнаружено уменьшение на 5—6 % концентрации электронов в максимуме слоя F2 ионосферы. Увеличение высоты этого слоя, по-видимому, не превышало нескольких километров.

4. Установлено, что затмение сопровождалось замедлением скорости падения концентрации электронов во времени на высотах 190—210 км и ее ускорением на высотах 290—680 км.

5. Обнаружены малоинерционные уменьшения температуры электронов и инерционные (с запаздыванием 25—5 мин на высотах 240—410 км соответственно) уменьшения температуры ионов. Величина эффекта постепенно увеличивалась с увеличением высоты. Уменьшения

$T_e$  и  $T_i$  достигли соответственно 200 и 80 К (10 и 8 %) на высоте около 410 км.

6. Обнаружено, что в день затмения на высотах 360—470 км модуль направленной вниз вертикальной составляющей скорости переноса плазмы увеличился примерно на 20 м/с. В отличие от контрольных дней вблизи момента фазы максимального покрытия диска Солнца на всех высотах упомянутая составляющая скорости принимала отрицательные значения (как в ночное время).

7. Установлено, что затмение Солнца сопровождалось увеличением до двух раз концентрации ионов водорода на высотах 400—800 км и ее уменьшением в 7—10 раз на высотах 900—1200 км, что характерно для ночной ионосферы.

8. Показано, что затмение Солнца сопровождалось изменением волновой активности в ионосфере. Скорее всего, затмение привело к подавлению в ионосфере волнового возмущения с периодом около 120 мин и относительной амплитудой 0.05—0.10 и к генерации квазипериодического процесса с периодом 30—50 мин и относительной амплитудой 0.03—0.05.

9. Продемонстрировано, что эффекты затмения Солнца в геомагнитном поле наблюдались не так уверенно, как в приземной атмосфере или ионосфере. Возможно, что затмение вызвало некоторое увеличение уровня *H*- и *D*-компонент вблизи момента наступления главной фазы покрытия диска Солнца. Эффект наблюдался в диапазоне периодов 20—1000 с, но сильнее всего был выражен в поддиапазоне 300—1000 с.

Авторы благодарят В. И. Тарана за интерес к работе, К. П. Гармаша и С. Г. Леуса за проведение измерений на магнитометре-флюксметре, А. Ф. Кононенко, Л. Я. Емельянова, И. Б. Склярова и Ю. В. Черняка — за наблюдения на радаре некогерентного рассеяния.

1. Акимов Л. А., Боговский В. К., Григоренко Е. И. и др. Атмосферно-ионосферные эффекты солнечного затмения 31 мая 2003 года в Харькове // Геомагнетизм и аэрономия.—2005.—45, № 4.—С. 526—551.
2. Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И. и др. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи совре-

- менной радиоэлектроники.—2002.—№ 2.—С. 25—63.
3. Бойтман О. Н., Калихман А. Д., Ташилин А. В. Среднеширотная ионосфера в период полного солнечного затмения 9 марта 1997 г. 1. Моделирование эффектов затмения // Геомагнетизм и астрономия.—1999.—39, № 6.—С. 45—51.
  4. Бойтман О. Н., Калихман А. Д., Ташилин А. В. Среднеширотная ионосфера в период полного солнечного затмения 9 марта 1997 г. 2. Данные наблюдений и сравнение с результатами моделирования // Геомагнетизм и астрономия.—1999.—39, № 6.—С. 52—60.
  5. Борисов Б. Б., Егоров Д. А., Егоров Н. Е. и др. Комплексное экспериментальное исследование реакции ионосферы на солнечное затмение 9 марта 1997 г. // Геомагнетизм и астрономия.—2000.—40, № 3.—С. 94—103.
  6. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Комплексные радиофизические исследования волновых возмущений в ионосфере, сопровождавших старты ракет на фоне естественных нестационарных процессов // Радиофизика и радиоастрономия.—2004.—9, № 1.—С. 5—28.
  7. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники.—2005.—№ 3.—С. 4—35.
  8. Гармаш К. П., Леус С. Г., Пазюра С. А. и др. Статистические характеристики флуктуаций электромагнитного поля Земли // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 2.—С. 163—180.
  9. Гоков А. М., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдения процессов в нижней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия.—2000.—5, № 4.—С. 348—360.
  10. Колоколов Л. Е., Легенька А. Д., Пулинец С. А. Ионосферные эффекты, связанные с солнечным затмением 18 марта 1988 г. // Геомагнетизм и астрономия.—1993.—33, № 1.—С. 49—57.
  11. Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдения процессов в средней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия.—2000.—5, № 4.—С. 361—370.
  12. Лазоренко О. В., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Адаптивное преобразование Фурье // Электромагнитные волны и электронные системы.—2006.—10, № 10.—С. 39—49.
  13. Лысенко В. Н. Измерение вертикальной составляющей скорости дрейфа плазмы и кинетических температур в ионосфере // Геомагнетизм и астрономия.—2001.—41, № 3.—С. 365—368.
  14. Таран В. И. Исследования ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и астрономия.—2001.—41, № 5.—С. 659—666.
  15. Черногор Л. Ф. Высыпание электронов из магнитосферы, стимулированное затмением Солнца // Радиофизика и радиоастрономия.—2000.—5, № 4.—С. 371—375.
  16. Afraimovich E. L., Kosogorov E. A., Lesyuta O. S. Effects of the August 11, 1999 total solar eclipse as deduced from total electron content measurements at the GPS network // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.—2002.—64, N 18.—P. 1933—1941.
  17. Chimonas G. Internal Gravity-Wave Motions Induced in the Earth's Atmosphere by a Solar Eclipse // J. Geophys. Res.—1970.—75, N 28.—P. 5545—5551.
  18. Chimonas G., Hines C. O. Atmospheric Gravity Waves Induced by a Solar Eclipse // J. Geophys. Res.—1970.—75.—P. 875.
  19. Stubbe P. The F-region during an eclipse - A theoretical study // J. Atmos. and Terr. Phys.—1970.—32, N 6.—P. 1109—1116.
- 

#### TROPOSPHERIC-IONOSPHERIC EFFECTS OF THE 3 OCTOBER 2005 PARTIAL SOLAR ECLIPSE IN KHARKIV. 1. OBSERVATIONS

*V. P. Burmaka, V. N. Lysenko, M. V. Lyashenko,  
L. F. Chernogor*

The effects in the troposphere, ionosphere and in the geomagnetic field that were observed during the 3 October 2005 partial (about 24 %) solar eclipse are presented. The measurements were carried out using instruments of observatories near Kharkiv. A decrease of 1 to 1.4 K in the tropospheric temperature, a decrease of 100 to 200 K in ion temperature and of 40 to 80 K in electron one in the 410—490 km altitude range were observed during the solar eclipse main phase. A decrease in the electron density was insignificant (about 5 %) and disguised by daily variations. The proton density showed a twofold increase in the 400—800 km altitude range and a decrease by a factor of seven to ten in the 900—1200 km altitude range. The magnitude of the plasma drift velocity vertical component increased by approximately 20 m/s. The solar eclipse was accompanied by the generation of quasi-periodic disturbances in the ionosphere and geomagnetic field.

УДК 550.385.37: 550.388

К. П. Гармаш, С. Г. Леус, Л. Ф. Черногор, М. А. Шамота

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

## Вариации геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам и полетам космических аппаратов

Надійшла до редакції 09.01.07

Проаналізовано результати спостережень варіацій геомагнітного поля в діапазоні періодів 1—1000 с, які супроводжували старти 43 ракет типу «Союз» і «Протон» з космодрому Байконур в 2002—2006 рр. Вимірювання виконано поблизу м. Харкова (віддалення від космодрому 2100 км). Виявлено три групи збурень, що мали запізнення 6—7, 35—45 і 90—130 хв. Їхня тривалість складала відповідно 17—27, 45—80 і 40—70 хв. У геомагнітних пульсаціях переважали періоди 5—8, 9—11 и 9—11 хв відповідно. Амплітуди цих пульсацій досягали 3—6 нТл.

### ВВЕДЕНИЕ

Эффекты в атмосфере и геокосмосе, вызванные стартами и полетами ракетно-космической техники, изучаются более 40 лет [24]. В большинстве работ описаны эффекты, которые возникают вдоль траектории полета космического аппарата [1, 19, 21]. Изучению процессов на большом удалении от траектории летательного аппарата (тысячи километров) посвящено мало работ [14, 16, 25, 27, 29]. Исследованию возможности возникновения крупномасштабных и глобальных эффектов стартов ракет (СР) посвящены также наши работы [8, 9, 11, 17, 26, 28]. В этом случае само наличие возмущений является проблематичным. Для их поиска целесообразно вначале провести наблюдения возможных эффектов при стартах достаточно мощных ракет с ближайших к месту регистрации космодромов. Такими космодромами для Харькова являются Плесецк и Байконур. На первом из них объявленные пуски ракет осуществляются сравнительно редко, да и мощность стартующих ракет меньше, чем мощность ракет, стартующих с Байконура. Поэтому в настоящей работе описа-

ны результаты наблюдений возмущений в ионосфере, сопутствовавших СР типа «Союз» и «Протон» с космодрома Байконур в 2002—2006 гг. Основное внимание уделялось поиску реакции геомагнитного поля на СР и изучению волновых возмущений (ВВ) в среде, ответственных за перенос возмущений на расстояния около 2100 км.

Исследование волновых возмущений в атмосфере и геокосмосе представляет самостоятельный интерес [12, 22, 23]. Дело в том, что ВВ почти всегда наблюдаются в околоземной среде. Они играют значительную роль в переносе энергии и импульса из одних областей атмосферы и геокосмоса в другие, а также ответственны за взаимодействие подсистем в системе Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера (ЗАИМ) [23]. Волновые возмущения существенно влияют на функционирование радиотехнических и телекоммуникационных систем, заметно ограничивая их потенциальные возможности. С другой стороны, сами ВВ могут использоваться для дистанционной диагностики околоземной среды. Все это предопределяет повышенный интерес к волновым процессам.

Идея изучения ВВ, вызванных стартами и полетами космических аппаратов, оказывается весьма плодотворной. В этом случае хорошо известно место и время энерговыделения, а мощность источника достигает  $10^{11} \dots 10^{12}$  Вт, его энергия составляет  $10^{13} \dots 10^{14}$  Дж [2, 5].

В цитируемых выше работах для наблюдения реакции околоземной и космической сред на старты и полеты ракет использовались ионозонды, средства доплеровского зондирования, радары некогерентного рассеяния и др. Лишь в отдельных работах [21, 27] применялся магнитометрический метод, основанный на наблюдении сравнительно низкочастотных (единицы — десятки—сотни минут) изменений геомагнитного поля. В работе [21] расстояние  $R$  между космодромом и пунктом наблюдения составляло около 800 км. По результатам работы [27] нельзя сделать однозначный вывод о природе длиннопериодических (около 80 мин) возмущений геомагнитного поля. Они могли быть вызваны как естественными источниками, так и СР.

Целью настоящей работы является изложение результатов наблюдений достаточно высокочастотных (периоды 1—1000 с) флуктуаций геомагнитного поля вблизи Харькова, которые сопровождали старты 43 ракет типа «Союз» и «Протон» с космодрома Байконур ( $R \approx 2100$  км).

## СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

**Магнитометр-флюксметр.** Несерийный высокочувствительный магнитометр, включенный в состав программно-аппаратного комплекса, размещен в обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина (с. Граково, Чугуевский район, Харьковская обл.) [10]. Его геофизические координаты:  $49^{\circ}40'$  с. ш.,  $36^{\circ}50'$  в. д., геомагнитные координаты:  $+45^{\circ}20'$  геомагнитной широты,  $119^{\circ}20'$  в. д.

Комплекс содержит индукционный магнитометр-флюксметр ИМ-II, устройство регистрации на базе персонального компьютера, оснащенного картой расширения многоканального аналого-цифрового преобразователя (АЦП) ЕС 1839.3004 и блока бесперебойного питания с аккумулятором емкостью 65 А·ч. Последний

может обеспечить автономное функционирование комплекса продолжительностью до 18 ч.

Индукционный магнитометр конструктивно представляет собой выносные активные индукционные датчики (до трех датчиков в комплексе) и моноблок, имеющий в своем составе: 3-канальный блок контроля и усиления (БКУ); блок полосовых фильтров для целей традиционной обсерваторской регистрации в узких частотных диапазонах. Дополнительно в состав могут включаться блок питания и калибровочный низкочастотный генератор, а также устройства регистрации (самописец или медленный аналоговый магнитофон).

Основные технические характеристики активного индукционного датчика следующие:

- полоса рабочих частот от 0.001 до 15 Гц (дифференциальная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) в полосе 0.001—2 Гц);
- внутренние шумы на частотах 1, 0.1, 0.01 Гц не превышают 0.5, 5 и 50 пТл соответственно;
- коэффициент преобразования на выходе активного датчика (дифференциальная АЧХ)  $1 \pm 0.2 \text{ мВ}/(\text{Гц} \cdot \text{nTl})$ ;

Блок контроля и усиления имеет следующие параметры:

- полоса рабочих частот (с завалом  $-3 \pm 1$  дБ от чистой дифференциальной АЧХ) от 0.001 до 2 Гц;
- коэффициент преобразования (с подключенным активным датчиком) от 2 до 32 мВ/(Гц·нТл) для частот 0.001—2 Гц соответственно;
- шаг ступенчатой регулировки усиления  $6 \pm 0.6$  дБ;
- глубина регулировки усиления 24 дБ;
- крутизна среза АЧХ на верхней границе полосы пропускания не менее 24 дБ/октава;
- выходное напряжение  $\pm 7$  В.

Сигнал для оцифровки снимается непосредственно с выхода БКУ. Кроме того, задействованы только датчики измерения горизонтальных компонент геомагнитного поля.

Устройство регистрации функционирует под управлением операционной системы MS-DOS 6.22. Программа регистрации, написанная на языке Turbo Pascal 6, осуществляет непрерывное периодическое считывание данных с каждого измерительного канала АЦП, их предварительную фильтрацию с помощью блочного циф-

рового фильтра нижних частот с полосой 1 Гц и сохранение в файлах с уникальными именами на жестком диске. Частота считывания данных составляет 2 Гц, разрядность АЦП — 12 двоичных разрядов. Основная временная привязка данных осуществляется при помощи считывания информации из энергонезависимых часов CMOS компьютера. Для повышения стабильности и точности хода часов их кварцевый резонатор был заменен на прецизионный генератор 32 КНЗ фирмы Dallas Semiconductor, в результате чего была достигнута точность хода не хуже  $5 \cdot 10^{-7}$  в диапазоне комнатных температур. Погрешность начальной установки часов по сигналам станций службы точного времени не хуже  $\pm 0.5$  с.

Считывание накопленной информации и, при необходимости, корректировка часов производится раз в 2—3 месяца. Дальнейшая обработка и анализ данных производится с использованием специального программного обеспечения, включающего узкополосную цифровую фильтрацию, спектральное, статистическое оценивание и т. д.

Подчеркнем, что речь идет о магнитометро-флюксметре, а не о феррозондовом магнитометре. Во втором случае измеряются абсолютные значения компонентов геомагнитного поля, и приходится аппаратным способом компенсировать вклад главного магнитного поля (его постоянную составляющую), индукция которого около  $5 \cdot 10^{-5}$  Тл. В результате этого чувствительность такого магнитометра сравнительно невысока. Она определяется относительной нестабильностью схемы компенсации, которая на сегодняшний день составляет около  $2 \cdot 10^{-7}$ , что приводит к чувствительности феррозондового магнитометра порядка 10 пТл. В случае магнитометра-флюксметра измеряется лишь уровень флуктуаций, и поэтому его чувствительность определяется уровнем шумов и величиной ЭДС индукционного датчика, которая обратно пропорциональна  $T$ . Поэтому чувствительность прибора ухудшается с увеличением  $T$ . Чувствительность 0.5—1 пТл близка к рекордной. Следовательно, описываемый магнитометр по своей чувствительности относится к уникальным.

**Методы анализа.** Вначале магнитометрические сигналы, соответствующие  $H$ - и  $D$ -компонентам геомагнитного поля, с учетом амплитудно-частотной характеристики магнитометра-

флюксметра преобразовывались в сигналы  $H(t)$  и  $D(t)$  флуктуаций геомагнитного поля. Первые измеряются в относительных единицах, а последние — в абсолютных (в нТл). Затем сигналы  $H(t)$  и  $D(t)$  подвергались дальнейшей обработке: цифровой фильтрации с полосами фильтров, соответствующих, например, периодам 1—20, 20—100, 100—300 и 300—1000 с, оконному преобразованию Фурье, адаптивному преобразованию Фурье и вейвлет-преобразованию, описанным в работе [18].

