

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

Том 16  
1 + 2010

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ ЗА РІК + КИЇВ

## МАТЕРІАЛИ

Дев'ятої Української конференції  
з космічних досліджень

31 серпня — 5 вересня 2009 р.

## ЗМІСТ

- З Указу Президента України № 979/2009  
Журналу «Космічна наука і технологія» — 15 років
- Черемных О. К., Селиванов Ю. А., Захаров И. В.* Влияние сжимаемости и неизотермичности атмосферы на распространение акусто-гравитационных волн
- Грицай А. В., Евтшевський О. М., Міліневський Г. П., Грицай З. І.* Розподіл озону в Антарктиці за даними 30-літніх супутникових спостережень
- Козак Л. В.* Статистичний розгляд турбулентних процесів у магнітосфері Землі за вимірами супутника «Інтербол»
- Лизунов Г. В., Скороход Т. В.* Планетарное распределение среднемасштабных атмосферных гравитационных волн по данным спутниковых измерений
- Климушкін Д. Ю., Магер П. М., Золотухіна Н. О.* Просторово-часова структура полоїдальних альвенівських хвиль у магнітосфері
- Семенов О. В., Яценко В. А.* Идентификация динамических моделей прогнозирования динамики  $D_{st}$ -индекса

## CONTENTS

- 4 Decree of the President of Ukraine (№ 979/2009)
- 5 The journal «Space Science and Technology»: 15th anniversary
- 9 *Cheremnykh O. K., Selivanov Yu. A., Zakharov I. V.* The influence of compressibility and nonisothermality of the atmosphere on the propagation of acousto-gravity waves
- 20 *Grytsai A. V., Evtushevsky O. M., Milinevsky G. P., Grytsai Z. I.* Ozone distribution in the antarctic region from data of 30-year satellite measurements
- 28 *Kozak L. V.* A statistical approach for turbulent processes in the Earth's magnetosphere from measurements of the satellite Interball
- 40 *Lizunov G. V., Skorokhod T. V.* Planetary distribution of middle-scale atmosphere gravity waves according to satellite measurements
- 46 *Klimushkin D. Yu., Mager P. N., Zolotukhina N. A.* Spatio-temporal structure of poloidal Alfvén waves in the magnetosphere
- 55 *Semenov O. V., Yatsenko V. O.* Identification of dynamical models for  $D_{st}$ -index forecasting

- Черемных О. К.* К вопросу о резонансных МГД-возмущениях в магнитосферной плазме **61** *Cheremnykh O. K.* On the problem of resonant MHD-perturbations in the magnetospheric plasma
- Решетник В. Н., Агапитов А. В.* Геометрические свойства ударных волн в солнечном ветре вблизи орбиты Земли **68** *Reshetnyk V. N., Agapitov A. V.* Geometric properties of solar wind discontinuities on the Earth's orbit
- Рябов М. И., Лукашук С. А.* Характеристики 23-го солнечного цикла и роль комплексов активности в развитии его вспышечных проявлений **77** *Ryabov M. I., Lukashuk S. A.* Some characteristics of the 23-rd solar cycle and a role of activity complexes in the evolution of its flare processes
- Ладиков-Роев Ю. П., Черемных С. О.* О распределении плазменного давления в экваториальной области магнитосферы Земли **86** *Ladikov-Roev Y. P., Cheremnykh S. O.* On the plasma pressure distribution in the equatorial region of the Earth's magnetosphere
- Парновский А. С., Ермолаев Ю. И., Жук И. Т.* Космическая погода: история исследования и прогнозирование **90** *Parnowski A. S., Yermolayev Yu. I., Zhuk I. T.* Space weather: the history of research and forecasting

#### ДІЯЧІ КОСМІЧНОЇ ГАЛУЗИ

К 60-летию со дня рождения доктора технических наук профессора Владимира Михайловича Корчинского **100** 60th birthday of Professor V. M. Korchinskii

#### НАШІ АВТОРИ

#### 102 OUR AUTHORS

Свідоцтво про реєстрацію КВ № 1232 від 2 лютого 1995 р.

---

Підписано до друку 25.03.10. Формат 84×108/16. Папір крейдований. Гарн. Ньютон. Друк офсет.  
Ум. друк. арк. 10,92. Обл.-вид. арк. 11,47. Тираж 150 прим. Зам. № 2649.

---

Оригінал-макет виготовлено та тираж видруковано Видавничим домом «Академперіодика» НАН України, 01004, Київ, вул. Терещенківська, 4

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи серії ДК № 544 від 27.07.2001 р.

*20 січня 2010 р.  
відповідальному секретареві редколегії  
журналу «Космічна наука і технологія»,  
доктору фізико-математичних наук, професору  
Віталію Степановичу КИСЛЮКУ  
виповнилося 70 років від дня народження*

*30 січня 2010 р.  
члену редколегії журналу  
«Космічна наука і технологія»,  
академікові НАН України, професору  
Михайлу Захаровичу ЗГУРОВСЬКОМУ  
виповнилося 60 років від дня народження*

*Сердечно вітаємо  
Віталія Степановича та Михайла Захаровича  
з ювілеями і зичимо їм міцного здоров'я та наснаги  
для здійснення всіх їхніх творчих задумів*

*Редакційна колегія*

**УКАЗ ПРЕЗИДЕНТА УКРАЇНИ**  
**№ 979/2009**

**Про присудження Державних премій України**  
**в галузі науки і техніки 2009 року**

На підставі подання Комітету з Державних премій України в галузі науки і техніки **постановляю:**

Присудити Державну премію України в галузі науки і техніки 2009 року:

— за створення триступеневої ракети-носія «Зеніт-3SL» за програмою «Морський старт»:

ДЕГТЯРЬОВУ Олександрові Вікторовичу — кандидатові економічних наук, першому заступникові генерального конструктора — генерального директора державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» імені М. К. Янгеля»

ШРАМОВУ Євгенію Сергійовичу — провідному спеціалістові державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» імені М. К. Янгеля»

ГУСЄВУ Вячеславу Васильовичу — кандидатові технічних наук, начальникові сектору державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» імені М. К. Янгеля»

КАПІНУСУ Анатолію Даниловичу — провідному конструкторові комплексу державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» імені М. К. Янгеля»

ПОТАПОВУ Юрію Федоровичу — начальникові сектору державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» імені М. К. Янгеля»

ТКАЧЕНКУ Віктору Дмитровичу — провідному науковому співробітникові державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» імені М. К. Янгеля»

ВОЙТУ Сергію Миколайовичу — кандидатові економічних наук, першому заступникові генерального директора державного підприємства «Виробниче об'єднання «Південний машинобудівний завод імені О. М. Макарова»

ТУРОВУ Валентину Олексійовичу — головному технологіві — заступникові головного інженера державного підприємства «Виробниче об'єднання «Південний машинобудівний завод імені О. М. Макарова»

ДЕНІСОВУ Віктору Івановичу — начальникові цеху державного підприємства «Виробниче об'єднання «Південний машинобудівний завод імені О. М. Макарова»

КУЗНЄЦОВУ Едуарду Івановичу — заступникові генерального директора Національного космічного агентства України.

Президент України Віктор ЮЩЕНКО  
30 листопада 2009 року

*Редакційна колегія та редакція журналу «Космічна наука і технологія» щиро вітають нагороджених та бажають їм подальших вагомих успіхів у розвитку космічної галузі України.*

## Журналу «Космічна наука і технологія» — 15 років

Науково-практичному журналу «Космічна наука і технологія» виповнилось 15 років. Журнал, відомий як спільне видання Національної академії наук (НАН) України і Національного космічного агентства України (НКАУ), став логічним продовженням збірника «Космические исследования на Украине», який видавався Академією наук України та Комісією з космічних досліджень при Президії НАН України з 1973 р. (з 1986 р. відомий за назвою «Космическая наука и техника»). Ідея створення регулярного видання, на сторінках якого висвітлювалися б різні аспекти багатогранної діяльності України в космічній галузі, була запропонована академіком Я. С. Яцківом та підтримана академіком Б. Є. Патonom. В 1994 р. були проведені необхідні організаційні заходи щодо заснування журналу «Космічна наука і технологія». У табл. 1 наведено основні віхи історії його становлення.

Журнал «Космічна наука і технологія» розрахований на фахівців у галузі космічної науки і техніки, на тих, хто займається використанням космічних технологій в різних галузях народного господарства, а також на закордонних читачів, які бажають ознайомитися з досягненнями космічної галузі України. Журнал включено до переліку наукових фахових видань, в яких можуть публікуватися основні результати дисертаційних робіт з фізико-математичних та технічних наук. У журналі «Космічна наука і технологія» публікуються оглядові та оригінальні статті з різних розділів космічної науки, техніки та технології (табл. 2).

Таблиця 1. Основні віхи історії становлення журналу «Космічна наука і технологія»

Дата	Подія
11 листопада 1994 р.	Головна астрономічна обсерваторія (ГАО) НАН України розпочала за контрактом з НКАУ виконання науково-дослідної роботи «Редагування, видання та розповсюдження журналу «Космічна наука і технологія».
28 грудня 1994 р.	З'явилась Постанова Президії НАН України № 307 «Про започаткування журналу «Космічна наука і технологія».
18 січня 1995 р.	Укладено Установчий договір між засновниками журналу: НКАУ, в особі виконувача обов'язків Генерального директора А. В. Жалка-Титаренка та НАН України, в особі її Президента, академіка Б. Є. Патона, які, діючи на підставі своїх статутів, уклали угоду про те, що: <ul style="list-style-type: none"><li>• НКАУ та НАН України організують випуск журналу «Космічна наука і технологія».</li><li>• НАН України виконує всі роботи зі збирання, редагування, підготовки до друку матеріалів, художнього й ілюстративного оформлення видання, бере на себе всі функції, пов'язані з поліграфічним випуском журналу.</li><li>• НКАУ бере участь у підготовці до друку матеріалів та фінансує видання журналу «Космічна наука і технологія» за фактичними затратами.</li></ul>
2 лютого 1995 р.	Міністерством інформації України видано Свідоцтво про реєстрацію (КВ № 1232) журналу «Космічна наука і технологія». Встановлена періодичність видання журналу — 6 номерів щорічно, мова видання — українська, російська та англійська.
15 лютого 1995 р.	Проведено перше засідання редакційної колегії журналу «Космічна наука і технологія», на якому, зокрема, були розподілені обов'язки членів редколегії та визначена наукова спрямованість журналу.
26 грудня 1995 р.	Відбулася презентація науково-практичного журналу «Космічна наука і технологія» — спільного видання Національного космічного агентства України і Національної академії наук України.

Таблиця 2. Розділи журналу «Космічна наука і технологія»

Номер наукового напрямку	Напрямок науки	Скорочення
1	Історичні, соціальні та організаційні аспекти дослідження космосу	різне
2	Космічні носії та апарати	носії
3	Системи керування космічними носіями та апаратами	керування
4	Космічний зв'язок та інформаційні системи	ГІС
5	Дослідження Землі з космосу	ДЗЗ
6	Космічна фізика (навколоземний космічний простір)	довкілля
7	Космічна астрономія та астрофізика	астро
8	Хімічні, фізичні та біологічні процеси в космосі	біологія
9	Космічні конструкції, споруди та матеріали	матеріали

Таблиця 3. Зведені дані про випуски журналу «Космічна наука і технологія» (1995—2009 рр.)

	Кількість		
	випусків (номерів)	статей	авторів
Журнал	59*	874	1850
Додатки	17	326	750

\* в тому числі 9 тематичних випусків.

Таблиця 4. Зведені дані про розподіл статей по роках і наукових напрямках, опублікованих в журналі «Космічна наука і технологія» (1995—2005 рр.)

Роки	Науковий напрям									Всього
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
1995	4	1	4	—	3	1	1	—	4	18
1996	11	8	3	2	7	4	6	—	5	46
1997	4	10	9	—	10	3	3	5	3	47
1998	4	9	6	24	15	8	2	1	11	80
1999	4	10	12	5	15	7	4	3	5	65
2000	4	1	2	—	8	3	2	1	2	23*
2001	—	11	2	31	3	5	1	3	—	56
2002	6	6	6	—	52	6	1	14	8	99
2003	6	5	4	1	13	18	7	7	14	75
2004	3	7	6	5	13	31	12	10	7	94
2005	1	4	1	2	9	14	2	8	6	47
2006	4	5	6	1	11	13	3	6	4	53
2007	5	12	4	1	8	9	5	10	6	60
2008	7	4	1	2	11	20	7	1	7	60
2009	0	4	8	2	12	10	7	0	8	51
Всього	61	97	74	78	190	152	63	69	90	874

\* — не ураховані дані спецвипуску [2] — збірника пропозицій (122 коротких повідомлень 210 авторів) до проекту «Міжнародна космічна станція»

Таблиця 5. Найактивніші установи (1995—2009 рр.)

Місце	Установа	Кількість статей
1–2	ДКБ «Південне» і Національний університет ім. Тараса Шевченка (Київ)	53
3	НКАУ	52
4	ГАО НАН України	48
5	ІТМ (НАНУ / НКАУ)	47
6	НТУ «КПІ»	44
7–8	ІКД (НАНУ/НКАУ) і Національний університет ім. В. Н. Каразіна (Харків)	43
9	ЦАКДЗ	40
10	Національний університет ім. Олеся Гончара (Дніпропетровськ)	26
11	ДП «Дніпрокосмос»	22

Таблиця 6. Найактивніші автори (1995—2009 рр.)

Місце	Автор	Установа	Кількість статей	Напрямок
1	Л. Ф. Черногор	Національний університет ім. В. Н. Каразіна (Харків)	44	довкілля
2	В. І. Лялько	ЦАКДЗ	28	ДЗЗ
3	О. Д. Федоровський	ЦАКДЗ	24	ДЗЗ
4	В. В. Карачун	НТУ «КПІ»	22	керування
5	О. К. Черемних	ІКД НАНУ/НКАУ	21	довкілля
6	В. І. Волошин	ДП «Дніпрокосмос»	19	ДЗЗ
7–8	Я. С. Яцків	ГАО	17	різне
7–8	В. А. Шувалов	ІТМ (НАНУ/НКАУ)	17	носії
9	В. М. Івченко	Національний університет ім. Тараса Шевченка (Київ)	16	довкілля
10–11	Є. Л. Кордюм	Інститут ботаніки ім. М. Г. Холодного	14	біологія
10–11	В. Є. Корепанов	Львівський центр ІКД	14	довкілля

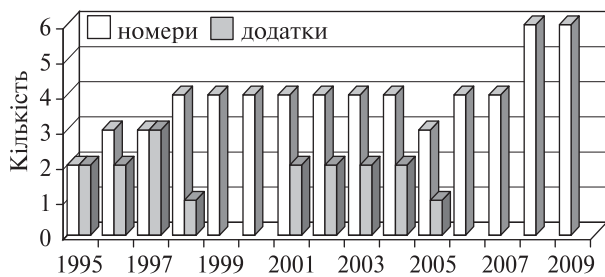
Крім того, в журналі публікуються новини космічних агентств світу, директивні матеріали (укази, постанови тощо) стосовно ракетно-космічної галузі, різні повідомлення, звіти, хроніка, персоналії, рекламні матеріали тощо. В табл. 3–4 подано зведені статистичні дані про видання за 1995–2009 рр., а в табл. 5–6 — дані про найактивніших авторів публікацій та установи України за цей же період. Окремо дані за 1995–2005 рр. див. у роботі [1].

Дані про видання журналу «Космічна наука і технологія» за (1995–2005 рр.) проілюстровані на рис. 1–4.

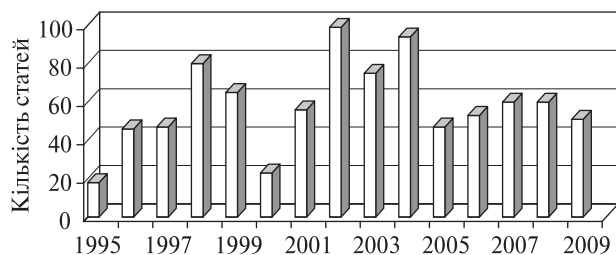
З розгляду наведених таблиць і рисунків можна зробити такі висновки.

1. Всього за 15 років здійснено видання 15 томів журналу «Космічна наука і технологія» (59 номерів, серед яких — 9 тематичних випусків), в яких опубліковано 874 статті близько 1850 авторів. Крім того опубліковано 17 додатків до журналу, які містять 326 статей 750 авторів. 74 % статей написані російською, 23 % — українською та 3 % — англійською мовами.

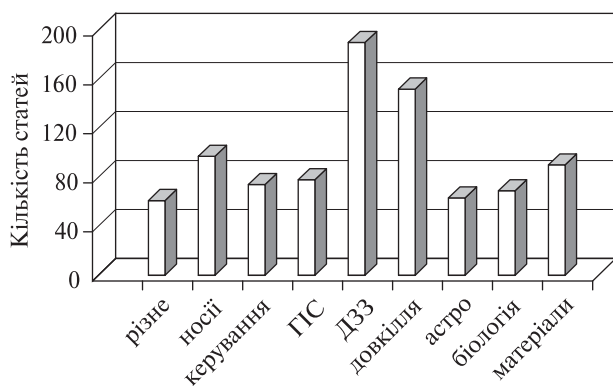
2. Починаючи з 2008 р. журнал вийшов на планову «потужність» (6 випусків на рік). Збереження в подальшому регулярності випуску журналу сприятиме, зокрема, організації передплати на нього.



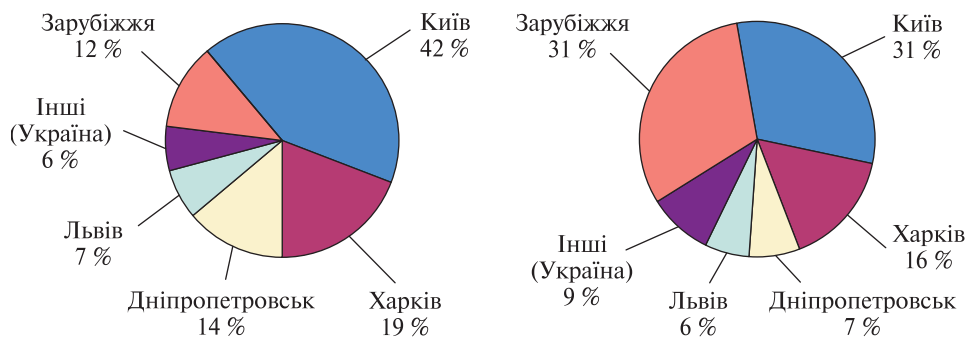
**Рис. 1.** Зведені дані про випуски журналу «Космічна наука і технологія» за 1995—2009 рр.



**Рис. 2.** Розподіл статей по роках (див. виноску до табл. 2)



**Рис. 3.** Розподіл статей по наукових напрямках



**Рис. 4.** Географія розподілу установ, представлених в публікаціях журналу «Космічна наука і технологія»: ліворуч — дані за перші 5 років, праворуч — за 15 років

3. Журнал «Космічна наука і технологія» поступово набуває якості міжнародного видання, про що свідчить факт суттєвого розширення географії участі в ньому зарубіжних авторів. Серед зарубіжних авторів на долю установ Росії припадає 8 % і 18 % відповідно для варіантів «5 років» і «15 років» (див. рис. 4).

1. Кислюк В. С., Клименко В. М., Клименко О. В. Десять років журналу «Космічна наука і технологія» // Космічна наука і технологія. — 2005. — **11**, додаток № 2. — С. 3—6.
2. Brief overview of the ISS project: International and Ukrainian participation // Космічна наука і технологія. — 2000. — **6**, № 4.

В. С. КИСЛЮК



### К 60-летию со дня рождения доктора технических наук профессора Владимира Михайловича КОРЧИНСКОГО



29 марта 2010 г. исполняется 60 лет Владимиру Михайловичу Корчинскому, авторитетному ученому в области ракетно-космической техники по направлению дешифрирования и предметной интерпретации видовых данных дистанционного зондирования Земли с космических носителей, а также современных технологий и аппаратных средств телекоммуникаций.

Родился В. М. Корчинский в г. Днепропетровске. После окончания радиофизического отделения физического факультета Днепропетровского государственного университета в 1972 г., а затем его аспирантуры в 1975 г. по специальности 01.04.03 — «радиофизика, включая квантовую радиофизику», был одним из основных исполнителей научно-исследовательских хозяйственных работ Днепропетровского государственного университета с Конструкторским бюро космических аппаратов и систем КБ «Южное» (г. Днепропетровск) и Морским гидрофизическим институтом Академии наук Украины (г. Севастополь).

Основные научные результаты В. М. Корчинского в это время были связаны с разработкой методов внедрения в практику океанографических (океанологических) исследований средств и методов дистанционного зондирования состояния морской поверхности по результатам ее съемки радиолокаторами с синтезированной апертурой.

В 2000 году В. М. Корчинскому присуждена ученая степень доктора технических наук, а в 2003-м — присвоено звание профессора.

В настоящее время — заведующий кафедрой электронных средств телекоммуникаций Днепропетровского национального университета имени Олеса Гончара.

Владимир Михайлович прошёл путь от младшего научного сотрудника (после окончания аспирантуры в 1975 г.) до заведующего одной

из профилирующих кафедр Днепропетровского национального университета (с 2002 г.).

В. М. Корчинский является автором более 100 научных работ, включая ряд учебных пособий, 72 статьи и тезисы докладов на Международных научных конференциях и симпозиумах, в том числе и в дальнем зарубежье.

Им разработаны математические модели формирования пространственных распределений яркости видовых данных дистанционного зондирования Земли, зафиксированных с аэрокосмических платформ, которые адекватно учитывают физические закономерности формообразования изображений объектов зондирования. Результаты этих исследований положены в основу эффективных методов геометрической коррекции многоспектральных и гиперспектральных цифровых изображений дистанционного изображения Земли, полученных при различных режимах съемки.

В последние годы успешно занимается разработкой проблем повышения информативности

цифровых изображений дистанционного зондирования с космических носителей и оптимизации объемов первичных видовых данных, обеспечивающих заданный уровень их тематического анализа и интерпретации.

В. М. Корчинский ведет большую научно-организационную работу по подготовке научных кадров. Подготовил четыре кандидата физико-математических и технических наук, был научным консультантом одного доктора технических наук, в настоящее время руководит работой двух аспирантов.

Является членом двух специализированных советов по защите кандидатских и докторских диссертаций, членом оргкомитетов ряда Международных научно-практических конференций, членом редколлегии научно-технических сборников.

*А. Л. Макаров*

*А. М. Попель*

*В. С. Хорошилов*

# ПАМ'ЯТКА ДЛЯ АВТОРІВ

---

У журналі друкуються оглядові та оригінальні статті з таких розділів космічної науки, техніки та технології: історичні, соціальні та організаційні аспекти проблеми дослідження космосу; космічні носії та апарати; системи керування космічними носіями та апаратами; космічний зв'язок та інформаційні системи; дослідження Землі з космосу; космічна фізика (навколоземний космічний простір); космічна астрономія та астрофізика; хімічні, фізичні та біологічні процеси в космосі; космічні конструкції, споруди та матеріали, а також різні повідомлення, звіти та рекламні матеріали.

## ВИМОГИ ДО РУКОПИСІВ

1. Стаття подається автором у двох примірниках та текстовий файл у будь-якому редакторі на дискеті або електронною поштою. До рукопису необхідно додати направлення, підписане керівником установи, де виконана робота, а також висновок експертної комісії про можливість відкритого публікування. Слід також на окремому аркуші вказати адресу та телефони автора, з яким редакція може здійснювати переписку. Для оформлення рубрики «Наші автори» редакція просить на окремому аркуші вказати повні імена всіх авторів та короткі відомості про них: місце роботи, посада, галузь науки, відзнаки та ін., а також фотографію, підписану на звороті.
2. Мова: українська (російська).
3. Основні елементи статті розміщуються в такій послідовності: номер УДК, назва статті, ініціали та прізвище автора, повна назва установи, де працює автор, резюме, текст, додатки (якщо є), список літератури. На окремому аркуші подається переклад резюме, назви та прізвищ авторів англійською мовою. Рисунки, таблиці та підписи до рисунків подаються на окремих аркушах. Кожен рисунок повинен мати підпис, кожна таблиця — заголовок. Формули, рисунки, таблиці, розділи мають просту арабську нумерацію крізь усю статтю. Не слід нумерувати ті розділи та формули, на які немає посилань у тексті.
4. Текст статті друкується чітким контрастним крупним шрифтом через два інтервали.
5. Формули набираються чи вписуються крупним шрифтом з чітким виділенням елементів (індекси, символи, великі та малі літери тощо). Слід дотримуватися стилю журналу, згідно з яким змінні величини набираються курсивом, вектори та матриці — прямим напівжирним шрифтом, числа та основні функції (наприклад  $\sin$ ,  $\exp$ ,  $\lg$ ,  $\max$ ) — прямим шрифтом. У складних для прочитання випадках деякі формули доцільно розмітити: прямі літери підкреслюються знаком  $\underline{\quad}$ , великі літери — двома рисками знизу, малі — двома рисками зверху, курсивні — хвилястою лінією, напівжирні — прямою, індекси окреслюються дугою; грецькі літери підкреслюються червоним олівцем, готичні — синім.
6. Рисунки повинні бути достатньо якісними для прямого копіювання у масштабі 1:1 (чи з помірним зменшенням).
7. Список літератури подається в алфавітно-хронологічному порядку (спочатку кирилиця, потім — латинь) і нумерується арабськими числами. При посиланні в тексті вказується номер в квадратних дужках (наприклад, [27]). Неприпустимі посилання на неопубліковані та незавершені роботи. Якщо стаття написана більше ніж чотирма авторами, вказати лише перших три, після чого вказати «та ін.» (et al.). Бібліографічний опис повинен відповідати титульній сторінці видання. Назви статей, а також монографій, збірників, праць нарад, тезисів доповідей, авторефератів дисертацій та препринтів вказуються повністю. Для статей обов'язково вказуються назва статті, назва видання, рік, том, номер, початкова та кінцева сторінки, для монографій — назва, місце видання (місто), видавництво, рік видання, загальна кількість сторінок.
8. При виборі одиниць фізичних величин необхідно притримуватися СІ.
9. Редакція надсилає автору для перегляду відредаговану коректуру, яку необхідно повернути не пізніше ніж через два дні.

УДК 551.511

**О. К. Черемных, Ю. А. Селиванов, И. В. Захаров**

Институт космических исследований Национальной академии наук Украины  
та Национального космического агентства Украины, Київ

## **ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ И НЕИЗОТЕРМИЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН**

---

*Використано рівняння, що описують збурення в стратифікованій стискуваній одновимірній ідеальній атмосфері в стані спокою, але замість застосування певних вимог щодо профілю температури (стратифікації) рівняння записуються відносно двох нових функцій: амплітуди вертикальної швидкості та стискуваності (дивергенції швидкості). В результаті отримано звичайне диференціальне рівняння для амплітуди вертикальної швидкості. Виведено дисперсійне рівняння загального вигляду для стискуваної ідеальної атмосфери. Виконано аналіз його розв'язків для температурних профілів ізотермічної, політропної та MSIS-моделей. В результаті отримано інформацію про поведінку акусто-гравітаційних хвиль в залежності від атмосферних профілів.*

---

### **ВВЕДЕНИЕ**

Акусто-гравитационные волны (АГВ) играют важную роль во многих атмосферных процессах на масштабах от единиц до тысяч километров. Наблюдаясь на всех высотах, они переносят энергию и импульс значительных атмосферных масс, вызывая возмущения равновесных состояний различных областей атмосферы, могут инициировать и модулировать атмосферную конвекцию и связанные с ней гидрологические процессы. АГВ эффективно переносят аэрозольные возмущения из нижних слоев атмосферы вплоть до ионосферного слоя F (на высоту 200—300 км) [8, 18, 28, 14]. Нестационарный поток солнечного ветра в окрестности авроральной области генерирует АГВ, распространяющиеся в направлении экватора [29]. Есть сведения, что такие волны, снижаясь, могут возмущать синоптические системы над океанами и инициировать или усиливать экстратропические циклоны (ураганы) [30]. Двигаясь в атмосфере и достигая критических высот, АГВ разрушаются с образованием атмосферной турбулентности [37], что создает реальные угрозы авиационной безопасности, а также приводит к смешиванию вынесен-

ных из нижней атмосферы химических веществ, химическим реакциям между ними и образованию потенциально вредных соединений [14, 28]. Особо отмечается роль АГВ в осуществлении переноса массы и энергии между слоями «верхняя тропосфера — нижняя стратосфера» (UTLS) и «мезосфера — нижняя термосфера» (MLT) [15, 36], а также в нагревании (охлаждении) верхней атмосферы [15, 23]. АГВ могут также влиять на «космическую погоду» путем генерации нерегулярностей в ионосфере [32].

Спутниковые наблюдения, например, по действующему проекту COSMIC [7], уже дали информацию о глобальном распределении и изменчивости АГВ. В рамках указанного проекта было выполнено численное моделирование возмущений с использованием большого объема данных [7]. Несмотря на это, генерация АГВ конвективными системами или спонтанным нарушением геострофического баланса до сих пор остается задачей, требующей новых подходов и решений [18]. Таким образом, представляет практический интерес изучение поведения АГВ в термосфере, и в частности, в слое «мезосфера — нижняя термосфера» (MLT).

Слой MLT отличается многообразием физических процессов [1, 10]. В нем, в частности, осуществляется переход от области атмосферы

с конвективным перемешиванием к области, в которой соответствующим фактором служит химический состав атмосферы. В этом слое нижняя граница является относительно стабильной и зависит от климатических изменений, тогда как его верхняя граница подвержена всевозможным влияниям «космической погоды» [24, 32].

Учет неізотермичности и сжимаемости атмосферы приводит к повышению реалистичности соответствующих моделей. Так, в работе [6] рассматривалось влияние реального отступления атмосферы от условия адиабатичности на генерацию и диссипацию АГВ по всей высоте атмосферы вплоть до мезопаузы (90 км). В неадиабатической модели атмосферы частоты (корни дисперсионного уравнения) комплексны, причем в некоторых слоях атмосферы волны затухают, другие же слои неустойчивы к раскачке соответствующих мод АГВ. С ростом высоты фазовая скорость как акустической, так и гравитационной ветвей АГВ падает, а диссипация усиливается. В этой же работе показано, что в неадиабатической атмосфере наряду с периодическими возмущениями генерируются также и макроскопические потоки.

В данной работе на основе общих предположений о структуре и свойствах фоновой атмосферы предложен подход к описанию динамики АГВ, использующий представления, принятые в описании волновых процессов в атмосфере Солнца [4]. Этот подход позволяет снять обычные в теории АГВ предположения об ізотермичности и несжимаемости среды [19].

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работе рассматривается распространение АГВ в нейтральной атмосфере от поверхности Земли до высот порядка 150 км. Высотный диапазон включает слой MLT и часть средней термосферы. В этом диапазоне лежат слои D и E нижней ионосферы.

Для анализа распространения волн на указанных высотах выведем уравнения для собственных возмущений в неоднородной атмосфере без учета магнитного поля. Считаем, что в равновес-

ном состоянии атмосферная среда удовлетворяет уравнению гидростатики

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -\rho_0(z)g. \quad (1)$$

Ось  $z$  в выражении (1) направлена против силы тяжести. Нижний индекс «0» обозначает равновесные величины. Подставляя в выражение (1) уравнение состояния идеального газа  $p_0 = \rho_0 R T_0$ , получаем обычное барометрическое уравнение [5]

$$p_0(z) = p_0(0) \exp\left(-\int_0^z \frac{g dz'}{R T_0(z')}\right), \quad (2)$$

которое полностью описывает равновесие атмосферы.

Линейные возмущения (величина без нижнего индекса «0») для рассматриваемого равновесия (1) удовлетворяют системе гидродинамических уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho_0 \mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \rho g \mathbf{e}_z, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_z \frac{\partial p_0}{\partial z} = C_s^2 \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_z \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right). \quad (5)$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $p$  — давление,  $T$  — температура,  $R = R_0/\mu$ ,  $R_0$  — универсальная газовая постоянная,  $\mu$  — молекулярная масса атмосферного газа,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\mathbf{v}$  — скорость,  $C_s$  — скорость звука. Будем искать решения системы (3)—(5) в декартовой системе координат  $(x, y, z)$  в виде волн, распространяющихся вдоль оси  $\mathbf{e}_x$  и однородных вдоль оси  $\mathbf{e}_y$ . В таких волнах все величины не зависят от координаты  $y$ . В направлении  $\mathbf{e}_z$  возмущенные величины считаем произвольными функциями  $z$ . Фигурирующие в (3)—(5) компоненты скорости представим в виде

$$\mathbf{v} = (v_x(z)\mathbf{e}_x + v_z(z)\mathbf{e}_z) \exp(-i\omega t + ik_x x), [k_x > 0],$$

где  $\omega$  — циклическая частота, а  $k_x$  — волновой вектор волны вдоль  $\mathbf{e}_x$ . Удобными переменными для анализа системы (3)—(5), как отмечено в [4], являются величины  $v_z$  и  $V = \text{div} \mathbf{v}$ . Поскольку последняя величина описывает сжимаемость среды, то выбирая ее как функцию, подлежащую

нахождению, мы уходим от излишнего произвола в задании свойств среды. После простых, но громоздких вычислений приводим систему (3)–(5) к двум уравнениям

$$\frac{dv_z}{dz} - g \frac{k_x^2}{\omega^2} v_z = \left(1 - \frac{k_x^2 C_s^2}{\omega^2}\right) V, \quad (6)$$

$$C_s^2 \frac{dV}{dz} - g \left(\gamma - \frac{k_x^2 C_s^2}{\omega^2}\right) V = \left(\frac{k_x^2 g^2}{\omega^2} - \omega^2\right) v_z, \quad (7)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Уравнения (6) и (7) описывают звуковые и «зацепленные» с ними «внутренние» гравитационные волны (связанные с подъёмной силой) в стратифицированной атмосферной среде. Наряду с этими волнами уравнения (6) и (7) включают в себя еще одну гравитационную волну, которая описывает несжимаемое возмущение среды ( $V = 0, v_z \neq 0$ ). Указанная волна с дисперсионным уравнением вида

$$\omega^2 = k_x g \quad (8)$$

следует из (6) и (7) и является поверхностной. Возмущенные величины в этой волне связаны между собой соотношениями

$$\begin{aligned} v_x &= i v_z, & (9) \\ v_z &= v_{z0} \exp(k_x z) \exp(-i\omega t + i k_x x), \\ \rho &= -\frac{i v_z}{\omega} \frac{\partial \rho_0}{\partial z}, \\ p &= \frac{i v_z}{\omega} \rho_0 g. \end{aligned}$$

Видно, что частота такой поверхностной гравитационной моды *не зависит* от стратификации (т. е. от вида зависимости  $C_s(z)$ ). В солнечной физике такая поверхностная волна также имеет место [4].

Рассмотрим случай  $v_z = 0, V \neq 0$ . При этом из (6) и (7) получается дисперсионное уравнение для волн Лэмба [5]

$$\omega^2 = k_x^2 c_s^2. \quad (10)$$

Последние представляют собой поверхностные волны, распространяющиеся со звуковой скоростью. В таких волнах частицы, как и в звуковых волнах, движутся вдоль направления движения. Возмущения в этих волнах максималь-

ны на уровне Земли и являются исключительно анизотропными, что обусловлено вертикальной стратификацией плотности. Возмущенные величины в этих волнах связаны между собой соотношениями

$$\begin{aligned} V &= \text{const} \left( \frac{p_0(0)}{p_0(z)} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \\ V &= i k_x v_x, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= \frac{-i\gamma}{\omega} V, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= \frac{-i}{\omega} V. \end{aligned}$$

Легко видеть, что горизонтальная составная возмущенной скорости  $v_x$  может быть представлена в виде

$$v_x = \frac{k_x}{\omega} \frac{p}{\rho_0},$$

что совпадает с результатом Лэмба [5].

Исключая дивергенцию скорости  $V$  из уравнений (6) и (7), получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2 v_z(z)}{dz^2} + \left( \frac{k_x^2 (C_s^2(z))'_z}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z)} - \frac{g\gamma}{C_s^2(z)} \right) \frac{dv_z(z)}{dz} + \\ + \left( \frac{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z)}{C_s^2(z)} + \frac{g^2 k_x^2 (\gamma-1)}{\omega^2 C_s^2(z)} - \frac{g k_x^4 (C_s^2(z))'_z}{\omega^2 \cdot (\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z))} \right) \times \\ \times v_z(z) = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $(\dots)' = \frac{\partial}{\partial z}(\dots)$ . Уравнение (12) может быть представлено в виде

$$\frac{d^2 F(z)}{dz^2} + K^2(z) F(z) = 0, \quad (13)$$

где

$$F(z) = v_z(z) \sqrt{\frac{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(0)}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z)}} \sqrt{\frac{p_0(z)}{p_0(0)}}, \quad (14)$$

$$K^2 = \frac{\omega^2 - \omega_1^2(z)}{C_s^2(z)} + k_x^2 \left( \frac{\omega^2}{\omega_2^2(z)} - 1 \right), \quad (15)$$

$$\omega_1^2(z) = -\frac{1}{2} \gamma g \frac{\rho_0(z)}{\rho_0(z)} - \frac{1}{4} \frac{\gamma^2 g^2}{C_s^2(z)},$$

$$\begin{aligned} \omega_2^2(z) = & \left( \frac{\omega^2}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z)} \right) \left[ \frac{g^2(\gamma-1)}{C_s^2(z)} - \frac{1}{2} \frac{\gamma^2 g^2}{C_s^2(z)} + \right. \\ & + g^2 k_x^2 \left( \frac{1}{\omega^2} - \frac{3}{4} \frac{\gamma^2}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z)} \right) + \frac{C_s^2(z)}{2} \frac{(\rho_0(z))''}{\rho_0(z)} - \\ & - \left( \frac{(\rho_0(z))'_z}{\rho_0(z)} \right)^2 \left( C_s^2 + \frac{3}{4} \frac{k_x^2 C_s^4}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z)} \right) - \left( \frac{(\rho_0(z))'_z}{\rho_0(z)} \right) \times \\ & \left. \times \left\{ \gamma g \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{k_x^2 C_s^2}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2(z)} \right) - \frac{g k_x^2 C_s^2(z)}{\omega^2} \right\} \right]. \end{aligned}$$

Уравнения вида (13) было получено в работах Тейлора и Голдстейна [2] в приближении Буссинеска.