Вейвлет-преобразование, как известно, имеет вид [18]:

$$\hat{W}[s(t)] \equiv Ws(a, b) = \frac{1}{a^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt,$$

где  $s(t)$  — сигнал ( $H(t)$  или  $D(t)$ ),  $a$  и  $b$  — параметры масштабирования и сдвига,  $\psi$  — базис вейвлета, звездочка означает комплексное сопряжение,  $t$  — безразмерное время. В качестве  $\psi(t)$  использовался вейвлет Морле [18]

$$\psi(t) = \exp(-t^2/2) \cos \omega t,$$

который представляет собой волновой пакет с безразмерной частотой  $\omega$  (обычно выбирают  $\omega = 5$ ). Именно такой базис удобен для обнаружения и последующего анализа цугов волн (геомагнитных пульсаций типа  $Pc$ ).

Определению подлежали времена запаздывания возможной реакции геомагнитного поля на СР, ее продолжительность, амплитуды и спектральный состав возникающих возмущений. Далее путем усреднения вычислялись статистические характеристики этих возмущений. Усреднения вначале производились раздельно для ракет типа «Союз» и «Протон», для дневного и ночного времени суток, для  $H$ - и  $D$ -компонент. Если гистограммы какого-либо параметра были подобны для обоих компонентов или обоих типов ракет, исходные массивы объединялись в общий массив.

**Краткие сведения о ракетах.** Российская ракета «Союз» относится к тяжелым ракетам. Ее полная масса составляет 305 т, начальная тяга 4.14 МН, высота 46.1 м, низкоорбитальная полезная нагрузка 6855 кг на высоте 200 км. Параметры нулевой ступени следующие: масса  $4 \times 44.4$  т, тяга  $4 \times 1.02$  МН, диаметр 2.7 м, высота 19.6 м, время работы 120 с. Параметры

первой ступени такие: масса 105.4 т, тяга 1 МН, диаметр 3 м, высота 27.8 м, время работы 286 с. Вторая ступень имеет следующие параметры: масса 25.2 т, тяга 0.3 МН, диаметр 2.7 м, высота 6.7 м, время работы 300 с.

Ракета «Протон» относится к самым тяжелым российским ракетам. Ее полная масса составляет 711 т, начальная тяга 8.84 МН, высота 59 м, низкоорбитная полезная нагрузка 19.76 т на высоте 200 км. Параметры первой ступени: масса 450.5 т, тяга 10.46 МН, диаметр 4.2 м, высота 21.2 м, время работы 124 с. Параметры второй ступени: масса 167.8 т, тяга 2.4 МН, диаметр 4.2 м, высота 14 м, время работы 206 с. Третья ступень имеет следующие параметры: масса 50.7 т, тяга 0.63 МН, диаметр 4.2 м, высота 6.5 м, время работы 238 с. Параметры четвертой ступени: масса 17.3 т, тяга 0.085 МН, диаметр 3.7 м, высота 7.1 м, время работы 600 с.

#### УРОВЕНЬ МАГНИТНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ

Уровень магнитной возмущенности контролировался по значениям индексов  $A_p$  и  $K_p$ , взятых из сети интернет. В табл. 1 приведены значения суммарных индексов в день СР, а также за сутки и двое суток до него. Видно, что практически все запуски ракет происходили в магнито-спокойных условиях. Лишь старт 2 июня 2003 г. имел место в несколько возмущенных условиях (суммарный индекс  $\Sigma K_p$  достигал 36).

#### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

**Старты ракет «Союз».** Для примера рассмотрим четыре СР типа «Союз», имевшие место в

дневное, вечернее, ночное и утреннее время.

Временные вариации уровней горизонтальных компонентов геомагнитного поля и их вейвлет-спектров, сопровождавшие дневной СР, приведены на рис. 1, а. Старт произошел 12 августа 2003 г. в 14:20 (здесь и далее используется время UT). Первые заметные изменения сигнала имели место примерно в интервале времени 14:25—14:30. Значительные изменения характера сигнала начались после 14:40 и 15:00 для  $H$ - и  $D$ -компонентов. Следующее изменение характера сигнала наблюдалось после 16:20 и 16:30 соответственно. Последние два процесса продолжались около 60 мин.

Результаты измерений и анализа вариаций геомагнитного поля в вечернее время приведены на рис. 1, б. СР произошел 2 июня 2003 г. в 17:45. Примерно за 20 мин до этого в месте измерения наблюдался заход Солнца на уровне Земли, а примерно через час — на высоте  $z \approx 100$  км, где находится максимум токовой струи. Скорее всего, именно она ответственна за описываемые вариации геомагнитного поля. Первое хорошо заметное изменение характера сигналов  $H(t)$  и  $D(t)$  проявилось в интервале времени 17:50—18:00. Второе, еще более четко выраженное изменение характера сигнала произошло с 18:15 до 19:20. Наконец, в интервале времени 20:00—21:00 амплитуда пульсаций с периодами  $T \approx 8$ —10 мин значительно увеличилась и достигла 3—4 нТл.

Результаты измерений и анализа в ночное время показаны на рис. 1, в. Ракета стартовала 28 февраля 2005 г. в 19:09. Видно, что существенное изменение характера сигнала произошло примерно после 20:10—20:20. Интересно, что амплитуда квазипериодических колебаний  $H$ -компонента увеличилась, а  $D$ -компонента —

Таблица 1. Уровень магнитной возмущенности накануне и в день запуска ракет

Дата и время старта	Ракета	За 2 сут до СР		За 1 сут до СР		Сутки с СР	
		$A_p$	$\Sigma K_p$	$A_p$	$\Sigma K_p$	$A_p$	$\Sigma K_p$
02.06.03 (17:45 UT)	«Союз»	17	24	19	25	39	36
12.08.03 (14:20 UT)	«Союз»	12	21	11	19	25	31
28.02.05 (19:09 UT)	«Союз»	9	19	8	14	12	21
01.10.05 (03:54 UT)	«Союз»	6	12	11	18	13	24
30.03.02 (17:25 UT)	«Протон»	6	14	7	13	17	25
10.06.02 (01:14 UT)	«Протон»	15	22	15	25	16	25
25.07.02 (15:13 UT)	«Протон»	18	26	12	22	13	24
08.09.05 (21:53 UT)	«Протон»	9	15	15	22	8	15

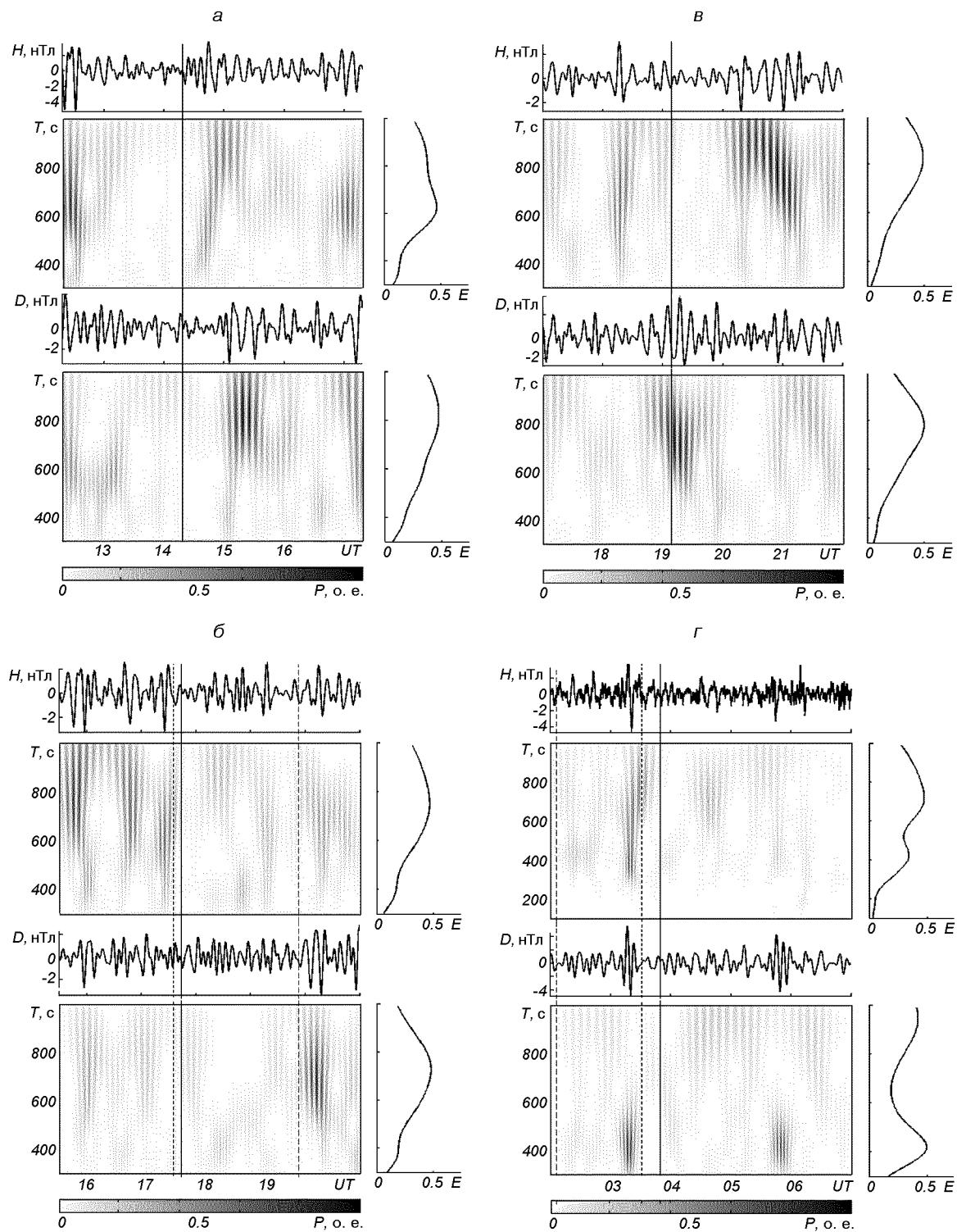


Рис. 1. Временные вариации  $H$ - и  $D$ -компонент геомагнитного поля, соответствующие им вейвлет-спектры и энергограммы (распределение средней энергии колебаний по периодам), сопровождавшие старты ракет «Союз»: *а* — 12 августа 2003 г. (14:20 UT), *б* — 2 июня 2003 г. (17:45 UT), *в* — 28 февраля 2005 г. (19:09 UT), *г* — 1 октября 2005 г. (03:54 UT). Сплошными вертикальными линиями показаны моменты старта, штриховыми — моменты восхода (захода) Солнца на уровне Земли в месте расположения обсерватории и на высоте 200 км

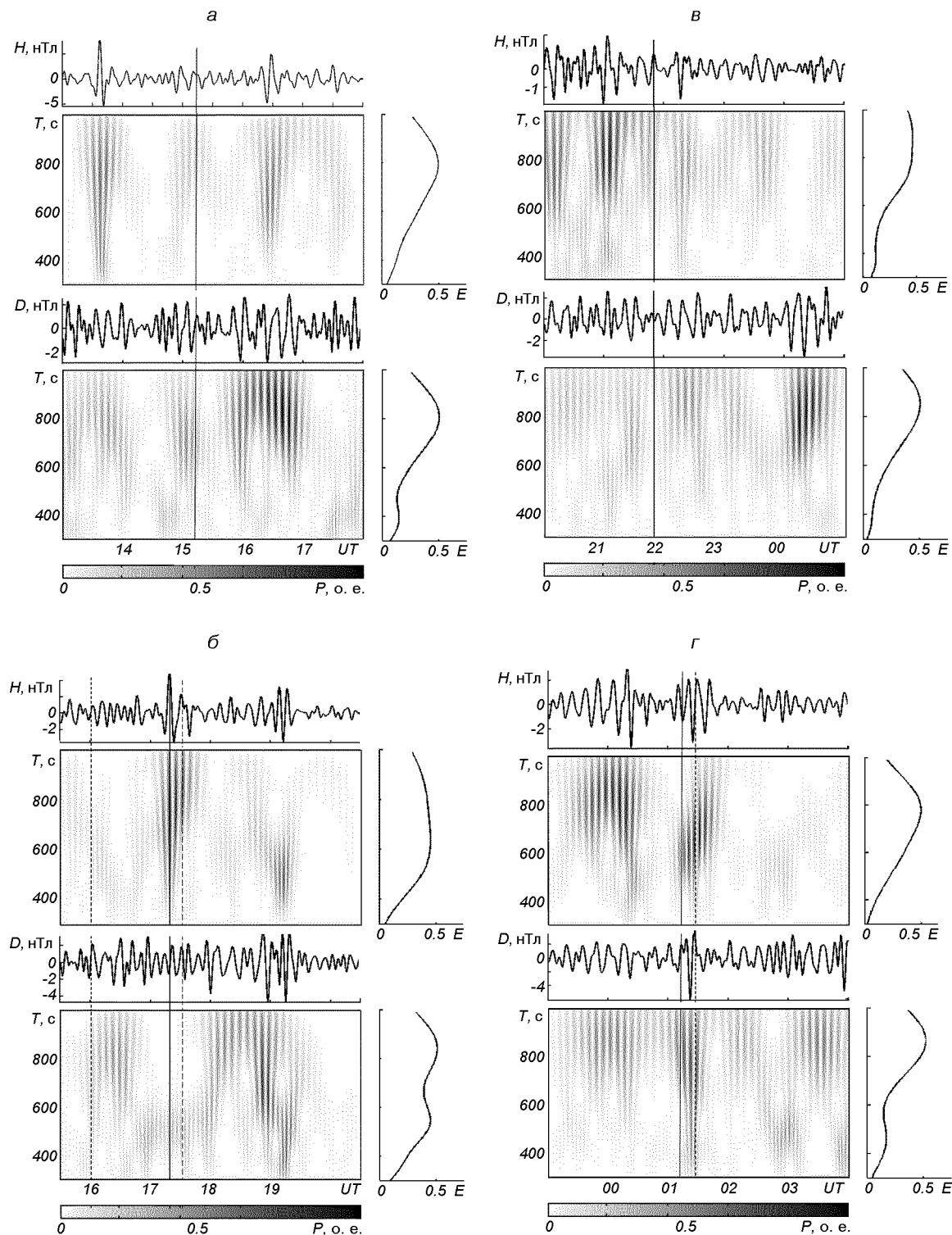


Рис. 2. То же, для стартов ракеты «Протон»: *a* — 25 июля 2002 г. (15:13 UT), *б* — 30 марта 2002 г. (17:25 UT), *в* — 8 сентября 2005 г. (21:53 UT), *г* — 10 июня 2002 г. (01:14 UT)

уменьшилась, т. е. имело место подавление квазипериодического процесса. Это продолжалось около 80 и 40 мин для сигналов  $H(t)$  и  $D(t)$ . После этого имело место еще одно изменение характера сигнала. Амплитуда пульсаций в диапазоне периодов 10–15 мин достигала 2–4 нТл.

Пример вариаций сигналов  $H(t)$  и  $D(t)$  и их вейвлет-спектров в утреннее время показан на рис. 1, г. Прохождение утреннего терминатора сопровождалось кратковременным увеличением амплитуд  $H(t)$  и  $D(t)$  примерно в два раза. Продолжительность этого процесса была около 15 мин (примерно с 03:15 до 03:30). Старт ракеты произошел 1 октября 2005 г. в 03:54. Первые кратковременные (~10 мин) и слабо выраженные изменения характера сигнала (уменьшение амплитуд колебаний) наблюдались примерно в интервале времени 04:15–04:30. Следующее изменение характера сигнала (увеличение амплитуд колебаний) проявилось в интервале 04:30–05:00 и 04:20–05:15 для сигналов  $H(t)$  и  $D(t)$ . Примерно с 05:30 до 06:10 имело место значительное (в 1.5–2 раза) увеличение амплитуд пульсаций с преобладающими периодами 6–7 мин.

**Старты ракет «Протон».** Далее опишем результаты наблюдений вариаций геомагнитного поля при четырех СР типа «Протон».

Первое кратковременное (~5 мин) заметное изменение характера сигнала (сбой фазы колебания, уменьшение его амплитуды) наблюдалось через 1–2 мин после дневного СР, который произошел 25 июля 2002 г. в 15:13 (рис. 2, а). Возникли пульсации с периодами  $T \approx 1\ldots100$  с и амплитудой около 1 нТл. Примерно в 15:45 и 16:00 характер сигналов  $D(t)$  и  $H(t)$  изменился опять. Наблюдалось увеличение амплитуды пульсаций геомагнитного поля до 4 нТл. Преобладали колебания с периодом 12–15 мин. Очередное изменение характера сигнала (лучше выраженное для  $D$ -компоненты) имело место в интервале времени 17:00–18:00. При этом период пульсаций уменьшился примерно вдвое, а амплитуда была на уровне 2–3 нТл.

Пример вариаций  $H(t)$  и  $D(t)$ , а также их вейвлет-спектров после вечернего СР, имевшего место 30 марта 2002 г. в 17:25, показан на рис. 2, б. Уверенно фиксируемые изменения характера сигнала наблюдалось в интервале вре-

мени 17:50–18:45. Они заключались в сбое фазы и уменьшении амплитуды колебания  $H(t)$ , а также в сбое фазы и увеличении амплитуды колебания  $D(t)$ . Изменился также период пульсаций обоих сигналов.

Заход Солнца на высоте 100 км произошел около 17:00. Связанные с ним изменения характера сигнала (увеличение его амплитуды) наблюдались в  $H$ -компоненте с 17:00 до 17:40. Для  $D$ -компонента, напротив, отмечалось некоторое уменьшение амплитуды колебания. Далее (с 18:45 до 19:30) имело место увеличение в 1.5–2 раза амплитуд пульсаций в диапазоне периодов 8–10 мин.

Пример наблюдений эффектов, сопровождавших ночной старт (8 сентября 2005 г. в 21:53), показан на рис. 2, в. Первое изменение характера сигнала (сбой фазы и увеличение амплитуды колебания) возникли примерно через 9–10 мин после СР и продолжались около 30–40 мин для сигналов  $H(t)$  и  $D(t)$ . Следующее изменение характера сигнала проявились в интервале времени от 22:50–23:00 до 23:50 для этих же сигналов соответственно. Третий раз изменение характера сигнала (увеличение амплитуды колебаний) имело место примерно с 00:00 до 01:00. Для  $D$ -компонента эффект выражен более ярко: амплитуда пульсаций возросла до 3 нТл, а период увеличился до 12–13 мин.

Старт 10 июня 2002 г. в утреннее время (01:14) имел место вскоре после восхода Солнца на высоте  $z \approx 100$  км (рис. 2, г). Прохождение утреннего терминатора сопровождалось резким (до двух раз) увеличением амплитуды пульсаций в сигнале  $H(t)$  и в последующем уменьшением их периода в 1.5–2 раза (от 8–12 до 6 мин) в интервале времени 23:30–00:30. Примерно через 5–7 мин после СР имело место увеличение в 2–4 раза амплитуд пульсаций и в 1.5–2 раза их периодов. Это продолжалось в течение 20–30 мин для  $D$ - и  $H$ -компонентов соответственно. Следующее существенное изменение характера сигнала (уменьшение амплитуд колебаний) наблюдалось примерно с 01:50 до 02:20–02:40 для  $H$ - и  $D$ -компонентов соответственно. После этого наступило еще одно изменение характера сигнала (увеличение амплитуд), длившееся около 30 мин.

**Результаты статистической обработки.** Обработка выполнена для 43 СР (рис. 3). Для

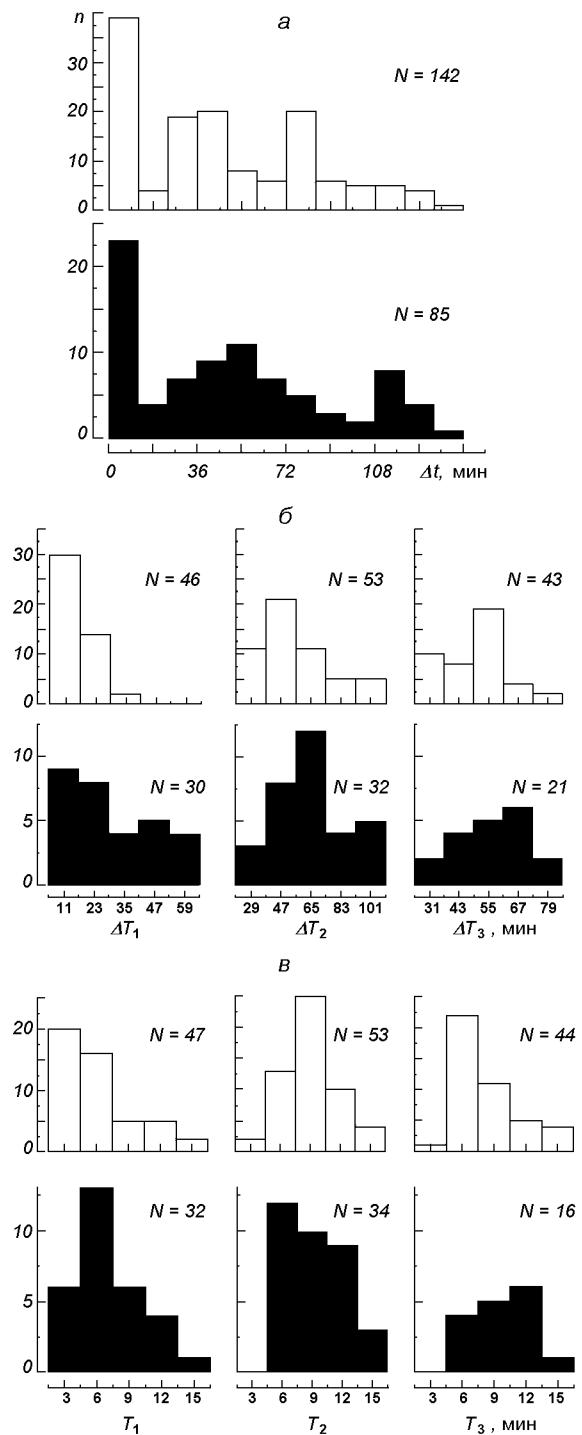


Рис. 3. Гистограммы времен запаздывания  $\Delta t$ , продолжительностей  $\Delta T_1$ ,  $\Delta T_2$  и  $\Delta T_3$ , а также периодов  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$  трех типов возмущений геомагнитного поля, сопутствовавших СР для дневного и ночного времени (светлые и темные столбики соответственно)

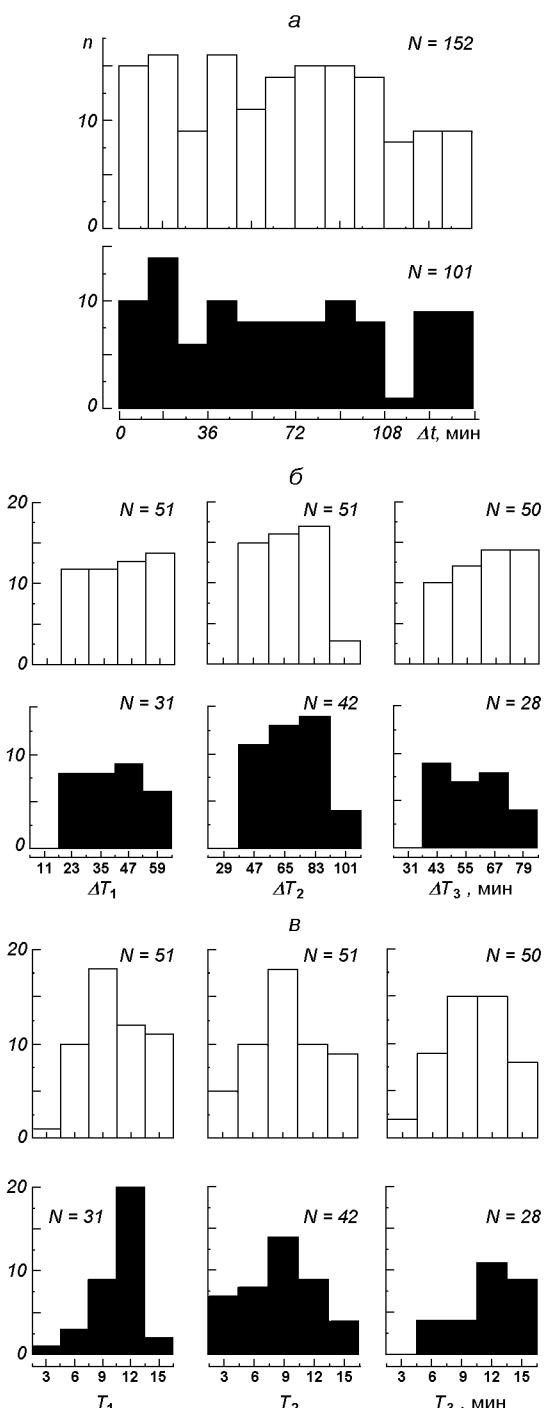


Рис. 4. То же для фоновых суток (за сутки до и на следующие сутки после СР)

двух компонентов сигнала, отдельно для светлого и темного времени суток максимальное число реализаций  $N_{\max}$  при оценке продолжительности и периодов возмущений могло составлять 86, а при оценке запаздываний трех групп возмущений (см. ниже) — 258. Реальное число выборок показано на соответствующих гистограммах. На них число реализаций  $N$  меньше  $N_{\max}$ . В оставшихся  $N_{\max} - N$  случаях принятие решения о наличии реакции на СР было затруднено.

Из рис. 3 видно, что возникающие вслед за стартами ракет возмущения имеют три группы запаздываний:  $\Delta t_1 \leq 12$  мин,  $\Delta t_2 \approx 24\dots47$  мин и  $\Delta t_3 \approx 72\dots83$  мин в дневное время и  $\Delta t_1 \leq 12$  мин,  $\Delta t_2 \approx 45\dots65$  мин и  $\Delta t_3 \approx 108\dots117$  мин в ночное время. Продолжительности возмущений первой, второй и третьей групп обычно не превышали 20 и 30, 40—60 и 40—70, 50—60 и 50—70 мин в дневное и ночное время соответственно.

Периоды колебаний обычно составляли 5—10 мин. Лишь для первой группы возмущений в дневное время периоды не превышали 5—8 мин.

Аналогичная статистическая обработка была выполнена для фоновых суток (за сутки до и на следующие сутки после СР). Предполагалось, что в эти сутки «СР имели место» в то же самое время, что и реальные старты. Результаты обработки приведены на рис. 4. Как и следовало ожидать, законы распределения времен запаздывания возмущений от воображаемых СР и их продолжительностей оказались близкими к равномерным. Некоторое отклонение от равномерного закона связано с ограниченностью выборки, а также с влиянием возмущений другой природы (прохождений солнечного терминатора, магнитной активности, вариациями космической и атмосферной погоды и т. п.). Значения же периодов колебаний оказались близкими к тем, что имели место в дни СР. Это означает, что возмущения от СР и других естественных источников по периодам принципиально ничем не отличаются друг от друга.

Все перечисленные факты свидетельствуют о том, что СР могут усиливать или ослаблять (если генерация ВВ происходит в противофазе) происходящие в околосземной среде квазипериодические процессы с периодами от единиц до 10—15 мин.

Таблица 2. Статистические характеристики основных параметров трех типов возмущений

Параметр	День	Ночь
$\Delta t_1$ , мин	$6.7 \pm 1.1$	$7.5 \pm 0.9$
$\Delta t_2$ , мин	$40.4 \pm 6.7$	$41.5 \pm 8.4$
$\Delta t_3$ , мин	$97.8 \pm 19.5$	$109.7 \pm 26.2$
$\Delta T_1$ , мин	$16.1 \pm 2.2$	$29.3 \pm 10.9$
$\Delta T_2$ , мин	$55.1 \pm 9.8$	$62.1 \pm 12.9$
$\Delta T_3$ , мин	$50.5 \pm 14.7$	$56.7 \pm 13.1$
$\Delta H_1$ , нТл	$5.2 \pm 0.3$	$6.7 \pm 0.5$
$\Delta H_2$ , нТл	$3.6 \pm 0.2$	$2.6 \pm 0.1$
$\Delta H_3$ , нТл	$4.8 \pm 0.6$	$3.4 \pm 0.6$
$\Delta D_1$ , нТл	$4.2 \pm 0.5$	$3.1 \pm 0.2$
$\Delta D_2$ , нТл	$4.6 \pm 0.1$	$3.3 \pm 0.1$
$\Delta D_3$ , нТл	$5.6 \pm 0.5$	$4.1 \pm 0.1$
$T_1$ , мин	$5.2 \pm 0.3$	$7.7 \pm 0.5$
$T_2$ , мин	$10.6 \pm 0.2$	$8.7 \pm 0.4$
$T_3$ , мин	$8.7 \pm 0.2$	$10.9 \pm 0.5$

Оценки основных параметров возмущений, полученных путем статистической обработки данных для 43 СР, приведены в табл. 2. Видно, что параметры геомагнитных возмущений, сопровождавших СР, в течение суток изменялись сравнительно слабо.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Всем рассмотренным СР сопутствовали заметные или значительные вариации уровня геомагнитных флюктуаций и их спектрального состава. Чаще всего наблюдались три группы возмущений, имеющие разные времена запаздывания:  $\Delta t_1 \approx 6\dots7$ ,  $\Delta t_2 \approx 35\dots45$  и  $\Delta t_3 \approx 90\dots130$  мин.

Первая группа возмущений днем наблюдалась почти всегда, а ночью — примерно в 50 % случаев. Часто она имела нерегулярный (шумоподобный) характер и относительно небольшую (17—27 мин) продолжительность. Характерный уровень этих флюктуаций 2—4 нТл. Периоды преобладающих пульсаций составили 5—8 мин.

Возмущения с  $\Delta t_2 \approx 35\dots45$  мин наблюдались систематически. Они представляли собой цуги колебаний длительностью 45—80 мин с периодами 9—11 мин и амплитудами 3—5 нТл.

Самые медленные возмущения представляли собой также цуги колебаний с периодами 9—

11 мин, амплитудами до 3—6 нТл и продолжительностью 40—70 мин имели запаздывание  $\Delta t_3 \approx 90\ldots130$  мин. Эти возмущения наблюдались примерно в 80 и 66 % случаев в дневное и ночное время соответственно. Параметры возмущений второй и третьей групп близки, поэтому не исключено, что они могут представлять собой части одного и того же возмущения.

Оценим характерные скорости распространения возмущений, вызванных стартами и полетами ракет. Скорее всего, возмущения генерируются непосредственно в ионосфере, когда ракета достигает высоты 100 км. Под воздействием реактивной струи (факела ракеты) существенно изменяется проводимость плазмы в динамо-области ионосферы (высоты 100—120 км) и генерируются волны электромагнитной (магнитогидродинамической) природы [2]. На этих же высотах эффективно генерируются и ударные волны в газе, которые распространяются от ракеты со скоростью, превышающей скорость звука в газе [1, 2]. На достаточно больших удалениях от траектории ракеты ударная волна превращается в акустико-гравитационную волну (АГВ). В работе [1] ей соответствовали периоды 4—5 мин.

Акустико-гравитационные волны модулируют концентрацию электронов и частоты соударений электронов с тяжелыми частицами в ионосфере. Это приводит к модуляции проводимости плазмы и ионосферного электрического поля. В результате возникают геомагнитные пульсации с теми же периодами, что и у АГВ. Таким образом, ионосферный и магнитный эффекты СР оказываются связанными между собой.

Время  $\Delta t_0$  достижения ракетой высоты 100—120 км зависит от типа ракеты и составляет 2—3 мин. При этом время распространения возмущений  $\Delta t' = \Delta t - \Delta t_0$ . Тогда  $\Delta t_1' \approx 4$  мин,  $\Delta t_2' \approx 32\ldots42$  мин и  $\Delta t_3' \approx 90\ldots130$  мин. Им соответствуют скорости  $v_1' \approx 9$  км/с,  $v_2' \approx 0.8\ldots1.1$  км/с и  $v_3' \approx 0.3\ldots0.4$  км/с. Скорости  $v_1' \approx 9$  км/с, очевидно, относятся к электромагнитным волнам (точнее, МГД-волнам). Скорость  $v_2' \approx 0.8\ldots1.1$  км/с свойственна медленным МГД-волнам [2, 22], а также ударным волнам на высотах F-области ионосферы [1]. Скорость последних несколько превышает скорость АГВ на этих высотах, которая близка к

0.7—0.8 км/с. Значение скорости  $v_3' \approx 0.3\ldots0.4$  км/с примерно соответствует скорости АГВ на высотах E-области ионосферы.

В работе [21] для короткопериодических ( $T \approx 2\ldots3$  мин) колебаний геомагнитного поля было получено  $\Delta t_1 \approx 3\ldots4$  мин,  $\Delta t_1' \approx 1\ldots2$  мин и  $v_1' \approx 7\ldots13$  км/с (в среднем  $v_1' \approx 10$  км/с). Значение  $v_1'$  очень близко к полученному нами. Это представляется удивительным, поскольку скорость МГД-волн существенно зависит от ориентации направления распространения волны по отношению к геомагнитному полю. В нашем случае имело почти поперечное распространение волны, а в работе [21] — почти продольное. Амплитуда короткопериодических возмущений, полученная в работе [21], составляла 6—20 нТл, а в нашем случае — 2—4 нТл, т. е. в несколько раз меньше. С учетом того, что расстояния  $R$  равнялись 800 и 2100 км, такого соотношения амплитуд и следовало ожидать.

Согласно данным [19] для медленных возмущений  $\Delta t_2 \approx 10\ldots15$  мин,  $\Delta t_2' \approx 7.5\ldots12$  мин и  $v_2' \approx 1.1\ldots1.8$  км/с. Эти значения  $v_2'$  близки к нашим (0.8—1.1 км/с). Амплитуда медленных возмущений в работе [19] была около 10 нТл, а в наших наблюдениях она составляла 3—5 нТл, т. е. уменьшалась с увеличением расстояния  $R$ . Скорее всего, у этих возмущений одна и та же природа.