Из уравнений (3)–(5) получаем следующие выражения для величин, характеризующих распространение волновых возмущений в стратифицированной атмосфере:

$$\begin{aligned} V &= \frac{\omega^2}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2} \left( \frac{dv_z}{dz} - g \frac{k_x^2}{\omega^2} v_z \right), \\ v_x &= \frac{ik_x}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2} \left( C_s^2 \frac{dv_z}{dz} - gv_z \right), \quad (16) \\ \frac{p}{\rho_0} &= \frac{i\gamma\omega}{C_s^2(\omega^2 - k_x^2 C_s^2)} \left( gv_z - C_s^2 \frac{dv_z}{dz} \right), \end{aligned}$$

$$\frac{p}{\rho_0} = \frac{-i}{\omega h_0 (\omega^2 - k_x^2 C_s^2)} \left[ v_z (\omega^2 - k_x^2 (C_s^2 + h_0 g)) + \omega^2 h_0 \frac{dv_z}{dz} \right],$$

где  $h_0 = \frac{\rho_0}{\rho'_0}$ ,  $(\dots)' = \frac{\partial}{\partial z}(\dots)$ . Видно, что характеристики возмущений (16) полностью определяются из решения уравнения (13) с соответствующими граничными условиями.

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Уравнение (13) отличается от уравнений Тейлора и Голдстейна существенно более сложным видом коэффициента  $K^2$ . По аналогии с этим уравнением, представим величину  $K^2$  в виде  $K^2(z) = L^2(z) - k_x^2$ , где  $L^2(z)$  описывает вертикальную (по  $z$ ) структуру решения. Тогда при

$L^2(z) > k_x^2$  имеем  $K^2(z) > 0$ , и  $K$  — действительная функция, а уравнение (13) имеет колебательные решения. Последнее также вытекает из условий применимости метода ВКБ: когда  $K^2$  слабо зависит от  $z$ , то уравнение описывает почти гармонические колебания по  $z$  с пространственной частотой  $K$ . То есть величина  $K$  играет роль вертикального волнового вектора. При  $L^2(z) < k_x^2$  получаем  $K^2(z) < 0$ , и величина  $K$  является чисто мнимой. Это соответствует решениям, быстро убывающим (или нарастающим) по  $z$ . Соответственно, случай  $L^2(z) = k_x^2$ , или  $K^2(z) = 0$ , определяет сепаратрисы, разделяющие области колебательных и убывающих решений.

Ниже исследование поведения АГВ проводилось по двум направлениям. Во-первых, на плоскости  $(z, \omega)$  для заданных  $k_x$  вычислялись значения величины  $K^2(z, \omega)$  и определялись области ее положительных и отрицательных значений, тем самым находились области распространения и нераспространения волн. Во-вторых, на плоскости  $(\omega, k_x)$  определялись указанные выше сепаратрисы.

Из выражений (15) видно, что при определенном профиле температуры для заданной высоты  $z$  каждому значению  $k_x$  в уравнении  $K^2(z) = 0$  соответствует конечное число значений  $\omega$ , действительных или попарно комплексно сопряженных. Разрешая уравнение  $K^2(z) = 0$ , определяем зависимость  $\omega$  от  $k_x$  и параметров атмосферы

$$\omega(k_x, K^2 = 0; C_s(z), \rho'_0(z), \rho''_0(z)) = 0. \quad (18)$$

Выражения (15) имеют достаточно общий вид. Их можно упростить для случаев изотермической и политропной моделей атмосферы, которые можно считать стандартными ввиду их широкого использования в научном сообществе.

В случае изотермического равновесия атмосферы ( $T_0(z) = \text{const}$ )

$$\frac{\rho_0(z)}{\rho_0(0)} = e^{-z/h_0}, \quad h_0 = \frac{C_s^2}{\gamma g}, \quad C_s = \text{const}, \quad (19)$$

из (15) получаем хорошо известный результат

$$\omega_1^2 = \frac{C_s^2}{4h_0^2}, \quad \omega_2^2 = \frac{g(\gamma-1)}{h_0\gamma}, \quad (20)$$

который соответствует стандартным выражениям для частоты акустической отсечки  $\omega_a$  и частоты

ты Брента — Вайсяля  $\omega_{BV}$ . Зависимости (18) для  $T(z) = 273 \text{ K}$  представлены на рис. 1.

Для политропной модели атмосферы

$$T_0(z) = T_0(0) \left(1 - \frac{z}{z_0}\right),$$

$$\rho_0(z) = \rho_0(0) \left(1 - \frac{z}{z_0}\right)^{\frac{1}{n-1}},$$

$$C_s^2(z) = C_s^2(0) \left(1 - \frac{z}{z_0}\right),$$

где  $z_0 = \frac{C_s^2(0)}{g(n-1)}$  — высота политропной атмосферы,  $n$  — показатель политропы, из (15) получаем

$$\omega_1^2 = \frac{1}{4} \frac{C_s^2(0)}{z_0(z_0 - z)(\gamma - 1)} \left( \frac{2}{n-1} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \right), \quad (21)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\omega^2}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2} \left[ \frac{k_x^2 g^2}{\omega^2} \frac{n - \gamma}{n - 1} - \frac{3}{4} \frac{k_x^2 g^2}{\omega^2 - k_x^2 C_s^2} \left( \gamma^2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{(n - 1)^2} - \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(n - 1)} \right) + \frac{g}{2(z - z_0)} \left( 2 - \frac{\gamma^2}{(\gamma - 1)} - \frac{2\gamma - n(\gamma + 1)}{(n - 1)^2} \right) \right].$$

При выборе параметров  $n = 1.3$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $z = 0$ ,  $T(0) = 273 \text{ K}$  получаем  $\omega_1 \approx 0.05 \text{ c}^{-1}$ , что сравнимо со значением  $\omega_a \approx 0.02 \text{ c}^{-1}$  для изотермической модели при той же температуре. Зависимости (18) для  $n = 1.3$ ,  $T(0) = 273 \text{ K}$ ,  $z = 10000 \text{ м}$ ,  $z_0 = 27964 \text{ м}$  представлены на рис. 2.

Теперь рассмотрим зависимость (18) в общем случае. Собирая слагаемые при одинаковых степенях  $\omega$ , получаем уравнение

$$\omega^8 + (-3C_s^2 k_x^2 - \omega_1^2) \omega^6 + (3C_s^4 k_x^4 + 2C_s^2 k_x^2 \omega_1^2 + a_1 C_s^2 k_x^2) \omega^4 + (-C_s^6 k_x^6 - C_s^4 k_x^4 \omega_1^2 - a_1 C_s^4 k_x^4 + a_2 C_s^2 k_x^4 + a_3 C_s^2 k_x^4) \omega^2 + (-a_2 C_s^4 k_x^6) = 0, \quad (22)$$

где

$$a_1 = \left[ \frac{(\gamma - 1)g^2}{C_s^2} - \frac{\gamma^2 g^2}{2C_s^2} + C_s^2 \left( \frac{1}{2} \rho_{02} - \rho_{01}^2 \right) - \gamma g \rho_{01} \right],$$

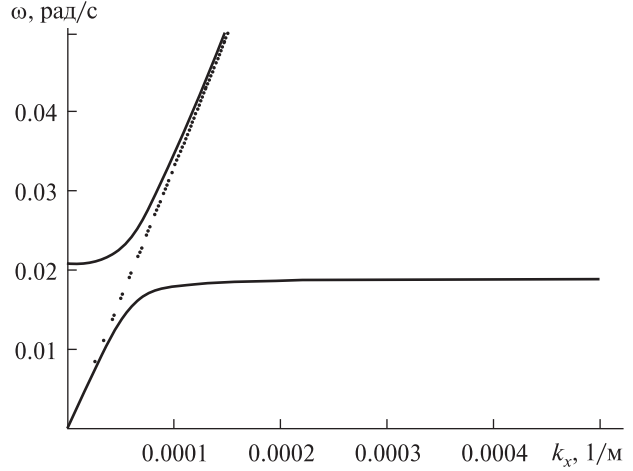


Рис. 1. Решения дисперсионного уравнения, редуцированного к изотермической атмосфере при  $T(z) = 273 \text{ K}$

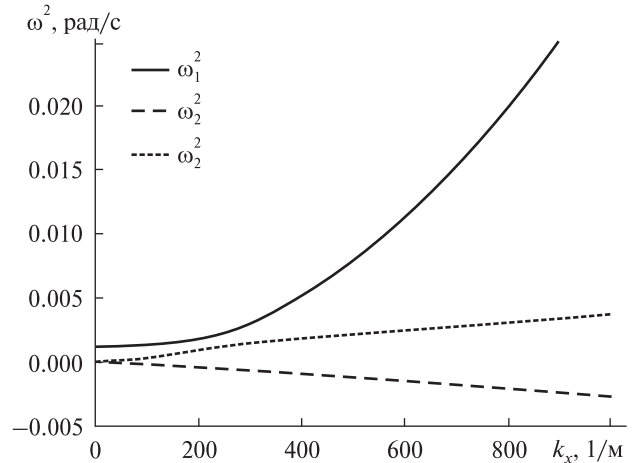


Рис. 2. Решения дисперсионного уравнения, редуцированного к политропной атмосфере. Показатель политропы  $n = 1.3$ , температура на нижней границе атмосферы  $T(0) = 273 \text{ K}$ , высота верхней границы  $z_0 = 27964 \text{ м}$ , расчетная высота  $z = 10000 \text{ м}$

$$a_2 = g(g + C_s^2 \rho_{01}), \quad a_3 = -\frac{3}{4} (\gamma g + C_s^2 \rho_{01})^2, \quad (23)$$

$$\rho_{01} = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz}, \quad \rho_{02} = \frac{1}{\rho_0} \frac{d^2\rho_0}{dz^2}.$$

Для решения уравнения (22) достаточно задавать высотный профиль температуры  $T_0(z)$ . Действительно, учитывая уравнение состояния идеального газа, из (2) получаем

$$C_s^2(z) = \gamma \frac{R_0}{\mu_0(z)} T_0(z),$$



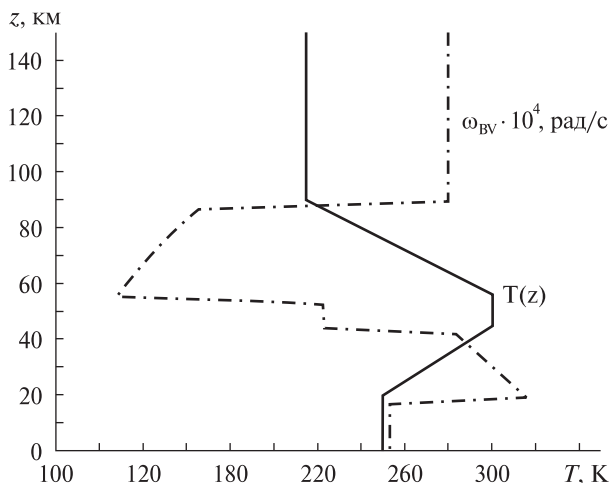


Рис. 3. Исходные данные для расчетной модели с полным уравнением: высотный профиль температуры  $T(z)$ . Для сравнения приведен профиль частоты Брента — Вайсяля  $\omega_{BV}(z)$  (значения умножены на  $10^4$ )

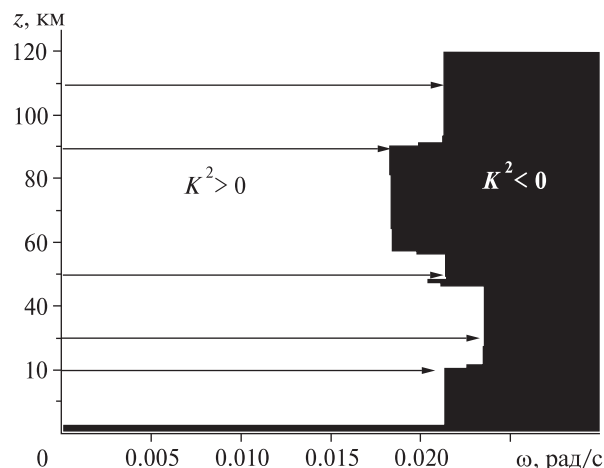


Рис. 4. Вычисленные для расчетной модели области положительных и отрицательных значений функции  $K_2^2(z, \omega, k_x)$  в плоскости  $(z, \omega)$  при  $k_x = 0.0004 \text{ м}^{-1}$  (горизонтальная длина волны  $\lambda_x \approx 16 \text{ км}$ ) для температурного профиля рис. 3. Стрелками отмечены уровни высот, на которых затем вычислялись решения дисперсионного уравнения (уровень  $z = 70 \text{ км}$  не отмечен)

$$\rho_0(z) = \rho_0(0) \frac{\mu_0(0)T(0)}{\mu_0(z)T(z)} \exp\left(-\frac{g}{R_0} \int_0^z \frac{\mu_0(z')dz'}{T_0(z')}\right), \quad (24)$$

где  $\mu_0(z)$  — молярная масса атмосферного газа, зависящая от высоты, которая может быть построена на основе данных из [20] с помощью кубической сплайн-интерполяции. Частота Брента —

Вайсяля в этом случае также выражается через  $T_0(z)$ :

$$\omega_{BV}^2(z) = (\gamma - 1) \frac{g^2}{C_S^2(z)} + \frac{g}{T_0(z)} \frac{dT_0(z)}{dz}. \quad (25)$$

В частности, отсюда следует, что при выполнении условий (для политропной атмосферы)

$$\frac{dT(z)}{dz} < 0,$$

$$\left| \frac{dT(z)}{dz} \right| > \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{g}{(R/\mu)} \approx 10 \text{ К/км}$$

будем иметь  $\omega_{BV}^2 < 0$ , и гравитационные колебания невозможны.

При численном моделировании мы задаем высотный профиль в виде  $T_{0i} = T_0(z_i)$ . После выполнения численного интегрирования в (24) и использования (23) находим корни  $\omega$  уравнения (22) в зависимости от горизонтального волнового числа  $k_x$  для различных высот.

Поскольку определение областей знакопостоянства  $K^2$  в изотермическом случае проводилось в целом ряде работ (например, [2]), мы приступили к моделированию поведения АГВ в изотермической атмосфере со включением слоев с температурой, убывающей (политропный слой) и растущей (инверсный слой) с высотой (см. рис. 3). Там же приведен для сравнения высотный профиль частоты Брента — Вайсяля, вычисленный по формуле (25). Такую модель мы называем расчетной. Вычисление областей знакопостоянства  $K^2$  выполнялось по специально разработанному алгоритму на основе индикаторной функции. Поскольку из немонотонности  $\omega_{BV}(z)$  можно было предполагать наличие в рассматриваемой стратификации атмосферных волноводов [11, 13, 16, 17] (в данном случае — термических дактов), то величина горизонтальной длины волны выбиралась из соображений близости к одному из резонансов (высота дакта кратна целому числу длин полуволн), в данном случае — около 16 км ( $k_x = 0.0004$ ). Результаты вычисления приведены на рис. 4, где (как и на последующих рисунках) черным цветом закрашены области с  $K^2 < 0$ , а белым —  $K^2 > 0$ . На рисунке стрелками отмечены уровни высоты  $z$ , соответствующие особенностям профиля области  $K^2 < 0$ .

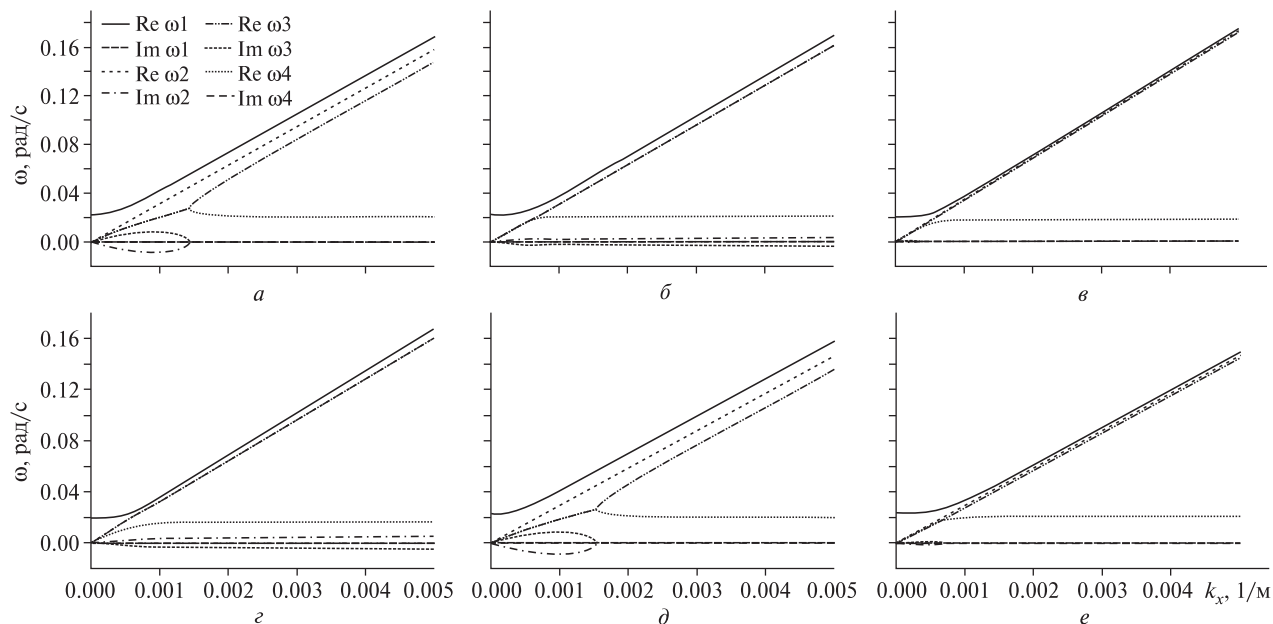
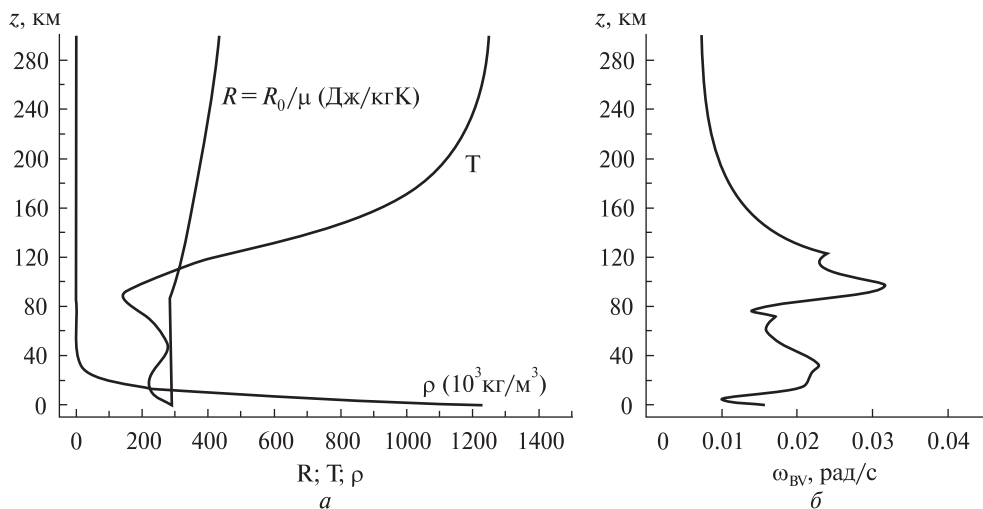


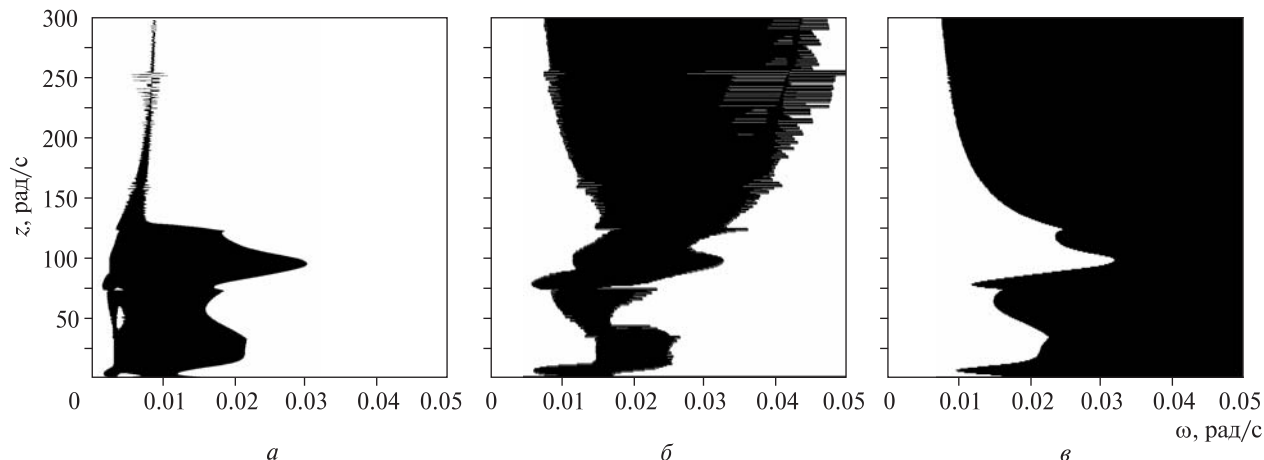
Рис. 5. Вычисленные решения дисперсионного уравнения для температурного профиля рис. 3 и высот, указанных на рис. 4: а —  $z = 20$  км, б —  $z = 30$  км, в —  $z = 50$  км, г —  $z = 70$  км, д —  $z = 90$  км, е —  $z = 110$  км

При этих  $z$  были решены дисперсионные уравнения и найдены зависимости  $\omega(k_x)$ , представленные на рис. 5. Как и следовало ожидать, в изотермических, политропном и инверсном слоях решения ведут себя подобно рис. 1, 2. Однако вблизи точек сопряжения слоев поведение решений усложняется. Появляются и усиливаются мнимые компоненты, происходит смешивание различных ветвей решений. Эти явления происходят для горизонтальных длин волн от 40 км и выше. Видим, что локализованные комплексные ветви решений дисперсионного уравнения служат индикаторами сопряжения слоев с различающимися термическими свойствами. Следует отметить еще одну особенность поведения решений с высотой. При переходе от рис. 5, д к рис. 5, е перемешивание ветвей исчезает, на рис. 5, е наблюдаем типичный изотермический случай, но с одним отличием. На оси абсцисс в интервале  $0 - 0.00007 \text{ м}^{-1}$  (длина волны больше 83 км) видна короткая мнимая ветвь. Она отсутствует ниже точки сопряжения слоев, но при этом ее наличие прослеживалось вплоть до верхнего предела наших расчетов (300 км).

Реальная атмосфера характеризуется наличием целого ряда слоев, свойства которых могут меняться со временем [2, 22, 25–27]. Чтобы понять закономерности движения АГВ в реальной атмосфере, мы воспользовались результатами модели MSIS-E для географической точки в средних широтах северного полушария. Момент времени соответствовал утру по местному времени 7 июля. Атмосферные условия — спокойные. Исходные данные для расчетов представлены на рис. 6. Согласно рис. 6, б следует ожидать волноводных свойств по крайней мере в слоях 0–6, 10–50, 80–140, 90–110 км. Вычисление областей знакопостоянства  $K^2$  при трех длинах волн (600, 126 и 16 км) подтвердило эти выводы. При этом обнаружили две особенности. На диаграмме рис. 7, а видны три включения областей с  $K^2 > 0$  в массивные области с  $K^2 < 0$ . Была более подробно рассмотрена область на высоте около 75 км с допустимыми частотами 0.003 рад/с. Результаты решения дисперсионного уравнения ниже включения ( $z = 70$  км), на высоте включения ( $z = 75$  км), выше включения ( $z = 80$  км) представлены соответственно на



**Рис. 6.** Исходные данные для реалистичной модели атмосферы: *a* — температура  $T(z)$ , газовая постоянная  $R$ , скорректированная на высотную зависимость молярной массы  $\mu(z)$ , плотность  $\rho(z)$  (значения умножены на  $10^3$ ), *б* — частота Брента — Вайсяля  $\omega_{BV}(z)$



**Рис. 7.** Вычисленные для реалистичной модели атмосферы области положительных и отрицательных значений функции  $K^2(z, \omega, k_x)$  в плоскости  $(z, \omega)$  при следующих значениях  $k_x$ : *a* —  $k_x = 0.00001 \text{ м}^{-1}$  ( $\lambda_x \approx 628 \text{ км}$ ), *б* —  $k_x = 0.00005 \text{ м}^{-1}$  ( $\lambda_x \approx 126 \text{ км}$ ), *в* —  $k_x = 0.00040 \text{ м}^{-1}$  ( $\lambda_x \approx 16 \text{ км}$ )

рис. 8, *a–в*. Рис. 8, *a* и *в*, как видно из сравнения с рис. 1, 2 и 5, соответствуют политропному и инверсному случаю, тогда как рис. 8, *б* демонстрирует рост мнимых ветвей и перемешивание их с действительными, которое происходит для длин волн около 80 км и более.

### ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе с целью изучения динамики АГВ в атмосфере были получены уравнения гидродинамики для движения волновых возмущений установившейся фоновой атмосферы с

уравнением состояния идеального газа при явном учете сжимаемости. Это дало возможность использовать высотные профили температуры достаточно общего вида, варьировать их в процессе моделирования, непосредственно использовать параметры реальной атмосферы в достаточно широком диапазоне высот. При этом оказалось полезным использование подходов, разработанных для описания волновых процессов в атмосфере Солнца [4, 9].

Введение сжимаемости  $V = \text{div } v$  в качестве решения уравнения системы (6)–(7) позволи-

ло получить важнейшие предельные случаи без привлечения сложных преобразований. Решение для поверхностной волны Лэмба получается в случае  $v_z = 0, V \neq 0$ , а при  $v_z \neq 0, V = 0$  получаем решение для еще одной поверхностной волны, амплитуда которой, в отличие от волны Лэмба, растет с высотой и не зависит от стратификации. Обе волны распространяются горизонтально, но с различными фазовыми скоростями.

В результате моделирования исследована модификация комплексных решений дисперсионного уравнения достаточно общего вида в зависимости от особенностей температурного профиля. Были обнаружены области свободного распространения внутри области связанных колебаний. Показано, что такие включения модифицируют структуру комплексных корней уравнения даже для волн с большими горизонтальными длинами.

В настоящее время интересным аспектом проблемы АГВ есть определение их информационного содержания. Рядом исследователей [3, 12, 21, 29, 31] выдвигались и обосновывались предположения об АГВ как предвестниках мощных процессов в пограничном слое, тропосфере или верхней коре, переносящих энергию (сигнал) в ионосферу и вызывающих в ней измеримые возмущения. На основании этих исследований можно заключить, что в указанных задачах важно учитывать свойства распространения АГВ через различные атмосферные структуры, прежде всего волноводные. В численном моделировании мы наблюдали модификацию АГВ с горизонтальной длиной волны порядка 600 км в тонком (порядка 20 км) слое, прозрачном в достаточно узком диапазоне частот. Возможно, речь идет о фазовых сдвигах в проходящей волне. Следующими шагами в нашем исследовании станут: учет теплопроводности и вязкости в описании динамики АГВ, изучение пространственной конфигурации и собственной динамики дактов, тщательное изучение особенностей явления смешивания мод, проявившегося в нашем моделировании, его влияния на модификацию АГВ. Отметим, что само явление должно быть связано с резонансом Экарта [16]. В связи с указанными задачами представляет значение задачи

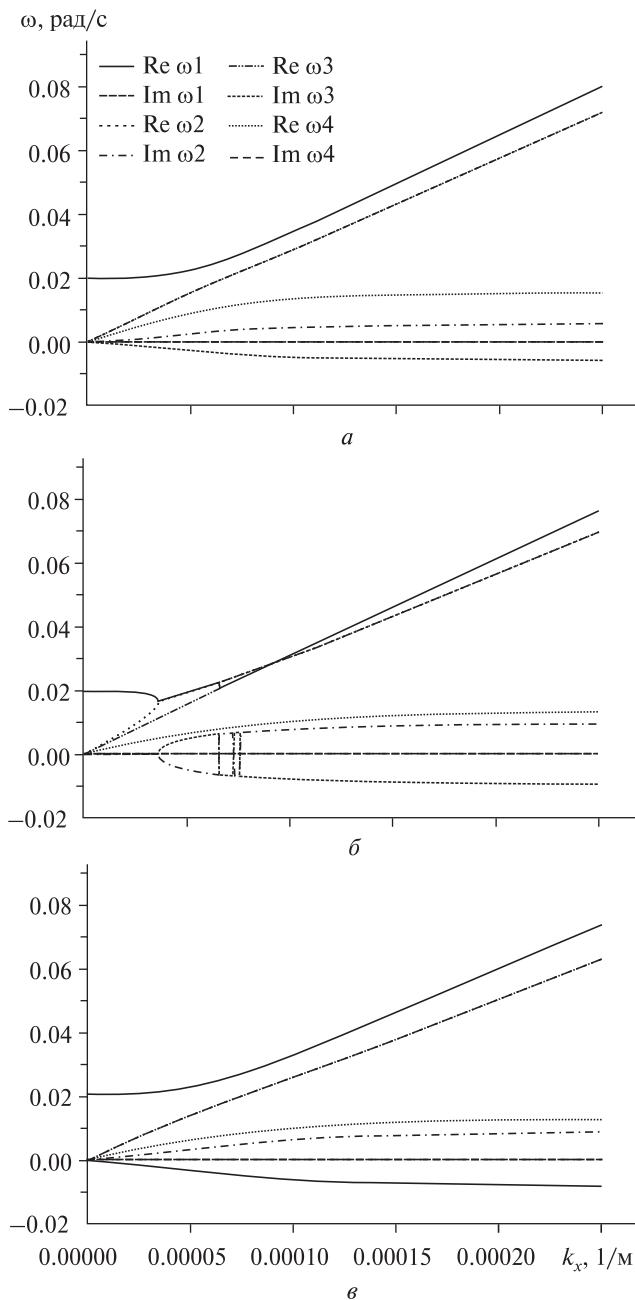


Рис. 8. Вычисленные решения дисперсионного уравнения для исходных данных рис. 6,  $k_x = 0.00001 \text{ м}^{-1}$  ( $\lambda_x \approx 628 \text{ км}$ ) и следующих высот:  $a - z = 70 \text{ км}$ ,  $b - z = 75 \text{ км}$ ,  $v - z = 80 \text{ км}$

туннелирования АГВ через системы дактов [34], переизлучения АГВ на дактах [33] и поведения аномального слоя ( $\omega_a < \omega_{BV}$ ) [35].

1. *Атмосфера*. Справочник. — Л.: Гидрометеиздат, 1991. — 532 с.
2. *Госсард Э. Э., Хук У. Х.* Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 532 с.
3. *Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н., Михайловская Л. А. и др.* Оптимальные условия для эффективного прохождения волн плавучести от интенсивных атмосферных вихрей в ионосферу // Шестая всероссийская открытая ежегодная конф. «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса»: Сб. тез. конф. — М.: ИКИ РАН, 2008. — С. 284.
4. *Космическая магнитная гидродинамика*: Пер. с англ. / Под ред. Э. Приста, А. Худа. — М.: Мир, 1995. — 439 с.
5. *Ламб Г.* Гидродинамика: Пер. 6-го англ. изд. — М.: ОГИЗ, 1947. — 928 с.
6. *Ляхов В. В.* Акустико-гравитационные волны в неадиабатической атмосфере // Изв. Рос. АН. Сер. Физ. атмосферы и океана. — 2007. — **43**, № 3. — С. 342—350.
7. *Anthes R. A., Rocken C., Ying-Hwa Kuo.* Applications of COSMIC to meteorology and climate // *Terrestrial Atmospheric and Oceanic Sci.* — 2000. — **11**, Part 1. — P. 115—156.
8. *Bolunova A. D.* Role of the «fountain effect» in the equatorial ionosphere in the prolonged retention of radioactive products of the «Starfish» explosion at F-region altitudes // *Cosmic Res.* — 1976. — **13**, N 5. — P. 646—650.
9. *Campos L. M. B. C.* On waves in non-isothermal, compressible, ionized and viscous atmospheres // *Solar Phys.* — 1983. — **82**. — P. 355—368.
10. *Clemesha B. R.* A review of recent MLT studies at low latitudes // *Ann. geophys.* — 2004. — **22**. — P. 3261—3275.
11. *Einaudi F., Hines C. O.* WKB approximation in application to acoustic-gravity waves // *Can. J. Phys.* — 1970. — **48**, N 12. — P. 1458—1471.
12. *Fedorenko A. K., Lizunov G. V., Rothkaehl H.* Space observations of the quasiwave perturbations of the atmosphere caused by powerful earthquakes at the altitudes of region F // *Geomagn. Aeron.* — 2005. — **45**, N 3. — P. 403—410 (in Russian).
13. *Francis H. S.* Acoustic-gravity models and large-scale traveling ionosphere disturbances of a realistic, dissipative atmosphere // *J. Geophys. Res.* — 1973. — **78**. — P. 2278—2301.
14. *Friedrich M., Torkar K. M., Singer W., et al.* Signatures of mesospheric particles in ionospheric data // *Ann. geophys.* — 2009. — **27**. — P. 823—829.
15. *Fritts D. C., Alexander M. J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* — 2003. — **41**, N 1. 1003, doi:10.1029/2001RG000106.
16. *Fritts D. C., Yuan L.* An analysis of gravity wave ducting in the atmosphere: Eckart's resonances in thermal and Doppler ducts // *J. Geophys. Res.* — 1989. — **94D**, N 15. — P. 18.455—18.466.
17. *Gille J. C.* Acoustic-gravity waves in the Earth's atmosphere. I. The general nature of acoustic-gravity waves. II. Acoustic-gravity wave ducting in the atmosphere by vertical temperature structure // Florida State University, Department of Meteorology, Technical Note No. 66-7, 1966. — 77 p.
18. *Gravity waves in weather, climate, and atmospheric chemistry: Issues and challenges for the community* / TIIMES - NCAR, 2006 / Gravity Wave Retreat, 2006. — 19 p.
19. *Hines C.* Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.* — 1960. — **38**. — P. 1441—1481.
20. *Kelley M. C.* The Earth's ionosphere // *Plasma Physics and Electrodynamics.* — Academic Press, Inc., 1989. — P. 487.
21. *Korepanov V., Hayakawa M., Yampolski Yu., Lizunov G.* AGW as a seismo-ionospheric coupling responsible agent // *Phys. and Chem. Earth.* — 2009. — **34**. — P. 485—495.
22. *Lindzen R. S., Tung K.-K.* Banded convective activity and ducted gravity waves // *Mon. Weather Rev.* — 1976. — **104**. — P. 1602—1617.
23. *Liu H.-L., Hagan M. E.* Local heating/cooling of the mesosphere due to gravity wave and tidal coupling // *Geophys. Res. Lett.* — 1999. — **25**. — P. 2941—2944.
24. *Marcos F. A., Burke W. J., Lai S. T.* Thermospheric space weather modeling // Reprint from Proceedings, 38<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference 25—28 June 2007. — Miami, FL, 2007. — 12 p.
25. *Mityakov S. N., Nakaryakov V. M., Trakhtengerts V. Y.* Reflection of internal gravity waves from the mesospheric waveguide // *Geomagnetism and Aeronomy, English Translation, June 1996.* — **35**, N 6.
26. *Nappo C. J.* An introduction to atmospheric gravity waves. Elsevier Science, 2002. — 260 p.
27. *Petrukhin N. S.* Waveguide properties of an atmosphere with a monotonically varying temperature // *Sov. Astron.* — July-August 1983. — **27**, N 4. — P. 408—410.
28. *Pokhotelov O. A., Liperovskii V. A., Fomichev Iu. P., et al.* Modification of the ionosphere during military actions in the Persian Gulf region // *Doklady Akademiia Nauk SSSR.* — 1991. — **321**, N 6. — P. 1168—1172 (In Russian).
29. *Prikryl P., Muldrew D. B., Sofko, et al.* Solar wind Alfvén waves: a source of pulsed ionospheric convection and atmospheric gravity waves // *Ann. geophys.* — 2005. — **23**, N 2. — P. 401—417.
30. *Prikryl P., Rusin V., Rybansky M.* The influence of solar wind on extratropical cyclones. Part I. Wilcox effect revisited // *Ann. geophys.* — 2009. — **27**. — P. 1—30.
31. *Rapoport Yu. G., Hayakawa M., Gotynyan O. E., et al. A.* Stable and unstable plasma perturbations in the ionospheric F region, caused by spatial packet of atmospheric gravity waves // *Phys. and Chem. Earth.* — 2009. — **34**. — P. 508—515.
32. *Schunk R. W., Sojka J. J.* Ionosphere-thermosphere space weather issues // *J. Atmospheric and Terrestrial Phys.* — October 1996. — **58**, N 14. — P. 1527—1574.