Эффекты от СР типа «Союз» и «Протон» в целом были подобными.

Оцененные выше параметры волн (и прежде всего их скорость) близки к тем, что мы наблюдали по ионосферным эффектам [2—9, 11]. Следовательно, атмосферный, плазменный и магнитный эффекты СР связаны между собой.

Таким образом, повторяемость основных закономерностей при стартах ракет различных типов в различное время суток и года, при отличающихся уровнях магнитной активности, приемлемость значений параметров волн, переносящих возмущения, и непротиворечивость полученных результатов результирующим магнитометрическим измерениям [21] в ближней зоне ( $R \approx 800$  км) и ионосферным измерениям [2—9, 11] на удалениях  $R \approx 2100$  км позволяют утверждать, что нами впервые обнаружены значительные вариации уровня геомагнитного поля на удалениях более 2100 км от места старта.

## ВЫВОДЫ

1. Установлено, что все сорок три старты и полета ракет типа «Союз» и «Протон» сопровождались заметными вариациями уровня и спектрального состава флуктуаций геомагнитного поля в диапазоне периодов 1—1000 с.

2. Впервые выявлены три группы возмущений, имевших запаздывания 6—7, 35—45 и 90—130 мин. Им соответствовали продолжительности процессов 17—27, 45—80 и 40—70 мин и преобладающие периоды 5—8, 9—11 и 9—11 мин.

3. Отмечено, что быстрые возмущения (скорость около 10 км/с) выражены менее ярко и наблюдались примерно в 80 % случаев, как правило в дневное время. Скорее всего, они переносятся при помощи МГД-волн. Возмущения со скоростями 0.8—1.1 и 0.3—0.4 км/с наблюдались практически всегда уверенно. Появление самых медленных волн обусловлено движением плазмы в магнитном поле под действием АГВ. Природа волн, имеющих скорость 0.8—1.1 км/с, может быть связана с распространением либо пакета волн, образованного ударной волной в атмосфере, либо медленных МГД-волн.

4. Установлено, что амплитуда всех видов возмущений составляла 3—6 нТл.

5. Замечено, что реакции геомагнитного поля на СР типа «Союз» и «Протон» в целом подобны.

Авторы благодарны С. В. Панасенко за помощь в процессе подготовки настоящей работы.

1. Афраймович Э. Л., Перевалова Н. П., Плотников А. В. Регистрация ионосферных откликов на ударно-акустические волны, генерируемые при запусках ракет-носителей // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 6.—С. 790—797.
2. Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радиара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 2.—С. 143—162.
3. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые процессы в F-области ионосферы, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрономия.—2006.—46, № 6.—С. 783—800.
4. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты комплексных радиофизических наблюдений волн-

вых возмущений в геокосмосе, сопровождавших старты и полеты ракет // Космічна наука і технологія. Додаток.—2003.—9, № 2.—С. 57—61.

5. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет на фоне естественных переходных процессов // Геомагнетизм и аэрономия.—2004.—44, № 4.—С. 518—534.
6. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Комплексные радиофизические исследования волновых возмущений в ионосфере, сопровождавших старты ракет на фоне естественных нестационарных процессов // Радиофизика и радиоастрономия.—2004.—9, № 1.—С. 5—28.
7. Бурмака В. П., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые возмущения в геокосмосе, сопровождавшие старты и полеты ракет «Союз» и «Протон» // Радиофизика и радиоастрономия.—2005.—10, № 3.—С. 254—272.
8. Гармаш К. П., Гоков А. М., Костров Л. С. и др. Радиофизические исследования и моделирование процессов в ионосфере возмущений источниками различной природы. 2. Процессы в искусственно возмущенной ионосфере. Вариации характеристик радиосигналов. Моделирование возмущений // Вестн. Харьк. ун-та. Сер. Радиофизика и электроника.—1999.—№ 427, вып. 1.—С. 3—22.
9. Гармаш К. П., Костров Л. С., Розуменко В. Т. и др. Глобальные возмущения ионосферы, вызванные стартом ракеты, на фоне магнитной бури // Геомагнетизм и аэрономия.—1999.—39, № 1.—С. 72—78.
10. Гармаш К. П., Леус С. Г., Пазюра С. А. и др. Статистические характеристики флуктуаций электромагнитного поля Земли // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 2.—С. 163—180.
11. Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф. и др. Радиофизические исследования процессов в околосолнечной плазме, возмущенной высокoenергетичими источниками // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники.—1999.—№ 8.—С. 3—19.
12. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.—532 с.
13. Григоренко Е. И., Лазоренко С. В., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопровождавшие вспышку на Солнце и сильнейшую магнитную бурю 25 сентября 1998 г. // Геомагнетизм и аэрономия.—2003.—43, № 6.—С. 770—787.
14. Деминов М. Г., Ораевский В. Н., Ружин Ю. Я. Ионосферно-магнитосферные эффекты запусков ракет в сторону высоких широт // Геомагнетизм и аэрономия.—2001.—41, № 6.—С. 772—781.
15. Дьяконов. Вейвлеты. От теории к практике. — М.: Солон-Р, 2002.—448 с.
16. Засов Г. Ф., Карлов В. Д., Романчук Т. Е. и др. Наблюдение возмущений в нижней ионосфере во время экспериментов по программе Союз—Аполлон // Геомагнетизм и аэрономия.—1977.—17, № 2.—С. 346—348.
17. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты

- космических аппаратов // Радиофизика и радиоастрономия.—1999.—4, № 3.—С. 227—246.
18. Лазоренко О. В., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Адаптивное преобразование Фурье // Электромагнитные волны и электронные системы.—2005.—10, № 10.—С. 39—49.
  19. Нагорский П. М. Неоднородная структура области F ионосферы, образованная ракетами // Геомагнетизм и аэрономия.—1998.—38, № 2.—С. 100—106.
  20. Нагорский П. М., Таращук Ю. Е. Искусственная модификация ионосферы при стартах ракет, выводящих на орбиту космические аппараты // Изв. вузов. Физика.—1993.—№ 10.—С. 94—106.
  21. Соколова О. И., Краснов В. М., Николаевский Н. Ф. Изменения геомагнитного поля под влиянием запусков ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрономия.—2003.—46, № 4.—С. 561—565.
  22. Сорокин В. М., Федорович Г. В. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. — М.: Энергоиздат, 1982.—134 с.
  23. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 1.—С. 59—106.
  24. Экологические проблемы и риски воздействия ракетно-космической техники на окружающую среду. Справочное пособие / Под ред. В. В. Адушкина, С. И. Козлова, А. В. Петрова. — М.: Анкил, 2000.—640 с.
  25. Arendt P. R. Ionospheric undulations following Apollo 14 Launching // Nature.—1971.—231.—P. 438—439.
  26. Chernogor L. F., Garmash K. P., Kostrov L. S., et al. Perturbations in the ionosphere following U. S. powerful space vehicle launching // Radio Phys. and Radio Astronomy.—1998.—3, N 2.—P. 181—190.
  27. Foster J. C., Holt J. M., Lanzerotti L. J. Mid-latitude ionospheric perturbation associated with Spacelab-2 plasma depletion experiment at Millstone Hill // Ann. Geophys.—2000.—18.—P. 111—120.
  28. Garmash K. P., Gokov A. M., Kostrov L. S., et al. Radiophysical investigations and modeling of ionospheric processes generated by sources of various nature. 2. Processes in a modified ionosphere signal parameters variations. Disturbance simulation // Telecommun. and Radio Engineering.—1999.—53, N 6.—P. 1—22.
  29. Noble S. T. A Large-amplitude traveling ionospheric disturbance excited by the space shuttle during launch // J. Geophys. Res.—1990.—95, N A11.—P. 19.037—19.044.
- 
- GEOMAGNETIC FIELD VARIATIONS ACCOMPANYING  
MISSILE LAUNCHES AND THE FIRING  
OF SPACECRAFT ORBITAL MANEUVERING  
SUBSYSTEM THRUSTERS**
- K. P. Garmash, S. G. Leus, L. F. Chernogor,  
M. A. Shamota*
- We analysed geomagnetic field variations in 1—1000 s period range that accompanied 43 Soyuz and Proton rocket launches from 2002 to 2006. The measurements were made near Kharkiv city, at a distance of about 2100 km from the Baikonur cosmodrome. Our analysis revealed three groups of disturbances with time delays of 6—7, 35—45, and 90—130 min and with durations of 17—27, 45—80, and 40—70 min, respectively. The 5—8, 9—11, and 9—11 min geomagnetic micropulsation periods became dominant, and their amplitudes attained a value of 3—6 nT.

Rajesh K. Mishra<sup>1</sup>, Rekha Agarwal Mishra<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Computer and I. T. Section, Tropical Forest Research Institute

P. O.: RFRC, Mandla Road, Jabalpur (M. P.) India 482 021

<sup>2</sup>Department of Physics, Govt. Model Science College (Autonomous)

Jabalpur (M. P.) 482 001, India

E-mail: rkm\_30@yahoo.com or rajeshkmishra20@hotmail.com

## Modulation of Cosmic Rays Along with Solar and Heliospheric Anomalies

Received 19.04.07

A study of the cosmic ray intensity data recorded with the ground-based neutron monitor at Deep River along with the associated interplanetary magnetic field and solar wind plasma parameter data during 1981—1994 was carried out by means of the Fourier analysis. Many days having abnormally high/low amplitudes for successive number of five or more days as compared to the annual average amplitude of diurnal anisotropy were selected as high/low-amplitude anisotropic wave train events (HAE/LAE). The results clearly indicate that the time of maximum of diurnal variation significantly remains in the 18-hr direction for the majority of the HAE/LAE cases. The phase of enhanced diurnal anisotropy shows a remarkable systematic shift towards later hours as compared to the co-rotational direction for some of the HAE cases, whereas it shows a remarkable systematic shift towards earlier hours for some of the LAE cases as compared to the co-rotational direction. The majority of the HAE/LAE events occurred when the disturbance storm time index  $D_{st}$  remains negative only. Significant deviations are seen in the cosmic ray intensity during the passage of interplanetary magnetic clouds for both HAE and LAE events. The high-speed solar wind streams (HSSWS) do not play any significant role in the occurrence of these types of events. The interplanetary disturbances (magnetic clouds) are also effective in producing cosmic ray decreases. The source responsible for these unusual anisotropic wave trains in cosmic rays is proposed.

### INTRODUCTION

The transport of cosmic rays from the heliosphere edges to the vicinity of the Earth is greatly influenced by solar and heliospheric parameters. The long-term (solar cycle) variation of galactic cosmic ray (CR) intensity and its association with various solar, interplanetary and geophysical parameters revealed often contradictory results [8, 37, 36, 30, 12, 33, 34]. Many investigators [34, 36, 42] studied the relation between the solar activity parameters and the cosmic ray intensity. Balasubrahmanyam [5] found a relation between the cosmic ray intensity and the geomagnetic activity. In all cases hysteresis effect between the

different parameters and the cosmic ray intensity is clearly manifested in the dependence of cosmic ray intensity on the magnitude of the above-mentioned parameters [29]. Xanthakis et al. [43] studied the cosmic ray modulation in the 20<sup>th</sup> solar cycle and presented a more elaborated model. According to this model, the modulated cosmic ray intensity that was measured by the ground-based stations is equal to the galactic cosmic ray intensity (unmodulated) at a finite distance corrected by a few appropriate solar and terrestrial activity indices, which cause the disturbances in interplanetary space.

The systematic and significant deviations in the amplitude/phase of the diurnal/semi-diurnal

anisotropy from the average values [41] are known to occur in connection with strong geomagnetic activity [27]. Rao et al. [38] showed that the enhanced diurnal variation of high amplitude events exhibits a maximum intensity in space around the anti-garden-hose direction and a minimum intensity around the garden-hose direction. A number of high amplitude events was observed with a significant shift in the diurnal time of maximum to later or earlier hours [11].

Mavromichalaki [27] observed high-amplitude wave trains of cosmic ray intensity during June, July and August 1973. These events show the same characteristics as the event of May 1973. During these days the phase of the enhanced diurnal anisotropy is shifted to a point earlier than either the co-rotational direction or the anti-garden-hose direction. The diurnal anisotropy is well understood in terms of a convective-diffusive mechanism [9]. Mavromichalaki [24, 26] observed that the enhanced diurnal variation was caused by a source around 16 hr or by a sink at about 04 hr.

During the study of diurnal anisotropy of cosmic ray intensity observed over the period from 1970 to 1977 using the neutron monitor data of the Athens and Deep River stations, Mavromichalaki [25] found that the phase of diurnal variation shows a remarkable systematic shift towards earlier hours than normally beginning in 1971. This phase shift continued until 1976, the solar activity minimum, except for a sudden shift to later hours for one year, in 1974, the secondary maximum of solar activity. It is observed that the behaviour of the diurnal phase was consistent with the convective-diffusive mechanism, which relates the solar diurnal anisotropy of cosmic rays to the dynamics of the solar wind and of the interplanetary magnetic field.

The average amplitude of diurnal and semi-diurnal anisotropy is found to be larger than normal one during the initial phase of the stream while it is smaller as compared to the normal one during the decreasing phase of the stream and phase is observed to remain almost constant [34], which means that the diurnal as well as semi-diurnal variation of galactic cosmic ray intensity may be influenced by solar polar coronal holes. The changes were observed as well in the amplitude and phase during the high-speed solar wind streams (HSSWS) coming from coronal holes [31, 14]. The

diurnal variation might be influenced by the polarity of the magnetic field [35], so that the largest diurnal variation is observed during the days when the daily average magnetic field is directed outward from the Sun.

The amplitude of the diurnal anisotropy is observed to be significantly large during three types of clouds [19], in comparison with the amplitude observed in geomagnetically quiet days [44]. The phase has also been observed to shift to earlier hours during these clouds in comparison to the phase in geomagnetically quiet days (QD). The behaviour of semi-diurnal anisotropy on LAE was studied by Jadhav et al. [15] on the basis of comparison of the average semi-diurnal amplitude for each event with 27-day or annual average semi-diurnal amplitude. They observed no significant difference between the two wave trains. The semi-diurnal amplitude is observed to be normal, which indicates that the diurnal and semi-diurnal anisotropies of daily variation are not related to each other for these LAE cases.

An attempt was made in this work to investigate a probable reason for the occurrence of these types of unusual events in CR intensity observed over the period from 1981 to 1994.

#### DATA ANALYSIS

The pressure corrected data from the Deep River neutron monitor NM (cut off rigidity = 1.02 GV, latitude =  $46.1^{\circ}$  N, longitude =  $282.5^{\circ}$  E, altitude = 145 m) were subjected to the Fourier analysis for the period of 1981 to 1994 after applying the trend correction to have the amplitude (%) and phase (Hr) of the diurnal and semi-diurnal anisotropies of cosmic ray intensity for unusually low-amplitude events. The amplitude of the diurnal anisotropy on an annual average basis is found to be 0.4 %, which has been taken as reference line in order to select low-amplitude events.

The days having abnormally low amplitude for a successive number of five or more days were selected as low-amplitude anisotropic wave train events and having abnormally high amplitude for a successive number of five or more days were selected as high-amplitude anisotropic wave train events. The anisotropic wave train events are identified using the hourly plots of cosmic ray

intensity recorded at the ground-based neutron monitoring station and 28 unusually low-amplitude wave train events and 37 high-amplitude anisotropic wave train events were selected during the period 1981–1994. Further, various features observed over the solar disk during the periods of events were studied as well.

Daily variation, sometimes the variation in cosmic ray intensity is not strictly periodic. Therefore it is required to subject the pressure corrected data to trend correction before analyzing the data for getting the harmonics of cosmic ray anisotropy using the Fourier technique. Thus if the number to be analyzed represents bihourly (or hourly) means of cosmic ray intensity, the mean for hour  $t_0$  ( $0^{\text{th}}$  hour) will not, in general, be the same as the mean for hour  $t_{24}$  (or  $24^{\text{th}}$  hour). This difference, on account of secular changes, in practice is allowed for by applying the correction known as trend correction, to each of the terms.