33. Snively J. B., Pasko V. P. Breaking of thunderstorm-generated gravity waves as a source of short-period ducted waves at mesopause altitudes // *Geophys. Res. Lett.* — 2003. — **30**, N 24. — P. 2254. doi: 10.1029/2003GL018436.
34. Sutherland B. R., Yewchuk K. Internal Wave Tunnelling // *J. Fluid Mechanics.* — 2004. — **511**. — P. 125–134.
35. Tolstoy I., Pan P. Simplified atmospheric models and the properties of long-period internal and surface gravity waves // *J. Atmos. Sci.* — 1970. — **27**. — P. 31–48.
36. Vadas S. L., Fritts D. C. Thermospheric responses to gravity waves arising from mesoscale convective complexes // *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.* — 2004. — **66**. — P. 781–804.
37. Walterscheid R. L., Schubert G. Nonlinear evolution of an upward propagating gravity wave: Overturning, convection, transience and turbulence // *J. Atmos. Sci.* — 1990. — **47**, N 1. — P. 101–125.

*Надійшла до редакції 01.10.09*

*O. K. Cheremnykh, Yu. A. Selivanov, I. V. Zakharov*

#### THE INFLUENCE OF COMPRESSIBILITY AND NONISOTHERMALITY OF THE ATMOSPHERE ON THE PROPAGATION OF ACOUSTO-GRAVITY WAVES

Using the equations for disturbances in a stratified compressible one-dimensional steady state atmosphere with the ideal gas equation of state we did not impose any requirements on temperature and stratification height profiles but use two main variables: amplitude of vertical velocity of wave disturbances on steady background and compressibility (velocity divergence). As a result, the second order ODE for vertical velocity was deduced. General dispersion relation for compressible stratified ideal atmosphere was obtained and analyzed for isothermal, polytropic and MSIS model cases of temperature height profile. The information on acousto-gravity waves behaviour in relation to a chosen profile of the atmosphere was derived.

УДК 551.510.534

**А. В. Грицай, О. М. Євтушевський, Г. П. Міліневський, З. І. Грицай**

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

## **РОЗПОДІЛ ОЗОНУ В АНТАРКТИЦІ ЗА ДАНИМИ 30-ЛІТНІХ СУПУТНИКОВИХ СПОСТЕРЕЖЕНЬ**

---

*Досліджено особливості розподілу озону над Антарктикою та його варіації протягом 30-літнього інтервалу (1979–2008 рр.) систематичних спостережень із допомогою супутникових спектрометрів TOMS та OMI. Проаналізовано зміни параметрів озонної діри, досліджено багаторічні варіації характеристик квазістаціонарних планетарних хвиль в атмосфері над Антарктикою. За результатами аналізу трендів характеристик озонної діри зроблено висновок про припинення як спаду рівнів озону, так і зростання площі озонної діри з другої половини 1990-х років. Показано, що квазістаціонарні хвилі зумовлюють: 1) стійку зональну асиметрію розподілу озону зі зміщенням озонної діри відносно південного полюса у бік атлантичного довготного сектора та 2) систематичний зсув на схід області низьких рівнів озону, який є статистично достовірним у діапазоні широт 50–80 °S і за останні 30 років досяг 50° по довготі. Натомість багаторічна зміна положення максимуму виявилася несуттєвою. Збереження систематичного зсуву на схід мінімуму квазістаціонарної хвилі упродовж трьох десятиріч свідчить про існування динамічного чинника, який змінює асиметрію озонної діри незалежно від тенденцій у рівнях озону.*

---

### **ВСТУП**

Розподіл озону у помірних та високих широтах південної півкулі зазнає суттєвих змін як протягом року, так і від сезону до сезону. Найбільш відчутні варіації розподілу озону відбуваються навесні, у вересні — листопаді [10, 24]. Із початку 1980-х років спостерігається озонна діра — значне весняне зниження загального вмісту озону (ЗВО) у стовпі атмосфери в навколополярній області [6]. Дане явище обумовлене хімічними реакціями на висотах стратосферного максимуму у вертикальному розподілі озону [14]. Що стосується сезонних змін у розподілі ЗВО, то протягом більшої частини року суттєві просторові неоднорідності не спостерігаються, ситуація змінюється тільки у серпні — вересні.

Розвиток озонної діри обумовлений, серед іншого, особливостями стратосферної циркуляції над Антарктикою. Взимку тут формується полярний вихор, який ізолює полярні повітряні маси від середньоширотних, сприяючи більшому, ніж в Арктиці, зниженню температури та за-

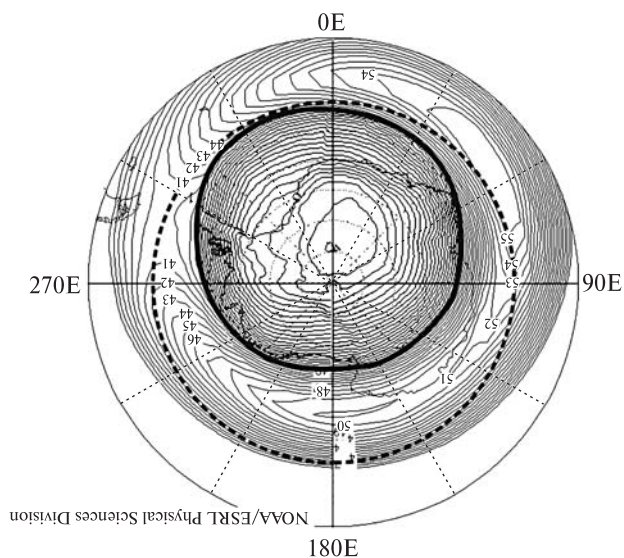
важаючи меридіональному змішуванню і поповненню запасів озону, що руйнується навесні [20]. Тривалість існування вихору визначає і терміни зниження ЗВО [17, 19]. Так, незвичайний характер циркуляції у 2002 р. призвів до розділення й ослаблення озонної діри уже в кінці вересня [2], скоротивши на два місяці типовий час її розвитку. Водночас довготривалі тренди вмісту озону та площі діри залежать від концентрацій речовин, у реакціях із якими руйнуються молекули озону.

Полярний вихор не є симетричним, перебуваючи під впливом великомасштабних планетарних хвиль (ПХ). Максимум їхньої активності у південній півкулі спостерігається навесні, передуючи руйнуванню вихору [11]. Вплив ПХ призводить до меридіональних зміщень у крайовій області вихору, внаслідок чого у зональному напрямку (вздовж паралелі) тут спостерігаються суттєві варіації атмосферних параметрів. Найбільші амплітуди в антарктичному регіоні мають квазістаціонарна хвиля (КСХ) із зональним числом (відношення довжини паралелі до довжини хвилі)  $m = 1$  та біжуча хвиля з  $m = 2$  [15]. Зручним індикатором існування ПХ у нижній стратосфері постає загальний вміст озону, оскільки озон має в цій області чіткий висотний максимум, а

перепад його концентрацій у меридіональному напрямку є досить значним [16, 18]. Відповідно при картографуванні зонального розподілу ЗВО планетарні хвилі є добре помітними, відношення їхніх амплітуд до зонального середнього досягає 0.3–0.4 навіть при усередненні за місяць [9]. Переважний вплив квазістаціонарної хвилі з  $m = 1$  зумовлює стійке меридіональне зміщення озонної діри відносно полюса в напрямі атлантичного сектора довгот [10]. Метою цієї роботи є продовження аналізу характеристик планетарних хвиль над антарктичним регіоном як одного з основних факторів зональної неоднорідності розподілу озону навесні та їхнього узагальнення за період супутникових спостережень (1979–2008 рр.). Узгодженість асиметрії озонної діри та стратосферного полярного вихору відносно полюса демонструє рис. 1. Діра розташовується всередині області з максимальною швидкістю зонального вітру 50–55 м/с.

Зауважимо, що загальний вміст озону традиційно вимірюється в одиницях Добсона (ОД). Одиниця Добсона відповідає шару речовини товщиною 0.01 мм за нормальних умов. Звичайно ЗВО  $\approx 300$  ОД, але при весняному зниженні над Антарктикою досягаються значення близько 100 ОД [21]. Границею озонної діри вважається значення 220 ОД — рівень, на який у середньому припадає різкий градієнт ЗВО та який не спостерігався у цьому регіоні до початку 1980-х років [19] (різні критерії оцінки площі території з аномально низьким вмістом озону аналізуються у роботі [4]).

Вимірювання ЗВО проводяться з допомогою наземних (спектрофотометри Добсона, Брюера, озонметри М-124 та ін.) і супутникових засобів [7]. Перевага супутникових інструментів полягає у можливості регулярних спостережень майже над усією поверхнею Землі, зокрема й над областями, де систематичні наземні вимірювання неможливі (океани, незаселені території). Використовуються головним чином вимірювання інтенсивності розсіяного випромінювання в ближньому ультрафіолетовому діапазоні ( $\lambda > 300$  нм) [3]. Основний масив інформації був отриманий із допомогою приладів Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS), зараз спостереження ви-



**Рис. 1.** Асиметрія розподілу озону та швидкості зонального вітру відносно полюса. Жирною лінією обмежено область озонної діри з контурами ЗВО  $< 220$  ОД. Зовні від жирної лінії наведено контури швидкості зонального вітру на рівні тиску 50 гПа для жовтня 2008 р. в інтервалі 35–55 м/с. Пунктирним колом виділено паралель 60° S

конце Ozone Monitoring Instrument (OMI) на супутнику «Aura». У 2008 р. завершився 30-річний період визначення вмісту озону супутниковими спектрометрами TOMS/OMI, що дозволяє проаналізувати зміни ЗВО над Антарктикою за цей час та зробити висновки про основні кліматологічні закономірності розподілу ЗВО, зумовлені, зокрема, впливом квазістаціонарних планетарних хвиль.

## ДАНИ ТА МЕТОДИ

У цій статті використано вимірювання Nimbus-7 TOMS (1979–1992 рр.), Earth Probe TOMS (1996–2005 рр.) та OMI (2006–2008 рр.), які покривають переважну частину періоду систематичних супутникових спостережень (1979–2008 рр.). Результати спостережень TOMS і OMI містяться на сайті <http://toms.gsfc.nasa.gov>. Для трьох років (1993–1995 рр.) застосовані дані реаналізу KNMI (Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, <http://www.temis.nl>). З огляду на наявність знач-



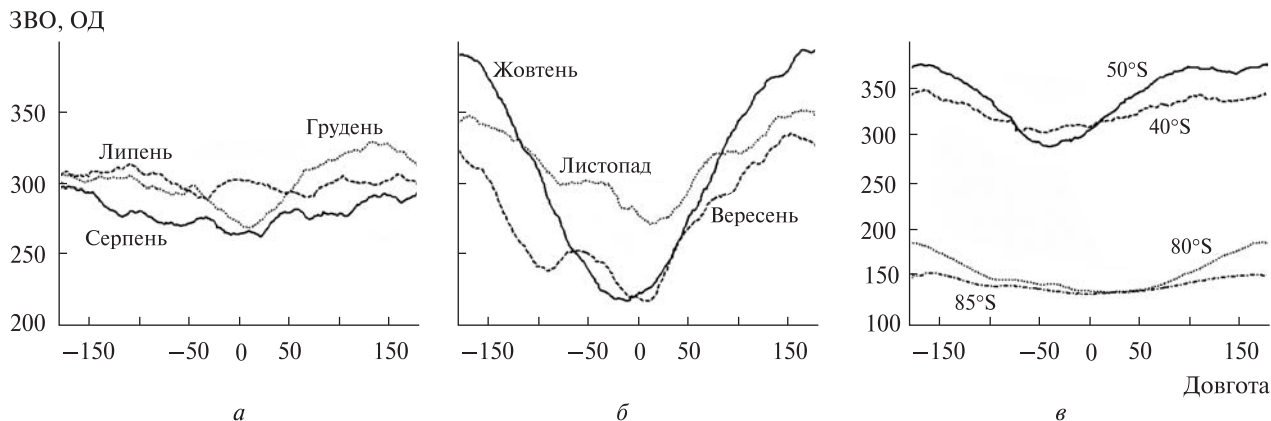


Рис. 2. Усереднений довготний розподіл ЗВО для місяців 2008 р.: а — липень, серпень і грудень, широта 60 °S; б — вересень — листопад, широта 60 °S; в — жовтень, широти 40, 50, 80 і 85 °S

них часових пропусків у вимірюваннях Meteor-3 TOMS (1991–1994 рр.), ці дані ми не використовували.

Вибір для аналізу пори року та просторової області обумовлено часом та місцем розвитку озонової діри. Розглянуто часовий інтервал з вересня по листопад, що дозволяє охопити весняний період максимальної активності ПХ. Сезонні відмінності асиметрії довготного розподілу ЗВО ілюструє рис. 2, а, б. У роботі досліджено широтний інтервал 50–80 °S із п'ятиградусним кроком (використано дані вимірювань TOMS/OMI з сайту <http://toms.gsfc.nasa.gov> для широт 50.5, 55.5, ... 80.5 °S). З метою визначення зональних характеристик планетарних хвиль аналіз проведено окремо для кожної паралелі. Навколополярна частина озонової діри (80–90 °S) з точки зору просторового розподілу ЗВО є найменш збуреною планетарними хвилями, і тому в даній роботі не розглядається. Зменшення зональної асиметрії до країв широтного інтервалу, обраного для дослідження, ілюструє рис. 2, в: перепад вмісту озону вздовж паралелі у жовтні 2008 р. становив 87 ОД на широті 50 °S і 52 ОД на широті 80 °S при 176 ОД для 60 °S. За межами інтервалу (85 °S і 40 °S) розподіл стає ще менш збуреним.

Профіль квазістаціонарної хвилі для кожного року отримується з допомогою усереднення даних уздовж паралелі для відповідного періоду. При знаходженні параметрів КСХ застосовується

згладжування з допомогою 50-градусного вікна для усунення впливу локальних неоднорідностей. Амплітуда хвилі обчислюється як половина різниці між значеннями максимуму та мінімуму. Чітке знаходження амплітуди та положень максимуму і мінімуму є можливим завдяки домінуванню в квазістаціонарному розподілі ЗВО для високих широт південної півкулі хвилі з зональним числом  $m = 1$  [24].

Для характеристики багаторічних змін вмісту озону в Антарктиці обчислювалися зональні середні значення ЗВО вздовж вказаних паралелей та використовувалися дані про площу озонової діри ([http://www.cpc.noaa.gov/products/stratosphere/winter\\_bulletins](http://www.cpc.noaa.gov/products/stratosphere/winter_bulletins)). Щоб усунути значні міжрічні варіації та спростити якісний аналіз, застосовано 5-річне ковзне усереднення. Довготривалі тенденції у змінах параметрів характеризуються лінійним трендом, коефіцієнти прямої знаходяться із допомогою методу найменших квадратів.

### ЗМІНИ ЗАГАЛЬНОГО ВМІСТУ ОЗОНУ ПРОТЯГОМ 1979–2008 рр.

Аналіз зональних середніх значень ЗВО у досліджуваній області вказує на регулярне зменшення ЗВО від початку систематичних супутникових спостережень до кінця 1990-х рр. Наявність вираженого від'ємного тренду у весняні місяці в Антарктиці протягом 1980-х — початку 1990-х рр.

відома з багатьох досліджень (наприклад, [26] та узагальнені дані [19]). При усуненні накладених на загальну тенденцію міжрічних варіацій із допомогою ковзного 5-річного середнього, для цього періоду отримано картину, близьку до лінійного тренду (рис. 3, *a*). Однак надалі ситуація змінюється. Навіть якщо не зважати на внесок весни 2002 р. із аномально високим для Антарктики рівнем озону, все одно можна прийти до висновку про припинення від'ємного тренду ЗВО в цьому регіоні з другої половини 1990-х років.

Такий результат впливає і з аналізу даних про площу озонної діри (рис. 3, *б*). У цьому випадку зростання також тривало майже два десятиріччя, але з кінця 1990-х рр. ситуація змінюється. Зміна тенденції простежується для всього весняного періоду вересень — листопад. Вказане свідчить про припинення зростання площі озонної діри, відображене, зокрема, на рис. 4-8 із роботи [19], де такий результат наведено для останньої декади вересня. Подібні результати отримано також і іншими дослідниками. Так, у роботі [25] зроблено висновок про припинення спаду вмісту озону в Антарктиці після 1997 р., що розглядається як перший етап у процесі відновлення озонного шару. Це дозволяє говорити про ознаки стабілізації ЗВО в Антарктиці з другої половини 1990-х років.

### ПАРАМЕТРИ КВАЗІСТАЦІОНАРНОЇ ХВИЛІ В РОЗПОДІЛІ ЗАГАЛЬНОГО ВМІСТУ ОЗОНУ

Ми дослідили форму довготного профілю квазістаціонарної хвилі у розподілі озону над Антарктикою протягом 1979—2008 рр., яка близька до синусоїдальної (рис. 4) через переважання гармоніки із зональним числом  $m = 1$ . Як зазначалося вище, КСХ може бути описана трьома основними параметрами: довготним положенням максимуму і мінімуму ЗВО та амплітудою. Характер зміни профілю хвилі за період супутникових спостережень ілюструється рис. 4. Крім загального зниження ЗВО, помітні також інші особливості: зростання асиметрії, відчутне зміщення на схід області мінімуму та незначне змі-

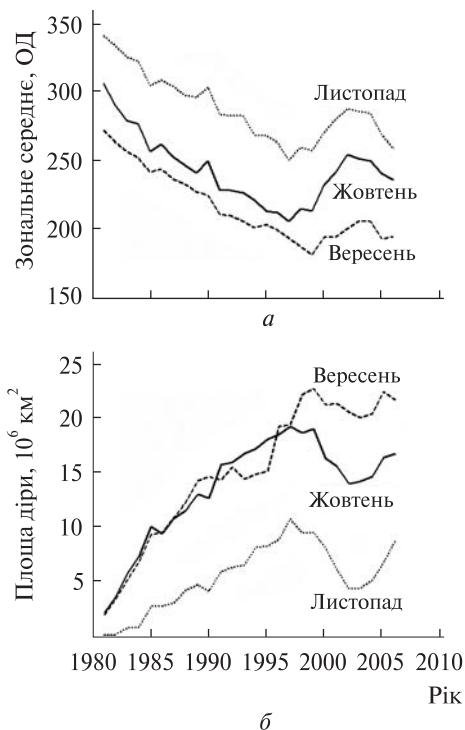


Рис. 3. Ковзне 5-річне усереднення для весняних місяців: *a* — ЗВО на широті 70°S, *б* — площа озонної діри (ЗВО < 220 ОД)

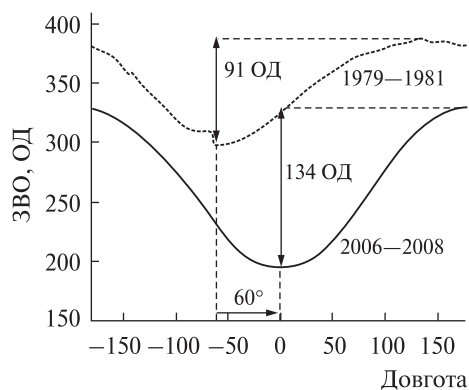


Рис. 4. Квазістаціонарний розподіл для вересня — листопада 1979—1981 та 2006—2008 рр. (трирічне усереднення) на широті 65°S. Вказано величину зсуву мінімуму та різницю між максимумом і мінімумом (подвійну амплітуду)

щення максимуму. Нижче наведено основні результати кількісного аналізу вказаних змін.

Розпочнемо з аналізу варіацій амплітуди КСХ. У крайовій області озонної діри вона відчут-

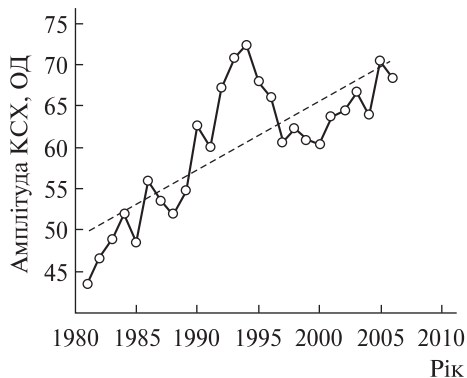


Рис. 5. Амплітуда КСХ на широті 65 °S (5-річне ковзне середнє та лінійний тренд)

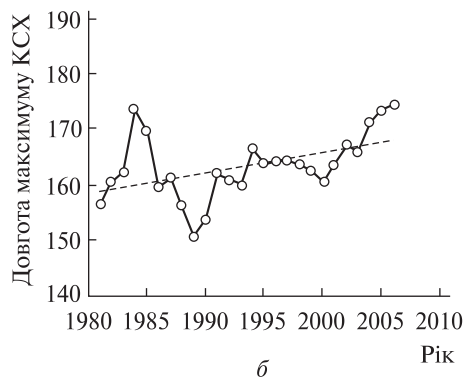
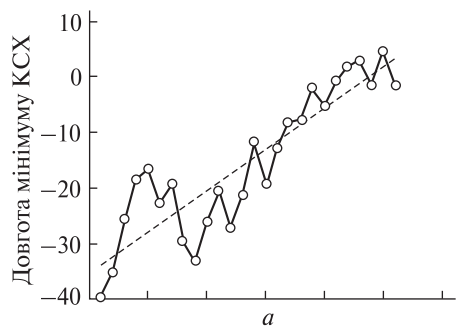


Рис. 6. Варіації положень мінімуму (а) та максимуму (б) КСХ на широті 65 °S у вересні — листопаді після проведення 5-річного ковзного усереднення. Показані лінійні тренди для усереднених даних

но зростає до середини 1990-х рр. (рис. 5). Це пов'язується з помітно вищими темпами зниження мінімуму, обумовленого асиметрією озонної діри, ніж максимуму (див. рис. 4). Натомість, пізніше чіткої тенденції не видно, що від-

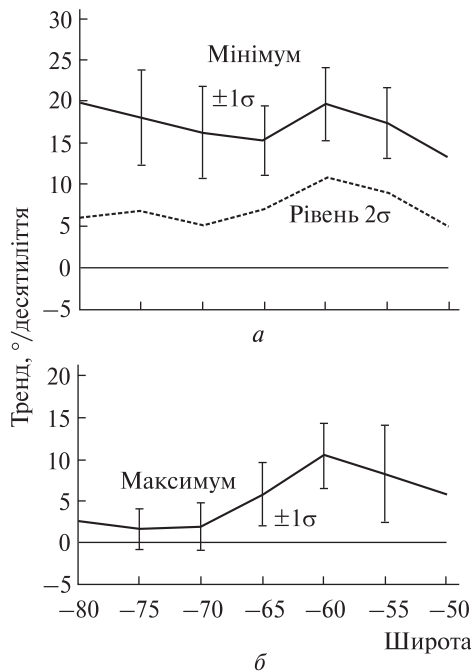


Рис. 7. Зсуви мінімуму (а) та максимуму (б) протягом 1979—2008 рр. (у градусах східної довготи за десятиліття). Вказані інтервали середніх квадратичних відхилень та рівень 2σ для мінімуму. Горизонтальна лінія позначає відсутність зсуву

повідает розглянутій раніше картині стабілізації значень ЗВО у регіоні.

Оскільки амплітуда КСХ характеризує рівень зональної асиметрії ЗВО, результати рис. 5 свідчать про зростання асиметрії також лише до середини 1990-х рр. Нагадаємо, що амплітуда КСХ визначається рівнями ЗВО в екстремумах хвилі, тобто, взагалі кажучи, характеризує не тільки динамічне збурення озонного шару планетарними хвилями, а й інтенсивність хімічних втрат озону, яка позначається лише на рівні ЗВО в мінімумі КСХ. Щоб з'ясувати, чи відбуваються зміни в розподілі ЗВО над антарктичним регіоном, спричинені суто динамічним впливом КСХ, слід розглянути зональну структуру квазістаціонарної хвилі.

Положення максимуму й мінімуму квазістаціонарної хвилі змінюються відносно незалежно, що демонструє рис. 6, де показані їх варіації при п'ятирічному ковзному усередненні. Це

зумовлено наявністю складових із зональними числами, більшими 1 (хоч і з невеликими амплітудами), що було відзначено у роботі [10]. Як видно з рис. 6, *a*, говорити про стабілізацію положення мінімуму, принаймні за даними до 2008 р., передчасно. Мінімум квазістаціонарної хвилі демонструє виразний зсув на схід у усьому широтному інтервалі 50—80 °S (див. рис. 7, *a*).

Аналіз зсувів мінімуму та максимуму на значущість підкреслює їхню різну статистичну достовірність. Зсув мінімуму є достовірним на рівні  $2\sigma$  для всього широтного інтервалу, у крайовій області озонової діри (55—65 °S) маємо достовірність на рівні  $3\sigma$ . Натомість, зсув максимуму не є достовірним, лише на широті 60 °S досягається рівень  $2\sigma$  (рис. 7). Отже, можна впевнено говорити тільки про систематичне 30-річне зміщення області найнижчих значень ЗВО. Різна поведінка максимуму та мінімуму КСХ пов'язана з особливостями зміни фаз складових із зональними числами 1 і 2, які забезпечують переважний внесок у амплітуду квазістаціонарної хвилі (98.9 % для жовтня на широті 60 °S відповідно до результатів [24]). Питання про можливий вплив поведінки гармонік із  $m = 1$  та  $m = 2$  на форму КСХ детальніше викладено в одній із наших попередніх робіт на дану тематику [1].

Середня швидкість зсуву мінімуму ЗВО у широтному інтервалі 50—80 °S відповідно до рис. 7, *a* становить  $17 \pm 5$  °/десятиріччя, що відповідає загальному зміщенню на схід близько 50° довготи. Отже, до стійких кліматологічних особливостей розподілу ЗВО над Антарктикою можна віднести не лише його зональну асиметрію, а й тенденцію зміни асиметрії, вперше відзначену в роботах [1, 8]. Зсув мінімуму ЗВО на рис. 6, *a* не зазнає впливу процесів, які спостерігаються в останнє десятиріччя у значеннях ЗВО та площі озонової діри на рис. 3, а також в амплітуді КСХ на рис. 5. Тому ця тенденція, очевидно, не пов'язана з процесами весняного руйнування озону, а свідчить про зміни динаміки антарктичної стратосфери, які потребують подальшого дослідження. Оскільки розподіл стратосферного озону тісно пов'язаний з розподілом температури, викладені вище дані свідчать, що великомасштабні хвилі спричинюють помітні регіональні відмінності теплового

режиму у стратосфері, що можуть відобразитися на стані антарктичної атмосфери загалом.

Як сама зональна асиметрія у розподілі стратосферного озону над антарктичним регіоном, так і її зміни останніми роками привертають увагу багатьох дослідників. Так, у роботі [12] проаналізовано зсув на схід хвилі 1 та показано, що вона спричинює основні зміни в розподілі температури в стратосфері. Вважається, що асиметрія та її зміни впливає і впливатиме на характер атмосферної циркуляції в регіоні, будучи пов'язаною з регіональними змінами клімату [5, 13, 23]. Дослідники також звертають увагу, що адекватні моделі змін клімату у південній півкулі неможливі без урахування зональної асиметрії в розподілі стратосферного озону над Антарктикою [12, 13, 22].

## ВИСНОВКИ

У роботі проведено дослідження розподілу озону в Антарктиці за даними супутникових спостережень протягом 1979—2008 рр. Отримані результати вказують на існування двох часових інтервалів із різним характером зміни ЗВО та амплітуди квазістаціонарної хвилі як показника зональної асиметрії озону в південному полярному регіоні. Протягом 1980-х — першої половини 1990-х років спостерігався систематичний спад вмісту озону, який добре описується лінійним трендом на фоні міжрічних варіацій. Натомість, упродовж останнього десятиліття відзначається стабілізація в озоновому шарі, помітна із припинення як від'ємного тренду середньозональних значень, так і зростання площі озонової діри. Аналіз варіацій амплітуди КСХ дозволяє стверджувати, що її зростання також припинилося в середині 1990-х. Припинення трендів, властивих для 1980-х — 1990-х рр., може бути передвісником прогнозованого на наступні десятиліття відновлення озонового шару над Антарктикою.

Результати аналізу, крім того, показують, що стійкими кліматологічними особливостями розподілу ЗВО над Антарктикою за останні 30 років (1979—2008 рр.) є його зональна асиметрія та зміна в структурі асиметрії, яка спричинює систематичне зміщення на схід низьких рівнів ЗВО

в атлантичному довготному секторі. Збереження систематичного зсуву мінімуму КСХ на схід упродовж трьох десятиріч свідчить про існування динамічного чинника, який змінює асиметрію озонової діри незалежно від тенденцій у рівнях ЗВО.

*Робота виконана в рамках теми 06БФ051-12 Київського національного університету імені Тараса Шевченка.*

1. Грицай А. В., Євтушевський О. М., Міліневський Г. П. *та ін.* Довготний розподіл загального вмісту озону в атмосфері у крайовій області антарктичного стратосферного вихору // Космічна наука і технологія. – 2005. – **11**, № 5/6. – С. 5–11.
2. Allen D. R., Bevilacqua R. M., Nedoluha G. E., *et al.* Unusual stratospheric transport and mixing during the 2002 Antarctic winter // Geophys. Res. Lett. – 2003. – **30**, N 12. – doi:10.1029/2003GL017117.
3. Bhartia P. K., Wellemeyer C. W. TOMS V8 Algorithm theoretical basis document. – 2004. – 23 p. – ([http://toms.gsfc.nasa.gov/version8/v8toms\\_atbd.pdf](http://toms.gsfc.nasa.gov/version8/v8toms_atbd.pdf)).
4. Bodeker G. E., Shiona H., Eskes H. Indicators of Antarctic ozone depletion // Atmos. Chem. Phys. – 2005. – **5**, N 10. – P. 2603–2615.
5. Crook J. A., Gillett N. P., Keeley S. P. E. Sensitivity of Southern Hemisphere climate to zonal asymmetry in ozone // Geophys. Res. Lett. – 2008. – **35**. – L07806, doi:10.1029/2007GL032698.
6. Farman J. C., Gardiner B. G., Shanklin J. D. Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO<sub>x</sub>/NO<sub>x</sub> interaction // Nature. – 1985. – **315**. – P. 207–210.
7. Fioletov V. E., Labow G., Evans R., *et al.* Performance of the ground-based total ozone network assessed using satellite data // J. Geophys. Res. – 2008. – **113**. – D14313, doi:10.1029/2008JD009809.
8. Grytsai A., Grytsai Z., Evtushevsky A., Milinevsky G. Interannual variability of planetary waves in the ozone layer at 65°S // Int. J. Remote Sensing. – 2005. – **26**, N 16. – P. 3377–3387.
9. Grytsai A., Grytsai Z., Evtushevsky A., *et al.* Zonal wave number 1–5 in planetary waves from the TOMS total ozone at 65°S // Ann. Geophys. – 2005. – **23**, N 5. – P. 1565–1573.
10. Grytsai A. V., Evtushevsky O. M., Agapitov O. V., *et al.* Structure and long-term change in the zonal asymmetry in Antarctic total ozone during spring // Ann. Geophys. – 2007. – **25**, N 2. – P. 361–374.
11. Hio Y., Hirota I. Interannual variations of planetary waves in the Southern Hemisphere stratosphere // J. Met. Soc. Jap. – 2002. – **80**, N 4B. – P. 1013–1027.
12. Lin P., Fu Q., Solomon S., Wallace J. M. Temperature trend patterns in Southern Hemisphere high latitudes: novel indicators of stratospheric change // J. Climate. – 2009. – **22**, N 23. – doi: 10.1175/2009JCLI2971.1.
13. Neff W., Perlwitz J., Hoerling M. Observational evidence for asymmetric changes in tropospheric heights over Antarctica on decadal time scales // Geophys. Res. Lett. – 2008. – **35**. – L18703, doi:10.1029/2008GL035074.
14. Perlwitz J., Pawson S., Fogt R. L., *et al.* Impact of stratospheric ozone hole recovery on Antarctic climate // Geophys. Res. Lett. – 2008. – **35**. – L08714, doi:10.1029/2008GL033317.
15. Quintanar A. I., Mechoso C. R. Quasi-stationary waves in the Southern Hemisphere. Part I. Observational data // J. Climate. – 1995. – **8**, N 11. – P. 2659–2672.
16. Randel W. J. Global normal-mode Rossby waves observed in stratospheric ozone data // J. Atmos. Sci. – 1993. – **50**, N 3. – P. 406–420.
17. Roscoe H. K., Shanklin J. D., Colwell S. R. Has the Antarctic vortex split before 2002? // J. Atmos. Sci. – 2005. – **62**, N 3. – P. 581–588.
18. Salby M. L., Callaghan P. F. Fluctuations of total ozone and their relationship to stratospheric air motions // J. Geophys. Res. – 1993. – **98D**, N 2. – P. 2715–2727.
19. Scientific assessment of ozone depletion: 2006. – Geneva: World Meteorological Organization, 2007. – Report N 50.
20. Shepherd T. G. Large-scale atmospheric dynamics for atmospheric chemists // Chem. Rev. – 2003. – **103**, N 12. – P. 4509–4531.
21. Stolarski R. S., McPeters R. D., Newman P. A. The ozone hole of 2002 as measured by TOMS // J. Atmos. Sci. – 2005. – **62**, N 3. – P. 716–720.
22. Turner J., Comiso J. C., Marshall G. J., *et al.* Non-annular atmospheric circulation change induced by stratospheric ozone depletion and its role in the recent increase of Antarctic sea ice extent // Geophys. Res. Lett. – 2009. – **36**. – L08502, doi:10.1029/2009GL037524.
23. Weare B. C. Dynamical modes associated with the Antarctic ozone hole // Atmos. Chem. Phys. – 2009. – **9**, N 15. – P. 5403–5416.
24. Wirth V. Quasi-stationary planetary waves in total ozone and their correlation with lower stratospheric temperature // J. Geophys. Res. – 1993. – **98D**, N 5. – P. 8873–8882.
25. Yang E.-S., Cunnold D. M., Newchurch M. J., *et al.* First stage of Antarctic ozone recovery // J. Geophys. Res. – 2008. – **113**. – D20308. – doi:10.1029/2007JD009675.
26. Zou H., Gao Y. Long-term variation in TOMS over 60–70°S // Geophys. Res. Lett. – 1997. – **24**, N 18. – P. 2295–2298.

Надійшла до редакції 01.10.09

*A. V. Grytsai, O. M. Evtushevsky,  
G. P. Milinevsky, Z. I. Grytsai*

**OZONE DISTRIBUTION IN THE ANTARCTIC  
REGION FROM DATA OF 30-YEAR SATELLITE  
MEASUREMENTS**

Some features of the Antarctic ozone distribution and its variations are studied for a 30-year period (1979–2008) of satellite measurements made with the TOMS and OMI satellite spectrometers. The changes of the ozone hole parameters are analysed and multi-year variations of the quasi-stationary planetary wave characteristics in the atmosphere over the Antarctic region are studied. The conclusion on stopping both the ozone level diminution and the ozone hole

area increase since the late 1990s is made from the analysis of trends in the ozone hole characteristics. It is shown that the quasi-stationary waves cause the following: steady zonal asymmetry of the ozone distribution with ozone hole displacement relatively the South Pole into Atlantic longitudinal sector; a systematical eastward shift of the low ozone level region which is statistically reliable in the latitude range from 50 to 80° S and which reached 50° by longitude during the last 30 years. At the same time, a long-term change of the maximum position is insignificant. The retention of the regular eastward shift of quasi-stationary wave minimum during three decades is indicative of the existence of a dynamical factor changing the ozone hole asymmetry independently on tendencies in the ozone levels.