If  $y_0$  is the value of the ordinate at  $x = 0$  (0 hour) and  $y_{12}$  is the value of the ordinate at  $x = 2\pi$  (24 hour) the trend corrected value for any hour is given by the equation:

$$\bar{y}_k = y_k - (\pm\delta_y k)/12,$$

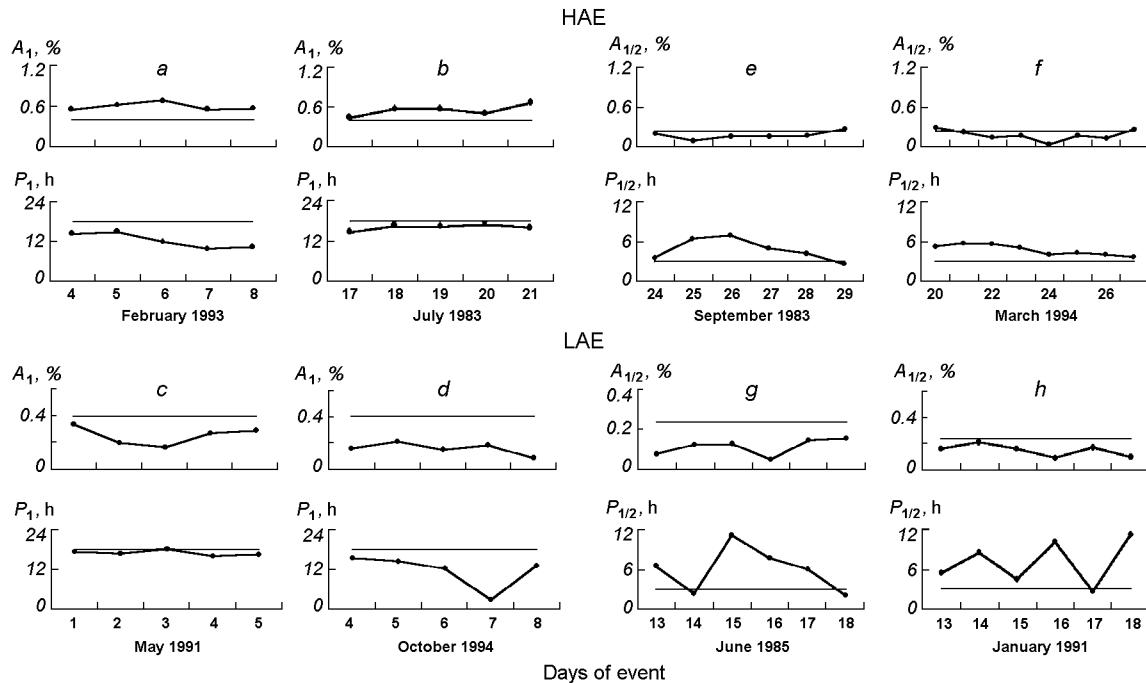


Fig. 1. Amplitude and phase of the diurnal ( $A_1$ ,  $P_1$ ) and semi-diurnal ( $A_{1/2}$ ,  $P_{1/2}$ ) anisotropy for HAE and LAE for severe periods

where  $k = 0, 1, 2, \dots$ ,  $y_k$  is uncorrected value, and  $\pm\delta_y$  denotes secular changes, i.e.,  $\pm\delta_y = y_{12} - y_0$ .

## RESULTS AND DISCUSSION

Fig. 1, *a*, *b* gives the amplitude (%) and phase (hr) of diurnal anisotropy for high amplitude event at ground in local time (LT). It is quite apparent from Fig. 1, *a* that the diurnal amplitude is observed to remain significantly high and statistically, whereas the phase is found to shift towards earlier hours throughout the event. During these events a negative magnetic cloud without shock has been noticed on 25 September at 03 UT. Principal magnetic storms (PMS) on 7 February 1993 at 05 UT and on 8 February 1993 at 19 UT were observed during these events. However, for the HAE as depicted in Fig. 1, *b* the amplitude is observed to remain high and statistically constant, whereas the phase of diurnal anisotropy significantly remains in the co-rotational direction during the entire event. These results are in partial agreement with the earlier findings [20, 22] where it is noticed that in space the phase shifted towards later hours for some of the HAE, whereas it

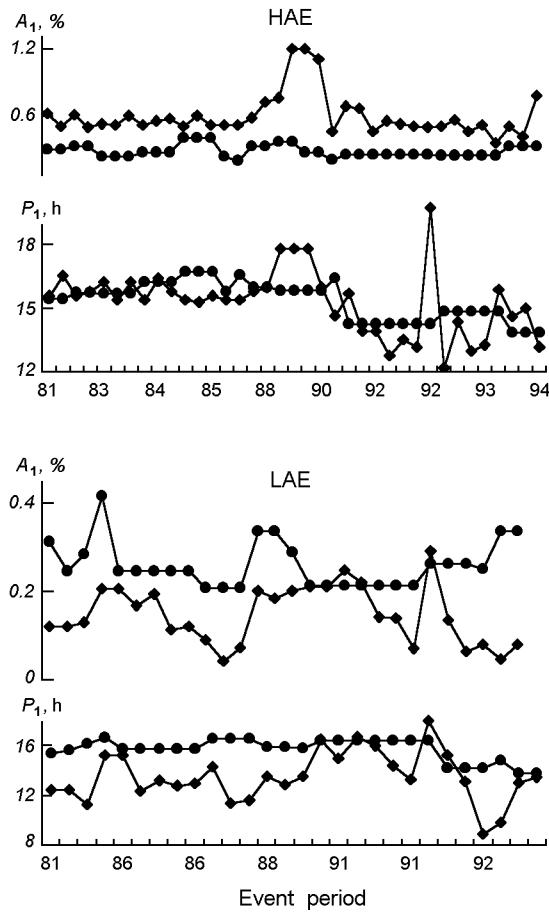


Fig. 2. Amplitude and phase of the diurnal anisotropy for each HAE and LAE (diamonds) along with quiet day annual average values (dots) during 1981–1994

remains in the 18 hr direction for the majority of the HAE events during the period 1981–1990. Principal magnetic storm on 8 September 1981 at 2141 was observed during these events.

Fig. 1, c, d gives the amplitude (%) and phase (hr) of diurnal anisotropy for one of the low-amplitude events at ground in local time (LT). As depicted in Fig. 1, c, the diurnal amplitude for low-amplitude events remains significantly low and constant, whereas the phase is consistently found to remain in co-rotational direction for the majority of the days of event. Two PMS, on 1 May 1991 at 01 UT and 2 May 1991 at 02 UT, were observed during these events. However, for the LAE plotted in Fig. 1, d, the diurnal amplitude significantly remains low and constant, whereas

the time of maximum is found to shift towards earlier hours for the majority of the days of event. This is in good agreement with the earlier findings [21, 22] in space for LAE. A positive magnetic cloud without shock occurred on 20 April 1981 at 23 UT during these events. Five PMS, on 18 October 1992 at 12 UT, 19 October 1992 at 22 UT, 5 October 1994 at 08 UT, 6 October 1994 at 17 UT and 7 October 1994 at 13 UT, were observed. SSC has not been observed during these events.

Fig. 1, e–h gives the amplitude (%) and phase (hr) of semi-diurnal anisotropy for HAE/LAE at ground in LT. As depicted in Fig. 1, e, f, the amplitude of the semi-diurnal anisotropy for each HAE remains statistically the same, whereas the phase shifted to later hours throughout the period. Similar trends were also reported for the period 1981–1990 in space [20, 22]. Three PMS, on 20 March 1994 at 16 UT, 21 March 1994 at 02 55 UT and 25 March 1994 at 15 17 UT were observed during these events. The amplitude of the semi-diurnal anisotropy as shown in Fig. 1, g, h for LAE is observed to remain statistically the same for each event, whereas the time of maximum is found to shift to later hours. Similar trends were observed by Jadhav et al. [15] for the period 1966–1973 and Kumar and Chauhan [21] and Kumar et al. [22] in space for the period 1981–1990. A PMS on 21 December 1993 at 01 UT was observed during the event. We have rigorously studied all the HAE/LAE events during the period and noticed the same trends which were presented here for few events.

Fig. 2 illustrates the amplitude and phase of the diurnal anisotropy along with quiet days annual average values for all the HAE/LAE. It is observed that the amplitude of the diurnal anisotropy for the majority of the high-amplitude events is significantly larger than the quite day annual average values throughout the period and the phase of the diurnal anisotropy was shifted to earlier hours as compared to the quiet day annual average values for the majority of the events. This is in good agreement, for the amplitude but not for the phase, with earlier results [22] where the investigators noticed that diurnal amplitude remains significantly large but the diurnal time of maximum shifts towards later hours as compared to the quiet day annual average values in space for HAE.

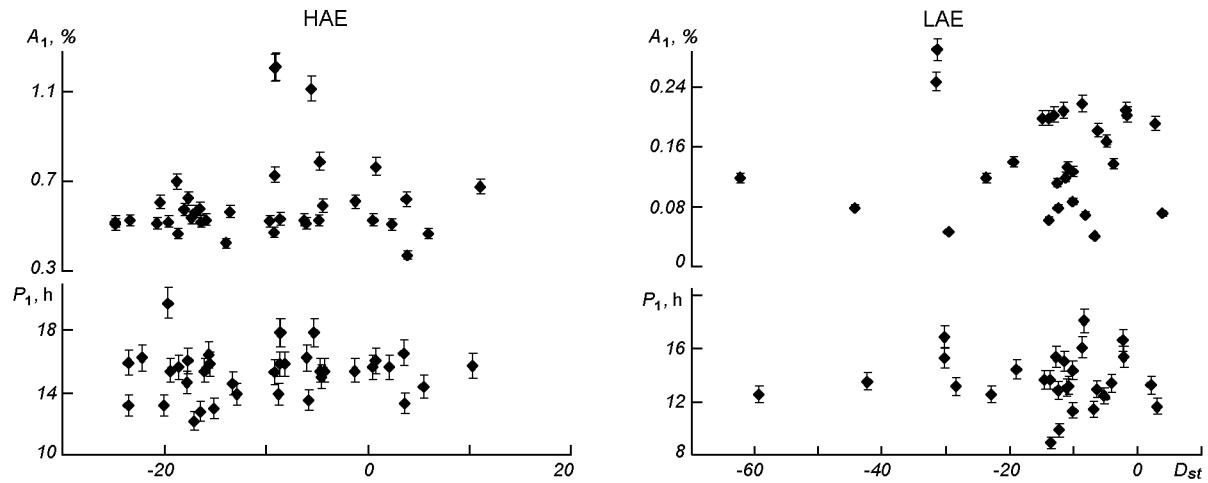


Fig. 3. Amplitude  $A_1$  and phase  $P_1$  of the diurnal anisotropy for each HAE and LAE along with the variation in associated value of  $D_{st}$ -index

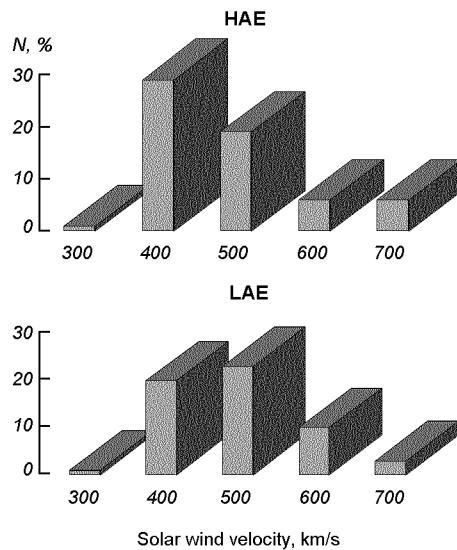


Fig. 4. Frequency histogram of solar wind velocity for all HAE and LAE during 1981–1994

However, the amplitude of the diurnal anisotropy for the majority of the LAE events as shown in Fig. 2 attains significantly lower values as compared to the quiet day annual average amplitude throughout the period and the phase of the diurnal anisotropy has a tendency to shift towards earlier hours as compared to the quiet day annual average value for the majority of the LAEs confirming the

earlier trends noticed by Kumar and Chauhan [21] and Kumar et al. [22] in space for the period from 1981 to 1990.

For individual HAE/LAE cases, the interplanetary magnetic field (IMF) and solar wind parameter (SWP) were studied as well. Fig. 3 gives the amplitude and time of maximum of the diurnal anisotropy for each HAE/LAE case along with the variation in the associated values of disturbance storm time index ( $D_{st}$ ) and statistical error bars. The amplitude of diurnal anisotropy as shown in Fig. 3 (HAE) is found to be statistically constant for both positive and negative values of  $D_{st}$  index for the majority of the events. The amplitude of diurnal anisotropy for both polarities is higher ( $\geq 0.5\%$ ) and phase shifts towards earlier hours as compared to the co-rotational values (18 hr) for the majority of the HAE. It is also noteworthy that the majority of the HAE events (30) occurred when the  $D_{st}$  index remained negative only. Thus we can say that the occurrence of HAE events is dominant for negative polarity of  $D_{st}$  index. It is noticed that for positive or away polarity of IMF, the amplitude is high and phase shifts to early hours; whereas, for negative or towards polarity of IMF the amplitude is lower and phase shifts to early hours as compared to co-rotational value during 1967–1968 [10, 17]. An enhanced mean amplitude of diurnal anisotropy correlates with positively directed sectors while the amplitude of the diurnal anisotropy seems to decrease during

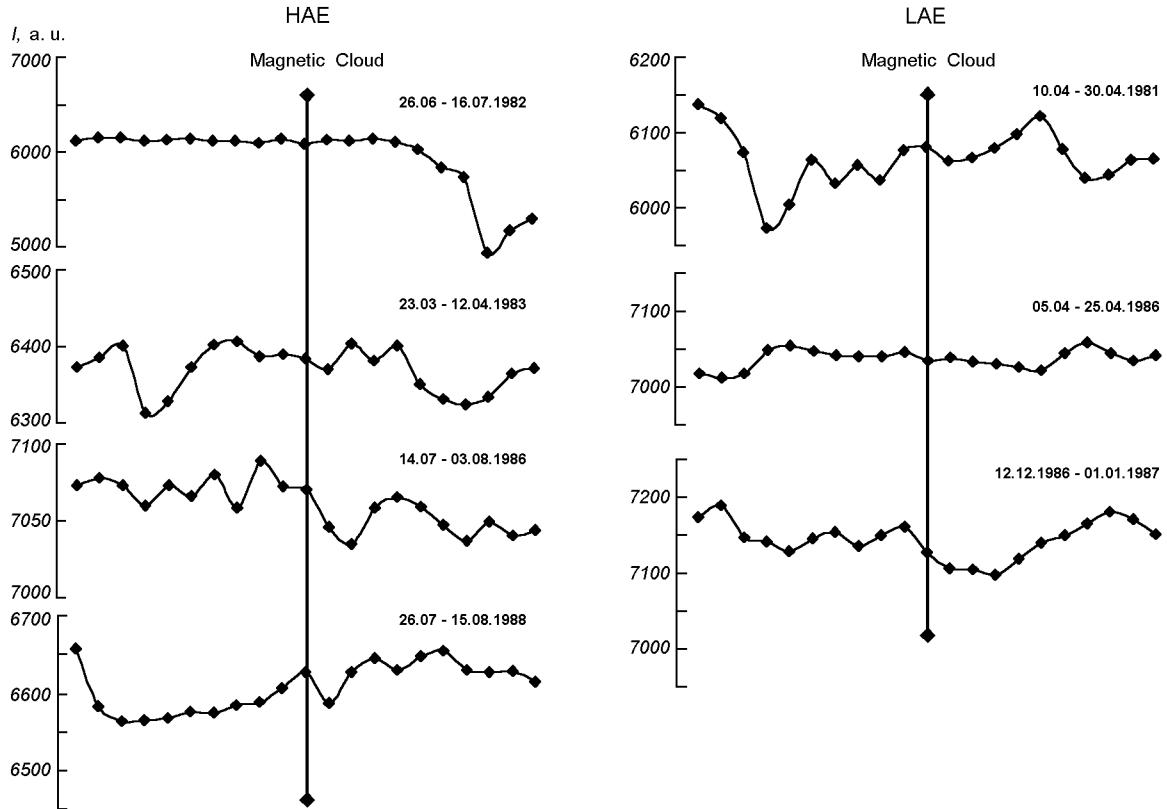


Fig. 5. Variations of cosmic ray intensity during HAE and LAE on the onset of interplanetary magnetic cloud events

sector boundaries [28]. Further for LAE events the amplitude of the diurnal anisotropy has no significant correlation with  $D_{st}$  index due to large scattering of points. The amplitude remains significantly low ( $\sim 0.2\%$ ) for the majority of the LAE events. The time of maximum of the diurnal anisotropy is significantly found to remain in a direction earlier than co-rotational direction (18 hr) for the majority of the HAE except for one event where it remains in co-rotational direction. It is also noteworthy that the majority of the LAE events (26) occurred when the  $D_{st}$  index remained negative only. Thus we can say that the occurrence of LAE events is dominant for negative polarity of the  $D_{st}$  index. Hashim and Bercovitch [10] as well as Kananen et al. [17] reported that for the period 1967–1968, i.e., for positive or away polarity of IMF, the amplitude is high and phase shifts to early hours; whereas, for negative or towards polarity of IMF the amplitude is lower and phase

shifts to early hours as compared to co-rotational value.