УДК 533.93

**Л. В. Козак**

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

## **СТАТИСТИЧНИЙ РОЗГЛЯД ТУРБУЛЕНТНИХ ПРОЦЕСІВ У МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ ЗА ВИМІРАМИ СУПУТНИКА «ІНТЕРБОЛ»**

---

*Проведено дослідження статистичних особливостей флуктуацій магнітного поля у перехідних областях магнітосфери Землі на різних часових масштабах за вимірами супутника «Інтербол». Вивчалися зміни форми й параметрів функції густини ймовірності для періодів знаходження супутника як у плазмі сонячного вітру, так і в різних областях магнітошару і областей аврорального овалу. Як характеристика еволюції на різних часових шкалах досліджувалися зміни висоти максимуму функції густини ймовірності  $P(0)$  і значення ексцесу. Було знайдено два асимптотичних режими  $P(0)$ , які характеризуються різними степеневими законами. Для аналізу характеру турбулентних процесів було досліджено структурні функції різних порядків та визначено тип дифузійних процесів у різних областях.*

---

### **ВСТУП**

Магнітосфера Землі не є ізольованою від сонячного вітру (СВ) областю, через її поверхню від лобової частини до хвоста йде надходження енергії та імпульсу і відбувається обмін речовиною з СВ. Саме ці процеси визначають стан навколосезонного космічного простору. Виникають тривимірні струмові системи і генеруються великомасштабні електричні поля. Супутникові експерименти показують, що у перетворенні динамічної і магнітної енергії сонячного вітру в енергію заряджених частинок і електромагнітного поля різних масштабів, що заповнюють магнітосферу, особливу роль відіграють динамічні утворення в пограничних областях магнітосфери [15, 16, 19]. Це ударна хвиля (УХ), що відійшла, в лобовій частині магнітосфери, магнітошар (МШ) — надзвичайно активна область між ударною хвилею і межею магнітосфери, і власне межа — магнітопауза, в якій, у свою чергу, виділяють особливі області: касп, турбулентний пограничний шар, пограничний шар на межі геомагнітного хвоста та ін. Всі ці області характеризуються високим рівнем електромагнітної турбулентності, магнітними переоб'єднаннями, інтенсивними конвективними рухами і локальним прискоренням частинок. Саме ці процеси на межі і визначають

трансформацію і надходження енергії та імпульсу у внутрішні області магнітосфери. При цьому МШ виявляється не просто однорідною турбулентною областю, а структурованим утворенням зі складною динамікою, що визначається як зовнішніми параметрами СВ і міжпланетного магнітного поля (ММП), так і внутрішніми процесами [5].

Енергія надзвукового потоку сонячної плазми (альвенівське число Маха  $M_A \gg 1$ ) і в замороженого в неї поля при різкому гальмуванні на УХ переходить не лише в тепло, але й в енергію пульсацій плазми і магнітного поля в МШ. Механізми збудження турбулентності і хвиль у форшоці (ФС) і МШ різні. Хвильова активність у ФС є результатом кінетичного ефекту, що не описується співвідношеннями Ренкіна — Гюгоніо — кінетичної нестійкості пучка відбитих протонів. Природа нестійкостей в МШ пов'язана з нерівноваженістю гарячої анізотропної плазми, при цьому турбулентні пульсації, що збуджуються в МШ, повинні залежати від орієнтації ММП [10, 15].

Тому дослідження ролі і властивостей турбулентності в пограничних шарах допоможе визначити роль турбулентних процесів при взаємодії потоків плазми з магнітними перешкодами (поля планет, зір або лабораторних пасток) і показати реальні механізми перетворення енергії у плазмі без зіткнень.

У даній роботі робиться спроба за даними вимірювань супутника «Інтербол» виділити характерні області турбулентності у пограничних шарах магнітосфери Землі і визначити їх характеристики.

### СТАТИСТИЧНИЙ ПІДХІД ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО СЕРЕДОВИЩА

Оскільки розвинута турбулентність характеризується великою кількістю ступенів вільності і нелінійно взаємодіючих мод, багатомасштабною структурою і випадковими пульсаціями швидкостей і полів, то для опису турбулентного середовища найкраще підходять методи статистичної фізики і теорії ймовірності. Для того щоб описати випадковий процес, необхідно визначити його функцію розподілу та моменти функції розподілу. Найчастіше розподіл ймовірностей амплітуд флуктуацій задовольняє гауссів (нормальний) закон розподілу. Гауссову статистику задовольняє, наприклад, класичний броунівський рух [11]. В теорії ймовірності відомі й інші закони розподілу ймовірності, що здатні описати випадкові процеси з дальніми кореляціями. Функція розподілу таких процесів не завжди описується відомими математичними функціями та рядами, а для багатьох типів випадкових процесів відомий лише спосіб апроксимації їхніх функцій розподілу.

Однорідна ізотропна турбулентність була описана А. Н. Колмогоровим ще в 1941 р. [4]. Так, аналізуючи каскадний процес передачі енергії в турбулентному потоці, Колмогоров отримав, що при великих числах Рейнольдса  $Re \gg 1$  у процесі передачі енергії від великих турбулентних областей до малих в інерційному діапазоні  $\eta \ll l \ll L$  ( $L$  — глобальний масштаб руху,  $\eta$  — масштаб дисипації) встановлюється статистична квазірівновага флуктуацій. Динаміка інерційного діапазону не залежить від механізму збудження турбулентності і визначається інваріантом потоку енергії через цей інтервал: середній потік енергії зберігається.

Класичний підхід дослідження статистичних властивостей поля швидкостей  $v(x)$  на локаль-

ному масштабі  $l$  в турбулентному потоці полягає у дослідженні структурних функцій (статистичних моментів функції розподілу) різних порядків  $q$ :  $S_q(l) = \langle |v(x+l) - v(x)|^q \rangle$ , де  $\langle \dots \rangle$  — усереднення по ансамблю. В інерційному діапазоні при великих числах Рейнольдса теорія Колмогорова K41 припускає гауссову статистику пульсацій швидкостей і передбачає степеневий закон для структурної функції  $S_q(l) \sim l^{\zeta(q)}$ . Постулюючи залежність структурних функцій тільки від масштабу і швидкості дисипації енергії  $\varepsilon$ ,  $S_q(l) = f(\varepsilon, l)$ , і використовуючи міркування розмірності А. Н. Колмогоров вивів знаменитий закон (скейлінг) для спектру потоку енергії  $E_k \sim k^{-5/3}$  (закон «п'яти третіх») для розвинутої ізотропної турбулентності в інерційному діапазоні. Цей закон відносно добре описав спектр розвинутої ізотропної гідродинамічної турбулентності, проте точніші вимірювання спектру однорідної турбулентності показали відмінність показника степеня в законі  $E_k \sim k^{-\gamma}$  від п'яти третіх  $\gamma = 1.71 \pm 0.02$  [7]. Ця незначна відмінність є принциповою, оскільки вона пов'язана з наявністю структурної неоднорідності турбулентного процесу. Експериментальні дослідження і комп'ютерне моделювання турбулентних гідродинамічних течій показали відхилення від колмогоровівської теорії, що викликане переміжністю турбулентності [13]. Явище переміжності вперше було розглянуте Новіковим і Стьюартом [6]. Переміжність — це локальне порушення однорідності турбулентності, в якій активні області співіснують із пасивними (квазіламінарними). Переміжність спостерігається в гідродинамічному турбулентному середовищі з різними числами Рейнольдса [13]. Випадкові пульсації в середовищі з переміжністю мають функцію розподілу, що відрізняється від розподілу Гауса. Дослідження статистичних симетрій турбулентності, автотельних і фрактальних властивостей дозволяє отримати інформацію про скейлінги турбулентності, не вдаючись до детального розгляду конкретних умов її збудження. Розгляд самоподібних (автотельних) властивостей турбулентності призвів до створення ряду моделей розвинутої турбулентності гідродинамічних систем:  $\beta$ -модель,  $p$ -модель, лог-пуассонівська модель та інших [1, 14].



У феноменологічних каскадних моделях гідродинамічної турбулентності головним припущенням є розділення потоку енергії між областями меншого масштабу на кожному подальшому кроці каскадного процесу. При цьому малі області тільки модулюють енергію, що проходить через них від великих масштабів. Розглядається ієрархія турбулентних областей, яка стає більш неодноріднішою на менших масштабах. Така феноменологія відповідає парадигмі, в якій переміжність наростає на менших масштабах.

Не дивлячись на те, що в теорії турбулентності розвинені могутні аналітичні методи, сучасні аналітичні моделі все ще не досягають такого ж ступеня детальності та точності як напівемпіричні каскадні моделі, що базуються на статистичних методах. Особливо це стосується опису турбулентності з переміжністю, оскільки переміжність є не тільки результатом турбулентної «активності», але і сама турбулентна «активність» розподілена неоднорідно.

## ВИКОРИСТАНІ МЕТОДИ СТАТИСТИЧНОГО АНАЛІЗУ ФЛУКТУАЦІЙ ТУРБУЛЕНТНОГО СЕРЕДОВИЩА

В рамках даної роботи було використано набір різних методик, що базуються на методах як аналізу функції розподілу флуктуацій, так і її моментів.

**Аналіз функції розподілу флуктуацій магнітного поля.** Для класичного випадкового процесу функція густини ймовірності амплітуд флуктуацій задовольняє нормальний розподіл.

Просторовий спектр турбулентних процесів (аномальна дифузія, хаотичний перенос у ламінарних потоках рідини та ін.) описується розподілом Леві  $L_\alpha(k, \gamma)$ , що має вигляд [11]:

$$L_\alpha(k, \gamma) = -\gamma |k|^\alpha (1 + i\beta\omega(\alpha, k)),$$

$$\omega(\alpha, k) = \begin{cases} \operatorname{sgn}(k) \tan\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right), & \leftrightarrow \alpha \neq 1, \\ \frac{2}{\pi} \ln|k|, & \leftrightarrow \alpha = 1. \end{cases}$$

де  $\alpha \in (0, 2]$  — характеристичний індекс, який визначає форму кривої,  $\beta \in [-1, 1]$  — параметр,

що визначає симетрію кривої,  $\gamma > 0$  — параметр масштабу,  $\omega$  — частота. При  $\alpha = 1$  із симетричного розподілу Леві отримуємо розподіл Коші, а при  $\alpha = 2$  — розподіл Гаусса. Для всіх цих розподілів залежність максимуму розподілу густини ймовірності  $P(0)$  від змін з часом можна апроксимувати степеневою залежністю  $P(0) \sim t^{-S}$ . При цьому  $S = 0.5$  для гауссового розподілу і  $S > 0.5$  для розподілу Леві.

Для турбулентності з переміжністю вірогідність значних флуктуацій на крилах розподілу буде високою завдяки надлишку енергії великомасштабних збурень, що генеруються джерелом. При цьому функція розподілу ймовірності флуктуацій потоку і магнітного поля на малих масштабах має широкі негауссові крила, а на великих масштабах (більших, ніж розмір турбулентних вихорів) розподіл стає близьким до гауссового.

Вивчення зміни висоти максимуму функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля на різних часових масштабах використовувалося для визначення турбулентності у хвості магнітосфери у період руйнування поперечного струму [3, 11]. Для аналізу турбулентності магнітосфери цей підхід використовується вперше.

**Визначення ексцесу.** Зазвичай розрізняють два типи можливих відхилень від нормального розподілу [2]:

- одна із спадних гілок подовжена, розподіл асиметричний. При цьому, коли подовжена ліва гілка, то маємо негативну асиметрію, а якщо подовжена права гілка, то асиметрію називають позитивною.

- максимум розташований вище або нижче, ніж у нормального розподілу. Якщо максимум вище, і крива гостріша — позитивний ексцес. При негативному ексцесі максимум нижче, і розподіл плоскіший.

Значення ексцесу (kurtosis) визначається через моменти другого і четвертого порядку формулою:

$$\alpha = \frac{S_4(\tau)}{(S_2(\tau))^2} - 3,$$

де  $S_4(\tau) = \langle |X(t+\tau) - X(t)|^4 \rangle$ ,  $S_2(\tau) = \langle |X(t+\tau) - X(t)|^2 \rangle$ ,  $\tau$  — масштабний параметр варіацій,

$X(t)$  — досліджуваний параметр. У нашому випадку це флуктуації магнітного поля.

Для нормального розподілу  $\alpha = 0$ . Розподіл з гострішою вершиною має позитивне значення  $\alpha$ . Розподіл з негативним ексцесом є плоскішим, ніж нормальний розподіл, характеризується негативним значенням. Величина ексцесу є одним із способів відображення характеру переміжності, проте він не дозволяє зробити кількісного порівняння ступеня і механізму переміжного процесу. Якщо значення ексцесу на різних часових масштабах залишається постійним, то це вказує на відсутність переміжності.

**Аналіз самоподібності (ESS-аналіз).** Для конкретизації типу турбулентних процесів було проведено ESS-аналіз (Extended Self-Similarity) особливостей структурних функцій (моментів функції густини ймовірності) різних порядків  $q$  відповідно до часового інтервалу  $\tau$  для ряду даних  $X(t)$ . Структурні функції високих порядків дозволяють охарактеризувати властивості неоднорідності на малих масштабах процесу. При цьому структурна функція визначається співвідношенням [8]:

$$S_q(\tau) = \langle |X(t+\tau) - X(t)|^q \rangle,$$

де оператор  $\langle \dots \rangle$  означає усереднення експериментальних даних за часом. Крім того, має місце степенева залежність структурної функції від зсуву по часу  $\tau$ :

$$S_q(\tau) \sim \tau^{\zeta(q)}.$$

У випадку цілком однорідної ізотропної колмогорівської 3D-турбулентності значення експоненти задається співвідношенням  $\zeta(q) = q/3$  [13].

Турбулентність з переміжністю детально описується лог-пуассонівською моделлю, в якій розглядається стохастичний мультиплікативний каскад. При цьому логарифм енергії дисипації  $\epsilon_l$  описується пуассонівським розподілом:

$$P(y, \mu) = \frac{\mu^y e^{-\mu}}{\Gamma(y+1)}, \quad \text{де } y = \frac{\ln \epsilon_l}{\ln \beta},$$

$\mu > 0$  — параметр пуассонівського розподілу,  $\beta$  — параметр, який характеризує ступінь переміжності процесу ( $\beta=1$  для непереміжної однорідної розвиненої турбулентності). Розподіл Пуассона

використовується для опису випадкових, взаємно незалежних подій за одиницю часу, довжини, площі і об'єму (ізолюваних подій в континуумі); повністю характеризується параметром  $\mu$ . Крім того, при  $\mu \geq 9$  розподіл Пуассона переходить у нормальний розподіл. Прикладами цього дискретного розподілу є: радіоактивний розпад, число раптових бур в даній області, число друкарських помилок на сторінку та ін.

У лог-пуассонівській моделі розглядається ієрархія моментів, існування граничних дисипативних структур та степеневі закони залежності структурних функцій від часу. Перевагою даної моделі є врахування впливу дисипативного діапазону, коли крайові ефекти відіграють істотну роль у системі з відносно невеликим числом Рейнольдса і обмеженим інерційним діапазоном. За наявності переміжної турбулентності співвідношення нелінійно залежить від значення  $q$ .

Для лог-пуассонівської турбулентної каскадної моделі [12]:

$$\zeta(q) = (1 - \Delta) \frac{q}{3} + \frac{\Delta}{1 - \beta} \left[ 1 - (\beta)^{\frac{q}{3}} \right],$$

де  $\beta$  і  $\Delta$  — параметри, які характеризують переміжність і сингулярність дисипативних процесів, відповідно. Для ізотропної 3D-турбулентності в роботі [18] було запропоновано значення параметрів  $\beta = \Delta = 2/3$ .

ESS-аналіз полягає у визначенні відносно значення показника експоненти для різного порядку структурних функцій. В загальному випадку для  $q$ -го і  $p$ -го порядку справедливе співвідношення

$$S_q(\tau) \sim S_p(\tau)^{\zeta(q)/\zeta(p)}.$$

## ДАНІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ І ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ПОДІЇ

Аналізуються дані вимірювань магнітного поля з частотою опитування 16 Гц для випадку 16 червня 1996 р. та з частотою опитування 4 Гц за 23 червня 1998 р..

Під час вимірювань 16 червня 1996 р. (рис. 1) супутник, рухаючись із СВ, пройшов через форшок (13:50–14:35), і з 14:35 до 14:50 двічі перетинав УХ. Орієнтація ММП у момент перетину

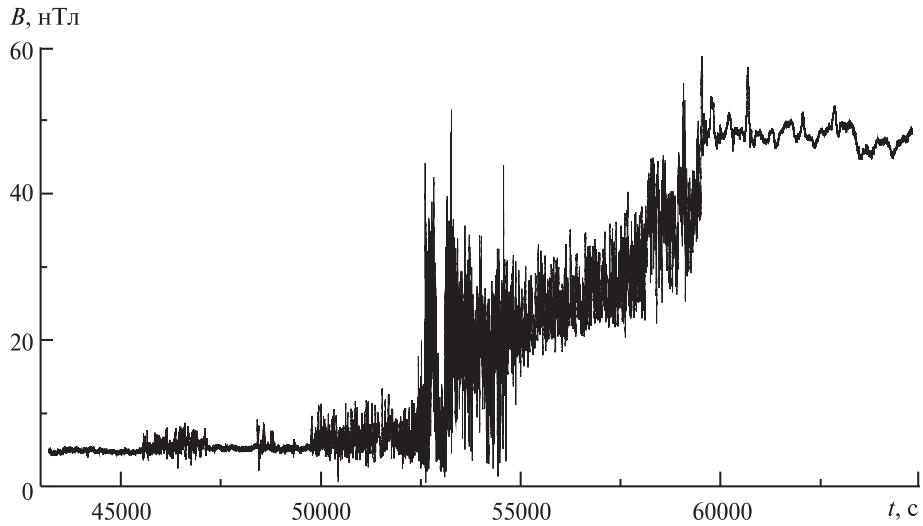


Рис. 1. Проаналізовані виміри модуля магнітного поля за 16 червня 1996 р.

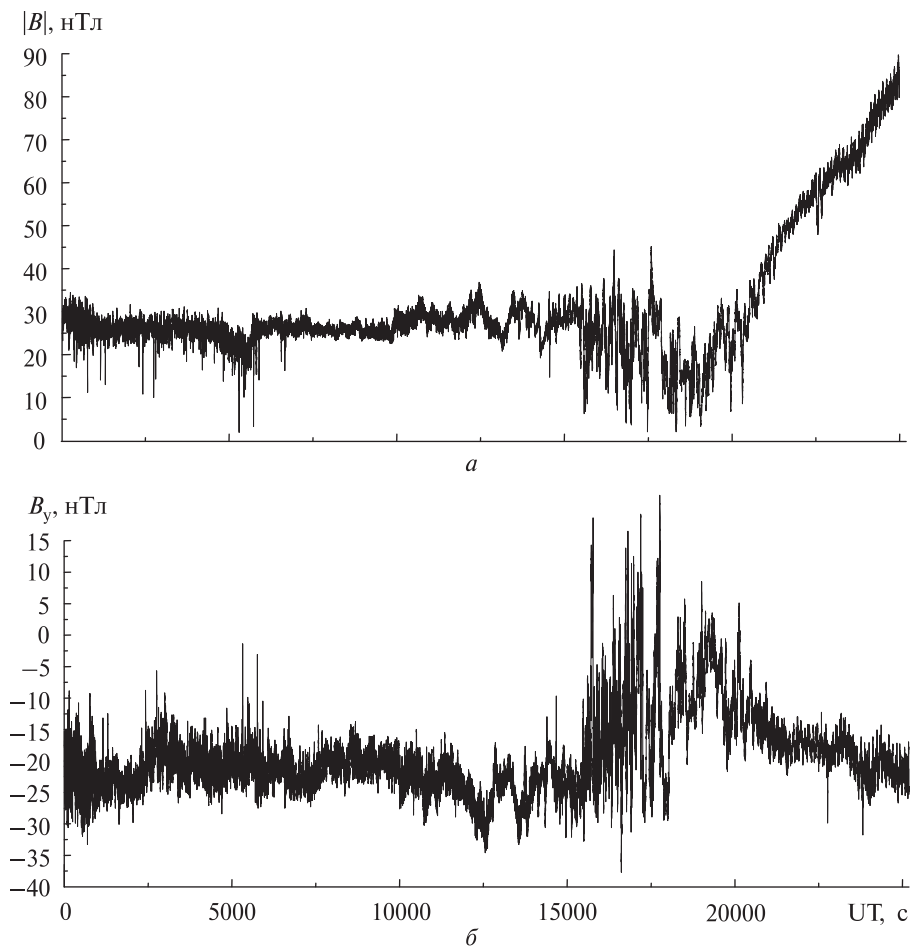


Рис. 2. Виміри модуля (а) та  $B_y$ -компонента (б) магнітного поля за 23 червня 1998 р.

відповідала напрямку УХ. Далі супутник пройшов через магнітошар, о 16:30 перетнув магнітопаузу й увійшов до магнітосфери. Хоча виділені для цієї події закономірності спостерігаються не при всіх прольотах, але є достатньо типовими.

Умови в сонячному вітрі та ММП відповідають значенням параметрів:  $V \approx 340$  км/с,  $P \approx \approx 2.8$  нПа,  $M_A \approx 9.5$ .

При переході із СВ до МШ рівень флуктуацій значно змінювався:

- у плазмі сонячного вітру рівень флуктуацій порівняний із точністю вимірювання магнітометрів (0.1 нТл);

- у ФШ-області СКВ варіацій, нормоване на поточне середнє значення, складає  $\delta B_y/B = 0.3$ ,  $\delta B/B = 0.2$ ;

- після перетину УХ у постшоковій області рівень флуктуацій зростає у декілька разів у порівнянні з форшоком і відповідає значенням —  $\delta B_y/B \approx \delta B/B \sim 0.5$ ;

- у глибині магнітошару рівень флуктуацій спадає до  $\delta B/B \sim 0.15 \dots 0.2$ .

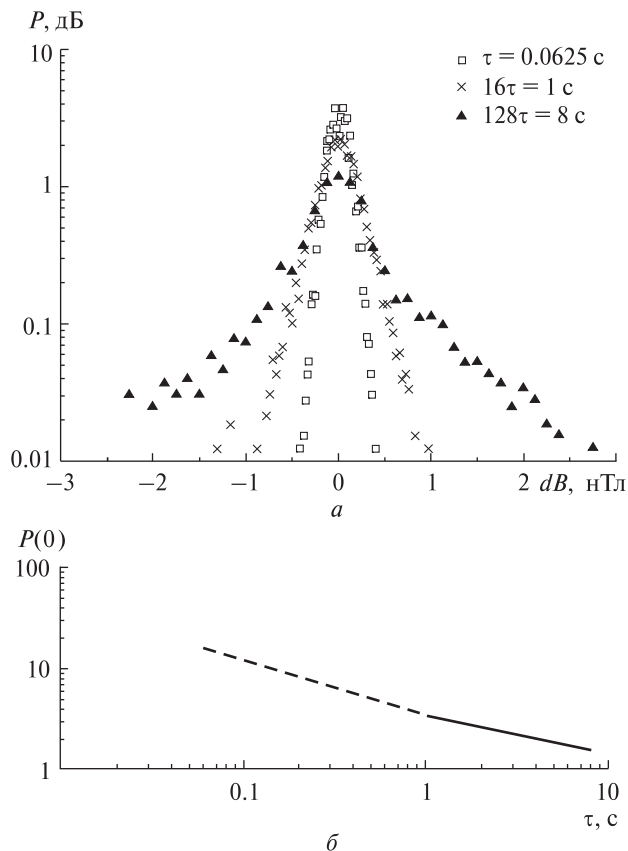
У всіх областях кут між хвильовим вектором і напрямом поля в середньому досить великий і помітно не змінюється при переході від однієї області до іншої.

На рис. 2 окремо показано зміну як модуля магнітного поля, так і  $B_y$ -складової (GSM – система координат) для 23 червня 1998 р. Дискретність складала 0.25 с. Максимальний рівень флуктуацій ( $\delta B/B = 0.6$ ) відповідає моменту входження супутника із магнітошару в область каспу (03:50–05:00). Надалі, при проходженні безпосередньо каспу (05:00–05:50), рівень флуктуацій зменшується до 0.3.

Оскільки дискретність вимірів для 23 червня 1998 р. суттєво гірша за дискретність вимірів 16 червня 1996 р., то флуктуації магнітного поля в авроральних областях були використані тільки для ESS-аналізу.

## РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

**Особливості функції густини ймовірності флуктуацій.** Для дослідження особливостей функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля 16 червня 1996 р., вибирався зсув по часу  $\Delta\tau$ , кратний 0.0625 с. Аналізувалися статистичні властивості абсолютного значення варіацій магнітного поля  $dB = B(t + \Delta\tau) - B(t)$  в різних областях навколоземного простору і для різних часових масштабів (рис. 3–5). На жаль, незважаючи на рекордну частоту опитування, інтервали перетину ударної хвилі і постшокової області виявилися дуже короткими для статистично достовірного аналізу, тому результати приводяться тільки для СВ, ФШ і для МШ в цілому.



**Рис. 3.** *a* — функція  $P$  розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля для плазми сонячного вітру для різних значень кроку по часу; *b* — залежність максимуму  $P(0)$  функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля від кроку по часу в плазмі сонячного вітру. Експериментальні точки апроксимувалися прямою  $P \sim \tau^{-s}$ . Для пунктирної лінії  $s \approx 0.54$ , для неперервної —  $s \approx 0.5$

вості абсолютного значення варіацій магнітного поля  $dB = B(t + \Delta\tau) - B(t)$  в різних областях навколоземного простору і для різних часових масштабів (рис. 3–5). На жаль, незважаючи на рекордну частоту опитування, інтервали перетину ударної хвилі і постшокової області виявилися дуже короткими для статистично достовірного аналізу, тому результати приводяться тільки для СВ, ФШ і для МШ в цілому.

**Сонячний вітер.** Функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля для різних зсувів за часом  $\Delta\tau$  під час перебування су-

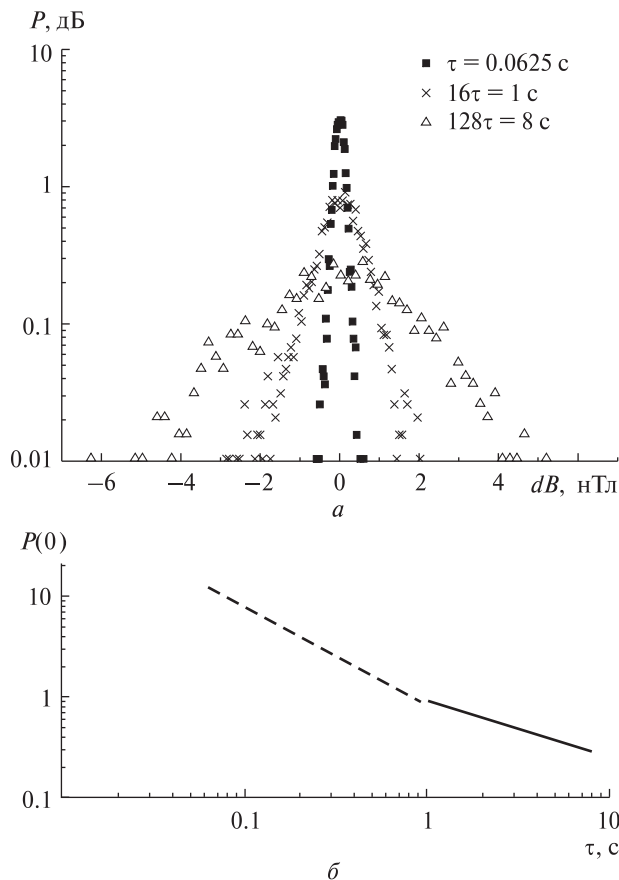


Рис. 4. Те ж для форшокової області. Для пунктирної лінії  $s \approx 0.83$ , для неперервної —  $s \approx 0.44$

путника у плазмі СВ (12:00—12:50) показані на рис. 3, а.

Залежність значення максимуму функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля  $P(0)$  від кроку по часу (логарифмічний масштаб) показана на рис. 3, б. Експериментальні точки апроксимувалися прямою  $P \propto \tau^{-s}$ . Для малих масштабів (пунктирна лінія) —  $s \approx 0.54$ , а для великих масштабів (неперервна лінія) —  $s \approx 0.5$ . Таким чином, у всьому інтервалі досліджуваних масштабів розподіл близький до гауссового.

Наявність гауссового розподілу на малих часових масштабах для плазми сонячного вітру може бути викликана тим, що середнє квадратичне відхилення флуктуацій магнітного поля для розглянутої області сумірне з похибкою вимірювання даного параметра (інструментальна похибка).

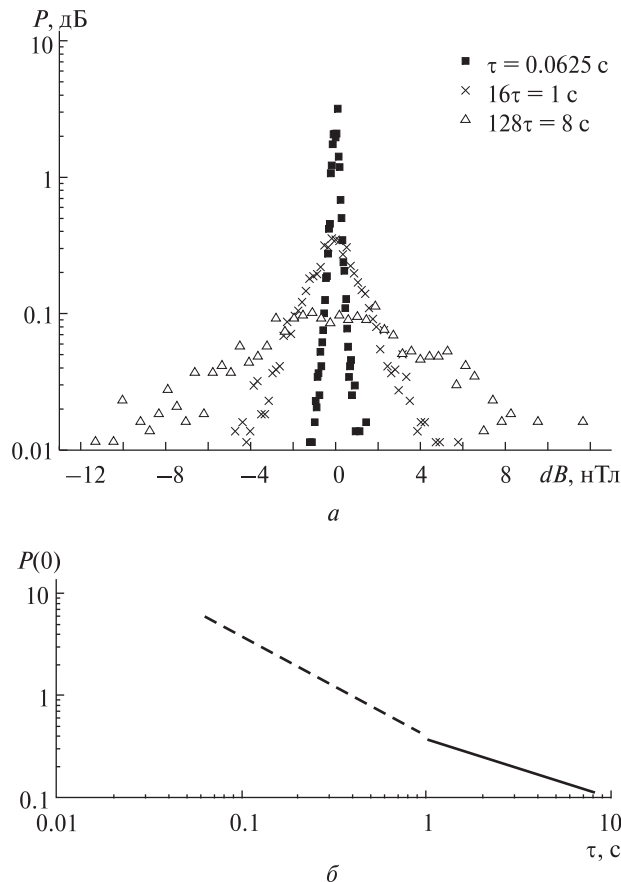


Рис. 5. Те ж для області магнітошару. Для пунктирної лінії  $s \approx 0.99$ , для неперервної —  $s \approx 0.59$

**Форшок.** Функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля під час знаходження космічного апарата у ФШ (13:50—14:30) показані на рис. 4, а.

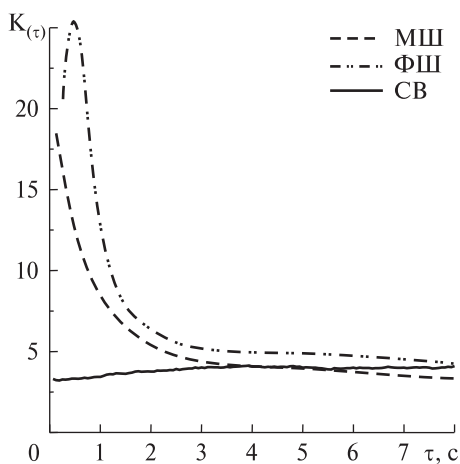
Залежність  $P(0)$  від зсуву за часом  $\Delta t$  подана на рис. 4, б. Для малих масштабів (пунктирна лінія) степенева апроксимація дає  $s \approx 0.83$ , а для великих масштабів (неперервна лінія) —  $s \approx 0.44$ . Таким чином, для низьких частот (неперервна лінія) розподіл, як і раніше, близький до гауссового. В той же час, на високих частотах (малих масштабах) розподіл відхиляється від нормального.

**Магнітошар.** Функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля під час знаходження КА у МШ (15:10—16:20) для різних зсувів по часу показані на рис. 5, а.

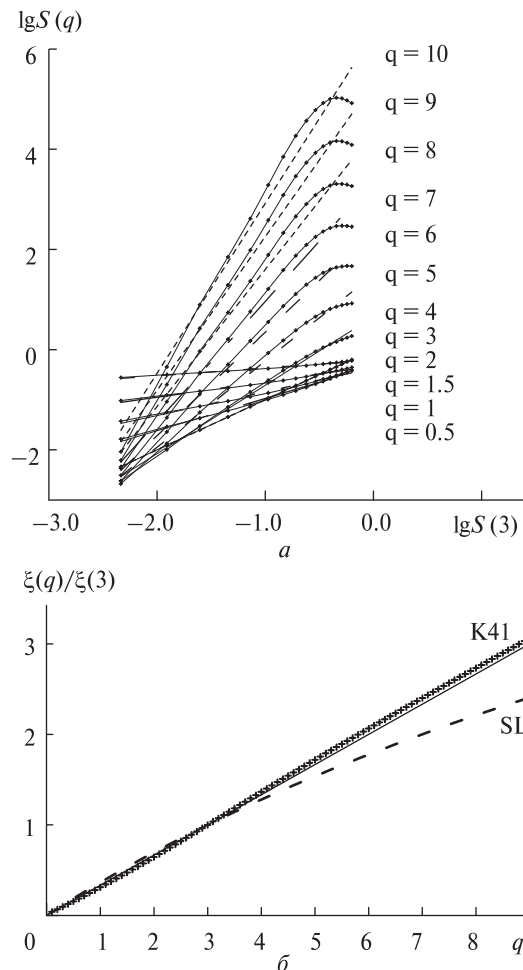
Залежність значення максимуму функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля  $P(0)$  від зсуву по часу подана на рис. 5, б. Для малих масштабів (пунктирна лінія) степенева апроксимація дає  $s \approx 0.99$ , а для великих масштабів (неперервна лінія) –  $s \approx 0.59$ . Таким чином, для малих масштабів розподіл помітно відхиляється від гауссового (відповідає розподілу Коші), а на великих масштабах близький до нього. Злам залежності спостерігається поблизу часового зсуву  $\tau \sim 1$  с.

**Екセス.** При визначенні значення ексцесу флуктуацій магнітного поля будувалися залежності функції  $K(\tau) = \alpha + 3$ ,  $K(\tau) = \frac{S_4(\tau)}{(S_2(\tau))^2}$  від масштаб-

ного параметра  $\tau$ , де зсув за часом, як і при розгляді особливостей функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля, був кратним 0.0625 с. Значення ексцесів для плазми сонячного вітру, форшокової області та магнітосфари представлені на рис. 6. З графіків дуже чітко видно, що для плазми СВ значення функції  $K(\tau)$  коливається близько 3 (нормальний розподіл). Для області ФШ і МШ значення функції  $K(\tau)$  на малих масштабах близьке до 20, при  $\Delta\tau \sim 1$  с ексцес різко падає, а на часових масштабах понад 2 с виходить на значення, близьке до 3. Крім того, «завал» значень для області ФШ при  $t \rightarrow 0$  також



**Рис. 6.** Залежність величини ексцесу  $K$  від масштабного параметра  $\tau$  для флуктуацій магнітного поля в різних областях магнітосфери: 1 — сонячний вітер, 2 — магнітосфара, 3 — форшокова область



**Рис. 7.** а — відносні масштаби структурної функції  $q$ -го порядку від структурної функції третього порядку для форшокової області при різних значеннях  $q$  ( $\tau_{\max} = 16\Delta\tau$ ,  $\Delta\tau = 0.0625$ ); б — відношення експоненціального значення структурної функції  $q$ -го порядку до третього порядку. Хрестики — експериментальні дані для області форшоку, пунктирна лінія — розрахунок по формулі лог-пуассонівської каскадної моделі для  $\beta = \Delta = 2/3$  (SL), неперервна лінія відповідає значенню  $q/3$  (K41)

можна пояснити інструментальною похибкою спостережень.

Таким чином, для ФШ і МШ на малих часових масштабах ми маємо розподіл з гострішою вершиною і крутизною крил, більшою, ніж для нормального розподілу. Отримані залежності повністю підтвердили результати отримані в попередньому підпункті.

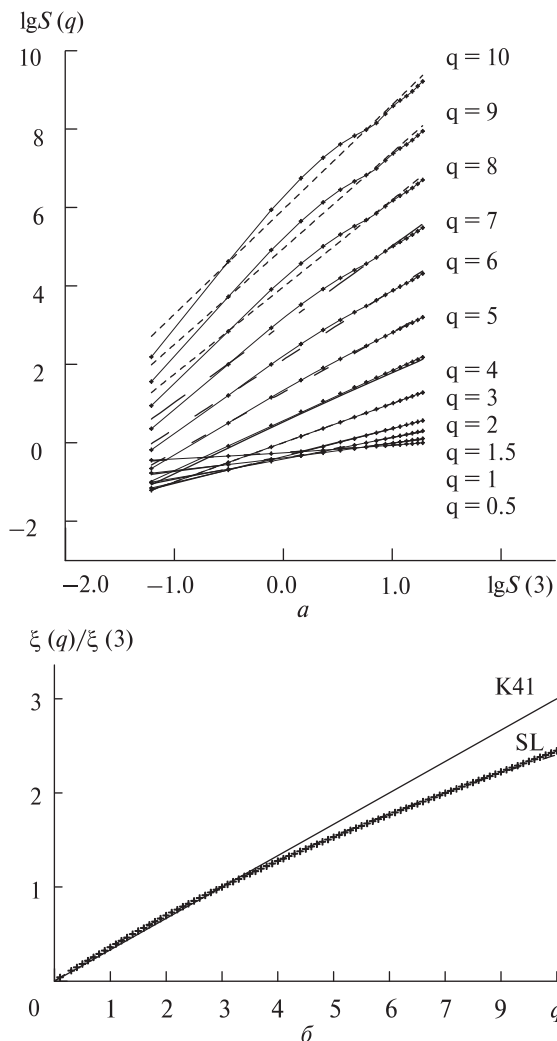


Рис. 8. Те ж для магнітошару

**Параметри дифузійних процесів в перехідних областях магнітосфери Землі**

Дата	Знаходження супутника	$\beta$	$\Delta$	$K(-1)$	Тип дифузійного процесу
16 червня, 1996 р.	Форшок	1.02	0.95	0	дифузія
	Магнітошар	0.30	0.32	0.75	супердифузія
23 червня, 1998 р.	Входження в касп, $ B $	0.35	0.73	1.36	супердифузія
	Входження в касп, $B_y$	0.63	0.52	0.31	супердифузія
	Касп, $ B $	0.29	0.35	0.86	супердифузія
	Касп, $B_y$	0.97	0.99	0.03	дифузія

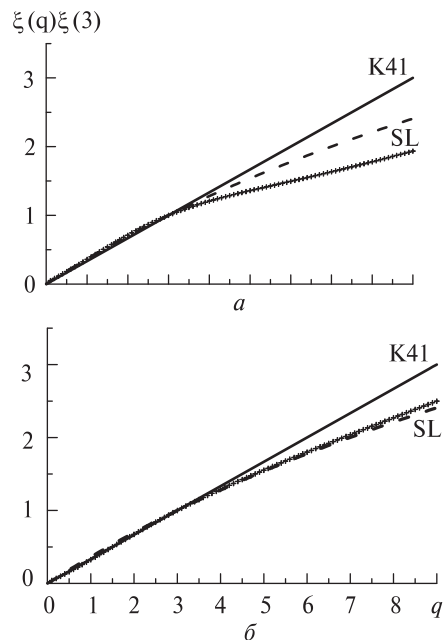


Рис. 9. Відношення експоненціального значення структурної функції  $q$ -го порядку до третього порядку. Пунктирна лінія — розрахунок по формулі лог-пуассонівської каскадної моделі для  $\beta = \Delta = 2/3$  (SL), неперервна лінія відповідає значенню  $q/3$  (K41) ( $\Delta\tau = 0.25$ ). Хрестиками на фрагменті  $a$  відмічено результати, розраховані для модуля магнітного поля при входженні КА в касп, на фрагменті  $b$  — для  $B_y$ -складової

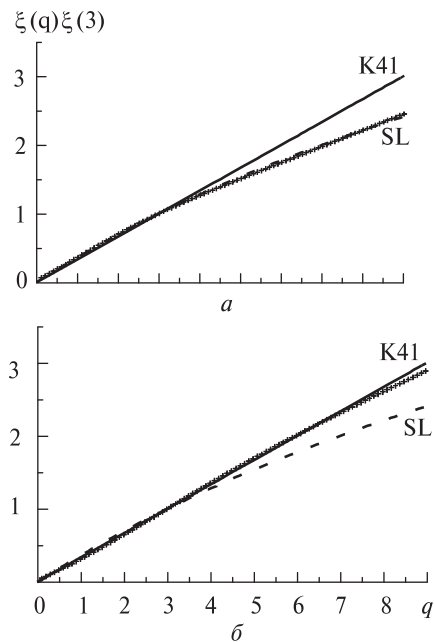


Рис. 10. Те ж саме для перебування КА в каспі

**Результати ESS-аналізу.** Окрім аналізу особливостей функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля, проведено ESS-аналіз. При цьому розглянуто ФШ (рис. 7), МШ (рис. 8), момент входження КА в область аврорального овалу (03:50–05:00) (рис. 9) та знаходження супутника в області каспу (05:00–05:50) (рис. 10).

На рис. 7, а та рис. 8, а подано відносні масштаби структурної функції  $q$ -го порядку від структурної функції третього порядку для форшокової області та області магнітошару відповідно. Відношення експоненціального значення структурної функції  $q$ -го порядку до третього порядку для даних областей подано на рис. 7, б та рис. 8, б. Хрестиками відмічені значення, розраховані для досліджуваних областей, пунктирна лінія відповідає значенню, розрахованому по формулі лог-пуассонівської каскадної моделі турбулентності з параметрами, запропонованими Ше і Левеком, неперервна лінія відповідає моделі Колмогорова. В результаті ESS-аналізу спостерігається переміжність турбулентних процесів, які для плазми форшокової області описуються моделлю однорідної ізотропної 3D-турбулентності, запропонованою Колмогоровим, а для плазми магнітошару описуються лог-пуассонівською каскадною моделлю з параметрами  $\beta = \Delta = 2/3$ .

Результати ESS-аналізу для події 23 червня 1998 р., а саме відношення експоненціального значення структурної функції  $q$ -го порядку до третього порядку при входженні КА із магнітошару в область каспу для модуля магнітного поля подано на рис. 9, а, а для  $B_y$ -компонента — на рис. 10, б. Дані параметри, розраховані при знаходженні КА в області каспу для модуля магнітного поля та  $B_y$ -компонента, подано на рис. 10, а та б відповідно.

Відмінність результатів аналізу для модуля магнітного поля і  $B_y$ -компонента вказує на неізотропність процесів у перехідних областях аврорального овалу. При входженні КА в касп із аналізу абсолютного значення магнітного поля ми маємо суттєве відхилення як від моделі Колмогорова, так і моделі лог-пуассона з параметрами Ше і Левека, а для області аврорального овалу параметри турбулентності описуються лог-пуассонівською моделлю.

**Визначення типу дифузійних процесів в різних областях магнітосфери та області полярного каспу на основі проведеного ESS-аналізу.** В результаті ESS-аналізу із експериментально отриманих залежностей ми можемо визначити параметри  $\beta$  і  $\Delta$  як для області манітошару, так і для областей каспу. Важливим є той факт, що знаючи дані параметри ми можемо знайти залежність від часу узагальненого коефіцієнта дифузії. У класичному випадку даний зв'язок відсутній, у разі супердифузії коефіцієнт зростає з часом, для субдифузії — спадає. Узагальнений коефіцієнт дифузії як функція від часу визначається через параметри  $\beta$  і  $\Delta$  співвідношенням:  $D_f \sim \tau^{K(-1)}$ , де в загальному випадку  $K(q) = q - \zeta(3q)$ , а  $K(-1) = \Delta(1/\beta - 1)$ . У випадку дифузії залежності від часу немає, і  $K(-1) = 0$ , для супердифузії  $K(-1) > 0$ , а при  $K(-1) < 0$  маємо субдифузійний процес [9, 17].

Значення параметрів  $\beta$ ,  $\Delta$ , узагальненого коефіцієнта дифузії та тип дифузії подані в таблиці.

## ОБГОВОРЕННЯ І ВИСНОВКИ

Використаний набір методик для визначення статистичних властивостей флуктуацій показав наявність областей з різними характерними властивостями: ФШ, МШ та перехідні області аврорального овалу. Область УХ в даній роботі не розглядається.

ФШ-область заповнена висококогерентними, синфазними коливаннями магнітного поля та потоку. При перетині УХ не лише зростає інтенсивність флуктуацій, але змінюється і їхня структура: у постшоковій області переважають майже ізотропні коливання, де магнітне поле демонструє сильні флуктуації як за величиною, так і за напрямом. Варіації поля і плазми в цій області інтенсивні, але низькокогерентні.

У глибині МШ магнітне поле із сильними флуктуаціями за напрямом переважно стискається. Характер турбулентного потоку плазми в МШ не пов'язаний безпосередньо з турбулентністю в СВ, і в значній мірі є проявом власних процесів в МШ. Амплітуда флуктуацій в МШ відразу ж після перетину УХ у декілька разів перевищує амплітуду флуктуацій у незбуреному СВ або ФШ.



Використання методу функції густини ймовірності магнітних флуктуацій показало, що на високих частотах (малих масштабах) структура турбулентності відмінна від низькочастотної області. Можна відзначити наступні характерні особливості турбулентності при переході із СВ через ФШ вглиб МШ. При проходженні супутника через плазму СВ турбулентних процесів немає. Максимум функції густини ймовірності  $P(0)$  відповідає гауссовому розподілу. При аналізі даних для форшоку і магнітошару ми маємо два асимптотичні режими зміни максимуму функції густини  $P(0)$ , яка характеризується різними степеневими законами ( $P(0) \sim \tau^{-s}$ ): на великих часових масштабах зміна максимуму функції густини подібна до типового гауссового розподілу ( $s \sim 0.5$ ). Для малих часових масштабів спостережувані особливості краще описуються розподілом Леві ( $s \sim 1$ ).

Перетин двох асимптот приблизно відповідає значенню 1 с, що означає критичний масштаб  $L^* \approx V\tau$ . Цей масштаб розділяє два різні режими турбулентності: на великих масштабах описується гауссовою статистикою, а на малих – статистикою Леві. Наявність двох різних режимів вказує на два різні процеси: для опису процесів із характерним масштабом  $L > L^*$  можемо використовувати рівняння магнітогідродинаміки, а для опису процесів з малим характерним масштабом  $L < L^*$  – електронною МГД або кінетичними рівняннями.

Для типових умов в МШ  $L^* \sim 100$  км. Даний масштаб природно пов'язати з одним із характерних плазмових параметрів: іонний ларморівський радіус  $\rho_i = u_i / \Omega_i$  чи іонна інерційна довжина  $\lambda_i = c / \omega_i$ . Для  $B \approx 30$  нТл,  $N \approx 25$  см<sup>-3</sup>,  $T_i \approx 360$  еВ, іонно-циклотронна частота 1 Гц,  $\lambda_i \approx 50$  км, а  $\rho_i \approx 90$  км. Таким чином, критичний масштаб, на якому відбувається зміна властивостей турбулентності, відповідає іонному ларморівському радіусу ( $L^* \sim \rho_i$ ).

Визначити тип турбулентних процесів в різних перехідних областях магнітосфери Землі і на різних часових масштабах вдалося в результаті проведеного ESS-аналізу. Виявилось, що дрібномасштабна турбулентність в ФШ, МШ та в областях аврорального овалу суттєвим чином

відрізняється: процеси в ФШ описуються моделлю однорідної ізотропної 3D-турбулентності, запропонованою Колмогоровим, а для плазми МШ і області входження в касп – лог-пуассонівською каскадною моделлю з параметрами  $\beta = \Delta = 2/3$ .

Крім того, визначено, що для областей МШ та області полярного каспу має місце зростання коефіцієнта дифузії з часом – супердифузійний процес.

*Автор висловлює щирю вдячність Л. М. Зеленому, С. П. Савіну, В. А. Пилипенку, В. П. Будаєву, В. М. Івченку і А. Т. Луї за корисні обговорення та Г. Н. Застенкеру за надані супутникові дані і дискусії.*

*Робота виконана при частковій підтримці Міжнародного інституту космічних досліджень, Берн, Швейцарія (ISSI-team 132).*

1. Будаєв В. П. Обобщенная масштабная инвариантность и лог-Пуассоновская статистика турбулентности краевой плазмы в токамаке Т-10 // Физика плазмы. – 2008. – **34**, № 9. – С. 1–18.
2. Заск Л. Статистическое оценивание. – М.: Статистика, 1976. – 598 с.
3. Козак Л. В., Луи А. Т. Статистический анализ турбулентности плазмы по спутниковым измерениям магнитного поля // Кинематика и физика небес. тел. – 2008. – **24**, № 4. – С. 72–80.
4. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. – 1941. – **30**, № 4. – С. 299–303.
5. Космическая геогеофизика / Под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. – М.: Физматлит, 2008. – Т. 1. – 624 с.
6. Новиков Е. А., Стюарт Р. В. Перемежаемость турбулентности и спектр флуктуаций диссипации энергии // Изв. АН СССР. Сер. геофизика. – 1964. – **3**. – С. 408–413.
7. Фрик П. Г. Турбулентность: подходы и модели. – Ижевск: Ин-т компьютерных исслед., 2003. – 23 с.
8. Benzi R., Ciliberto S., Trilicione R., et al. Extended self-similarity in turbulent flows // Phys. Rev. E. – 1993. – **48**, N 1. – P. 112–118.
9. Chechkin A. V., Gorenflo R., Sokolov I. M. Generalized fractional diffusion equations for accelerating subdiffusion and truncated Lévy flights // Phys. Rev. – 2002. – **66**, 046129. – P. 2099–2112.
10. Chugunova O., Pilipenko V., Zastenker G., Shevyrev N. Magnetosheath turbulence and magnetospheric Pc3 pul-

- sations // Proc. 7-th International Conference «Problems of Geocosmos» (St. Petersburg, 2008) / Eds by V. N. Troyan, M. Hayakawa, V. S. Semenov. – St. Petersburg, 2008. – P. 46–51.
11. *Consolini G., Kretzschmar M., Lui A. T. Y., et al.* On the magnetic field fluctuations during magnetospheric tail current disruption: A statistical approach // *J. Geophys. Res.* – 2005. – **110**, A07202. – doi:10.1029/2004JA010947.
  12. *Dubrulle B.* Intermittency in fully developed turbulence: Log-Poisson statistics and generalized scale covariance // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – **73**. – P. 959–962.
  13. *Frisch U., Sulem P. L., Nelkin M.* A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence // *Fluid Mech.* – 1978. – **87**. – P. 719–736.
  14. *Marsch E., Tu C.-Y.* Intermittency, non-Gaussian statistics and fractal scaling of MHD fluctuations in the solar wind // *Nonlinear processes in geophysics.* – 1997. – P. 101–124.
  15. *Narita Y., Glassmeier K.-H.* Dispersion analysis of low-frequency waves through the terrestrial bow shock // *J. Geophys. Res.* – 2005. – **110**, A12215. – doi:10.1029/2005JA011256.
  16. *Onsager T. G., Thomsen M. F.* The Earth's foreshock, bow shock, and magnetosheath // *Rev. Geophys.* – 1991. – **29**. – P. 998–1007.
  17. *Savin S., Amata E., Zelenyi L., et al.* High kinetic energy jets in the Earth's magnetosheath: Implications for plasma dynamics and anomalous transport // *JETP Lett.* – 2008. – **87**. – P. 593–599.
  18. *She Z., Leveque E.* Universal scaling laws in fully developed turbulence // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – **72**. – P. 336–339.
  19. *Shevyrev N. N., Zastenker G. N.* Some features of the plasma flow in the magnetosheath behind quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shocks // *Planet. Space Sci.* – 2005. – **53**. – P. 95–102.

Надійшла до редакції 01.10.09

*L. V. Kozak*

#### A STATISTICAL APPROACH FOR TURBULENT PROCESSES IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE FROM MEASUREMENTS OF THE SATELLITE INTERBALL

We consider the scaling features of the probability distribution functions of magnetic field fluctuations in different regions of the Earth's magnetosphere and the solar wind plasma at different timescales with the use of the Interball spacecraft data. We examined some changes in the shape and parameters of the probability distribution function for periods of the satellite position in different magnetosphere regions. The probabilities of return  $P(0)$  with  $t$  and kurtosis values at different timescales were used for the analysis. Two asymptotic regimes of  $P(0)$  characterized by different power laws were found. In particular, while the large timescale of the scaling is in good agreement with the typical scaling features for the normal Gaussian process, in the limit of small timescale the observed scaling resembles the behaviour of the Levy process. The crossover characteristic timescale corresponds to  $t \sim 1$  s. This value can be connected with ion gyrofrequency. The structure functions of different orders were investigated for the analysis of turbulent processes and our results were compared with the log-Poisson cascade model.

УДК 551.509

**Г. В. Лизунов, Т. В. Скороход**

Інститут космічних досліджень Національної академії наук України  
та Національного космічного агентства України, Київ

## ПЛАНЕТАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕМАСШТАБНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

*Подано результати обробки мас-спектрометричних вимірювань концентрацій нейтральних атмосферних газів на супутнику «Dynamics Explorer 2». Досліджено глобальний розподіл хвильової активності верхньої термосфери, залежність характеристик хвильових збурень від геомагнітної активності, фоновий рівень атмосферних гравітаційних хвиль на іоносферних висотах.*

### ВВЕДЕНИЕ

Атмосферные гравитационные волны (АГВ) играют значительную роль в динамике верхней атмосферы Земли. Эти волны регистрируются главным образом методами дистанционного зондирования ионосферы в виде периодических вариаций плазменных параметров. В таких измерениях нет прямой информации о процессах в нейтральном газе, что затрудняет количественный анализ АГВ. В полярной ионосфере, где даже в магнитоспокойные периоды плазма сильно «зашумлена», само выделение эффектов АГВ на фоне ионосферных неоднородностей является проблематичным.

В данной работе проанализированы прямые измерения нейтральных компонентов верхней атмосферы на спутнике «Dynamics Explorer 2» (DE 2). Работа продолжает цикл исследований [1–3], ведущихся в Институте космических исследований НАН и НКА Украины.

### ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Контактные измерения параметров нейтральной атмосферы на ионосферных высотах немногочисленны. Основной объём результатов получен на серии спутников «Atmosphere Explorer» и «Dynamics Explorer» в 1970-х и начале 1980-х гг. Данные этих проектов представлены на веб-ресурсе НАСА

«National Space Science Data Center» (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/atmoweb>) в открытом доступе.

Для настоящего исследования были выбраны измерения концентраций нейтральных газов на DE 2 (эксперимент NACS) [4]. Этот спутник был запущен в 1981 г. на солнечно-синхронную орбиту с перигеем 309 км, апогеем 1012 км и наклоном  $90^\circ$ . Диагностика нейтральной атмосферы осуществлялась ниже 500 км. Орбитальное движение DE 2 происходило практически вдоль меридиана при значениях местного времени  $LT = 2$  ч на ночном и 14 ч на дневном отрезках витка. С течением времени орбита DE 2 снижалась, орбитальное время  $LT$  изменялось. Последний месяц (февраль 1983 г.) измерения велись на почти циркулярной орбите с высотой 240–340 км.

В данной работе анализ измерений проводился по методике [2]. Процедура обработки данных иллюстрирует рис. 1. На рис. 1, а представлен ход концентраций  $[x]$  нейтральных газов  $[O]$  и  $[N_2]$  вдоль одного из орбитальных витков. В таком виде данные измерений размещены в базе данных НАСА. Крупномасштабное изменение кривых на рис. 1, а отражает изменение высоты спутника; в данном случае перигей приходится на район географического экватора. После спектральной фильтрации данных, включающей исключение низкочастотного тренда и высокочастотных шумов, были выделены волновые формы колебаний относительной плотности га-

зов  $\delta[N_2]/[N_2]$  и  $\delta[O]/[O]$ , представленные на рис. 1, б. Фильтрация производилась в области среднemasштабных длин волн (от 10 км до приблизительно 800 км). Таким образом, возможные крупномасштабные АГВ (с горизонтальными длинами волн более 1000 км) отсеивались.

Тестом, удостоверяющим, что выделенные колебания атмосферных газов есть АГВ, служит соответствие измеренных характеристик колебаний соотношениям теории АГВ. Мы основывались на приближённой формуле, устанавливающей связь амплитуд вариаций плотностей различных газовых компонентов в АГВ [5]:

$$\frac{\delta\rho_\alpha}{\rho_\alpha} = \frac{\gamma H / H_\alpha - 1}{\gamma - 1} \frac{\delta\rho}{\rho}, \quad (1)$$

где  $\delta\rho_\alpha / \rho_\alpha$  — относительное возмущение плотности газа сорта « $\alpha$ »,  $\delta\rho / \rho$  — возмущение суммарной плотности атмосферы,  $H_\alpha = k_B T / m_\alpha g$  — индивидуальная высота однородной атмосферы для газа « $\alpha$ »,  $H = \rho / (\partial\rho / \partial z)$  — высота многокомпонентной однородной атмосферы,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Обратим внимание, что хотя отдельные газы движутся в АГВ совместно и испытывают одинаковые вариации температуры  $\delta T$  и потоковой скорости  $\delta V$ , относительные возмущения плотности изменяются по-разному [1, 5].

На высотах 240...500 км, где производились измерения, атомарный кислород является основной составляющей. Этот газ определяет высоту многокомпонентной однородной атмосферы  $H \approx H_O \approx 40$  км и значение показателя адиабаты  $\gamma = 5/3$ . Следующей составляющей является молекулярный азот, содержание которого  $[O]:[N_2] \sim 10:1$ , отношение индивидуальных высот однородных атмосфер  $H_{N_2} : H_O = 4:1$ . Согласно (1)

$$\frac{\delta[N_2]}{[N_2]} = 3 \frac{\delta[O]}{[O]}. \quad (2)$$

На рис. 1, в показан увеличенный фрагмент волновой формы из рис. 1, б. Измеренное отношение амплитуд колебаний составило

$$\frac{\delta[N_2]}{[N_2]} = 2.9 \frac{\delta[O]}{[O]}, \quad (3)$$

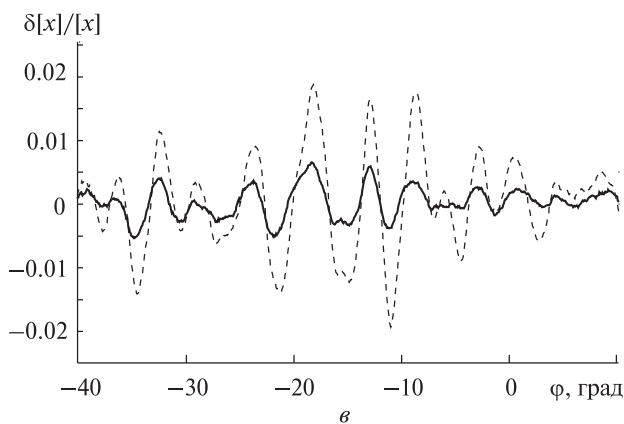
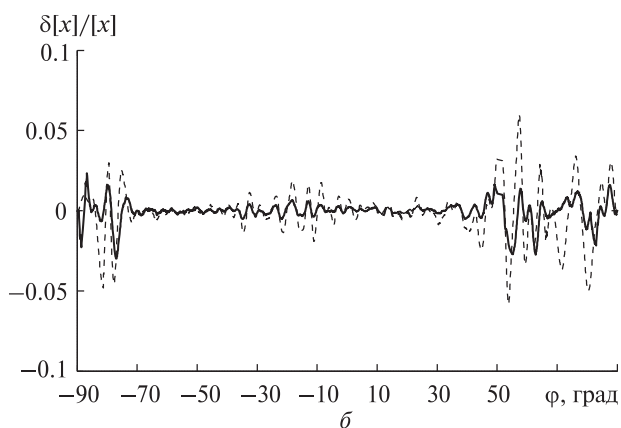
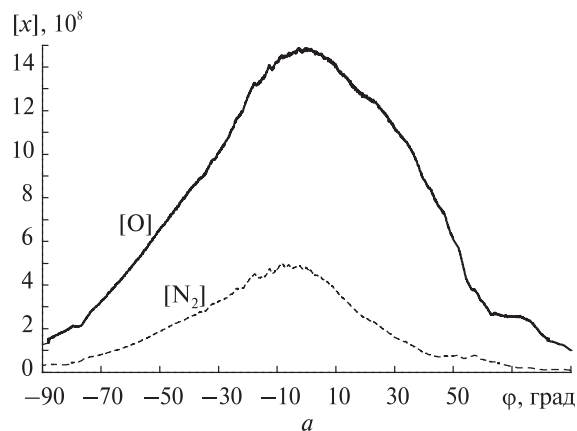
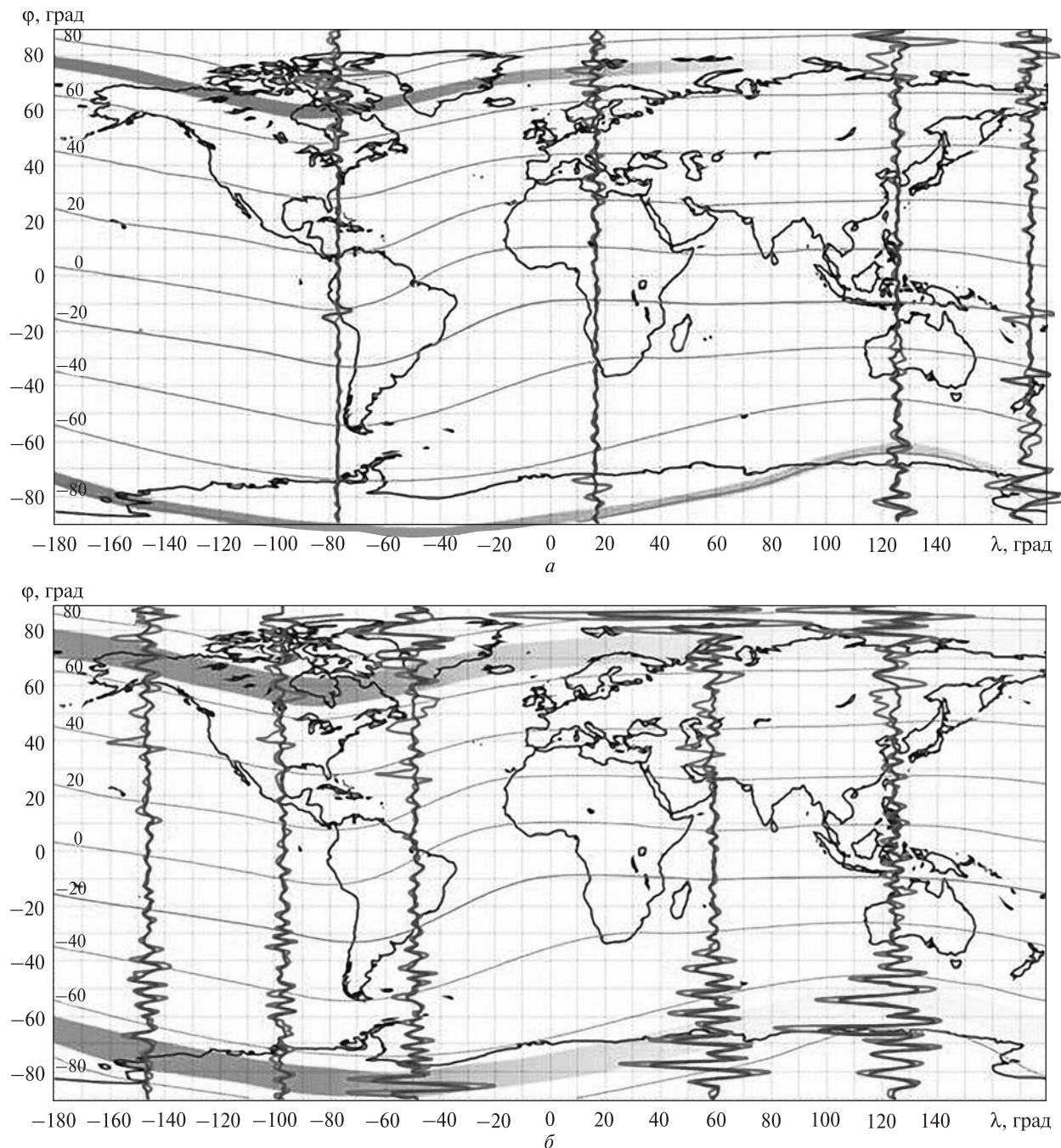


Рис. 1. а — ход концентрации  $[x]$  атомарного кислорода (сплошная кривая) и молекулярного азота (пунктир) вдоль орбиты DE 2, б — относительные вариации  $\delta[O]/[O]$  (сплошная кривая) и  $\delta[N_2]/[N_2]$  (пунктир), в — увеличенный фрагмент волновой формы АГВ

что очень хорошо согласуется с предшествующей теоретической оценкой. Таким образом: 1) вариации различных и независимо измеренных газовых компонентов ведут себя согласованно,



**Рис. 2.** Планетарное распределение атмосферных гравитационных волн: *a* — в дневной полусфере, *б* — в ночной полусфере ( $\lambda$ ,  $\varphi$  — географические координаты,  $\psi$  — геомагнитная широта). Представлены волновые формы относительных возмущений  $\delta[O]/[O]$  (меньшей амплитуды) и  $\delta[N_2]/[N_2]$  (большей амплитуды)

что косвенно свидетельствует о правильности выделения волновых форм АГВ; 2) измеренные амплитуды вариаций удовлетворяют теории АГВ.

Данный проверочный тест применялся ко всем измерениям. Если соотношения амплитуд и фаз колебаний атмосферных газов сильно расходились с теорией (скажем, вариации  $[O]$  и  $[N_2]$

происходили в противофазе), полученный сигнал трактовался как помеха (не АГВ) и исключался из рассмотрения.

### ГЛОБАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Всего было обработано более 100 орбитальных витков измерений на DE 2. На рис. 2 представлено полученное планетарное распределение волновой активности атмосферы. Условно показаны области авроральных овалов, положение которых зависит от конкретного уровня магнитной активности. Поскольку орбита DE 2 привязана к солнечному времени, распределение АГВ на рисунках скорее характеризует не долготную, а широтную зависимость. Характерная горизонтальная длина волны АГВ — около 550 км.

Анализируя рис. 2, отметим, что генерация АГВ происходит в полярных областях (где амплитуда АГВ максимальна), вероятно, внутри авроральных овалов, откуда АГВ, постепенно затухая, распространяются к низким широтам. Днём амплитуда АГВ меньше, чем ночью, в низких широтах — гораздо меньше, чем в полярных шапках, волновой фон детектируется в ионосфере везде.

Эти результаты являются характерными. Как показано далее, с изменением магнитной активности изменяются и интенсивность АГВ в полярных шапках, и положение среднеширотной границы, до которой спускаются АГВ, но общая структура планетарного распределения АГВ не изменяется.

### ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Рис. 3, 4 показывают зависимость АГВ от магнитной активности. С увеличением  $K_p$ -индекса амплитуда АГВ в полярных шапках растёт: от нескольких процентов величины возмущения плотности при спокойных магнитных условиях до более десяти процентов при высокой магнитной активности. Амплитуда волнового фона в низких широтах составляет около 0.5 % (несмотря на малую величину, это надёжная оценка, лежащая в пределах динамического диапазона измерительных приборов), и с увеличением магнитной активности незначительно увеличивается.

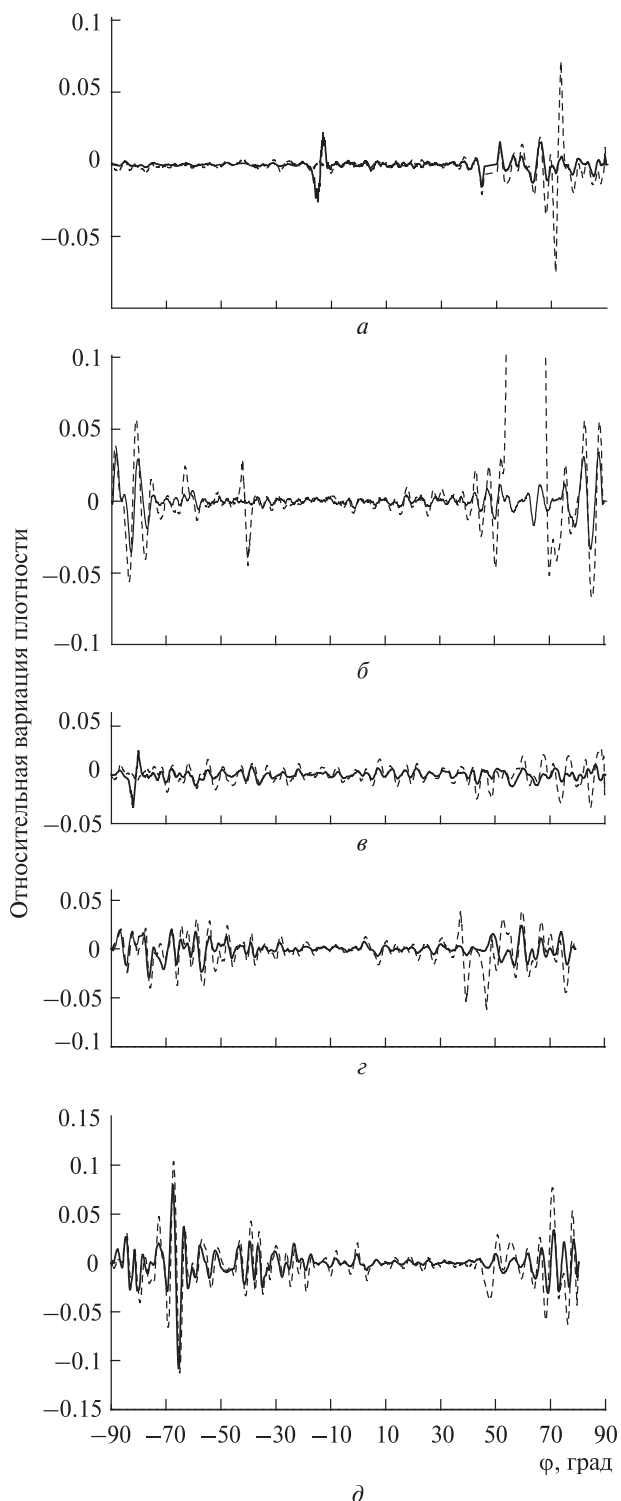


Рис. 3. Дневные (а, б) и ночные (в—г) широтные распределения АГВ в зависимости от  $K_p$ -индекса: а, в —  $K_p = 1$ , б, г —  $K_p = 3$ , д —  $K_p = 5$

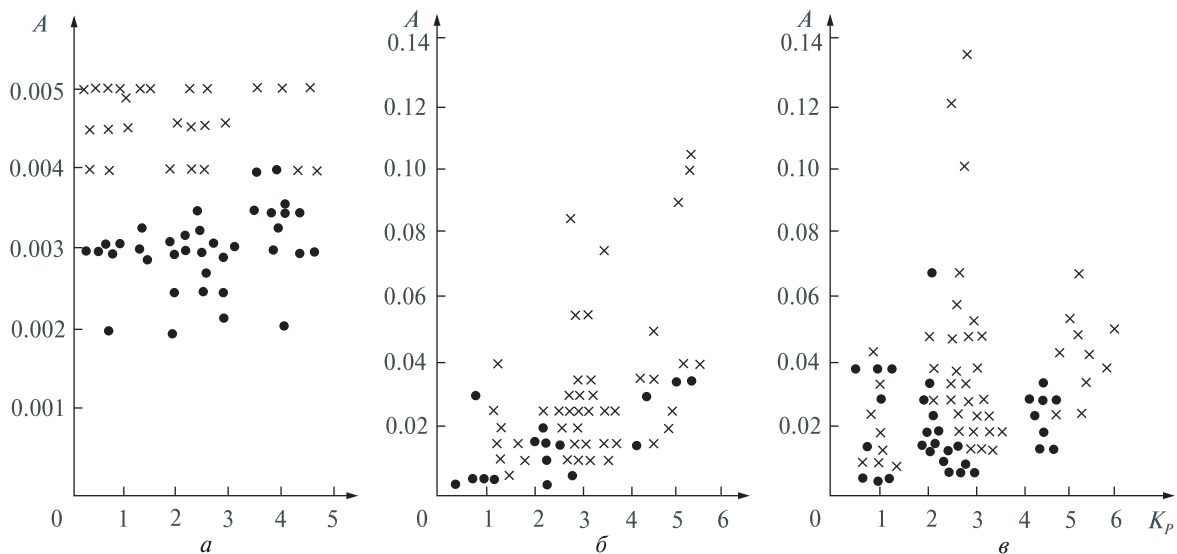


Рис. 4. Амплитуда атмосферных гравитационных волн  $A = \delta[O]/[O]$  в зависимости от геомагнитной активности: а — в низких широтах, б — в южной полярной шапке, в — в северной полярной шапке. Кружки — дневные измерения, крестики — ночные

## ВЫВОДЫ

В данной работе по данным прямых спутниковых измерений исследовано глобальное распределение волновой активности верхней атмосферы. Подвергнуты анализу масс-спектрометрические измерения концентраций нейтральных газов на спутнике DE 2.

Один из основных выводов данной работы состоит в том, что детектируемый фон АГВ всегда есть на ионосферных высотах. Наблюдаемое глобальное распределение АГВ характеризуется морфологической структурой, включающей: 1) области полярных шапок, где происходит непрерывная генерация АГВ и где амплитуды АГВ максимальны, 2) средних широт, где происходит постепенное убывание амплитуды АГВ, 3) низких широт, где фон АГВ сравнительно мал.

Некоторые характеристики АГВ стабильны и повторяются от события к событию:

- горизонтальная длина волны составляет около 550 км;
- в полярных шапках минимальная амплитуда АГВ составляет несколько процентов относительной величины в условиях низкой магнитной активности. При высокой активности амплитуда АГВ увеличивается до 10 % и более;

- широтная граница, до которой АГВ спускаются из полярных шапок в условиях низкой магнитной активности, составляет днём приблизительно  $60^\circ$  географической широты и  $50^\circ$  ночью. В условиях высокой магнитной активности граница опускается до  $55^\circ$  северной широты и  $50^\circ$  южной широты днём,  $50^\circ$  северной и  $35^\circ$  южной широты ночью;

- фоновая амплитуда АГВ в низких широтах составляет 0.5 % и очень слабо зависит от магнитной активности.

Авторы благодарны А. К. Федоренко за тесное сотрудничество.