Fig. 4 illustrates the frequency histogram of solar wind velocity for each HAE/LAE. It is observable from these plots that the majority of the HAE/LAE events occurred when the solar wind velocity lay in the interval from 400 to 500 km/s, i.e., was nearly average. Usually, the velocity of high-speed solar wind streams is 700 km/s [31]. Therefore, one can infer from these figures that HAE/LAE events are not caused either by the HSSWS or by the sources on the Sun responsible for producing the HSSWS such as polar coronal holes (PCH) etc. Thus, we may conclude that the HSSWS do not play an important role in the occurrence of the HAE/LAE, which is consistent with earlier findings [31] and inconsistent with the results obtained before that the solar diurnal amplitude is enhanced during the HSSWS coming from coronal holes [13, 7]. Ahluwalia and Riker

[2] found that the annual mean amplitude appears to have large values during the epoch of HSSWS. The amplitude of the diurnal anisotropy in free space is found to enhance by 0.15 % along 17–18 hr LT in HSSWS while it is diminished by 0.1 % along 17–18 hr LT, in low-speed solar wind streams [32]. Further, for HAE/LAE the second peak shown in the figures, where SWV lies in the range of 450–500 km/s, is attributed to the days when the polarity of IMF is not very well defined, i.e., they are either positive or negative or mixed polarity days. According to Ahluwalia and Riker [1], there is no relation between solar wind speed and diurnal variation in high rigidity region. The modulation of solar diurnal anisotropy is weakly or less dependent on the solar wind velocity [31]. No significant difference was found between the variation of diurnal vectors in the high-speed days and in the days when the speed is normal.

The existence of interplanetary shock associated with magnetic clouds [6, 19] provided a new tool for the investigation of the physical process responsible for cosmic ray decreases. Many investigators [3, 4, 45], using the superposed epoch analysis technique for a number of events, demonstrated that the decreases are essentially produced by the turbulent sheath between the interplanetary shock and magnetic cloud. Sanderson et al. [39, 40], using the magnetic cloud data of Marsden et al. [23], showed clearly that magnetic clouds also produce cosmic ray decreases. They suggested that post-shock regions, tangential discontinuities and magnetic clouds are equally effective in producing cosmic ray decreases. Kahler and Reames [16], considering magnetic fields of different topology, suggested that the cosmic ray decreases could be produced by the passage of magnetic clouds with open field-line configuration as well. Using the methodology of Zhang and Burlaga [45] we identified some positive and negative magnetic clouds during these LAE/HAE events. The magnetic clouds were divided into two categories, namely, those associated with shocks and those not associated with shocks. During these LAE/HAE events few interplanetary magnetic clouds [40] were identified during the period 1981–1994. Some of them are negative clouds without shock and other are positive clouds with and without shock.

Fig. 5 give the cosmic ray intensity during these LAE/HAE events, during the arrival of cloud and preceding/succeeding period of the cloud. One can clearly see, that during HAE the cosmic ray intensity is found to remain constant (from 26 June to 16 July 1982) before and after the onset of the magnetic cloud. After few days of the magnetic cloud event the intensity decreases sharply. In the same figure (from 23 March to 12 April 1983), the cosmic ray intensity is found to increase gradually seven days prior to the magnetic cloud event and after the onset of the event it decreases gradually with some deviations. Significant deviations are observed in the cosmic ray intensity (from 14 July to 3 August 1986) before and after the onset of the magnetic cloud. As seen in the low panel of Fig. 5, the intensity increases sharply eight days prior to the magnetic cloud event and one day after the onset of the event it increases gradually with some deviations. Thus we can see that the cosmic ray intensity has significant deviations on the onset of magnetic cloud events during HAE.

As depicted in Fig. 5, for LAE events the cosmic ray intensity (from 10 to 30 April) increases gradually with some depressions seven days prior to the magnetic cloud event and after the onset of the event it increases gradually for five days; then it decreases sharply. As seen in the middle panel of the figure, (from 5 to 25 April 1986) the intensity seems to remain constant before and after few days of the magnetic cloud event. However it shows some deviations beyond these days. The intensity (from 12 December 1986 to 1 January 1987) decreases nine days prior to and three days after the magnetic cloud onset then it decreases sharply, as one can see in the low panel of Fig. 5. Thus we observed that significant deviations are also seen in the cosmic ray intensity during the passage of interplanetary magnetic clouds for LAE events.

Our findings are in good agreement with earlier ones reported by Yadav et al. [44]. These observations suggest that the cosmic ray decrease is essentially triggered by the passage of a magnetic cloud. Our observations agree with the observations of Sanderson et al. [39, 40] as well as of Kahler and Reames [16] that the magnetic clouds are also effective in producing cosmic ray decreases. Interplanetary disturbance (a magnetic

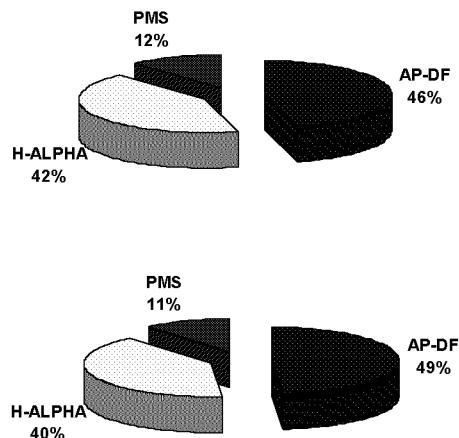


Fig. 6. Number of days (%) of HAE and LAE associated with  $H_{\alpha}$  solar flares and/or AP-DF and/or PMS

cloud) is found to be a responsible factor in producing the decrease in cosmic ray intensity on short-term basis [18].

The number of days associated with  $H_{\alpha}$  solar flare and/or active prominences-disappearing filaments (AP-DF) and/or principal magnetic storms (PMS) is plotted in Fig. 6, so as to make an attempt to investigate the probable source(s) of HAE/LAE in terms of various solar features observed over the solar disk during the period of occurrence of each HAE/LAE event. One can see from these plots that the majority of the days of HAE/LAE are associated with  $H_{\alpha}$  solar flares or AP-DF. It is to be further noted that these trains of days of HAE/LAE are not associated with either any Forbush decrease or geomagnetic storm. Thus, the absence of geomagnetic disturbances during the days of HAE/LAE that we have examined shows that the Earth has not encountered the interplanetary transients caused by the various identified solar sources.

## CONCLUSION

The following conclusions can be made on the basis of our findings.

- The results clearly indicate that the amplitude persists continually high/low for at least five or more days and the phase of the diurnal

anisotropy remains in the co-rotational direction for the majority of the HAE/LAE. However, it shifts towards earlier hours for some of the HAE/LAE cases. This indicates that the sources responsible for HAE/LAE may be not the same.

- The amplitude of semi-diurnal anisotropy remains statistically invariant, whereas time of maximum (phase) shifted to later hours for both types of events.
- The amplitude of diurnal anisotropy remains significantly high for HAE and low for LAE, whereas the time of maximum shifts towards earlier hours for both type of events as compared to the quite day annual average values.
- The occurrence of HAE/LAE is dominant when solar wind velocity is average or moderate, which shows that these events are not caused by high-speed solar wind streams.
- The majority of the HAE/LAE events occurred when the disturbance storm time index  $D_{st}$  remained negative only.
- Significant deviations are seen in the cosmic ray intensity during the passage of interplanetary magnetic clouds for both HAE and LAE events. The magnetic clouds are also effective in causing cosmic ray decreases.
- Multiple solar features were observed over the solar disk for the majority of the cases during the period of study.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are indebted to various experimental groups, in particular, Prof. Margret D. Wilson, Prof. K. Nagashima, Miss Aoi Inoue and Prof. J. H. King for providing the data.

## REFERENCES

1. Ahluwalia H. S., Riker J. F. Secular changes in the upper cut-off rigidity of the solar diurnal anisotropy of cosmic rays // Planet. and Space Sci.—1987.—35.—P. 39.
2. Ahluwalia H. S., Riker J. F. Solar wind velocity and daily variation of cosmic rays // 19<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — La Jolla, 1985.—Vol. 5.—P. 115.
3. Badruddin B., Venkatesan D., Zhu B. Y. Study and effect of magnetic clouds on the transient modulation of cosmic-ray intensity // Solar Phys.—1991.—134.—P. 203.
4. Badruddin B., Yadav R. S., Yadav N. R. Influence of magnetic clouds on cosmic ray intensity variation // Solar

- Phys.—1986.—**105**.—P. 413.
5. Balasubrahmanyam V. K. Solar Activity and the 11-Year Modulation of Cosmic Rays // Solar Phys.—1969.—7.—P. 39.
  6. Burlaga L. F., Sittler E., Mariani F., Schwenn R. Magnetic loop behind an interplanetary shock — Voyager, Helios, and IMP 8 observations // J. Geophys. Res.—1981.—**86**.—P. 6673.
  7. Dorman L. I., Kaminer N. S., Kuzmicheva A. E., Mymrina N. V. Effects of high-velocity solar-wind streams in cosmic rays during May 14—25, 1973 // Geomag. Aeronomy.—1984.—**24**.—P. 491.
  8. Forbush S. E. Cosmic-Ray Intensity Variations during Two Solar Cycles // J. Geophys. Res.—1958.—**63**.—P. 651.
  9. Forman M. A., Glesson L. J. Cosmic-ray streaming and anisotropies // Astrophys. and Space Sci.—1975.—**32**.—P. 77.
  10. Hashim A., Bercovitch M. A cosmic ray density gradient perpendicular to the ecliptic plane // Planet. and Space Sci.—1972.—**20**.—P. 791.
  11. Hashim A., Thambyahpillai T. Large amplitude wave trains in the cosmic ray intensity // Planet. and Space Sci.—1969.—**17**.—P. 1879.
  12. Hatton C. J. Solar flares and the cosmic ray intensity // Solar Phys.—1980.—**66**.—P. 159.
  13. Iucci N., Parisi M., Storini M., Villoressi G. The behavior of the cosmic-ray equatorial anisotropy inside fast solar-wind streams ejected by coronal holes // Il Nuovo Cimento.—1983.—**6C**.—P. 145.
  14. Iucci N., Parisi M., Storini M., Villoressi G. Cosmic-Ray Anisotropy during High-Speed Streams Coming from Coronal Holes // 17<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Paris, 1981.—Vol. 10.—P. 238.
  15. Jadhav D. K., Shrivastava M., Tiwari A. K., Shrivastava P. K. Study of semi-diurnal variation of cosmic rays during days of high amplitude wave trains // 18<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Bangalore, 1983.—Vol. 3.—P. 337.
  16. Kahler S. W., Reames D. V. Probing the magnetic topologies of magnetic clouds by means of solar energetic particles // J. Geophys. Res.—1991.—**96**.—P. 9419.
  17. Kananen H., Komori H., Tanskanen P., Oksman J. Relation Between Cosmic-Ray Anisotropy and Sector Structure // 17<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Paris, 1981.—Vol. 10.—P. 190.
  18. Kaushik S. C., Shrivastava P. K. Effects of interplanetary transient disturbances on cosmic ray intensity in relation with solar wind plasma parameters // Bull. Astron. Soc. India.—1999.—**27**.—P. 85.
  19. Klien L. W., Burlaga L. F. Interplanetary magnetic clouds at 1 AU // J. Geophys. Res.—1982.—**87**.—P. 613.
  20. Kumar S., Chauhan M. L. Unusually low amplitude anisotropic wave train events in cosmic ray intensity // Indian J. Radio and Space Phys.—1996.—**25**.—P. 106.
  21. Kumar S., Chauhan M. L. High amplitude anisotropic wave train events in cosmic ray intensity // Indian J. Radio and Space Phys.—1996.—**25**.—P. 232.
  22. Kumar S., Chauhan M. L., Dubey S. K. Effect of Interplanetary Turbulences Causing High/low Amplitude Anisotropic Wave Trains in CR Intensity // Solar Phys.—1997.—**176**.—P. 403.
  23. Marsden R. G., Sanderson T. R., Tranquille C., et al. ISEE 3 observations of low-energy proton bidirectional events and their relation to isolated interplanetary magnetic structures // J. Geophys. Res.—1987.—**92**.—P. 11009.
  24. Mavromichalaki H. // Astrophys. and Space Sci.—1979.—**80**.—P. 59.
  25. Mavromichalaki H. Application of diffusion-convection model to diurnal anisotropy data // Earth, Moon and Planets.—1989.—**47**.—P. 61.
  26. Mavromichalaki H. Large amplitude wave-trains of cosmic-ray intensity // Astrophys. and Space Sci.—1980.—**71**.—P. 101.
  27. Mavromichalaki H. The large amplitude event observed over the period 22 May to 4 June, 1973 // Astrophys. and Space Sci.—1980.—**68**.—P. 137.
  28. Mavromichalaki H. The Relation of the Diurnal Variation to the Solar Rotation and to the Interplanetary Sector Boundaries // 17<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Paris, 1981.—Vol. 10.—P. 183.
  29. Mavromichalaki H., Petropoulos B. Time-lag of cosmic-ray intensity // Astrophys. and Space Sci.—1984.—**106**.—P. 61.
  30. Moraal H. Observations of the eleven-year cosmic-ray modulation cycle // Space Sci. Rev.—1976.—**19**.—P. 845.
  31. Munakata Y., Mori S., Ryu J. Y., et al. High-Speed Solar Wind Stream and Modulation of Cosmic Ray Anisotropy // 20<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Moscow, 1987.—Vol. 4.—P. 39.
  32. Munakata Y., Mori S., Venkatesan D. Rigidity Dependence of Solar Diurnal Anisotropy Related to High Speed Solar Wind Stream // 21<sup>st</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Adelaide, 1990.—Vol. 6.—P. 341.
  33. Nagashima K., Morishita I. Long term modulation of cosmic rays and inferable electromagnetic state in solar modulating region // Planet. and Space Sci.—1980.—**28**.—P. 177.
  34. Nagashima K., Morishita I. Twenty-two year modulation of cosmic rays associated with polarity reversals of polar magnetic field of the Sun // Planet. and Space Sci.—1980.—**28**.—P. 195.
  35. Parker E. N. The Magnetic Field of the Galaxy // 22<sup>nd</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Ireland, 1991.—Vol. 5.—P. 35.
  36. Pomerantz M. A., Duggal S. P. The Sun and Cosmic Rays // Rev. Geophys. Space Phys.—1974.—**12**.—P. 343.
  37. Rao U. R. Solar Modulation of Galactic Cosmic Radiation // Space Sci. Rev.—1972.—**12**.—P. 719.
  38. Rao U. R., Ananth A. G., Agrawal S. P. Characteristics of quiet as well as enhanced diurnal anisotropy of cosmic radiation // Planet. and Space Sci.—1972.—**20**.—P. 1799.
  39. Sanderson T. R., Beeck J., Marsden R. G., et al. // 21<sup>st</sup> Int. Cosmic ray Conf. — Adelaide, 1990.—Vol. 6.—P. 251.
  40. Sanderson T. R., Beeck J., Marsden R. G., et al. // 21<sup>st</sup> Int. Cosmic ray Conf. — Adelaide, 1990.—Vol. 6.—P. 255.
  41. Venkatesan D., Badruddin B. Cosmic-ray intensity variations in the 3-dimensional heliosphere // Space Sci. Rev.—1990.—**52**.—P. 121.
  42. Xanthakis J. // Physics of the Solar Corona / Ed. by C. Macris. — Dordrecht: Reidel.—1971.
  43. Xanthakis J., Mavromichalaki H., Petropoulos B. Cosmic-ray intensity related to solar and terrestrial activity indices in solar cycle No. 20 // Astrophys. and Space Sci.—

- 1981.—74.—P. 303.
44. Yadav R. S., Yadav N. R., Badruddin B. Diurnal anisotropy of cosmic ray intensity during interplanetary magnetic clouds at 1 AU // 20<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. — Moscow, 1987.—Vol. 4.—P. 83.
45. Zhang G., Burlaga L. F. Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases // J. Geophys. Res.—1988.—93.—P. 2511.

### МОДУЛЯЦІЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ, А ТАКОЖ СОНЯЧНИХ І ГЕЛІОСФЕРНИХ АНОМАЛІЙ

*Rajesh K. Mishra, Rekha Agarwal Mishra*

Проведено Фур'є-аналіз даних про інтенсивність космічних променів, які були отримані з використанням наземного нейтронного монітора в Діп-Рівер, а також даних щодо параметрів міжпланетного магнітного поля й плазми сонячного вітру, здобуті протягом 1981—1994 рр. Багато днів, для послідовності яких з п'яти чи більше днів характерні ненормально високі чи низькі амплітуди, як порівняти із середньомісячною амплітудою добової анізотропії, були вибрані як

явища високо- чи низькоамплітудних анізотропічних хвильових пакетів. Наші результати чітко вказують на те, що момент максимуму добової варіації залишається, головним чином, у 18-годинному напрямку для більшості подій високо- чи низькоамплітудних анізотропічних хвильових пакетів. Фаза підвищеної добової анізотропії показує добре помітний систематичний зсув у бік пізніших годин, як порівняти з коротаційним напрямком, для деяких із подій високоамплітудних анізотропічних хвильових пакетів, а для деяких подій низькоамплітудних анізотропічних хвильових пакетів для неї характерний значний систематичний зсув у бік більш ранніх годин у порівнянні з коротаційним напрямком. Більша частина із розглянутих подій високо- чи низькоамплітудних анізотропічних хвильових пакетів відбулася тоді, коли часовий індекс збурювального штурму  $D_{st}$  залишався тільки негативним. Спостерігалися істотні відхилення в інтенсивності космічних променів під час проходження міжпланетних магнітних хмар для подій як високо-, так і низькоамплітудних анізотропічних хвильових пакетів. Високошвидкісні потоки сонячного вітру не відіграють суттєвої ролі у виникненні подій таких типів. Міжпланетні збурення (магнітні хмари) відіграють певну роль у зменшенні інтенсивності космічних променів. Запропоновано джерело описаних незвичайних анізотропічних хвильових пакетів у космічних променях.