1. Лизунов Г. В., Федоренко А. К. Генерация атмосферных гравитационных волн солнечным терминатором по данным измерений на спутнике «Atmosphere Explorer-E» // Радиофизика и радиоастрономия. — 2006. — **11**, № 1. — С. 49—62.
2. Федоренко А. К. Відтворення характеристик атмосферних гравітаційних хвиль в полярних регіонах на основі мас-спектрометричних супутникових вимірювань // Радиофизика и радиоастрономия. — 2009. — **14**, № 3.
3. Федоренко А. К., Лизунов Г. В., Роткель Х. Спутниковые наблюдения квазиволновых возмущений атмосферы на высотах области F, вызванных мощными землетря-

- сениями // Геомагнетизм и аэрономия. — 2005. — **45**, № 3. — С. 403—410.
4. *Kramer H. J.* Observation of the Earth and its environment. Survey of missions and sensors. — Springer, 2002.
5. *Makhlouf U. E., Dewan J. R., Isler T. F. Tuan.* On the importance of the purely gravitationally induced density, pressure and temperature variations in gravity waves: Their application to airglow observations // J. Geophys. Res. — 1990. — **95**. — P. 4103—4111.

*Надійшла до редакції 01.10.09*

*G. V. Lizunov, T. V. Skorokhod*

PLANETARY DISTRIBUTION OF MIDDLE-SCALE ATMOSPHERE GRAVITY WAVES ACCORDING TO SATELLITE MEASUREMENTS

We present our results for reducing of mass-spectrometric measurements of concentrations of neutral atmosphere gases onboard the Dynamics Explorer 2 satellite. We investigated the global distribution of upper thermosphere wave activity, the dependence of wave parameters on geomagnetic activity, and the background level of atmosphere gravity waves at ionospheric heights.



UDC 533.951

**D. Yu. Klimushkin, P. N. Mager, N. A. Zolotukhina**

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

## **SPATIO-TEMPORAL STRUCTURE OF POLOIDAL ALFVÉN WAVES IN THE MAGNETOSPHERE**

---

*This paper overviews some recent studies of spatio-temporal structure of poloidal (high- $m$ ) Alfvén waves (Pc4–5) in the magnetosphere, with taking into account finite field line curvature and plasma pressure. The effects of finite pressure plasma are especially essential near the magnetospheric equator, where an opaque region for Alfvén waves can be formed. This region is bounded by two turning points which restrain penetration of the wave energy far from the ionosphere, and an Alfvén resonator appears on a part of the field line adjacent to the ionosphere. Due to this effect the ULF pulsations in the Northern and Southern hemispheres can be non-conjugated. Another result is a peculiar field-aligned structure of the wave magnetic field: its fundamental harmonic must have three nodes, rather than one node as with cold plasma. The transverse structure of the wave is determined by the excitation mechanism. It is supposed in the report that wave is emitted by an alternating current created by the drifting particle cloud or ring current inhomogeneity. It is shown that the wave appears in some azimuthal location simultaneously with the particle cloud arrival at the same spot. The wave propagate westward, in the direction of the proton drift. The expected properties of the wave (amplitude, polarization, hodogram) are close to the observed properties of poloidal ULF pulsations.*

---

### **INTRODUCTION**

Among ultra low-frequency oscillations in the Earth's magnetosphere, the azimuthally small-scale Alfvén waves are distinguished, i. e., the waves with large azimuthal wave numbers  $m \gg 1$ . These waves usually have poloidal polarization i. e., field lines oscillate in radial direction. Recently these waves were studied with the multi-satellite CLUSTER mission [2, 15] and SuperDARN radars [17]. Theoretical studies of such waves are performed on the basis of magnetosphere models with the field lines curvature, two-dimensional inhomogeneity of the plasma and the magnetic field, the plasma finite pressure are taken into account.

Leonovich and Mazur [8] showed that in a curved magnetic field the high- $m$  monochromatic Alfvén waves generally propagate across magnetic shells. However, it was found that the mode structure is very sensitive to the excitation process. For example, if the wave is excited by a impulsive source, the localization region can be a whole magnetosphere, with a wave polarization changing in time [6, 9]. Thus, in order to obtain results that can be compared with the experiments, one should elaborate theory of the re-

alistic wave generation mechanism. There are some hints that these waves are generated by substorm injected particles drifting in the magnetosphere: there are statistical relations between high- $m$  pulsations and ring current intensifications [1], and observations of events when the waves appeared in some azimuthal location simultaneously with a cloud of substorm injected protons [16]. A realistic generation mechanism was suggested by Guglielmi and Zolotukhina [4]: an excitation by a moving cloud of substorm injected particles by means of its alternating current. An analytical theory of the spatio-temporal evolution of the wave field generated by this mechanism in a curved magnetic field was developed by Mager and Klimushkin [10]. In this paper we are going to present an easy to grasp semi-qualitative version of this theory, along with some experimental arguments in its favour.

Besides, the field aligned structure of the high- $m$  waves in the magnetosphere was not examined in full detail. Implicitly, it is commonly assumed that this structure has a typical scale of about the field line length between the conjugate ionospheres, being a sort of sinus function. However, at high latitudes where the magnetic field lines are essentially non-dipole, a field aligned structure can be different, which can significantly change the structure [13]. In this

paper we are going to examine a field-aligned structure of Alfvén waves taking into account the plasma inhomogeneity across magnetic shells and in the direction along an external magnetic field, the field line curvature, and finite plasma pressure.

## PRINCIPAL EQUATIONS

Here we present the basic equations describing poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma immersed into a curved magnetic field. Let us introduce an orthogonal curvilinear coordinate system  $\{x^1, x^2, x^3\}$ , in which the field lines play the role of coordinate lines  $x^3$ , the stream lines are coordinate lines  $x^2$ , and the surfaces of constant pressure (magnetic shells) are coordinate surfaces  $x^1 = \text{const}$ . The coordinates  $x^1$  and  $x^2$  represent the radial and azimuthal coordinates; the parameter  $L$  and azimuthal angle  $\varphi$ , respectively, can be used to represent them. The physical length along a field line is expressed in terms of an increment of the corresponding coordinate as  $dl_p = \sqrt{g_3} dx^3$ , where  $g_3$  is the component of the metric tensor, and  $\sqrt{g_3}$  is the Lamé coefficient. Similarly, for the transverse direction one has  $dl_1 = \sqrt{g_1} dx^1$ , and  $dl_2 = \sqrt{g_2} dx^2$ . The determinant of the metric tensor is  $g = g_1 g_2 g_3$ .

We shall consider the magnetosphere within the axially symmetric approximation. In this case all equilibrium quantities (plasma pressure  $P_0$ , density  $\rho_0$ , and the magnetic field  $B_0$ ) will be independent of the azimuthal coordinate. Plasma equilibrium in the magnetic field is described by the relation:

$$\nabla P_0 = (4\pi)^{-1} \mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}_0. \quad (1)$$

Here we have designated

$$\mathbf{J}_0 \equiv \nabla \times \mathbf{B}_0 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_\perp, \quad (2)$$

where  $\mathbf{j}_\perp$  is the current flowing through the magnetosphere across field lines.

The MHD wave of frequency  $\omega$ , which propagates in hot plasma, is described by the equation [5]:

$$-\rho_0 \omega^2 \xi = \nabla(\xi \cdot \nabla P_0 + \gamma P_0 \nabla \cdot \xi) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{J}_0 \times [\nabla \times (\xi \times \mathbf{B}_0)] - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B}_0 \times [\nabla \times \nabla \times (\xi \times \mathbf{B}_0)], \quad (3)$$

where  $\xi$  is the displacement vector of plasma from the equilibrium position, and  $\gamma$  is the adiabatic in-

dex. The transverse component of the displacement vector may be expressed in terms of the wave's electric field  $\mathbf{E}$ :

$$\xi_\perp = -\frac{ic}{\omega} \frac{\mathbf{B}_0 \times \mathbf{E}}{B_0^2}. \quad (4)$$

Note that  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$  because of perfect plasma conductivity.

Within the approximation  $m \gg 1$ , the electric field of the MHD wave may be represented as

$$\mathbf{E} = -\nabla_\perp \Phi. \quad (5)$$

From equation (3), by using the relations (4), (5), it is possible to obtain the equation describing the Alfvén wave with  $m \gg 1$ , propagating in a plasma with small but finite pressure [7]:

$$\left[ m^2 \widehat{L}_P(\omega) - \partial_1 \widehat{L}_T(\omega) \partial_1 \right] \Phi = 0. \quad (6)$$

Following notation are introduced here: the operator of the toroidal mode

$$\widehat{L}_T(\omega) = \partial_3 \frac{g_2}{\sqrt{g}} \partial_3 + \frac{\sqrt{g}}{g_1} \frac{\omega^2}{A^2} \quad (7)$$

(here  $A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho}$  is the Alfvén velocity), and the operator of the poloidal mode

$$\widehat{L}_P(\omega) = \partial_3 \frac{g_1}{\sqrt{g}} \partial_3 + \frac{\sqrt{g}}{g_2} \left( \frac{\omega^2}{A^2} + \eta \right). \quad (8)$$

Here

$$\eta = -2K \left( \frac{4\pi j_\perp}{c B} + K\gamma\beta \right),$$

$K$  is the local curvature of a field line, and  $\gamma$  is the adiabatic index.

For the ideally conducting ionosphere, the boundary conditions for the  $\Phi$ -function («potential») are written as

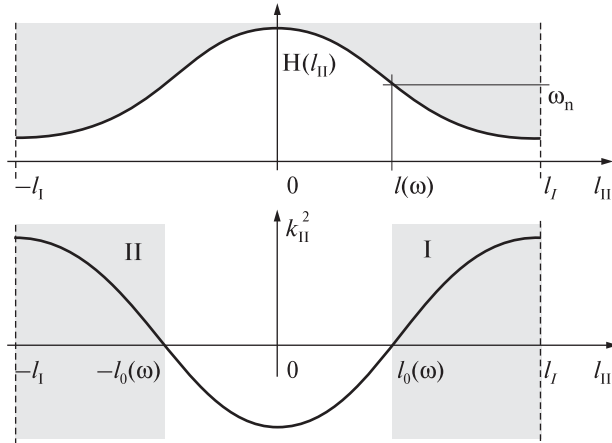
$$\Phi|_{\pm l_I} = 0, \quad (9)$$

where  $\pm l_I$  denotes the points of the intersection of a field line with the ionosphere.

## FIELD-ALIGNED STRUCTURE

It is obvious that when

$$\left| \frac{\partial \Phi}{\partial l_2} \right| \gg \left| \frac{\partial \Phi}{\partial l_1} \right| \quad (10)$$



**Fig. 1.** Sketch demonstrating the dependence of  $H$  (top) and  $k_p^2$  (bottom) on  $l_p$  and showing probable locations of the transparent and opaque regions. Here  $\pm l_0$  are the turning points for a harmonic with eigenfrequency  $\omega_n$ ,  $\pm l_I$  are the intersection points of a field line with the ionosphere. The shaded areas I and II correspond to the transparent regions.

the structure of the wave is determined by the poloidal operator; the necessary condition is a large value of the azimuthal wave number ( $m \gg 1$ ). Then, the equation determining the field-aligned structure of the poloidal mode is written as

$$\widehat{L}_P(\omega)\Phi = 0. \tag{11}$$

Let us change the field-aligned variable to  $\xi$  determined as

$$d\xi = \frac{\sqrt{g}}{g_1} dx^3.$$

As a result, Eq. (11) can be presented in the form of the Schrödinger equation:

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \Phi + \frac{g_1}{g_2} \frac{\omega^2 - H(\xi)}{A^2} \Phi = 0, \tag{12}$$

where the term

$$H(\xi) = -A^2 \eta = A^2 2K \left( \frac{4\pi j_{\perp}}{c B} + K \gamma \beta \right) \tag{13}$$

is often called the ballooning term.

For heuristic purposes, Eq. (12) will be solved first in the WKB approximation. The resulting field-aligned component of the wave vector is determined

from the expression:

$$k_p^2(\xi) = \frac{\omega^2 - H(\xi)}{A^2}. \tag{14}$$

In a cold plasma, when  $H = 0$ , an Alfvén wave has no turning point, that is  $k_p^2 > 0$  everywhere. Thus the entire field line between the conjugate ionospheres is transparent for the Alfvén wave and the oscillation has a familiar sinusoidal structure. Let us denote the harmonic wave number  $N$  as a number of nodes plus 1 (that is, the fundamental harmonic has  $N = 1$ ).

In a finite pressure plasma, the sign and magnitude of the ballooning term in (12) determines the field-aligned structure of the wave disturbance. An interesting effect occurs under the outward gradient of pressure,  $\partial P / \partial x^1 > 0$ . Let us find the region along the field line where the function  $H(\xi)$  has its maximum. Usually, the second term in (13) dominates, thus  $H$  varies along the parallel coordinate as  $H \propto K^2 \rho^{-1}$ , where  $\rho$  is the plasma density. The plasma pressure is to be constant along the field line, whereas the field line curvature  $K$  and inverse density  $\rho^{-1}$  both peak near the equator. Therefore, the function  $H(\xi)$  has a maximum at the equator (Fig. 1) and  $H > 0$ .

As it follows from Eq. (14), in this case the function  $k_p^2(\xi)$  can change its sign along the field line. The point  $l_0$ , where  $k_p^2(l_0) = 0$ , is the turning point for a poloidal Alfvén wave. The region where  $k_p^2 < 0$ , is an opaque region, where the wave becomes evanescent, and the region where  $k_p^2 > 0$  is transparent for waves.

When  $H$  has a maximum at the magnetospheric equator, which is usually the case, the opaque region is located in the vicinity of the top of a field line. Thus, two sub-resonators (regions I and II in Fig. 1) are formed, bounded by the ionosphere and the turning point near the equator,  $\pm l_0$ .

The structure of the wave potential  $\Phi_1$  for the fundamental mode must be most deformed in comparison with the cold plasma case, since the opaque region is largest and «deepest» for it. Furthermore, in the magnetosphere the opaque region may not exist for higher harmonics. In a cold plasma, the amplitude of the electric field of the fundamental harmonic ( $N = 0$ ) has a maximum at the equator. In a finite pressure plasma with an opaque region near the top of a field line, it has a minimum at the equator and

two maxima in both hemispheres, that is a total of three extremes. The wave transverse magnetic field  $b$  is determined by the field-aligned derivative of potential  $\Phi$  as

$$b_1 \propto \frac{1}{\sqrt{g_2}} \frac{\partial}{\partial l_p} \Phi.$$

Therefore, the magnetic field of the fundamental harmonic must have three nodes, rather than one node as in a cold plasma. The magnetic field of the second harmonic must have only two nodes, just like in the  $\beta = 0$  case.

Since the WKB approximation cannot give the quantitative results for the fundamental modes, a numerical solution of the wave equation (11) must be performed. The results of this modeling completely confirm those of the WKB analysis, described above (Fig. 2), equatorial including gap of the wave electric field and three node structure of the magnetic field. For more details of the numerical calculations, see [12].

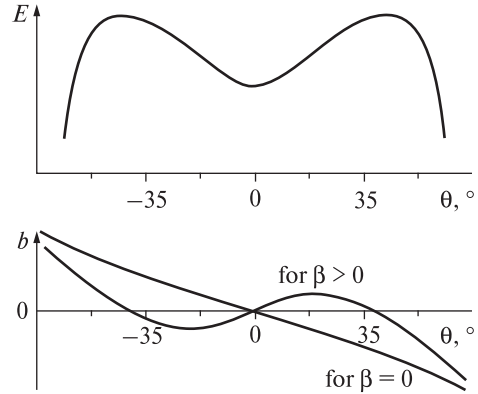
## TRANSVERSE STRUCTURE

**Theory.** The generation of the Alfvén wave by a cloud of substorm injected particles in a curved magnetic field was studied by Mager and Klimushkin [10] in terms of the stationary phase method. But the main features of the spatio-temporal structure of the wave field can be elucidated in a rather simple qualitative way.

Let us consider a cloud of particles injected into the axially-symmetric magnetosphere at some time instant  $t=0$ . This cloud can be considered as an impulse propagating from one location on the azimuthal coordinate to another at drift angular velocity  $\omega_d(x)$ .

Wave excitation by a sudden impulse in the entire magnetosphere is well studied theoretically [6, 9]. In this case, the azimuthal wave number  $m$  may be prescribed arbitrarily. Each field line oscillates with its own eigenfrequency  $\omega$ , which depends on the radial coordinate  $x$  (the coordinate across magnetic shells). Hence, the electric field of the wave is determined by the expression:

$$E_{x,y} = |E_{x,y}| e^{-i\omega(x)t + im\varphi}, \quad (15)$$



**Fig. 2.** The field-aligned structure of the fundamental harmonic at  $L=6$  shell. Here  $E$  and  $b$  are the wave electric and magnetic fields, respectively, and  $\theta$  is the geomagnetic latitude. For the wave magnetic field, the structure for  $\beta=0$  and  $\beta>0$  cases is shown. The ratio of equatorial plasma to magnetic pressure is  $\beta_{eq} = 0.8$

where  $\varphi$  is the azimuthal angle (it is equivalent to the  $x^2$  coordinate) and  $y$  denotes the azimuthal coordinate, which can be defined as  $y = \varphi L$ . In the course of the evolution the wave structure becomes smaller-scale in the radial direction due to the phase mixing, and an initially poloidally polarized wave transforms into a toroidal one.

For the azimuthally drifting source, the  $m$  number is determined by the generation mechanism. In the reference system of the source, the phase just behind the source must be constant, thus the Doppler-shifted wave frequency  $\omega^* = \omega - m\omega_d$  must be zero. Hence, we obtain the expression for the  $m$ -number:

$$m = \frac{\omega(x^1)}{\omega_d(x^1)}. \quad (16)$$

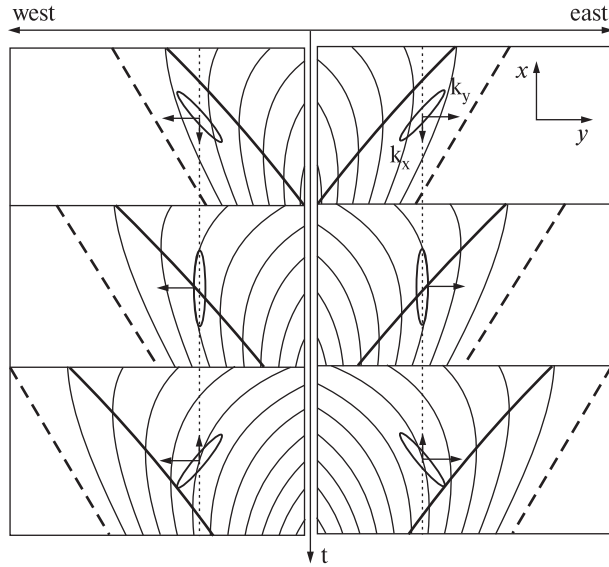
Note that this value depend on the radial coordinate. Hence, eq. (15) is replaced by

$$E = \Theta(\omega_d t - \varphi) |E| e^{i\Psi}. \quad (17)$$

Here  $\Psi$  is the wave phase determined as:

$$\Psi = -\omega(x)t + \frac{\omega(x^1)}{\omega_d(x^1)}\varphi. \quad (18)$$

The Heaviside step function  $\Theta(\omega_d t - \varphi)$  indicates that the wave appears in some azimuthal location



**Fig. 3.** Polarization ellipses of the wave excited by the moving cloud at different time instants. Dashed lines represent the drifting source. The bold line corresponds to  $k_x = 0$  (purely poloidal polarization of the wave). The right and left parts of the figure correspond to electrons and ions, respectively. Thin lines represent the lines of constant phase

simultaneously with the particle cloud arrival in the same spot because the energy of the Alfvén wave almost does not propagate transverse to the field lines: the wave can be viewed as to be carried by the cloud.

Let us describe the main features of the solution obtained.

*Azimuthal wave structure.* The wave frequency is fully determined by the radial coordinate and does not depend on the nature of the source. So, if two clouds are drifting in opposite azimuthal directions, they must generate waves with the same frequencies determined by the eigenfrequency on this magnetic surface:  $\omega = \omega(L)$ . But the azimuthal wave number depends on the particle energy because it is defined through the equality (16) and the drift frequency depends on the particle energy as

$$\omega_d \approx 8 \cdot 10^{-3} \varepsilon L, \quad (19)$$

where  $\omega_d$ ,  $L$ , and  $\varepsilon$  are measured in degrees per minute, Earth's radii, and keV, respectively [14]. So, one can expect different  $|m|$  values for the wave generated by electrons and ions.

*Radial structure and phase motion.* The radial  $k_x$  and azimuthal  $k_y$  components of the wave vec-

tor are defined through the phase as  $k_x = \partial\Psi/\partial x$  and  $k_y = \partial\Psi/\partial y$ . Here the azimuthal component is  $k_y = m/L$ . Its sign is determined by the direction of the drift. It points westward (eastward) if the wave is excited by ions (electrons).

Let  $t_0 = \varphi/\omega_d$  be a time instant when the source reaches the point with a given azimuthal coordinate  $\varphi$ . The Heaviside function  $\Theta(\omega_d t - \varphi)$  in the Eq. (17) shows that if  $t < t_0$ , the wave field is absent.

The wave vector radial component is determined as

$$k_x = \Psi' = - \left( \frac{\omega}{\omega_d} \right) (\omega_d t - \varphi) - \omega t \frac{\omega_d'}{\omega_d} \quad (20)$$

(prime means the radial derivative,  $\partial/\partial l_1$ ). Its sign depends on the drift velocity profile and varies with space and time. Let us consider the most interesting case when the drift frequency increases with the radial coordinate. Since in the most part of the magnetosphere the Alfvén eigenfrequency decreases with  $L$ ,  $\omega' < 0$ , then the first right-hand side term of the previous equation is positive when  $t > t_0$  and grows with time, but the second one is always negative. Thus, there is also another special time instant,

$$t_1 = \varphi \frac{(\omega/\omega_d)'}{\omega'}.$$

It is clearly seen that just after moment of the source passing the point with given azimuthal coordinate ( $t_0 = \varphi/\omega_d$ ) till  $t_1$ , the wave vector radial component is negative,  $k_x < 0$ . It means the equatorward phase propagation in projection onto the ionosphere along the field lines. At the moment  $t_1$  the radial component changes its sign and becomes positive.

*Wave polarization.* The Alfvén wave magnetic field oscillates transverse to the perpendicular wave vector,  $\mathbf{B}_\perp \cdot \mathbf{k}_\perp = 0$ , hence the ratio of the radial and azimuthal magnetic field components is

$$\frac{B_x}{B_y} = - \frac{k_y}{k_x}. \quad (21)$$

Since both  $B_x$  and  $B_y$  components are presented in the wave field, the mode has a mixed polarization (intermediate between toroidal and poloidal). At the moment  $t_1$  this value becomes zero,  $k_x = 0$ . It is the moment when the mode is purely poloidal for the given location. When  $t > t_1$ , the wave vector radial

component becomes positive. In the course of time,  $k_x$  grows, which means that the mode transforms from poloidal to toroidal. A reason for this transformation is the phase mixing. Indeed, for  $t \gg t_1$ , the first term in Eq. (18) is much larger, than the second one, and  $k_x$  is determined by the derivative of the first term (as in Eq. 15), that is, it grows with time as  $k_x \approx -\omega' t$ .

The corresponding polarization ellipse of the wave is depicted in Fig. 3. It must be noted that the wave is approximately linearly polarized because in the WKB approximation both radial and azimuthal magnetic field components have the same phase. The most interesting feature of these graphs is the change of the polarization ellipse orientation due to the  $k_x$  sign change. At the beginning, the ellipse is inclined to the  $x$  axis (mixed wave polarization), then it is directed along this axis (pure poloidal polarization), then it is inclined in the opposite direction (mixed polarization again).

A simple qualitative explanation of this wave polarization change can be given. Let us plot the lines of constant phase in the  $x - \varphi$  plane (see Fig. 3). Consider the wave generated by protons. The whole pattern in Fig. 3 is shifting in the right-hand side direction. Just nearby the source they go almost parallel to the source. Due to the assumed increase of particle drift velocity with distance from the Earth, the source stretches into the strip at an acute angle to the lines  $x = \text{const}$  (the angle is measured counter-clockwise), which leads to inward phase motion and negative  $k_x$ . In the vicinity of the source, the wave can be considered as a plane wave (the line of the constant phase go almost parallel to each other), hence the phase difference between two nearby points with the same  $\varphi$  value is determined as  $\Delta\Psi \approx k_x(x_2 - x_1)$ . If  $x_2 > x_1$  this difference is negative. But after the source has passed the point with given  $\varphi$  coordinate, each field line becomes oscillating with its own frequency decreasing with the radial coordinate (phase mixing), and the phase difference becomes  $\Delta\Psi \approx k_x(x_2 - x_1) - (\Omega(x_2) - \Omega(x_1))t$ . Here  $\Omega(x_2) < \Omega(x_1)$ , thus  $\Delta\Psi$  decreases with time, and at some instant changes its sign. So, it is phase mixing which is responsible for the change of the sign of the radial phase velocity and corresponding change of the wave polarization.

**Comparison with the experiments.** If the drift velocity grows with the radial coordinate, the particle

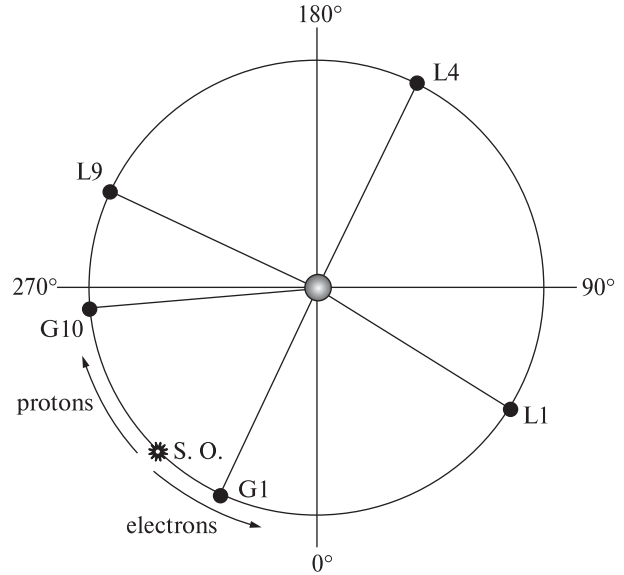


Fig. 4. The position of the substorm onset and the satellites for the moments of observations of the events

cloud is stretched into spiral in the equatorial plane. This leads to inward phase motion and negative value of the wave vector radial component or, being projected onto the ionosphere, to the equatorward phase propagation. This still unexplained feature of the high- $m$  waves was often observed with radars (see, e.g., [17]). As we see, it has a simple explanation in terms of theory, considered here [11].

Yet another validation of this theory is given by substorm related Pc5 event considered in detail by Zolotukhina et al. (2008). The substorm happened on September 17, 2000, with the onset at 03:20:25 UT at the geographical longitude  $\lambda = 266^\circ$  [3]. Geostationary satellites GOES 8 and 10 have the geographical longitudes  $\lambda = 285^\circ$  (GOES 8) and  $\lambda = 225^\circ$  (GOES 10), thus the onset took place between the satellites (Fig. 4).

Shortly after the onset, the satellites registered Pc5 variations of magnetic field: immediately after the onset at GOES 8 and 12–14 min after the onset at GOES 10. The periods of oscillations observed by both satellites were almost the same: at 220 s (GOES 8) and 230 s (GOES 10).

Satellites' magnetic data were transformed into the mean-field-aligned coordinate system: the  $x$  and  $y$

coordinates are directed outward (radial coordinate) and eastward (azimuthal coordinate), and  $z$  coordinate is directed along the averaged magnetic field. Hence, the transformed  $B_x(t)$ ,  $B_y(t)$ , and  $B_z(t)$  variations approximately describe the poloidal, toroidal and field aligned components of magnetic field vector  $\mathbf{B}$ , respectively. It is significant that in  $B_z$  auto-spectra from GOES 8 and GOES 10 there were no spectral maxima at the same periods as in transverse components  $B_x, B_y$ . Thus we believe that in the case under study the Pc5 were transverse magnetic field oscillations.

After GOES 8 and 10 observed the magnetic fluctuations, the LANL satellites detected an increase of the particle fluxes (positions of the satellites are depicted in Fig. 3). West of the onset, the increase was in proton flux  $J_p$ : first it was registered by the LANL 9 satellite located west of the onset ( $\Delta\lambda = 71^\circ$ ; here and below the  $\Delta\lambda$  values are positive/negative west/east of the substorm onset meridian) in  $\Delta t = 18$ –25 minutes after the onset, then by LANL 4 ( $\Delta\lambda = 162^\circ$ ,  $\Delta t = 28$  to 47 min) and even later by LANL 1 ( $\Delta\lambda = 258^\circ$ ,  $\Delta t = 40$  to 70 minutes). An analogous picture was observed for electron flux  $J_e$ : first it was registered by LANL 1 ( $\Delta\lambda = -102^\circ$ ,  $\Delta t = 25$  to 50 min) then by LANL 4 ( $\Delta\lambda = -198^\circ$ ,  $\Delta t = 44$  to 66 min). With promotion in the east (LANL 9, 4, and 1) or west (LANL 1 and 4) direction, the flux growth rate was damping.

In the inhomogeneous geomagnetic field, particles of opposite charges drift in opposite directions: negative particles (electrons) drift eastward, and positive particles (ions) drift westward. This immediately provides an interpretation of the double event reported in the previous section: GOES 8 (located east of the substorm onset) detected waves generated by drifting electrons, and GOES 10 (west of the onset) detected waves generated by positive ions. Thus, we have a heuristic model of the event: substorm injected clouds of particles (with opposite charges) directly drive the waves. The waves observed by both GOES 10 and GOES 8 satellites have almost the same frequencies, which fits the theoretical expectations described above: being determined by the radial coordinate, the wave frequency should not depend on the nature of the source.

The proton cloud was drifting westward and had performed almost complete turn around the Earth. The damping of flux growth rate  $J_p$  in the course of the drift is a natural consequence of the cloud spreading, as is expected in the case of the injection localized in the azimuthal coordinate. With a knowledge of the LANL 9 angular distance (LANL 9 was the nearest satellite to GOES 10) from the point of the substorm onset,  $\Delta\lambda = 71^\circ$ , and the corresponding time lag  $\Delta t = 18$ –25 min, it is possible to calculate the drift velocities of the particles comprised the leading front of the proton cloud:  $\omega_d = 3^\circ$  to  $4^\circ$  per a minute. Thus, at the instant of GOES 10 magnetic observations, the proton cloud indeed was somewhere nearby this satellite. An interpretation of the Pc5 pulsations registered by GOES 8 satellite is similar, but here observed were the oscillations generated by the substorm injected electrons.

This conclusion is supported by the inspection of the hodograms of the pulsations registered by GOES 10 and GOES 8 satellites. These hodograms are depicted in Fig. 5 (200–250 s filtered magnetic field oscillations, the  $xy$  plane). It is clearly seen in this figure that the direction of the transverse magnetic field oscillations ( $B_\perp$ ) changes with time. At GOES 8  $B_\perp$  rotates counterclockwise:  $B_\perp$  oscillates along the  $(+x, +y) \leftrightarrow (-x, -y)$  direction at the beginning, along the  $x$  axis at the midpoint, and along the line  $(+x, -y) \leftrightarrow (-x, +y)$  at the end. The sign of  $B_\perp$  rotation at GOES 10 is opposite to that at GOES 8: it rotates clockwise from the beginning to the end of the wave packet. Accordingly, the polarization of the waves detected by both satellites changes from mixed (between poloidal and toroidal) to poloidal, and then to mixed again.

As is seen from the comparison of Fig. 5 and 3, these are the very features expected from the theory. The hodograms of the wave detected by GOES 8 and 10 rotated counterclockwise and clockwise, respectively, as was expected for the waves generated by the clouds of electrons and ions, the polarization was linear and changes from mixed to poloidal to mixed again. This gives us additional hints for our interpretation.

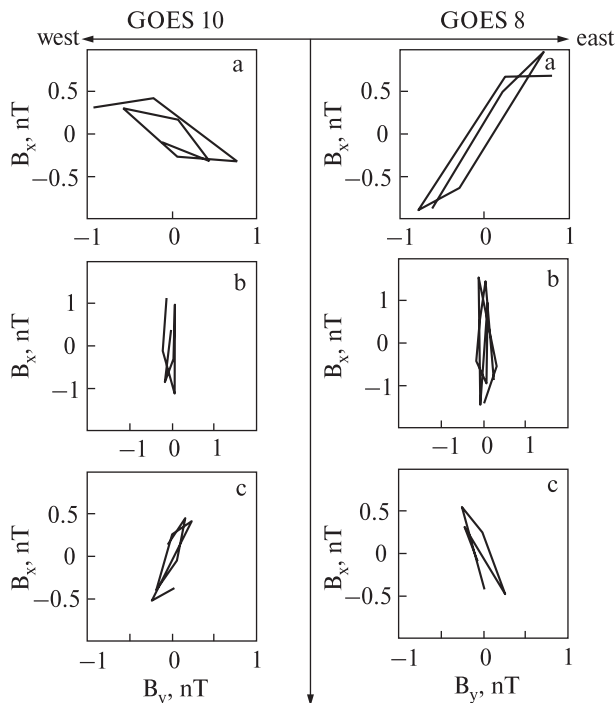
It is possible to evaluate the energy of the particles responsible for the wave generation. The wave activity

at GOES 10 (located about  $40^\circ$  west of the place of the injection) started 12–14 min after the onset. Using Eq. (19), we get the energy of ions  $\varepsilon \sim 60$  keV. The drift velocity  $\omega_d$  from  $3^\circ$  to  $4^\circ$  per minute, calculated from the LANL 9 data ( $L=6.6R_E$ ), corresponds to proton energy  $\varepsilon$  from 55 to 75 keV, which is quite close to the previous estimate (note that GOES 10 was situated about  $30^\circ$  east of LANL 9). At LANL 4 location ( $\Delta\lambda=162^\circ$  W), the drift velocity is  $\omega_d \sim 3.4^\circ/\text{min}$  to  $5.8^\circ/\text{min}$ , which corresponds to the energy from  $\varepsilon: 65$  to 110 keV, and at LANL 1 location ( $\Delta\lambda=258^\circ$  W) the drift velocity is  $\omega_d \sim 3.7^\circ/\text{min}$  to  $6.5^\circ/\text{min}$ , and the energy is  $\varepsilon \sim 70$  to 120 keV. It is evident that the energy of the protons, forming the cloud leading (western) front, gradually increases in the course of drift, which can be explained by the non-stationarity and azimuthal non-uniformity of the magnetosphere, as well as by the precipitations of the low energy particles into the ionosphere. Nonetheless, the rough coincidence of the estimates obtained from the GOES 10 and LANL 9 (nearest to GOES 10) data shows that it was a substorm injected westward drifting proton cloud, which was responsible for the generation of the waves seen in the GOES 10 data.

Unfortunately, the small angular distance between the place of the injection and the GOES 8 location together with the finite azimuthal size of the source and rather rough time resolution make impossible to perform an analogous estimation of the electron energy from the GOES 8 magnetic data and compare it with the LANL 1,4 results.

## CONCLUSIONS

Ballooning term in the differential equation describing the field aligned structure of poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma, represent an effect of the finite-pressure plasma on the mode spatial structure. Under realistic conditions, it results in the occurrence of the opaque region in the vicinity of the equatorial plane of the magnetosphere. Consequently, the wave is composed of two weakly related parts adjacent to the ionosphere with a dip of an amplitude in the equatorial region. Due to this effect non-conjugate long-period (Pc4-5 and Pi2) pulsations may be observed, or oscillations with a peculiar field-aligned structure: the wave magnetic field of the fundamen-



**Fig. 5.** The hodograms of the waves detected by GOES 10 (left) and GOES 8 (right) in the 200–250 s band

tal harmonic must have three nodes, rather than one node as is the in cold plasma.

It is suggested that the poloidal Alfvén waves are generated by alternating current of substorm injected particles drifting in the magnetosphere in the azimuthal direction. If the drift velocity grows with the radial coordinate, the particle cloud is stretched into spiral in the equatorial plane. This leads to inward phase motion and negative value of the wave vector radial component or, being projected onto the ionosphere, to the equatorward phase propagation, often observed with radars.

This theory can also provide an interpretation of the event occurred just after 17.09.2000 substorm onset: the satellites GOES 8 and 10 satellites registered Pc5 waves after the onset with the properties expected from the theory, namely double change of the polarization (mixed  $\rightarrow$  poloidal  $\rightarrow$  mixed), and change of the orientation of the polarization ellipse. It is possible that GOES 8 (located east of the substorm onset) detected the waves generated by drifting electrons,



and GOES 10 (west of the onset) detected the waves generated by positive ions. The estimated energy of the ions responsible for the wave generation is  $\sim 60$  keV. This estimation is confirmed by the energetic particles data recorded by LANL satellites.

**Acknowledgements.** The work is supported by RFBR grant 07-05-00185, programs of Presidium of Russian Academy of Sciences no.16, OFN RAS no.16, and program no.9 of the Earth's sciences department of the Russian academy of sciences.

## REFERENCES

1. Anderson B. J., Potemra T. A., Zanetti L. J., et al. Statistical correlation between Pc3–5 pulsations and solar wind/IMF parameters and geomagnetic indices // *Physics of Space Plasmas: SPI Conference Proceedings and Reprint Series* / Eds T. Chang, G. B. Crew, J. B. Jasperse. — Cambridge, Massachusetts: Scientific Publishers Inc., 1991. — Vol. 10. — P. 419–429.
2. Eriksson P. T. I., Blomberg L. G., Walker A. D. M., et al. Poloidal ULF oscillations in the dayside magnetosphere: a Cluster study // *Ann. Geophys.* — 2005. — **23**. — P. 2679–2686.
3. Frey H. U., Mende S. B., Angelopoulos V., et al. Substorm onset observations by IMAGE-FUV // *J. Geophys. Res.* — 2004. — **109**. — A10304, doi:10.1029/2004JA010607.
4. Guglielmi A. V., Zolotukhina N. A. Excitation of Alfvén oscillations of the magnetosphere by the asymmetric ring current // *Issled. geomagn. aeron. i fiz. Solntsa*. — 1980. — **50**. — P. 129–137 (in Russian).
5. Kadomtsev B. B. Hydromagnetic stability of plasma // *Voprosy teorii plazmy* / Ed. by M. A. Leontovich. — Moscow: Gosatomizdat, 1963. — P. 132–176 (in Russian).
6. Klimushkin D. Yu., Mager P. N. The spatio-temporal structure of impulse-generated azimuthal small-scale Alfvén waves interacting with high-energy charged particles in the magnetosphere // *Ann. Geophys.* — 2004. — **22**. — P. 1053–1060.
7. Klimushkin D. Yu., Mager P. N., Glassmeier K.-H. Toroidal and poloidal Alfvén waves with arbitrary azimuthal wave numbers in a finite pressure plasma in the Earth's magnetosphere // *Ann. Geophys.* — 2004. — **22**. — P. 267–288.
8. Leonovich A. S., Mazur V. A. A theory of transverse small scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // *Planet. Space Sci.* — 1993. — **41**. — P. 697–717.
9. Leonovich A. S., Mazur V. A. Standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere excited by a non-stationary source // *Ann. Geophys.* — 1998. — **16**. — P. 914–920.
10. Mager P. N., Klimushkin D. Yu. Alfvén ship waves: high- $m$  ULF pulsations in the magnetosphere, generated by a moving plasma inhomogeneity // *Ann. Geophys.* — 2008. — **26**. — P. 1653–1663.
11. Mager P. N., Klimushkin D. Yu., Ivchenko N. On the equatorward phase propagation of high- $m$  ULF pulsations observed by radars // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.* — 2009. — **71**. — P. 1677–1680.
12. Mager P. N., Klimushkin D. Yu., Pilipenko V. A., et al. Field-aligned structure of poloidal Alfvén waves in a finite pressure plasma // *Ann. Geophys.* — 2009. — **27**.
13. Pilipenko V. A., Mazur N. G., Fedorov E. N., Engebretson M. J., et al. Alfvén wave reflection in a curvilinear magnetic field and formation of Alfvénic resonators on open field lines // *J. Geophys. Res.* — 2005. — **110**. — A10S05, doi:10.1029/2004JA010755.
14. Roederer J. G. Dynamics of geomagnetically trapped radiation. — New York: Springer-Verlag, 1970.
15. Schäfer S., Glassmeier K.-H., Eriksson P. T. I., et al. Spatio-temporal structure of a poloidal Alfvén wave detected by Cluster adjacent to the dayside plasmopause // *Ann. Geophys.* — 2008. — **26**. — P. 1805–1817.
16. Wright D. M., Yeoman T. K., Rae I. J., et al. Ground-based and Polar spacecraft observations of a giant (Pg) pulsation and its associated source mechanism // *J. Geophys. Res.* — 2001. — **106**. — P. 10837–10852.
17. Yeoman T. K., Wright D. M., Baddeley L. J. Ionospheric signatures of ULF waves: active radar techniques // *Magnetospheric ULF waves: Synthesis and New Directions: Geophys. monograph ser.* — 2006. — N 169. — P. 273–288. — 10.1029/169GM18.

Received October 1, 2009

Д. Ю. Климушкин, П. М. Мазер, Н. О. Золотухіна  
ПРОСТОРОВО-ЧАСОВА СТРУКТУРА  
ПОЛОЇДАЛЬНИХ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ  
У МАГНІТОСФЕРІ

УДК 519.6

**О. В. Семенов, В. А. Яценко**

Институт космических исследований Национальной академии наук Украины  
та Национального космического агентства Украины, Київ

## **ИДЕНТИФИКАЦИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ $D_{st}$ -ИНДЕКСА**

---

*Запропоновано новий метод ідентифікації моделей динаміки та прогнозування  $D_{st}$ -індексу за експериментальними значеннями характеристик сонячного вітру. Він базується на реконструкції нелінійної дискретної динамічної системи, що описує поведінку геомагнітного індексу із високим ступенем кореляції з експериментальними даними. Для структурно-параметричної ідентифікації моделі прогнозування  $D_{st}$ -індексу вперше запропоновано використати еволюційний алгоритм – метод генетичного програмування. Отримано прогнозні оцінки зміни  $D_{st}$ -індексу на 1–9 годин наперед.*

---

### **ВВЕДЕНИЕ**

Состояние космической погоды в большой мере зависит от изменения солнечной активности [17]. Выбросы корональных масс порождают возмущения солнечного ветра и приводят к изменению нелинейных процессов в магнитосфере Земли [17]. Известно, что геомагнитные бури влияют на работу спутников, телекоммуникационных систем, динамику роста растений, самочувствие и здоровье людей [11, 17]. Долговременное прогнозирование состояния космической погоды особо важно при планировании космических миссий [11], так как работа электрических систем спутника может зависеть от изменения уровня солнечной активности.

Активное развитие космических исследований в направлении изучения солнечно-земных связей привело к появлению ряда новых методов описания динамики состояния магнитосферы в зависимости от влияния солнечного ветра. Ряд методов основывается на использовании физических свойств магнитосферы и гипотез [2, 6, 10] для построения эмпирической модели. Другие — на построение регрессионных моделей, нейронных сетей, RBF-сетей и вейвлет-анализа [4, 5, 7, 8, 14, 19–21].

Учитывая сложность внутренней природы явлений магнитосферы, отображающих цепоч-

ку взаимосвязанных физических процессов, не всегда возможно построить адекватную математическую модель, которая в полной мере описывает основные динамические свойства. Поэтому целесообразно использовать нелинейные динамические модели, структура которых изначально неизвестна, а их параметры зависят от экспериментальных данных наблюдений. При таком подходе характеристики солнечного ветра можно рассматривать как входы, а геомагнитные индексы — как выходы системы.

Индекс  $D_{st}$  является ключевым параметром, который характеризует турбулентное состояние магнитосферы Земли во время магнитной бури [17]. Используя экспериментальные данные, можно построить математическую модель минимальной сложности типа «вход-выход» для прогноза значения  $D_{st}$ -индекса. Моделирование поведения  $D_{st}$ -индекса позволяет спрогнозировать будущее состояние магнитосферы. В работе предполагается, что нелинейная динамическая модель имеет один вход и один выход. При этом произведение скорости солнечного ветра и южной магнитной составляющей  $V_z \cdot v$  выступают в качестве входа модели, а значения  $D_{st}$ -индекса — в качестве выхода.

### **ДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ПРОГНОЗИРОВАНИЮ $D_{st}$ -ИНДЕКСА**

Для прогнозирования поведения  $D_{st}$ -индекса использовались статистические данные за 44

года, полученные из электронных web-ресурсов OMNI\_2 [http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb] и Kyoto WDC (Киотского университета) [http://swdcdcb.kugi.kyoto-u.ac.jp]. В ходе построения модели прогнозирования использовалось предположение о том, что слаботурбулентное состояние магнитосферной плазмы в основном зависит от значения произведения  $B_z \cdot v$  (южной составной магнитного поля Земли и скорости солнечного ветра) [1, 9, 13, 18]. В качестве переменной, характеризующей протекание процессов в магнитосфере и ионосфере, использовался  $D_{st}$ -индекс. Отбор наиболее информационных признаков, которые отвечают за существенные изменения в магнитосфере, проводился на этапе реконструкции модели прогнозирования.

### ИДЕНТИФИКАЦИЯ ДИСКРЕТНЫХ МОДЕЛЕЙ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ

Для построения прогноза  $D_{st}$ -индекса использовалась модель типа «вход-выход» [1, 9, 13, 18]:

$$y(k) = F^l[y(k-1), \dots, y(k-n_y), \dots, u(k-1), \dots, u(k-n_u), e(k-1), \dots, e(k-n_e) + e(k)], \quad (1)$$

где  $F^l[\bullet]$  — полином порядка  $l$  от переменных  $u(k)$ ,  $y(k)$  и  $e(k)$ ;  $u(k)$  — входной сигнал;  $y(k)$  — выходной сигнал ( $D_{st}$ -индекс);  $e(k)$  — переменная, моделирующая шум в момент времени  $k$ ,  $t_k = kT$ ,  $T = \text{const}$  — период квантования,  $n_u$ ,  $n_y$ ,  $n_e$  — соответствующие значения входа и выхода. Нелинейная функция  $F^l$  может быть полиномом, рациональной функцией, рядом из радиальных базовых функций или любой другой функцией [3, 4, 15, 19, 20].

Предполагая, что  $e(k), e(k-1), \dots, e(k-n_e) = \text{const} \approx 0$ , представим уравнение (1) в виде

$$\hat{y}(k) = F^l[y(k-1), \dots, y(k-n_y), \dots, u(k-1), \dots, u(k-n_u)]. \quad (2)$$

Пусть в модели есть как линейные, так и нелинейные члены. Обозначим набор линейных членов по выходу до  $k$ -го момента времени через вектор  $\mathbf{y}_{n_y}$ ,  $n_y = 1, \dots, N_y$ , по входу —  $\mathbf{u}_{n_u}$ ,  $n_u = 0, 1, \dots, N_u$ . При построение модели будем учитывать критерий физической реализуемости

$$P(z) = \frac{\sum_{j=0}^{J-1} c_j z^j}{\sum_{i=0}^{I-1} b_i z^i} \quad \text{при } J < I, \quad (3)$$

где  $P(z)$  — передаточная функция,  $c_j$  и  $b_i$  — неизвестные параметры модели. Она предполагает, что «глубина» отбора предвестников (регрессоров) по выходу должна быть меньше «глубины» отбора предвестников по входу ( $N_y < N_u$ ). Будем учитывать только нелинейные члены до второго порядка включительно. Тогда их можно представить через компоненты векторов  $\mathbf{y}_{n_y}$  и  $\mathbf{u}_{n_u}$  как

$$\prod_{\substack{r=1 \\ s=1}}^{\substack{r=N_y \\ s=N_u}} y_{r,n_y} u_{s,n_u}, \quad \prod_{\substack{r=1 \\ r^*=1}}^{\substack{r=N_y \\ r^*=N_y}} y_{r,n_y} y_{r^*,n_y}, \quad \prod_{\substack{s=1 \\ s^*=1}}^{\substack{s=N_u \\ s^*=N_u}} u_{s,n_u} u_{s^*,n_u},$$

а модель представима в виде

$$\begin{aligned} \hat{y}(k) = & \sum_{m_1=1}^{M_1} \theta_{m_1}^1 y_{m_1,n_y} + \sum_{m_2=1}^{M_2} \theta_{m_2}^2 u_{m_2,n_u} + \\ & + \sum_{m_3=1}^{M_3} \theta_{m_3}^3 \left( \prod_{\substack{r=1 \\ s=1}}^{\substack{r=N_y \\ s=N_u}} y_{r,n_y} u_{s,n_u} \right)_{m_3} + \sum_{m_4=1}^{M_4} \theta_{m_4}^4 \left( \prod_{\substack{r=1 \\ r^*=1}}^{\substack{r=N_y \\ r^*=N_y}} y_{r,n_y} y_{r^*,n_y} \right)_{m_4} + \\ & + \sum_{m_5=1}^{M_5} \theta_{m_5}^5 \left( \prod_{\substack{s=1 \\ s^*=1}}^{\substack{s=N_u \\ s^*=N_u}} u_{s,n_u} u_{s^*,n_u} \right)_{m_5} + \theta^0, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\theta^0, \theta^1, \dots, \theta^5$  — наборы неизвестных параметров модели (для простоты в дальнейшем обозначим их через вектор  $\theta$ ), величины  $M_1, \dots, M_5$  определяют количество представителей разных наборов возможных комбинации предвестников до  $k$  момента времени. Уравнение (4) представим в виде

$$\hat{y}(k) = \sum_{i=1}^M \theta_i F_i^l(\mathbf{x}(k)), \quad (5)$$

где  $F_1^l, \dots, F_M^l$  — нелинейная функция (без параметров),  $\theta_1, \dots, \theta_M$  — параметры модели,  $\hat{y}(k)$  — значение выхода модели в  $k$ -й момент времени,  $\mathbf{x}(k)$  — вектор всех возможных регрессоров до  $k$ -го момента времени, содержащий значения  $y, u$ .

Вектор  $\mathbf{x}(k)$  представим в виде

$$\mathbf{x}(k) = (u(k - n_d - 1), \dots, u(k - n_d - n_u), \\ y(k - n_d - 1), \dots, y(k - n_d - n_y)), \quad (6)$$

где  $n_d$  — глубина отбора регрессоров. Уравнение (5) запишем в компактной матричной форме

$$\mathbf{Y} = \mathbf{X}\boldsymbol{\theta}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{Y} = [y(k - n_d - n_y - 1), y(k - n_d - n_y - 2), \dots, y(k)]^T$  — матрица-столбец экспериментальных значений  $D_{st}$ -индекса,  $\mathbf{X}(k) = [x_1(k), x_2(k), \dots, x_M(k)]$  — матрица всех возможных регрессоров на момент времени  $k$ ,  $\boldsymbol{\theta} = [\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_M]$  — вектор неизвестных параметров модели.

### ГЕНЕТИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ ИДЕНТИФИКАЦИИ МОДЕЛИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ

Из матричной формы модели (7) следует, что сложность ее идентификации возрастает с увеличением порядка нелинейности и количества вход-выходных данных и их комбинаций. Поэтому целесообразно использовать процедуру отбора наиболее информативных предвестников (регрессоров). Для этого воспользуемся процедурой минимизации ошибки между экспериментальными данными и выходом модели с одновременным поиском оптимальной структуры и параметров

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N_r} \left( y(k) - \sum_{i=1}^M \theta_i F_i'(\mathbf{x}(k)) \right)^2, \quad (8)$$

где  $N_r$  — размер обучающей выборки экспериментальных данных,  $\chi^2$  — ошибка между результатами моделирования и экспериментальными данными, а  $M$  — количество регрессоров. Представим набор параметров модели через вектор  $\boldsymbol{\theta}$

$$\boldsymbol{\theta} = (\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1} \mathbf{X}^T \mathbf{Y}. \quad (9)$$

Предположим, что матрицу регрессоров  $\mathbf{X}$  можно представить в виде  $\mathbf{X} = \mathbf{A}\mathbf{B}$ , где  $\mathbf{B}$  — матрица  $M \times M$ ,  $B_{ij} = 0$  при  $i > j$ ;  $\mathbf{A}$  — матрица  $N_r \times M$  с ортогональными столбцами;  $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$  — диагональная матрица  $\Lambda$ . Введем вспомогательный вектор параметров  $\boldsymbol{\omega}$ :

$$\boldsymbol{\omega} = \Lambda^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{Y}. \quad (10)$$

Дисперсия  $\mathbf{Y}^T \mathbf{Y} / N_r$  описывается выражением [16]

$$\mathbf{Y}^T \mathbf{Y} = \sum_{i=1}^M \omega_i^2 a_i^T a_i + \xi, \quad (11)$$

где  $\omega_i$  — элемент искомого вектора  $\boldsymbol{\omega}$ ,  $a_i$  — компоненты матрицы  $\mathbf{A}$ ,  $\xi$  — ошибка. Используя функцию  $F_i'$ , введем еще одну переменную — коэффициент компенсации ошибки  $\xi$ :

$$\xi_i^* = \frac{\omega_i^2 a_i^T a_i}{\mathbf{Y}^T \mathbf{Y}}. \quad (12)$$

Этот коэффициент позволяет упорядочить регрессоры в зависимости от степени их значимости в модели, что дает возможность провести отбор наиболее информативных из них.

Идентификацию структуры модели проведена на основе метода генетического программирования (ГП) [1, 12, 16, 18]. В отличие от стандартных оптимизационных методов, в которых результаты расчетов представлены в виде набора чисел, генетический алгоритм позволяет представить результат в виде структурно-упорядоченных символов. Для получения приемлемой модели генетическим алгоритмом следует осуществить некоторую последовательность процедур. В первую очередь из экспериментальных данных проводится отбор обучающей и тестовой выборок и вводится глубина отбора входных и выходных значений (значения  $v \cdot B_z$  и  $D_{st}$ -индекса), формируя таким способом массив возможных регрессоров к моменту времени  $k$ . После чего случайным способом из этого массива отбирается некоторое количество начальных элементов (регрессоров) — начальная популяция особи. Процесс поиска регрессоров, наиболее влияющих на прогноз, похож на процесс выживания некого организма (особи) в природе. Для этого проводится оценка уровня приспособляемости (выживаемости) особи (величина, которая характеризует возможность использования того или иного регрессора на следующем этапе). Для проведения отбора в генетических алгоритмах используются ряд операторов: скрещивания (crossover), мутации (mutation) и воспроизведения (reproduction).

Для отображения результатов работы алгоритма ГП (регрессоров и их комбинации) использовалась бинарное дерево, где конечное

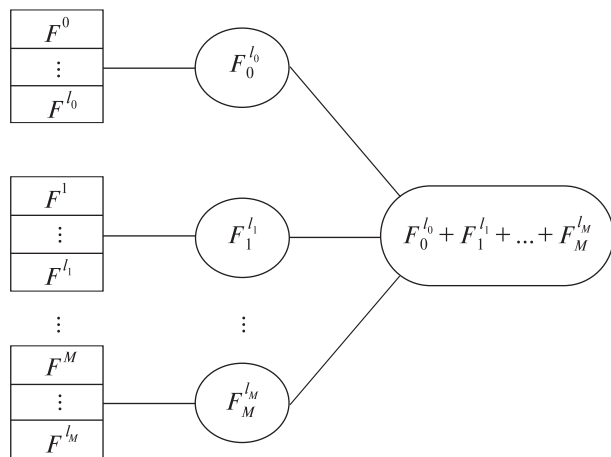


Рис. 1. Схема поиска оптимальной структуры модели

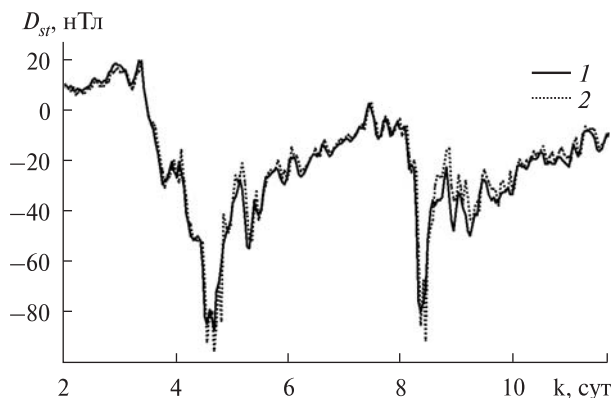


Рис. 2. Прогнозирование значения  $D_{st}$ -индекса на один час вперед (апрель 2006 г.): 1 — экспериментальные данные, 2 — прогноз

**Значения коэффициента корреляции на интервале времени 1000 ч**

Год	На 1 ч вперед	На 3 ч вперед	На 6 ч вперед	На 9 ч вперед
1999	0.954	0.751	0.593	0.488
2000	0.963	0.815	0.664	0.562
2001	0.965	0.839	0.698	0.601
2002	0.961	0.786	0.592	0.492
2003	0.955	0.804	0.661	0.557
2004	0.953	0.768	0.568	0.411
2005	0.963	0.855	0.742	0.665
2006	0.975	0.804	0.666	0.576

множество регрессоров  $T$  вмещает значения  $\{x_1(k), \dots, x_n(k)\}$ . Функциональный набор задавался арифметическими операторами  $F^l \{+, *\}$  [12, 16].

При идентификации дерева модели из регрессоров и их комбинации создается ряд ячеек, которые формируют ветви основного дерева модели. Назовем места стыка ячеек узлами, которые получают значения функционального набора  $F^l \{+, *\}$ . Для понижения размерности структуры модели используем в алгоритме идентификации коэффициент компенсации ошибки (12), а оператор назовем оператором «обрезки». Он также будет проводить процедуру отбрасывания идентичных ячеек, т. е. если  $T_i = T_{i+n}$ , то  $T_{i+n}$  отбрасывается.

Перед началом работы алгоритма установим ряд ограничений: диапазон отбора данных (интервал времени, на котором проводится реконструкция модели), количество циклов отбора регрессоров, размер исходной популяции, количество возможных комбинации регрессоров, количество линейных параметров и глубина отбора регрессоров. Пусть  $i$  — количество циклов отбора регрессоров. Предположим  $i = 0$ , проведем отбор ячеек и обозначим результат  $F^l_i$ . Продолжая итерации  $i = i + 1$ , конечным результатом получаем искомую структуру  $F^l_0 + F^l_1 + F^l_2 + \dots + F^l_M$ , которую можно представить в виде (рис. 1):

$$\hat{y}(k) = \theta_0 F^l_0 + \theta_1 F^l_1 + \theta_2 F^l_2 + \dots + \theta_M F^l_M. \quad (13)$$

Для проверки качества модели использовалось выражение [16]

$$\Psi = \frac{R}{1 + \exp(\alpha(Q - \beta))}, \quad (14)$$

где  $\Psi$  — величина, характеризующая адекватность полученной модели,  $R$  — коэффициент корреляции между набором экспериментальных данных и выходом модели,  $Q$  — сложность модели (количество ветвей дерева),  $\alpha$  и  $\beta$  — параметры ограничения. Дополнительным статистическим параметром оценивания пригодности модели является средняя квадратичная ошибка

$$E_{lr} = \frac{1}{N_{lr}} \sum_{k=1}^{N_{lr}} \left( y(k) - \sum_{i=1}^M \theta_i F^l_i(\mathbf{x}(k)) \right)^2. \quad (15)$$

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для проведения численного моделирования использовался временной ряд длиной 500 часов. В результате реконструкции найдена модель вида

$$\begin{aligned} \hat{y}(k+1) = & -0.434 \cdot u(k-3) \cdot u(k-4) + \\ & + 0.05 \cdot y(k) \cdot u(k-3) + 0.672 \cdot u(k-4) \cdot u(k-2) + \\ & + 0.713 \cdot u(k-1) - 0.472 \cdot y(k-1) + 0.163 \cdot y(k-3) + \\ & + 0.488 \cdot u(k-2) + 0.211 \cdot u(k-4) - 0.485 \cdot u(k-3) - \\ & - 1.482 \cdot u(k) - 0.035 \cdot y(k-1) + 1.27 \cdot y(k) - \\ & - 0.02 \cdot y(k-4) - 0.077, \end{aligned} \quad (16)$$

с помощью которой было проведено прогнозирования значения  $D_{st}$ -индекса на один час вперед (рис. 2).

Для поиска модели прогнозирования на несколько часов вперед, была проведена модификация уравнения (1)

$$y(k) = F^l[y(k-1), \dots, y(k-n_y), \dots, u(k-\delta), \dots, u(k-n_u), e(k-1), \dots, e(k-n_e) + e(k)], \quad (17)$$

где  $\delta = 10$ .

В результате использования уравнения (17), (16) и алгоритма реконструкции получена модель прогнозирования

$$\begin{aligned} \hat{y}(k+2) = & 0.11 \cdot u(k-25) + 1.34 \cdot \hat{y}(k+1) - 0.60 \cdot y(k) - \\ & - 0.006 \cdot u(k-22) \cdot y(k-14) \cdot u(k-19) \cdot u(k-28) + \\ & + 0.062 \cdot u(k-15) - 0.006 \cdot y(k-23) \cdot u(k-9) \cdot u(k-25) \times \\ & \times u(k-13) + 0.144 \cdot u(k-28) - 0.0016 \cdot y(k-23) \times \\ & \times y(k-12) - 0.085 \cdot u(k-30) + 0.003 \cdot \hat{y}(k+1) \times \\ & \times y(k-17) - 0.003 \cdot y(k-2) \cdot y(k-14) - 0.003 \cdot y(k-11) + \\ & + 0.203 \cdot y(k-1) - 0.11 \cdot u(k-21) \cdot u(k-20) + 0.046. \end{aligned} \quad (18)$$

В таблице приведены результаты расчетов коэффициентов корреляции между экспериментальными значениями  $D_{st}$ -индекса и прогнозированными значениями.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Предложен новый метод структурно-параметрической идентификации модели прогнозирования  $D_{st}$ -индекса на основе эволюционного алгоритма. Данный метод показал ряд преимуществ по сравнению с ранее предложенными

методами прогнозирования. Использование динамического подхода и генетического программирования позволяет проводить автоматический отбор наиболее значимых предвестников (регрессоров) по экспериментальным данным и реконструировать математическую модель в символьном виде. Такой способ отображения результата моделирования позволяет из возможных альтернатив моделей прогнозирования  $D_{st}$ -индекса отобрать наиболее оптимальную по нескольким важным критериям (сложность структуры, точность прогноза, адекватность модели и т. д.). Разработан алгоритм поиска нелинейной дискретной динамической модели для прогнозирования поведения  $D_{st}$ -индекса.

*Авторы выражают благодарность О. К. Черемных и О. С. Парновскому за полезные замечания и обсуждения результатов работы.*

1. Семенов О. В., Сидоренко В. И., Черемных О. К. и др. Оптимизационный подход к прогнозированию космической погоды // Проблемы управления и информатики. — 2008. — № 4. — С. 115—130.
2. Baker D. N., Klimas A. J., McPherron R. L., Buchner J. The evolution from weak to strong geomagnetic activity: an interpretation in terms of deterministic chaos // J. Geophys. — 1990. — 17 (1). — P. 41—44.
3. Balikhin M., Bates I., Walker S. N. Identification of linear and nonlinear processes in space plasma turbulence // Adv. Space. — 2001. — 28. — P. 787—800.
4. Billings S. A., Wei H. L. The wavelet-NARMAX representation: a hybrid model structure combining the polynomial models and multiresolution wavelet decompositions // Int. J. Systems Science. — 2005. — 36 (3). — P. 137—152.
5. Boaghe O. M., Balikhin M. A., Billings S. A., Alleyne H. Identification of nonlinear processes in the magnetosphere dynamics and forecasting of  $D_{st}$  index // J. Geophys. — 2001. — 106. — P. 30047—30066.
6. Burton R. K., McPherron R. L., Russell C. T. An empirical relationship between interplanetary conditions and  $D_{st}$  // J. Geophys. — 1975. — 80. — P. 4204—4214.
7. Chen S., Billings S. A., Cowan C. F. N., Grant P. M. Practical identification of NARMAX models using radial basis functions // Int. J. Control. — 1990. — 52. — P. 1327—1350.
8. Chen S., Billings S. A. Neural networks for nonlinear dynamic system modelling and identification // Int. J. Control. — 1992. — 56. — P. 319—346.
9. Cheremnykh O., Yatsenko V., Semenov O., Shatokhina Iu. Nonlinear dynamical model for space weather prediction // Укр. фіз. журн. — 2008. — 53, № 5. — С. 502—505.

10. Goertz C. K., Shan L. H., Smith R. A. Prediction of geomagnetic activity // J. Geophys. — 1993. — **98**. — P. 7673–7684.
11. Goodman J. M. Space Weather & Telecommunication. — New York: Kluwer, 2005. — 382 p.
12. Koza J. R. Genetic Programming: On the programming of Computers by Means of Natural Evolution. MIT Press: Cambridge. — 1992. — 819 p.
13. Kuntzevich V. M., Cheremnykh O. K., Semenov O. V., Yatsenko V. A. Space weather and its effects: modeling, prediction and risk analysis // Abstracts. 9<sup>th</sup> Ukrainian conference on space research, Yevpatoria, Crimea, Ukraine. — August 31 – September 5, 2009. — P. 26.
14. Leontaritis I. J., Billings S. A. Input-output parametric models for nonlinear systems // Int. J. Control. — 1985. — **41**. — P. 303–344.
15. Leontaritis I. J., Billings S. A. Model selection and validation methods for nonlinear systems // Int. J. Control. — 1987. — **45**. — P. 311–341.
16. Madar J. Genetic programming for the identification of nonlinear input-output models // Industrial and Engineering Chemistry Res. — 2005. — **44** (9). — P. 3178–3186.
17. Schindler K. Physics of Space Plasma Activity. — New York: Cambridge Univ. Press, 2007. — 508 p.
18. Semenov O. V. Space weather prediction using evolution algorithms // Сборник тезисов «Восьмая украинская конференция по космическим исследованиям», Евпатория, Украина, 1–7 сентября 2008 г. — С. 60.
19. Sharifi J., Araabi B. N., Lucas C. Multi-step prediction of  $D_{st}$  index using singular spectrum analysis and locally linear neurofuzzy modelling // Earth Planets Space. — 2006. — **58** (3). — P. 331–341.
20. Wei H. L., Billings S. A. A unified wavelet-based modelling framework for nonlinear system identification: the WANARX model structure // Int. J. Control. — 2004. — **77** (4). — P. 351–366.
21. Wei H. L., Zhu D. Q., Billings S. A., Balikhin M. A. Forecasting the geomagnetic activity of the  $D_{st}$  index using multiscale radial basis function networks // Adv. Space Res. — 2007. — **40**. — P. 1863–1870.

Надійшла до редакції 01.10.09

O. V. Semenov, V. O. Yatsenko

#### IDENTIFICATION OF DYNAMICAL MODELS FOR DST-INDEX FORECASTING

The new method of dynamic model identification for  $D_{st}$ -index prediction by using experimental data is proposed. The method is based on the reconstruction of the nonlinear discrete dynamic system that gives the prediction of the geomagnetic index value with a high level of correlation to the real data. The genetic programming was used for the simulation of structure and parameters identification for  $D_{st}$ -index prediction. Predictive values of the  $D_{st}$ -index dynamics for 1–9 hours ahead are derived.

УДК 533.951; 533.951.8; 550.38

**О. К. Черемных**

Институт космических исследований Национальной академии наук Украины  
та Национального космического агентства Украины, Київ

## К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНЫХ МГД-ВОЗМУЩЕНИЯХ В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*В рамках идеальной магнитогидродинамики анализируется проблема генерации резонансных збурень у магнітосфері Землі. Показано, що новий тип резонансів із переважним компонентом вектора зміщення елементарного об'єму плазми, який лежить у площині, перпендикулярній до магнітної поверхні. Отримані рівняння малих коливань для цих резонансів. Встановлено, що у магнітосферній плазмі можуть реалізовуватися специфічні альвенівські резонанси, обумовлені стисливістю середовища.*

### ВВЕДЕНИЕ

В работе изучен вопрос о новом типе МГД-резонансов в неоднородной трехмерной плазме с магнитными поверхностями, а полученные результаты применены к магнитосферной плазме. Общий подход для описания альвеновских волн с конечным давлением в сложных магнитных системах был заложен в работах [1] и [5], результаты которых мы будем использовать ниже при формулировке исходных уравнений. В свое время было показано [4, 6], что в одномерно-неоднородной плазме, помещенной в магнитное поле с прямыми силовыми линиями, поступающий извне магнитный звук может генерировать альвеновскую волну на магнитной поверхности, на которой реализуется условие равенства локальной альвеновской частоты и частоты магнитного звука. Именно это явление было позднее названо альвеновским резонансом, который является одним из ключевых эффектов в физике магнитосферы. Позднее оно было обобщено на случай двумерно-неоднородных плазменных конфигураций [2, 6]. Важный для теории магнитосферных резонансов результат был получен в работе [3], где было показано, что альвеновский и магнитозвуковой резонансы возможны в произвольных трехмерных плазменных конфигурациях с магнитными поверхностями. Ниже будет показано, что помимо резонансов, полученных в

работе [3], есть другие виды резонансов, отличающиеся направлением вектора смещения. Будет также показано, что при определенных условиях могут реализоваться специфические альвеновские резонансы, обусловленные сжимаемостью среды.

### ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Исходим из уравнения малых колебаний для МГД-возмущений в идеальной плазме с магнитными поверхностями:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \rho \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \rho \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} = \\ & = \nabla a [\alpha_s (\nabla a \cdot \nabla T_3) + \frac{\nabla a \cdot \nabla T_0}{|\nabla a|^2} - 2p' T_3 + \\ & + T_2 (s - \gamma_s) + \mathbf{B} \cdot \nabla T_1 + K \xi] + \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\nabla a|^2} \times \\ & \times \left[ \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \cdot \nabla T_0 + \mathbf{B} \cdot \nabla T_2 + [\mathbf{B} \times \nabla a] \cdot \nabla T_3 \right] + \\ & + \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} [(\mathbf{B} \cdot \nabla) T_0]. \end{aligned} \quad (1)$$

Это уравнение вытекает из результатов работы [1]. Здесь использованы следующие обозначения:

$$\xi = \xi \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} + \eta \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} + \frac{\tau \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2}, a_s = \frac{|\mathbf{B}|^2}{|\nabla a|^2},$$



$$\begin{aligned} \gamma_s &= \frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}}{|\nabla a|^2}, \quad s = \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\nabla a|^2} \cdot \text{rot} \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\nabla a|^2}, \\ T_0 &= \gamma p \text{div} \xi, \quad T_1 = \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \xi}{|\nabla a|^2}, \\ T_2 &= \frac{1}{a_s} [\mathbf{B} \cdot \nabla \eta + (\gamma_s - s) \xi], \\ T_3 &= \frac{\nabla a \cdot \nabla \xi}{|\nabla a|^2} + \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \nabla \eta + \\ &+ \frac{\xi}{|\mathbf{B}|^2} (2p' + \text{div} [\mathbf{a}_s \cdot \nabla a]) = \\ &= \frac{T_0}{\gamma p} - \text{div} \left( \frac{\tau \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \right) + 2\chi \cdot \xi = \text{div} \xi_{\perp} + 2\chi \cdot \xi_{\perp}, \\ K &= \frac{\gamma_s}{a_s} (\gamma_s - s) + \frac{p'}{|\mathbf{B}|^2} \frac{\nabla a \cdot \nabla (2p + |\mathbf{B}|^2)}{|\nabla a|^2} = \\ &= \frac{\gamma_s}{a_s} (\gamma_s - s) + 2p' \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Фигурирующая в (1) и (2) величина  $a$  называется меткой магнитных поверхностей и удовлетворяет геометрическим уравнениям

$$\mathbf{B} \cdot \nabla a = 0, \quad \mathbf{j} \cdot \nabla a = 0.$$

Под магнитными поверхностями, как обычно, мы понимаем поверхности, содержащие силовые линии магнитного поля и линии тока. Остальные обозначения в (1) и (2) общеприняты:  $\rho$  — плотность плазмы,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $\mathbf{B}$  — напряженность магнитного поля,  $\xi_{\perp}$  — вектор поперечного смещения (по отношению к направлению магнитного поля) элементарного объема плазмы. При получении (1) было учтено, что направления  $\nabla a$ ,  $[\mathbf{B} \times \nabla a]$  и  $\mathbf{B}$  являются взаимно ортогональными на магнитной поверхности.

Уравнение (1) для дальнейшего анализа удобно представить в виде

$$\nabla a \left\{ \frac{1}{|\nabla a|^2} [\nabla a \cdot \nabla (T_0 + |\mathbf{B}|^2 T_3)] - \frac{T_3}{|\nabla a|^2} \nabla a \cdot \nabla |\mathbf{B}|^2 - \right.$$

$$\begin{aligned} &- 2p' T_3 + T_2 (s - \gamma_s) + K \xi + \mathbf{B} \cdot \nabla T_1 \left. \right\} + \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\nabla a|^2} \times \\ &\times \left\{ \mathbf{B} \cdot \nabla T_2 + [\mathbf{B} \times \nabla a] \cdot \nabla \frac{(T_0 + |\mathbf{B}|^2 T_3)}{|\mathbf{B}|^2} + (T_0 + |\mathbf{B}|^2 T_3) \times \right. \\ &\times [\mathbf{B} \times \nabla a] \cdot \nabla \left( \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} \right) - T_0 [\mathbf{B} \times \nabla a] \cdot \nabla \left( \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} \right) \left. \right\} + \\ &+ \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \{ \mathbf{B} \cdot \nabla T_0 \} = \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Фигурирующая в уравнении (3) величина  $(T_0 + |\mathbf{B}|^2 T_3)$  пропорциональна возмущенному полному давлению плазмы  $\delta p$ . Легко убедиться прямыми расчетами, что

$$\delta p = -(T_0 + |\mathbf{B}|^2 T_3) = -[\gamma p \text{div} \xi + |\mathbf{B}|^2 (\text{div} \xi_{\perp} + 2\chi \cdot \xi_{\perp})]. \quad (4)$$

Используя (2), перепишем (1) и (4) в виде

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \nabla a \left\{ \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{|\nabla a|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \xi \right) - \frac{\nabla a \cdot \nabla \delta p}{|\nabla a|^2} + \right. \\ &+ 2\delta p \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} + 2(p' \xi + T_0) \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} + (\mathbf{B} \cdot \nabla \eta) \frac{(s - \gamma_s)}{\alpha_s} + \\ &+ \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \xi \left. \right\} + \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\nabla a|^2} \left\{ \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla \eta \right) - \right. \\ &- \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{s}{\alpha_s} \xi \right) + \frac{\gamma_s}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla \xi + 2(p' \xi + T_0) \frac{\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} - \\ &- \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a] \cdot \nabla \delta p}{|\mathbf{B}|^2} + 2\delta p \frac{\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \left. \right\} + \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \{ \mathbf{B} \cdot \nabla T_0 \}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} &\left( 1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right) \text{div} \xi - \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{\tau}{|\mathbf{B}|^2} \right) + \\ &+ 2\chi \cdot \left\{ \frac{\xi \nabla a}{|\nabla a|^2} + \eta \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \right\} = -\frac{\delta p}{|\mathbf{B}|^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Исключим из этих уравнений продольную составляющую  $\tau$  вектора смещения, выбрав в качестве неизвестных переменных величины  $\xi, \eta, \text{div} \xi, \delta p$ .