## НАШІ АВТОРИ

---

**БАНДЕЛЬ** Ксенія Анатоліївна — інженер Інституту технічної механіки Національної академії наук України і Національного космічного агентства України.

Напрям науки — механіка рідини, газу та плазми.

**БУРМАКА** Віктор Петрович — молодший науковий співробітник Інституту іоносфери Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України.

Напрям науки — некогерентне розсіяння радіохвиль, хвильові процеси в іоносфері.

**ГАРМАШ** Костянтин Петрович — старший науковий співробітник кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — космічна радіофізика, фізика та засоби дистанційного зондування геокосмосу.

**ГОКОВ** Олександр Михайлович — старший науковий співробітник кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — радіофізичні дослідження нижньої іоносфери, фізика атмосфери і нижньої іоносфери, космічна погода.

**ДЖУР** Євген Олексійович — завідувач кафедри технології виробництва літальних апаратів фізико-технічного факультету Дніпропетровського національного університету, професор, доктор технічних наук.

Напрям науки — дослідження зварювання різнопідвидів матеріалів, технологія виробництва літальних апаратів, матеріалознавство.

**ДРАНОВСЬКИЙ** Володимир Йосипович — Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, член-кореспондент Національної академії наук України, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — розробка і створення космічних апаратів, комплексів та систем дистанційного зондування Землі.

**ЄМЕЛЬЯНОВ** Олег Львович — провідний інженер Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля.

Напрям науки — створення та оптимізація параметрів оптико-електронних і радіофізичних систем ДЗЗ космічного базування.

**ЄМЕЦЬ** Віталій Володимирович — доцент кафедри технології виробництва літальних апаратів фізико-технічного факультету Дніпропетровського національного університету, кандидат технічних наук.

Напрям науки — експериментальні дослідження моделей рідинних ракетних двигунів, адаптивних і кріогенних магнітопорошкових герметизаторів, дослідження палив, агрегатів живлення, застосування спалимих ракетних блоків.

**ЄФІМОВ** Валентин Борисович — завідувач відділу Центру радіофізичного зондування Землі Національної академії наук та Національного космічного агентства України ім. А. І. Калмікова, кандидат фізико-математичних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — розсіяння радіохвиль поверхнями, розробка і створення радіофізичних систем дистанційного зондування морських акваторій.

**ЗАСУХА** Сергій Олексійович — начальник управління Національного космічного агентства України.

Напрям науки — ракетно-космічна техніка.

**КАВЕЛІН Сергій Сергійович** — заступник начальника КБ Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — проектування і розробка космічних апаратів, комплексів та систем дистанційного зондування морських акваторій.

**КАРАЧУН Володимир Володимирович** — завідувач кафедри технічної механіки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», доктор технічних наук, професор, академік Аерокосмічної академії України.

Напрям науки — динаміка бортової апаратури носіїв.

**КАЮК Яків Федорович** — провідний науковий співробітник Інституту механіки ім. С. П. Тимошенка Національної академії наук України.

Напрям науки — механіка твердого та деформованого тіла, теоретична механіка.

**КОМЯК Володимир Олександрович** — старший науковий співробітник Інституту радіоелектроніки Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — розробка і створення радіофізичних і оптико-електронних систем дистанційного зондування морських акваторій.

**КОРОТАЄВ Геннадій Костянтинович** — заступник директора Морського гідрофізичного Інституту Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук, професор, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — динаміка океанічних і морських процесів, оперативна супутникова океанологія, системи оперативного моніторингу морських акваторій.

**КОСТРІЦИН Олег Юрійович** — старший науковий співробітник лабораторії гідродинаміки фізико-технічного факультету Дніпропетровського національного університету.

Напрям науки — експериментальні дослідження гідродинамічних процесів у паливних баках космічних літальних апаратів, використання баків ракет-носіїв як пального.

**КОЧУБЕЙ Галина Сергіївна** — науковий співробітник відділу механіки іонізованих середовищ Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України.

Напрям науки — механіка рідини, газу та плазми.

**КУРЕКІН Олександр Сергійович** — старший науковий співробітник Інституту радіоелектроніки Національної академії наук України, кандидат технічних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — розсіяння радіохвиль поверхнями, розробка і створення радіофізичних систем дистанційного зондування морських акваторій.

**ЛЕУС Станіслав Григорович** — науковий співробітник кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України.

Напрям науки — космічна радіофізика, засоби дистанційного зондування геокосмосу.

**ЛИСЕНКО Валерій Миколайович** — заступник директора з наукової роботи Інституту іоносфери Національної академії наук та Міністерства освіти і науки України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — обробка випадкових сигналів, теплові процеси в іоносфері.

**ЛУДАНОВ Костянтин Іванович** — науковий співробітник Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України.

Напрям науки — теплофізика та геліотехніка.

**ЛЯШЕНКО Михайло Володимирович** — науковий співробітник Інституту іоносфери Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України.

Напрям науки — сонячно-земна фізика, геофізика, іоносферне моделювання.

**МАСЛЯНИЙ** Микола Віталійович — завідувач науково-дослідної фізико-технічної лабораторії кафедри двигунобудування фізико-технічного факультету Дніпропетровського національного університету, кандидат технічних наук.

Напрям науки — прискорювачі іонів, електро-реактивні двигуни, модифікація поверхні металевих виробів.

**МЕЛЬНИК** Вікторія Миколаївна — доцент Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», кандидат технічних наук.

Напрям науки — динаміка механічних систем носіїв.

**МІНТЕЄВ** Григорій Васильович — інженер кафедри технології виробництва літальних апаратів фізико-технічного факультету Дніпропетровського національного університету.

Напрям науки — виробництво літальних апаратів, металоробні верстати, матеріалознавство.

**МІШРА** Раджеш Кумар — Інститут досліджень тропічних лісів, Джабалпур, Індія.

**МІШРА** Реха Агарвал — Урядовий автономний коледж наукового моделювання, Джабалпур, Індія.

**ПІЧУГІН** Олександр Петрович — старший науковий співробітник Наукового центру оперативного моніторингу Землі, кандидат фізико-математичних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — запровадження космічних методів, засобів і технологій у різних областях науки і техніки.

**ПОТАПОВИЧ** Лариса Петрівна — начальник групи Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля.

Напрям науки — космічні технології.

**ПОТАПОВ** Олександр Михайлович — начальник комплексу Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, кандидат технічних наук.

Напрям науки — космічне матеріалознавство.

**ПРИЙМАК** Анатолій Іванович — старший науковий співробітник Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — механіка рідини, газу та плазми.

**ПУСТОВОЙТЕНКО** Володимир Володимирович — провідний науковий співробітник Морського гідрофізичного Інституту Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — оперативна супутникова океанологія, системи оперативного моніторингу морських акваторій, радіофізичні засоби дистанційного зондування.

**САЛТИКОВ** Юрій Дмитрович — завідувач відділу Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — створення космічних апаратів, комплексів та систем дистанційного зондування, оптимізація параметрів оптико-електронних і радіофізичних систем ДЗЗ.

**САНІН** Федір Павлович — професор Дніпропетровського державного університету, доктор технічних наук. Лауреат Державної премії СРСР, премії імені М. К. Янгеля Національної академії наук України, Заслужений діяч науки і техніки України, нагороджений орденами і медалями.

Напрям науки — спеціальні захисні покриття в ядерній та ракетній техніці, теорія герметичності ракет та супутників, імітатори космічного простору та устаткування для дослідження матеріалів, неруйнівні методи контролю.

**СЕМЕНОВ** Лев Петрович — начальник відділу Національного космічного агентства України.

Напрям науки — космічні технології, космічне матеріалознавство.

**ТАРАН Віталій Іванович** — директор Інституту іоносфери Національної академії наук України та МОН України, доктор фізико-математичних наук, професор.

Напрям науки — метод некогерентного розсіювання, високопотенціальні радари некогерентного розсіювання, фізика іоносфери у збудженному стані.

**ТЕРЬОХІН Юрій Володимирович** — старший науковий співробітник Морського гідрофізичного Інституту Національної академії наук України, кандидат технічних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — оперативна супутникова океанологія, системи оперативного моніторингу морських акваторій, системи підсупутникового забезпечення.

**ТИХИЙ Віктор Григорович** — начальник відділу Державного конструкторського бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, кандидат технічних наук.

Напрям науки — космічне матеріалознавство.

**УШКАНОВ Віктор Миколайович** — інженер Південного машинобудівного заводу.

Напрям науки — фахівець з компресорного обладнання та газових систем.

**ЦІМБАЛ Валерій Миколайович** — директор Центру радіофізичного зондування Землі Національної академії наук та Національного космічного агентства України ім. А. І. Калмикова, кандидат технічних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — розсіяння радіохвиль поверхнями, розробка і створення радіофізичних систем дистанційного зондування морських акваторій.

**ЧОРНОГОР Леонід Феоктистович** — професор кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, доктор фізико-математичних наук, лауреат Державної премії УРСР.

Напрям науки — космічна радіофізика, фізика та екологія геокосмосу, космічна погода.

**ШАМОТА Марія Олександрівна** — студентка 5-го курсу радіофізичного факультету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України.

Напрям науки — космічна радіофізика, варіації геомагнітного поля.

**ШУВАЛОВ Валентин Олексійович** — завідувач відділу механіки іонізованих середовищ Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, доктор технічних наук, професор, лауреат Державної премії України, лауреат премії Національної академії наук України ім. М. К. Янгеля.

Напрям науки — плазмоелектродинаміка космічних апаратів, фізика плазми.

**ЯЦКІВ Ярослав Степанович** — директор Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, завідувач відділу космічної геодинаміки, академік НАН України, доктор фізико-математичних наук, засłużений діяч науки і техніки України, лауреат Державних премій СРСР та України.

Напрям науки — космічна геодинаміка та позатмосферна астрономія.

## АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК ДО ТОМУ 13 ЗА 2007 Р.

*Авдєєв В. В.* Маневр обходу небезпечної зони супутником з рушійною установкою малої тяги радіального напрямку // 2007.—13, № 3.—С. 27—30.

*Анфимов Н. А., Лук'яненко В. І., Суворов В. В., Цимбалиuk M. M.* Основные итоги завершенных работ по формированию и обеспечению реализации «Долгосрочной программы российско-украинских научных исследований и экспериментов на РС МКС» // 2007.—13, № 1.—С. 11—14.

*Артеменко О. А.* Вплив зміненої гравітації на проліферативну систему дводобових проростків гороху // 2007.—13, № 2.—С. 43—47.

*Бандель К. А.* — див. Шувалов В. А. (а)

*Барабанов Н. А.* — див. Безруких В. В.

*Бараненко В. В.* Активация пероксидного окисления липидов как один из механизмов перестроек в функционировании клеток и тканей растений в условиях микровагитации // 2007.—13, № 2.—С. 75—79.

*Безруких В. В., Котова Г. А., Веригин М. И., Шмілауер Я., Венедиктов Ю. И., Барабанов Н. А.* Температура холодных ионов в ночном секторе плазмосферы Земли // 2007.—13, № 1.—С. 71—78.

*Богом'я В. І.* — див. Загорулько А. Н.

*Бодня А. Л.* — див. Попов М. А.

*Борисова Т. А., Касаткина Л. А.* Тромбоциты как потенциальный периферический маркер для анализа функционирования высокоаффинных  $\text{Na}^+$ -зависимых транспортеров глутамата в нервных окончаниях головного мозга // 2007.—13, № 2.—С. 80—85.

*Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф.* Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений // 2007.—13, № 6.—С. 74—86.

*Венедиктов Ю. И.* — див. Безруких В. В.

*Веригин М. И.* — див. Безруких В. В.

*Видьмаченко А. П., Иванов Ю. С., Мороженко А. В., Неводовский Е. П., Синявский И. И., Сосонкин М. Г.* Спектрополяриметр наземного сопровождения космического эксперимента «Планетный мониторинг» // 2007.—13, № 1.—С. 63—70.

*Волох К. Ф.* — див. Капустин Е. И.

*Волох К. Ф.* — див. Кириллов А. И.

*Волошин В. І., Корчинський В. М.* Инвариантные информационные признаки классов объектов на многозональных космических снимках в задачах их идентификации // 2007.—13, № 2.—С. 3—7.

*Волошин В. І.* — див. Левенко А. С. (а)

*Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А.* Вариации геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам и полетам космических аппаратов // 2007.—13, № 6.—С. 87—98.

*Глемба В. Й.* — див. Крючков Є. І.

*Гоков А. М.* Особенности вариаций концентрации электронов в D-области ионосферы вблизи г. Харькова в

период магнитной бури в декабре 2006 г. // 2007.—13, № 6.—С. 57—73.

*Гонтаренко І. С.* — див. Смирнов С. А.

*Горностаев Г. Ф., Пасичний В. В., Ткаченко Г. В.* Методы контроля эксплуатационных характеристик теплозащиты волоконно-оптическими датчиками // 2007.—13, № 3.—С. 12—18.

*Григоренко Е. І., Емельянов Л. Я., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф.* Ионосферные процессы в течение сильнейшей геокосмической бури 7—10 ноября 2004 г. 1. Результаты наблюдений // 2007.—13, № 4.—С. 62—76. (а)

*Григоренко Е. І., Лысенко В. Н., Таран В. І., Черногор Л. Ф.* Анализ и классификация ионосферных бурь в средних широтах Европы. 1 // 2007.—13, № 5.—С. 58—76. (б)

*Григоренко Е. І., Лысенко В. Н., Таран В. І., Черногор Л. Ф.* Анализ и классификация ионосферных бурь в средних широтах Европы. 2 // 2007.—13, № 5.—С. 77—96. (в)

*Григоренко Е. І., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф.* Ионосферные процессы в течение сильнейшей геокосмической бури 7—10 ноября 2004 г. 2. Результаты расчетов и обсуждение // 2007.—13, № 4.—С. 77—90. (г)

*Данілова В. В.* — див. Мартин є. В.

*Джур Є. О.* — див. Ємець В. В.

*Дмитренко В. Я.* — див. Доценко О. В.

*Донець В. В.* — див. Яценко В. А.

*Доценко О. В., Дмитренко В. Я., Тарасов В. Б., Шовкопляс Ю. А.* Метод расчета интенсивности одиночных событий с учетом реальной защищенности интегральных схем в местах их размещения внутри космического аппарата // 2007.—13, № 3.—С. 19—26.

*Драновский В. І.* — див. Коротаев Г. К. (а)

*Драновский В. І.* — див. Коротаев Г. К. (б)

*Дудкін Ф. Л.* — див. Корепанов В. Є. (б)

*Дудкін Ф. Л.* — див. Корепанов В. Є. (а)

*Емельянов Л. Я.* — див. Григоренко Е. І. (а)

*Емельянов О. Л.* — див. Коротаев Г. К. (а)

*Емельянов О. Л.* — див. Коротаев Г. К. (б)

*Епішев В. П., Ісаєв І. І., Моторуніч І. І., Найбauer І. Ф., Новак Э. І.* Определение структурных особенностей поверхности ИСЗ // 2007.—13, № 1.—С. 54—59. (а)

*Ефимов В. Б.* — див. Коротаев Г. К. (а)

*Ефимов В. Б.* — див. Коротаев Г. К. (б)

*Ємець В. В., Санін Ф. П., Джур Є. О., Масляний М. В., Костріцин О. Ю., Мінтеєв Г. В., Ушканов В. М.* Експериментальне дослідження моделі ракетного двигуна, що живиться твердим поліетиленовим стержнем як пальником // 2007.—13, № 6.—С. 18—30.

*Епішев В. П., Моторуніч І. І., Клімік В. У.* Повернення орбіт геосинхронних об'єктів у площину екватора і ризик зіткнення на геостаціонарній орбіті // 2007.—13, № 1.—С. 49—53. (б)

*Жовновата В. Л.* — див. Носач Л. М.

- Загорулько А. Н., Моргун О. А., Богом'я В. І. Аналіз можливості використання ефекту розсіювання для визначення космічного сміття // 2007.—13, № 3.—С. 31—34.*
- Засуха С. А. — див. Потапович Л. П.*
- Іванов Ю. С. — див. Видмаченко А. П.*
- Ісак І. І. — див. Епишев В. П. (а)*
- Івченко В. М., Корепанов В. Є., Лізунов Г. В., Федоров О. П., Ямпольський Ю. М. Іоносферний супутниковий проект «Іоносат» // 2007.—13, № 3.—С. 55—66.*
- Івченко В. М. — див. Корепанов В. Є. (а)*
- Кавелин С. С. — див. Коротаєв Г. К. (а)*
- Кавелин С. С. — див. Коротаєв Г. К. (б)*
- Камелін А. Б. — див. Куницевич В. М.*
- Капустин Е. І., Кириллов А. І., Махонін Е. І., Волох К. Ф. Динамическое управление памятью бортового запоминающего устройства космического аппарата // 2007.—13, № 2.—С. 35—38.*
- Капустин Е. І. — див. Кириллов А. І.*
- Каращун В. В., Каюк Я. Ф., Мельник В. М. Хвильові задачі систем інерціальної навігації // 2007.—13, № 6.—С. 39—45.*
- Касаткина Л. А. — див. Борисова Т. А.*
- Каюк Я. Ф. — див. Каючун В. В.*
- Кириллов А. І., Капустин Е. І., Кириллова Н. А., Махонін Е. І., Волох К. Ф. Алгоритм планирования реализации тематических программ дистанционного зондирования Земли // 2007.—13, № 2.—С. 39—42.*
- Кириллов А. І. — див. Капустин Е. І.*
- Кириллова Н. А. — див. Кириллов А. І.*
- Кім'юк В. У. — див. Єпішев В. П. (б)*
- Козеко Л. Е. Влияние реальной и моделированной микротяжести на генную экспрессию белков теплового шока // 2007.—13, № 2.—С. 57—61.*
- Козлова А. О. — див. Станкевич С. А.*
- Козлова А. О. — див. Станкевич С. А.*
- Комяк В. А. — див. Коротаєв Г. К. (а)*
- Комяк В. А. — див. Коротаєв Г. К. (б)*
- Кордюм Е. Л. — див. Шевченко Г. В.*
- Кордюм Е. Л. — див. Недуха О. М.*
- Корепанов В. Є., Івченко В. М., Лізунов Г. В., Федоров О. П., Дудкін Ф. Л., Попель А. М. «Варіант» — перший міжнародний науковий експеримент на борту українського супутника // 2007.—13, № 4.—С. 3—9. (а)*
- Корепанов В. Є., Крючков Є. І., Лізунов Г. В., Федоренко А. К., Дудкін Ф. Л. Експеримент «Варіант» на супутнику «Січ-1М» — перші результати // 2007.—13, № 4.—С. 10—17. (б)*
- Корепанов В. Є. — див. Івченко В. М.*
- Коротаєв Г. К., Пустовойтенко В. В., Терехін Ю. В., Драновський В. І., Кавелин С. С., Салтиков Ю. Д., Емельянов О. Л., Цымбал В. Н., Ефимов В. Б., Курекін А. С., Комяк В. А., Пичугін А. П. Тридцять років отечественної спутникової океанології. 1. Косміческа система «Океан» — «Січ» // 2007.—13, № 5.—С. 28—43. (а)*
- Коротаєв Г. К., Пустовойтенко В. В., Терехін Ю. В., Драновський В. І., Кавелин С. С., Салтиков Ю. Д., Емельянов О. Л., Цымбал В. Н., Ефимов В. Б., Курекін А. С., Комяк В. А., Пичугін А. П. Тридцать років отечественної спутникової океанології. 2. Прикладні аспекти использования спутниковой информации // 2007.—13, № 5.—С. 44—57. (б)*
- Корсунь А. А. — див. Курбасова Г. С.*
- Корчинський В. М. — див. Волошин В. І.*
- Костріцин О. Ю. — див. Ємець В. В.*
- Котова Г. А. — див. Безрухів В. В.*
- Кочубей Г. С. — див. Шувалов В. А. (а)*
- Кочубей Г. С. — див. Шувалов В. А. (б)*
- Кочубей С. М. — див. Яценко В. А.*
- Крючков Є. І., Лізунов Г. В., Усенко П. О., Глемба В. Й. Систематизація та первинна обробка даних експерименту «Варіант» на супутнику «Січ-1М» // 2007.—13, № 4.—С. 18—24.*
- Крючков Є. І. — див. Корепанов В. Є. (б)*
- Кукушкін В. І., Левенко А. С., Сербин В. В. Вибір оптимальної компонувки воздушно-космічного самолета // 2007.—13, № 1.—С. 15—28.*
- Кукушкін В. І. — див. Левенко А. С. (б)*
- Кунцевич В. М., Камелін А. Б., Самойленко Л. І. О долгосрочной программе российско-украинских научных исследований и экспериментов на российском сегменте Международной космической станции // 2007.—13, № 1.—С. 3—10.*
- Курбасова Г. С., Корсунь А. А., Рыбалова М. Н., Шликарь Г. Н. Солнечно-земные связи по экспериментальным данным об изменениях длительности суток в 1832—2000 гг. // 2007.—13, № 1.—С. 60—62.*
- Курекін А. С. — див. Коротаєв Г. К. (а)*
- Курекін А. С. — див. Коротаєв Г. К. (б)*
- Левенко А. С., Волошин В. І., Шапарь А. Г. Оценка состояния природных коридоров между экологическими зонами и контроль биологического разнообразия территорий с использованием методов дистанционного зондирования Земли // 2007.—13, № 2.—С. 8—17. (а)*
- Левенко А. С., Кукушкін В. І., Сичевий А. В. Некоторые аспекты проектирования теплозащиты воздушно-космического самолета с повышением энергетики летательного аппарата // 2007.—13, № 1.—С. 29—36. (б)*
- Левенко А. С. — див. Кукушкін В. І.*
- Леус С. Г. — див. Гармаш К. П.*
- Лізунов Г. В. — див. Івченко В. М.*
- Лізунов Г. В. — див. Корепанов В. Є. (а)*
- Лізунов Г. В. — див. Корепанов В. Є. (б)*
- Лізунов Г. В. — див. Крючков Є. І.*
- Луданов К. І. Новий спосіб преобразування енергії сонячного ізлучення в електричеську для енергоснабження косміческих станцій // 2007.—13, № 6.—С. 31—38.*
- Лукьяненко В. І. — див. Анфимов Н. А.*
- Лысенко В. Н. — див. Бурмака В. П.*
- Лысенко В. Н. — див. Григоренко Е. И. (б)*
- Лысенко В. Н. — див. Григоренко Е. И. (в)*
- Ляшенко М. В. — див. Бурмака В. П.*
- Макаров А. Л., Овсянников В. В., Ольшевский А. Л., Попель В. М. Исследование безэховости компактного антеннного полигона в диапазоне сверхвысоких частот // 2007.—13, № 4.—С. 49—53.*
- Манин А. П. Инвариантно-регуляризированная обработка измерений текущих навигационных параметров КА и ракет-носителей // 2007.—13, № 1.—С. 44—48.*
- Марков С. Ю. — див. Попов М. А.*

- Мартини С. В., Данілова В. В.* Вплив запорошеної плазми на невіні шари атмосфер зірок дуже малі маси та коричневих карликів // 2007.—13, № 1.—С. 79—82.
- Маслов В. П.* Перспективні матеріали і технології виготовлення полегшених дзеркал телескопів // 2007.—13, № 4.—С. 54—61.
- Масляний М. В.* — див. Ємець В. В.
- Махонін Е. І.* — див. Капустин Е. І.
- Махонін Е. І.* — див. Кириллов А. І.
- Машченко А. Н., Федякін А. І.* Методологические аспекты создания космических ракетных комплексов с учетом требований безопасности // 2007.—13, № 1.—С. 37—43.
- Мельник В. М.* — див. Каракун В. В.
- Михайлік І. В.* — див. Остапченко Л. І.
- Мінцсс Г. В.* — див. Ємець В. В.
- Моргун О. А.* — див. Загорулько А. Н.
- Мороженко А. В.* — див. Видъмаченко А. П.
- Мотрунич І. І.* — див. Епишев В. П. (а)
- Мотрунич І. І.* — див. Епишев В. П. (б)
- Найбауэр И. Ф.* — див. Епишев В. П. (а)
- Неводовский Е. П.* — див. Видъмаченко А. П.
- Недуха О. М., Кордюм С. Л., Шнюкова С. І.* Вплив імітованої мікрогравітації на структуру амілопластів, склад та характеристики крохмалю міні-бульб картоплі // 2007.—13, № 2.—С. 62—68.
- Новак Э. И.* — див. Епишев В. П. (а)
- Носач Л. М., Повнича О. Ю., Жовновата В. Л.* Аденовіруси як модель у дослідженнях впливу факторів космічного польоту // 2007.—13, № 2.—С. 86—89.
- Овсяников В. В.* — див. Макаров А. Л.
- Ольшевский А. Л.* — див. Макаров А. Л.
- Остапченко Л. І., Михайлік І. В., Прокопова К. В.* Активність інтерферон-залежної 2',5'-олігоаденілат-синтетази в лімфоїдних клітинах щурів у умовах трансформованого середовища // 2007.—13, № 2.—С. 69—74.
- Пазюра С. А.* — див. Григоренко Е. І. (а)
- Пазюра С. А.* — див. Григоренко Е. І. (г)
- Пасичный В. В.* — див. Горностаєв Г. Ф.
- Письменный Н. И.* — див. Шувалов В. А. (б)
- Пичугин А. П.* — див. Коротаєв Г. К. (а)
- Пичугин А. П.* — див. Коротаєв Г. К. (б)
- Повнича О. Ю.* — див. Носач Л. М.
- Попов М. А., Марков С. Ю., Станкевич С. А., Бодня А. Л.* Система каталогизации и распределенного доступа к данным дистанционного зондирования Земли: концепция, архитектура, реализация // 2007.—13, № 3.—С. 45—54.
- Попель А. М.* — див. Корепанов В. Є. (а)
- Попель В. М.* — див. Макаров А. Л.
- Потапов А. М.* — див. Потапович Л. П.
- Потапович Л. П., Тихий В. Г., Потапов А. М., Семенов Л. П., Засуха С. А.* Обеспечение чистоты запускаемых космических аппаратов: разработка требований по чистоте и методы контроля // 2007.—13, № 6.—С. 46—56.
- Потапович Л. П.* — див. Шувалов В. А. (б)
- Праймак А. И.* — див. Шувалов В. А. (а)
- Праймак А. И.* — див. Шувалов В. А. (б)
- Прокопова К. В.* — див. Остапченко Л. І.
- Пустовойтенко В. В.* — див. Коротаєв Г. К. (а)
- Пустовойтенко В. В.* — див. Коротаєв Г. К. (б)
- Рыбалова М. Н.* — див. Курбасова Г. С.
- Салтыков Ю. Д.* — див. Коротаєв Г. К. (а)
- Салтыков Ю. Д.* — див. Коротаєв Г. К. (б)
- Самойленко Л. І.* — див. Кунцевич В. М.
- Санін Ф. П.* — див. Ємець В. В.
- Семенив О. В.* — див. Яценко В. А.
- Семенов Л. П.* — див. Потапович Л. П.
- Сербин В. В.* — див. Кукушкін В. І.
- Синявський И. И.* — див. Видъмаченко А. П.
- Сичевої А. В.* — див. Левенкен А. С. (б)
- Смирнов С. А., Терлецький Р. П., Гонтаренко І. С.* Низькочастотна атмосферна корекція космічних знімків // 2007.—13, № 2.—С. 29—34.
- Сосонкин М. Г.* — див. Видъмаченко А. П.
- Станкевич С. А.* Оптимизация состава спектральных каналов гиперспектральных аэрокосмических изображений при решении тематических задач дистанционного зондирования Земли // 2007.—13, № 2.—С. 25—28.
- Станкевич С. А., Козлова А. О.* Оцінювання і картографування біорізноманіття Північно-Причорноморського регіону України на основі багатоспектральних космознімків і геоінформаційних технологій // 2007.—13, № 2.—С. 18—24.
- Станкевич С. А., Козлова А. О.* Методика оцінювання біорізноманіття території за багатоспектральними космічними зображеннями середньої просторової розрізnenності // 2007.—13, № 4.—С. 25—39.
- Станкевич С. А.* — див. Попов М. А.
- Стодилка М. І.* О природе п'ятиминутних колебаний яркости Сонця // 2007.—13, № 3.—С. 67—81.
- Суворов В. В.* — див. Анфимов Н. А.
- Талалаєв О. С.* Вплив умов повільного клиностатування на експресію низькомолекулярних білків теплового шоку *Pisum sativum L.* // 2007.—13, № 2.—С. 53—56.
- Таран В. І.* — див. Григоренко Е. І. (б)
- Таран В. І.* — див. Григоренко Е. І. (в)
- Тарасов В. Б.* — див. Доценко О. В.
- Терехін Ю. В.* — див. Коротаєв Г. К. (а)
- Терехін Ю. В.* — див. Коротаєв Г. К. (б)
- Терлецький Р. П.* — див. Смирнов С. А.
- Тихий В. Г.* — див. Потапович Л. П.
- Тихий В. Г.* — див. Шувалов В. А. (б)
- Ткаченко Г. В.* — див. Горностаєв Г. Ф.
- Усенко П. О.* — див. Крючков Є. І.
- Ушканов В. М.* — див. Ємець В. В.
- Федоренко А. К.* — див. Корепанов В. Є. (б)
- Федоров О. П.* — див. Івченко В. М.
- Федоров О. П.* — див. Корепанов В. Є. (а)
- Федякін А. І.* — див. Машченко А. Н.
- Хандрига П. А.* — див. Яценко В. А.
- Цымбалюк М. М.* — див. Анфимов Н. А.
- Цымбал В. Н.* — див. Коротаєв Г. К. (а)
- Цымбал В. Н.* — див. Коротаєв Г. К. (б)
- Черногор Л. Ф.* — див. Бурмака В. П.
- Черногор Л. Ф.* — див. Гармаш К. П.

Черногор Л. Ф. — див. Григоренко Е. И. (а)  
 Черногор Л. Ф. — див. Григоренко Е. И. (б)  
 Черногор Л. Ф. — див. Григоренко Е. И. (в)  
 Черногор Л. Ф. — див. Григоренко Е. И. (г)

Шамота М. А. — див. Гармаш К. П.

Шапарь А. Г. — див. Левенко А. С. (а)

Шевченко Г. В., Кордюм Е. Л. Влияние клиностатирования на рост корневых волосков проростков *Beta vulgaris* // 2007.—13, № 2.—С. 48—52.

Шликарь Г. Н. — див. Курбасова Г. С.

Шмилauer Я. — див. Безруких В. В.

Шнюкова С. І. — див. Недуха О. М.

Шовкопляс Ю. А. — див. Доценко О. В.

Шувалов В. А., Коцубей Г. С., Бандель К. А., Приймак А. И.

Перенос зарядов быстрыми электронами на подветренные поверхности КА в полярной ионосфере Земли // 2007.—13, № 6.—С. 5—17. (а)

Шувалов В. А., Тихий В. Г., Потапович Л. П., Приймак А. И., Письменный Н. И., Коцубей Г. С. Молекулярное загрязнение поверхностей КА при термостатировании и выводении космической головной части ракеты-носителя на орбиту // 2007.—13, № 3.—С. 3—11. (б)

Ямпольський Ю. М. — див. Івченко В. М.

Яценко В. А., Коцубей С. М., Хандрига П. А., Донец В. В., Семенив О. В. Новый метод дистанционного оценивания содержания хлорофилла в растительности и его программно-аппаратная реализация // 2007.—13, № 3.—С. 35—44.

Яцків Я. С. Первые шаги международного сотрудничества в мирном исследовании и освоении космоса (1957—1987 гг.) // 2007.—13, № 5.—С. 21—27.

Dybska I. — see Kortunov V.

Kortunov V., Dybska I., Proskura G., Trachsel T. Accuracy Analysis of Strapdown Inertial Navigation Systems // 2007.—13, № 4.—С. 40—48.

Mishra R. A. — see Mishra R. K.

Mishra R. K., Mishra R. A. Modulation of Cosmic Rays Along with Solar and Heliospheric Anomalies // 2007.—13, № 6.—С. 99—108.

Proskura G. — see Kortunov V.

Trachsel T. — see Kortunov V.

## ХРОНІКА

К 70-летию со дня рождения доктора технических наук, профессора Виктора Владимировича Овсяникова // 2007.—13, № 1.—С. 83—84.

Новини космічних агентств світу // 2007.—13, № 4.—С. 94—96.

Короткий звіт про виконання третьої Загальнодержавної (Національної) космічної програми України // 2007.—13, № 5.—С. 5—18.

Місяць: другий дім у Сонячній системі // 2007.—13, № 5.—С. 19—20.