Используя равенство

$$\tau = -\frac{1}{\rho\omega^2} \mathbf{B} \cdot \nabla T_0, \quad (7)$$

вытекающее из продольной составляющей (5), и подставляя его в уравнение

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \xi &= \frac{\nabla a \cdot \nabla \xi}{|\nabla a|^2} + \xi \operatorname{div} \left( \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} \right) + \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \cdot \nabla \eta - \\ &- 2\eta \chi \cdot \mathbf{B} \left( \frac{\tau}{|\mathbf{B}|^2} \right) + 2\chi \cdot \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} + \mathbf{B} \cdot \nabla \frac{\tau}{|\mathbf{B}|^2}, \quad (8) \end{aligned}$$

получаем уравнение для  $\operatorname{div} \xi$ . С помощью (7) можно также исключить  $\tau$  из (6). Окончательно получаем систему уравнений малых колебаний

$$\begin{aligned} \frac{\nabla a \cdot \nabla \delta p}{|\nabla a|^2} &= \left\{ \frac{\rho\omega^2 \xi}{|\nabla a|^2} + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{|\nabla a|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \xi \right) + \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \xi + \right. \\ &+ 2p' \xi \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \left. \right\} + 2\delta p \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} + \frac{(s - \gamma_s)}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla \eta + 2T_0 \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2}, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\rho\omega^2}{\alpha_s} \eta + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla \eta \right) + 2T_0 \frac{\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} &= \\ = \bar{\mathbf{B}} \cdot \nabla \left( \frac{s}{\alpha_s} \xi \right) - 2p' \xi \frac{\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} - \frac{\gamma_s}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla \xi + \\ + \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a] \cdot \nabla \delta p}{|\mathbf{B}|^2} - \frac{2\delta p \chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left( 1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right) \operatorname{div} \xi - \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{\rho |\mathbf{B}|^2 \omega^2} \mathbf{B} \cdot \nabla T_0 \right) + \\ + 2\eta \frac{\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} = -2\xi \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} - \frac{\delta p}{|\mathbf{B}|^2}, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\nabla a \cdot \nabla \xi}{|\nabla a|^2} &= -\xi \operatorname{div} \left( \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} \right) + 2\eta \frac{\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} - \\ - \frac{[\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \cdot \nabla \eta + \operatorname{div} \xi + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{\rho |\mathbf{B}|^2 \omega^2} \mathbf{B} \cdot \nabla T_0 \right), \quad (12) \end{aligned}$$

ранее полученную в работе [3] другим способом.

Там уравнения (9)—(12) использовались для нахождения сингулярных решений вида

$$\eta, \operatorname{div} \xi \sim \ln(a - a_0), \quad \xi, \delta p \sim \frac{1}{(a - a_0)}$$

вблизи резонансной магнитной поверхности с меткой  $a_0$ . Ниже мы приведем еще одно резонансное решение.

## РЕЗОНАНСНЫЕ МГД-ВОЗМУЩЕНИЯ

Выше отмечалось, что на выбранной магнитной поверхности с меткой  $a_0$  направления  $\nabla a$ ,  $[\mathbf{B} \times \nabla a]$  и  $\mathbf{B}$  являются взаимно ортогональными. Поэтому на этой поверхности можно ввести систему координат  $(x, y, z)$  с единичными ортами

$\mathbf{e}_x = \frac{\nabla x}{|\nabla x|}$ ,  $\mathbf{e}_y = [\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_x]$ ,  $\mathbf{e}_z = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ , где  $x = a - a_0$ , начало которой можно связать с какой-либо силовой линией.

Для дальнейшего анализа запишем уравнения малых колебаний (9)—(12) символически в виде

$$\frac{\partial}{\partial y} \begin{pmatrix} \delta p \\ \eta \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \delta p \\ \eta \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} \xi \\ \operatorname{div} \xi \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$C \begin{pmatrix} \xi \\ \operatorname{div} \xi \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} \delta p \\ \eta \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Матричные коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  в этих уравнениях имеют вид

$$\begin{aligned} A &= \frac{|\mathbf{B}|}{|\nabla a|} \begin{pmatrix} \frac{2\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2}; & \frac{\rho\omega^2}{\alpha_s} + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla \right) \\ 0; & \frac{2\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \end{pmatrix}, \\ B &= \frac{|\mathbf{B}|}{|\nabla a|} \begin{pmatrix} \frac{2p' \chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} + \frac{\gamma_s}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla - \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{s}{\alpha_s} \right) - \frac{s}{\alpha_s} \mathbf{B} \cdot \nabla; \\ -\frac{\nabla a \cdot \nabla}{|\nabla a|^2} - \xi \operatorname{div} \left( \frac{\nabla a}{|\nabla a|^2} \right); \\ \frac{2\eta \chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \\ 1 + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{\gamma p}{\rho\omega^2 |\mathbf{B}|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \right) \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

$$C = \begin{pmatrix} \frac{\rho\omega^2}{|\nabla a|^2} + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{|\nabla a|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \right) + \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) + 2p' \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2}; \\ \frac{2\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2}; \\ 2\gamma p \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \\ \left( 1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right) + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{\gamma p}{\rho\omega^2 |\mathbf{B}|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \right) \end{pmatrix},$$

$$D = \begin{pmatrix} \frac{\nabla a \cdot \nabla}{|\nabla a|^2} - \frac{2\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2}, & \frac{(\gamma_s - s) \mathbf{B} \cdot \nabla}{\alpha_s} \\ -\frac{1}{|\mathbf{B}|^2} & \frac{2\chi \cdot [\mathbf{B} \times \nabla a]}{|\mathbf{B}|^2} \end{pmatrix}.$$

Слагаемое  $\partial/\partial y$ , соответствующее производной в направлении, перпендикулярном к силовой линии, и одновременно вдоль магнитной поверхности, в уравнении (13) выделено, поскольку как показано ниже, именно оно приводит к новым сингулярным решениям или резонансам.

Для заданного равновесия уравнения (13) и (14) сводятся к уравнению

$$\frac{\partial}{\partial y} \begin{pmatrix} \delta p \\ \eta \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \delta p \\ \eta \end{pmatrix} + BC^{-1} D \begin{pmatrix} \delta p \\ \eta \end{pmatrix}, \quad (15)$$

которое с соответствующими граничными условиями определяет спектр собственных частот. Переход от (13), (14) к (15) будет невозможен, если на магнитной силовой линии оператор  $C^{-1}$ , обратный  $C$ , отсутствует. Если такая ситуация реализовалась, то решения уравнения (15) имеют вид

$$\delta p \sim \ln y, \quad \eta \sim \ln y, \quad \xi \sim \frac{1}{y}, \quad \text{div} \xi \sim \frac{1}{y}. \quad (16)$$

Ниже будет показано, что сингулярные решения вида (16) реализуются в магнитосферной плазме, если уравнения

$$C \begin{pmatrix} \xi \\ \text{div} \xi \end{pmatrix} = 0 \quad (17)$$

имеют нетривиальные решения. В развернутом виде уравнения (17) имеют вид

$$\frac{\rho\omega^2}{|\nabla a|^2} \xi + \mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{1}{|\nabla a|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \xi \right) + \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \xi + 2p' \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \xi + \frac{2\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} T_0 = 0, \quad (18)$$

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{\gamma p}{\rho\omega^2 |\mathbf{B}|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla T_0 \right) + \left( 1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right) T_0 + \frac{2\gamma p \chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \xi = 0. \quad (19)$$

Ввиду сингулярной природы решений (16) рассматриваемая силовая линия находится в резонансе с внешними возмущениями на частотах, удовлетворяющих уравнениям (18) и (19).

### СИНГУЛЯРНЫЕ РЕШЕНИЯ ВБЛИЗИ РЕЗОНАНСНОЙ СИЛОВОЙ ЛИНИИ

Покажем, что уравнения (18) и (19) приводят к резонансным решениям. Эти уравнения не содержат никаких особенностей по координатам  $x$  и  $y$ . Поэтому для произвольной замкнутой силовой линии в магнитосфере, ограниченной при  $z = z_1$  и  $z = z_2$  проводящими ионосферами, они имеют решения в виде набора дискретных собственных функций  $\{\hat{\xi}_n, \hat{T}_{0n}\}$  с собственными частотами  $\{\omega_n\}$ , где  $n = 1, 2$ .

Умножим (18) на  $\frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|} \xi_n$  и проинтегрируем вдоль силовой линии магнитного поля от  $z_1$  до  $z_2$ , учитывая что  $\mathbf{B} \cdot \nabla = |\mathbf{B}| \frac{\partial}{\partial z}$ . В результате получаем

$$\int_{z_1}^{z_2} dz \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|} \left[ \left( \frac{\rho\omega^2}{|\nabla a|^2} + \frac{2p'}{|\nabla a|^2} (\chi \cdot \nabla a) + \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \right) \xi \xi_n - \frac{1}{|\nabla a|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) (\mathbf{B} \cdot \nabla \xi_n) + \frac{2\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} T_0 \xi_n \right] = 0. \quad (20)$$

Аналогично, умножая уравнение (19), записанное в терминах собственных частот и собственных функций  $\omega_n, \xi_n, T_{0n}$ ,

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \left( \frac{\gamma p}{\rho\omega_n^2 |\mathbf{B}|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla T_{0n} \right) + \left( 1 + \frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|^2} \right) T_{0n} + \frac{2\gamma p \chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \xi_n = 0$$

на  $T_0/|\mathbf{B}|$ , и проинтегрировав вдоль силовой линии, получаем

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} \left[ (1+\beta)T_0T_{0n} - \frac{\rho\omega^2}{\gamma p} |\mathbf{B}|^2 YY_n + \frac{2\gamma p}{|\nabla a|^2} (\chi \cdot \nabla a) T_0 \xi_n \right] = 0, \quad (21)$$

где

$$Y = \frac{\gamma p (\mathbf{B} \cdot \nabla T_0)}{\rho \omega^2 |\mathbf{B}|^2}, Y_n = \frac{\gamma p (\mathbf{B} \cdot \nabla T_{0n})}{\rho \omega_n^2 |\mathbf{B}|^2}. \quad (22)$$

Вычитая (22) из (20), находим

$$\rho \omega^2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} \left[ \frac{\gamma p}{|\nabla a|^2} \xi \xi_n + \frac{|\mathbf{B}|^2}{\gamma p} YY_n \right] = A, \quad (23)$$

$$A = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} \left[ \gamma p (\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) (\mathbf{B} \cdot \nabla \xi_n) - \frac{2p'}{|\nabla a|^2} \times \right. \\ \left. \times (\chi \cdot \nabla a) \xi \xi_n - \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \xi \xi_n + (1+\beta) T_0 T_{0n} \right]. \quad (24)$$

Точно также, умножим уравнение (18), записанное в терминах собственных частот и собственных функций  $\omega_n, \xi_n, T_{0n}$ , на  $\frac{\gamma p}{|\mathbf{B}|} \xi$ , проинтегрируем по  $z$ . Далее вычтем из него уравнение (19), умноженное на  $T_{0n}/|\mathbf{B}|$  и проинтегрированное вдоль силовой линии. В результате получим

$$\rho \omega^2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} \left[ \frac{\gamma p}{|\nabla a|^2} \xi \xi_n + \frac{|\mathbf{B}|^2}{\gamma p} YY_n \right] = A. \quad (25)$$

Из (23) и (25) следует

$$\rho (\omega^2 - \omega_n^2) \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} \left[ \frac{\gamma p}{|\nabla a|^2} \xi \xi_n + \frac{|\mathbf{B}|^2}{\gamma p} YY_n \right] = 0. \quad (26)$$

Тогда, если  $\omega^2 \neq \omega_n^2$ , то получаем

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} \left[ \frac{\gamma p}{|\nabla a|^2} \xi \xi_n + \frac{|\mathbf{B}|^2}{\gamma p} YY_n \right] = 0, \quad (27)$$

и одновременно —

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} \left[ \frac{\gamma p}{|\nabla a|^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla \xi) (\mathbf{B} \cdot \nabla \xi_n) - \frac{2p'}{|\nabla a|^2} (\chi \cdot \nabla a) \xi \xi_n - \right. \\ \left. - \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \xi \xi_n + (1+\beta) T_0 T_{0n} \right] = 0. \quad (28)$$

Таким образом, собственные функции  $\{\hat{\xi}_n, \hat{T}_{0n}\}$  для различных собственных значений  $\{\omega_n\}$  являются ортогональными в смысле, определенном уравнениями (26)—(28).

Поскольку левая часть (14) обладает набором собственных функций  $\{\hat{\xi}_n, \hat{T}_{0n}\}$  и собственных значений  $\{\omega_n\}$ , удовлетворяющих выражениям (18), (19), то указанное уравнение может быть решено тогда и только тогда, если его правая часть удовлетворяет условию ортогональности. Для получения этого условия умножим (14) на  $(\xi_n, T_{0n})/|\mathbf{B}|$  и проинтегрируем вдоль силовой линии, учитывая (26)—(28). В результате получим

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} (\xi_n, T_{0n}) D \left( \frac{\delta p}{\eta} \right) = 0. \quad (29)$$

Для выделения из общего решения уравнений (13) и (14) сингулярной части считаем, что амплитуды возмущений  $\hat{\xi}$  и  $\hat{\eta}$  изменяются в направлении  $y$  быстрее, чем фигурирующие в этих уравнениях операторы. Решение уравнений (13) и (14) ищем в виде

$$\begin{pmatrix} \delta p \\ \eta \end{pmatrix} = f(y) \begin{pmatrix} \delta p_0 \\ \eta_0 \end{pmatrix} + y \begin{pmatrix} \delta p_1 \\ \eta_1 \end{pmatrix} + \dots, \\ \begin{pmatrix} \xi \\ \text{div} \xi \end{pmatrix} = g(y) \begin{pmatrix} \xi_0 \\ (\text{div} \xi)_0 \end{pmatrix} + y \begin{pmatrix} \xi_1 \\ (\text{div} \xi)_1 \end{pmatrix} + \dots, \quad (30)$$

а операторы, например  $A$ , представляем в виде

$$A = A_0 + yA_1 + \dots. \quad (31)$$

Подставляя (30), (31) в (13), находим

$$g \sim f'(y). \quad (32)$$

Тогда с необходимой точностью (14) можно записать в виде

$$\begin{aligned} (C_0 + yC_1) f'(y) \left[ \begin{pmatrix} \xi_0 \\ (\text{div} \xi)_0 \end{pmatrix} + y \begin{pmatrix} \xi_1 \\ (\text{div} \xi)_1 \end{pmatrix} \right] = \\ = (D_0 + yD_1) f(y) \left[ \begin{pmatrix} \delta p_0 \\ \eta_0 \end{pmatrix} + y \begin{pmatrix} \delta p_1 \\ \eta_1 \end{pmatrix} \right]. \quad (33) \end{aligned}$$

Уравнение (33) при  $y \rightarrow 0$  должно переходить в (17) или, что тоже самое,

$$C_0 \begin{pmatrix} \xi_0 \\ (\text{div} \xi)_0 \end{pmatrix} = 0,$$

что реализуется при условии

$$\lim_{y \rightarrow 0} \frac{f}{f'} \rightarrow 0. \quad (34)$$

Это предположение ниже будет подтверждено полученным решением. В следующем приближении из (33) следует

$$\begin{aligned} yf' \left[ C_0 \left( \begin{array}{c} \xi_1 \\ (\text{div} \xi)_1 \end{array} \right) + C_1 \left( \begin{array}{c} \xi_0 \\ (\text{div} \xi)_0 \end{array} \right) \right] = \\ = (D_0 + yD_1) f(y) \left[ \begin{array}{c} \delta p_0 \\ \eta_0 \end{array} \right] + y \left[ \begin{array}{c} \delta p_1 \\ \eta_1 \end{array} \right]. \end{aligned} \quad (35)$$

Продифференцировав (35) по  $y$ , умножив полученное уравнение на  $(\xi_n, T_{0n})/|\mathbf{B}|$  и проинтегрировав вдоль силовой линии, с учетом (29) получаем

$$\begin{aligned} (yf')' \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} (\xi_n, T_{0n}) \left[ C_0 \left( \begin{array}{c} \xi_1 \\ (\text{div} \xi)_1 \end{array} \right) + C_1 \left( \begin{array}{c} \xi_0 \\ (\text{div} \xi)_0 \end{array} \right) \right] = \\ = f \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{|\mathbf{B}|} (\xi_n, T_{0n}) \left[ D_1 \left( \begin{array}{c} \delta p_0 \\ \eta_0 \end{array} \right) + D_0 \left( \begin{array}{c} \delta p_1 \\ \eta_1 \end{array} \right) \right]. \end{aligned} \quad (36)$$

Вблизи  $y = 0$  из (34) и (36) находим

$$(yf')' = 0. \quad (37)$$

Отсюда следует

$$f \sim \ln y, \quad g \sim \frac{1}{y}. \quad (38)$$

Из (38) и (30) получаем сингулярные решения вида (16). При этом частоты резонансных возмущений определяются уравнениями (18), (19).

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе показано, что ввиду сингулярной природы МГД-возмущений силовые линии магнитного поля Земли могут находиться в резонансе с внешними возмущениями на частотах, удовлетворяющих уравнениям (18) и (19). Природа внешних возмущений не имеет принципиального значения. Важным фактором, влияющим на возможность появления резонанса, является направление вектора поперечного смещения элементарного объема плазмы. Если вектор смещения лежит в плоскости, перпендикулярной к магнитной поверхности, то в этом случае реали-

зуются резонансные возмущения с частотами, удовлетворяющими уравнениям (18) и (19).

В случае дипольного магнитного поля уравнения (18) и (19) можно идентифицировать с полоидальными альвеновскими возмущениями, «зацепленными» с ионно-звуковыми возмущениями через радиальную кривизну силовых линий магнитного поля.

Из (18) и (19) также следует, что в магнитосферной плазме могут реализовываться специфические альвеновские резонансы, обусловленные сжимаемостью среды  $\text{div} \hat{\xi} \neq 0$ . Чтобы убедиться в этом, рассмотрим возмущения, удовлетворяющие условию

$$\text{div} \xi + 2 \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \xi = 0. \quad (39)$$

В этом случае из (19) получаем уравнение

$$\rho \omega^2 \text{div} \xi + |\mathbf{B}|^2 \mathbf{B} \cdot \nabla \left[ \frac{1}{|\mathbf{B}|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla (\text{div} \xi) \right] = 0 \quad (40)$$

для альвеновских волн, существующих только в сжимаемой среде. Уравнение (18) для возмущений, удовлетворяющих (35), принимает вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{\omega^2}{|\nabla a|^2} \xi + 2 \left( p' - 2\gamma p \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \right) \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \xi + \\ + \mathbf{B} \cdot \nabla \left[ \frac{1}{|\nabla a|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \xi \right] + \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \xi = 0 \end{aligned} \quad (41)$$

и описывает «обычные» альвеновские волны, модифицированные давлением. Решения уравнений (40) и (41) должны удовлетворять условию (39).

Уравнения (18) и (19) описывает не только альвеновские волны, но также и ионно-звуковые. Для получения уравнения для ионно-звуковых волн положим, что для возмущений справедливы равенства

$$\beta \text{div} \xi + 2 \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \xi = 0. \quad (42)$$

При выполнении условия (42) из (19) следует уравнение

$$\rho \omega^2 \text{div} \xi + \mathbf{B} \cdot \nabla \left[ \beta \mathbf{B} \cdot \nabla (\text{div} \xi) \right] = 0, \quad (43)$$

описывающее ионно-звуковые волны. Уравне-

ние (18) для рассматриваемого случая приводится к виду

$$\rho \frac{\omega^2}{|\nabla a|^2} \xi + 2 \left( p' - 2 |\mathbf{B}|^2 \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \right) \frac{\chi \cdot \nabla a}{|\nabla a|^2} \xi + \mathbf{B} \cdot \nabla \left[ \frac{1}{|\nabla a|^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \xi \right] + \frac{s}{\alpha_s} (\gamma_s - s) \xi = 0 \quad (44)$$

и описывает еще один тип альвеновских волн, модифицированных давлением. Уравнения (43) и (44) должны решаться совместно с (42).

Вопрос о реализации рассмотренных волн в конкретных магнитных системах может быть проанализирован, по-видимому, только с использованием численных методов.

1. Пустовитов В. Д., Шафранов В. Д. Равновесие и устойчивость плазмы в стеллараторах // Вопросы теории плазмы / Под ред. Б. Б. Кадомцева. — М: Энергоиздат, 1987. — Вып. 15. — С. 146—291.
2. Федоров Е. Н., Мазур Н. Г., Пилипенко В. А. К теории альвеновского резонанса в двумерно-неоднородной плазме // Физика плазмы. — 1995. — 21, № 4. — С. 333—338.
3. Cheng C. Z., Chang T. C., Lin C. A., Tsai W. H. Magneto-hydrodynamic theory of field line resonances in the mag-

netosphere // J. Geophys. Res. — 1993. — 98A, N 7. — P. 11339—11347.

4. Chen L., Hasegawa A. A theory of long-period magnetic pulsation // J. Geophys. Res. — 1974. — 79. — P. 1024—1032.
5. Dewar R. L., Glasser A. H. Ballooning mode spectrum in general toroidal systems // Phys. Fluids. — 1983. — 26. — P. 3038—3052.
6. Southwood D. Some features of field line resonances in the magnetosphere // J. Planet. Space. Sci. — 1974. — 22. — P. 483—491.

Надійшла до редакції 01.10.09

O. K. Cheremnykh

#### ON THE PROBLEM OF RESONANT MHD-PERTURBATIONS IN THE MAGNETOSPHERIC PLASMA

The problem of the generation of resonant perturbations in the Earth's magnetosphere is analyzed within the framework of ideal MHD. It is shown that a new type of resonances exist with the dominant component of displacement vector which lies in the plane normal to a magnetic surface. Equations of small oscillations for the frequencies of these resonances are obtained. It is established that in the magnetospheric plasma specific Alfvén resonances may exist determined by the environment compressibility.

УДК 523.62-726:533.6.011.72

**В. Н. Решетник, А. В. Агапитов**

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

## ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УДАРНЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ ВБЛИЗИ ОРБИТЫ ЗЕМЛИ

---

*Аналізуються границі неоднорідностей параметрів сонячного вітру і міжпланетного магнітного поля (ММП) на різних просторових масштабах за вимірюваннями чотирьох космічних апаратів STEREO A, STEREO B, ACE і «Wind» у 2007 р. Проаналізовано радіуси кривизни поверхонь фронтів розривів плазмових параметрів в залежності від відстані між космічними апаратами. Радіуси кривизни поверхні фронту гідродинамічних розривів у площині екліптики для різних подій варіюють у межах декількох сотень RE. Показано, що при розгляді фізичних процесів у навколосонячному космічному просторі й у магнітосфері Землі фронти ударних хвиль можуть вважатися плоскими. На просторових масштабах взаємного віддалення системи STEREO A і STEREO B (у 2007 р. — кілька тисяч RE) радіус кривизни змінюється слабо, і в рамках похибки може вважатися сталим.*

---

### ВВЕДЕНИЕ

Солнечный ветер на орбите Земли имеет нестационарную во времени и пространстве структуру. Ударные волны и другие границы неоднородностей параметров солнечного ветра обеспечивают условия для переноса массы, импульса и энергии в плазме межпланетной среды и являются предметом детального изучения [4, 11]. Время наблюдения, обычно не превышающее десятки секунд, и сложная геометрия поверхности наблюдаемых разрывов усложняют интерпретацию наблюдений, зафиксированных на борту одного или нескольких близко расположенных космических аппаратов [10, 13]. Геометрические параметры поверхностей неоднородностей в солнечном ветре — параметры, которые могут использоваться для моделирования взаимодействия неоднородностей солнечного ветра с магнитосферой Земли [1, 2, 12, 14]. На их основе может быть проведен анализ источника генерации разрыва и особенностей его распространения в межпланетной среде [10]. Эти факторы определяют актуальность исследования геометрических параметров границ неоднородностей плазмы солнечного ветра на основе уникальной по численности и конфигурации группировки космических аппаратов, проводя-

щих измерения в солнечном ветре. Это космические аппараты в окрестности первой точки Лагранжа ACE и «Wind», и два космических аппарата проекта STEREO [9], обеспечивающих азимутальное пространственное разрешение параметров разрыва.

### МЕТОДЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ

Граница в плазме — это поверхность, которая разделяет две области пространства, заполненные плазмой с различными физическими параметрами. Толщина переходной области для бесстолкновительной плазмы с магнитным полем по порядку величины соответствует ларморовскому радиусу. На пространственном масштабе, намного большем, чем характерные масштабы в плазме (инерционный, ларморовский и дебаевский радиусы), граница может быть представлена в виде разрыва в макроскопических параметрах плазмы, таких как плотность, температура, скорость, аналогично границам в гидродинамике.

В работе использованы измерения параметров плазмы и магнитного поля солнечного ветра на борту космических аппаратов ACE, «Wind», STEREO A и STEREO B, которые находились поблизости от плоскости эклиптики и были разнесены в пространстве азимутально. «Wind», ACE проводили измерения вблизи Земли, тогда как STEREO A и STEREO B постепенно отдаля-

лись от Земли. Космические аппараты STEREO A и STEREO B выведены на гелиоцентрические орбиты в 2006 г.

В работе использованы измерения межпланетного магнитного поля (ММП) на борту космического аппарата ACE с временным разрешением 16 с [15] и на борту аппарата «Wind» с разрешением в 3 с [7]. Измерения концентрации и скорости потока плазмы солнечного ветра, полученные на борту аппаратов ACE и «Wind», использовались с временным разрешением 64 и 60 с соответственно [5, 8]. Временное разрешение используемых в работе магнитометрических и пламенных измерений на борту космических аппаратов STEREO A и STEREO B составляет 60 с [9].

Для оценки направления нормали к фронту ударной волны или разрыва использовался метод поиска направления наименьших вариаций магнитного поля (MVAB) [16]. Эта методика на основе измерений трех компонент магнитного поля при пересечении разрыва позволяет восстановить направление нормали [6]. Из условия  $\text{div} \mathbf{B} = 0$  в приближении одномерной границы получаем  $\partial B_z / \partial z = 0$ . В работе [16] показано, что направление нормали к токовому слою разрыва  $\mathbf{n}$  совпадает с направлением минимума вариации вектора магнитного поля при пересечении поверхности разрыва. Направление оси  $\mathbf{e}_1$  может быть определено путем минимизации величины  $\sigma$ :

$$\sigma^2 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left| \langle \mathbf{B}^{(m)} - \langle \mathbf{B} \rangle \cdot \mathbf{n} \rangle \right|^2,$$

где  $m$  — различные измерения вектора магнитного поля, принимающие участие в анализе,  $M$  — количество измерений в выборке; среднее значение вектора магнитного поля определяется как

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \mathbf{B}^{(m)}.$$

Минимизация достигается нормализацией налагаемой связи  $|\mathbf{n}| = 1$ . Для реализации этого ограничения в работе используется метод множителей Лагранжа. В результате задача сводится к решению линейной однородной системы уравнений

$$\sum_{v=1}^3 M_{\mu v}^B n_v = \lambda_{\mu} n_{\mu},$$

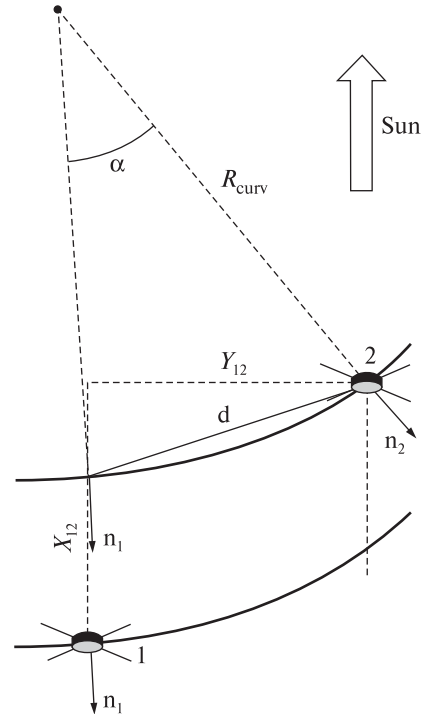


Рис. 1. Определение радиуса кривизны фронта магнито-гидродинамического разрыва

где  $\mu$  и  $\nu$  — компоненты в декартовой системе (в нашем случае GSE),  $M_{\mu\nu}^B = \langle B_{\mu} B_{\nu} \rangle - \langle B_{\mu} \rangle \langle B_{\nu} \rangle$  — матрица вариаций магнитного поля с собственными значениями  $\lambda_1, \lambda_2$  и  $\lambda_3$ . Собственные вектора матрицы  $M^B$  ортогональны и образуют базис собственной системы координат разрыва.

Радиус кривизны фронта разрыва определялся в плоскости эклиптики, так как направления нормалей к фронтам анализируемых гидродинамических разрывов в солнечном ветре  $|n_z| < |n_x, n_y|$ , и приближенно фронт можно считать двумерным. В приближении цилиндрической симметрии оценка радиусов кривизны фронтов гидродинамических разрывов проводилась по формуле

$$R = 0.5 \left[ (x_{12} - \tau_{12} V_{sw})^2 + y_{12}^2 \right]^{1/2} / \sin(0.5\alpha_{12}),$$

где  $V_{sw}$  — скорость солнечного ветра,  $\alpha_{12}$  — угол между направлениями нормалей, определенных в точках 1 и 2,  $x_{12}$  и  $y_{12}$  — координаты космических аппаратов в системе GSE,  $\tau_{12}$  — промежуток времени между регистрацией пересечения границы на борту первого и второго аппаратов (рис. 1).



## АНАЛИЗ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РАЗРЫВОВ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ НА ОРБИТЕ ЗЕМЛИ

В работе проводился анализ измерений параметров солнечного ветра за 2007 г. На материалах измерений космических аппаратов ACE, «Wind», STEREO A и STEREO B в 2007 г. выделены крупномасштабные разрывы в плазме солнечного ветра. Критерием регистрации гидродинамического разрыва выбрано резкое (соответствующее по пространственному масштабу ларморовскому радиусу протонов в солнечном ветре) изменение модуля межпланетного магнитного поля, составляющее по модулю не менее 10 нТл в минуту. Для идентификации типа границы анализировались параметры изменения скорости потока и концентрации плазмы солнечного ветра в момент скачка величины ММП. Небольшое количество гидродинамических разрывов, обнаруженное за анализируемый период, обусловлено относительно низким уровнем солнечной активности в 2007 г. Неоднократно встречались ситуации, когда ударная волна или другой тип гидродинамического разрыва регистрировался на одном аппарате, тогда как датчики иной космической миссии его не регистрировали. Ниже представлены результаты анализа данных по пяти интервалам времени, на которых были зарегистрированы границы разного типа (зарегистрированные на борту всех космических аппаратов). Динамика изменения модуля магнитного поля, концентрации ионов и скорости потока плазмы солнечного ветра по данным измерений аппарата «Wind» для всех событий представлены на рис. 2.

14 января 2007 г. в 19:32 UT космическим аппаратом «Wind» был зарегистрирован приход ударной волны, при этом резко увеличилась скорость потока, концентрация плазмы солнечного ветра и модуль межпланетного магнитного поля (рис. 2, а). Данное событие представляет собой ударную волну, которая сильно диссипировала в межпланетной среде в процессе распространения.

Событие 12 февраля характеризуется резким прыжком величины ММП в 12:13 UT (для космического аппарата «Wind»). В момент регистрации разрыва концентрация солнечного ветра

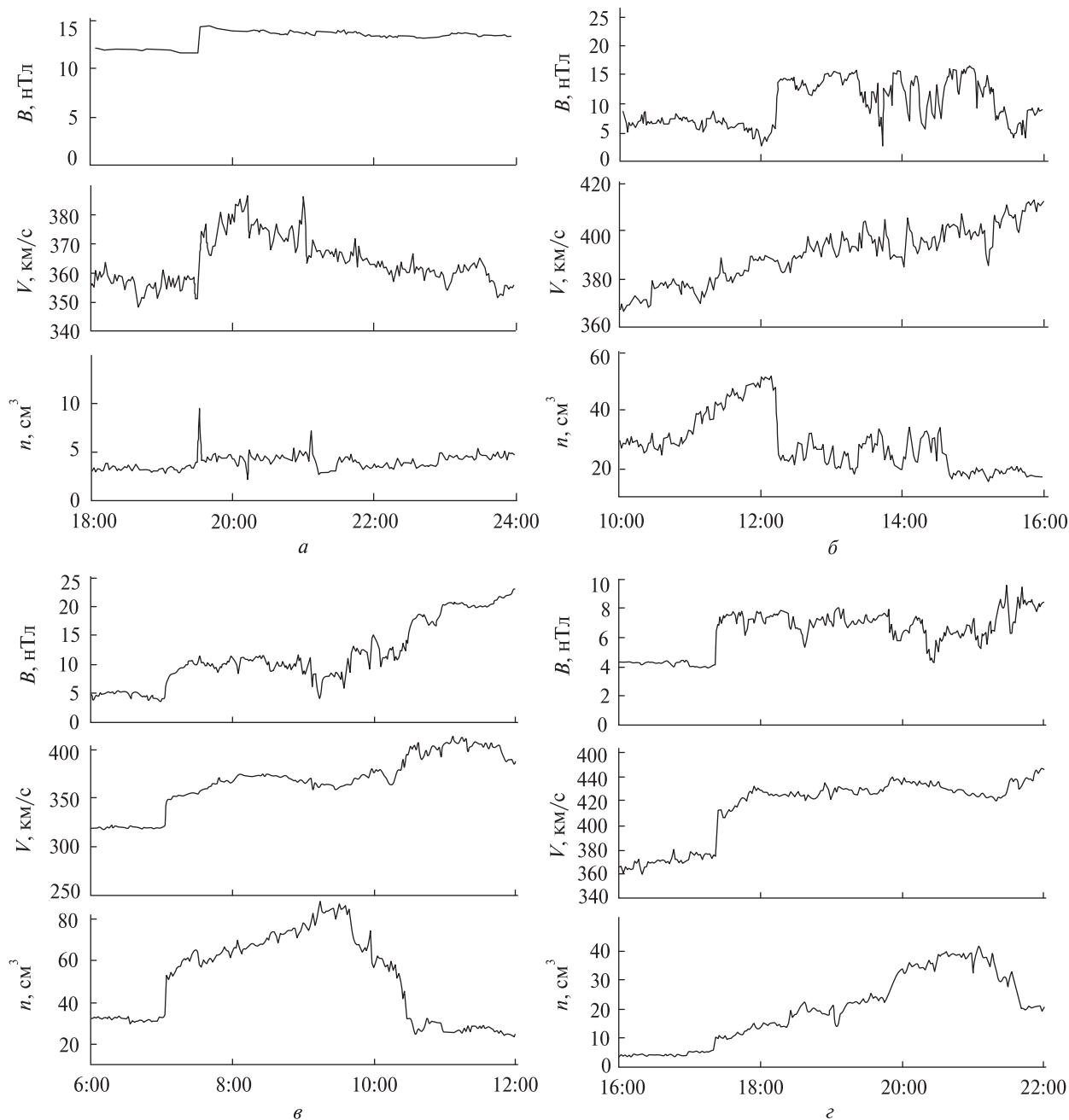
уменьшилась, а скорость плазмы не показывала заметных изменений, флуктуируя на фоне постоянного роста (рис. 2, б). Таким образом, данное событие можно отнести к тангенциальному разрыву. Событие, зарегистрированное «Wind» 12 февраля, не является локальной флуктуацией в солнечном ветре, это подтверждают измерения с других космических миссий (рис. 3, а).

На космическом аппарате «Wind» 7 мая 2007 г. в 7:03 UT наблюдается резкое увеличение величины ММП, концентрации и скорости солнечного ветра. После наблюдается магнитное облако, с концентрацией плазмы в 3–4 раза большей, чем фоновая, невозмущенная до ударной волны (рис. 2, в). Измерения с других космических аппаратов показывают подобное поведение (рис. 3, б). Время наблюдения межпланетного магнитного облака составило около 3.5 ч. Задний фронт облака более размазан в пространстве и наблюдается около 10:30 UT по данным «Wind». Передний и задний фронты магнитного облака 7 мая 2007 г. были отобраны для дальнейшего анализа. Событие 7 мая является одним из наилучших примеров ударных волн зарегистрированных в солнечном ветре за 2007 год в целом.

Событие, зарегистрированное аппаратом «Wind» 19 ноября в 17:23 UT, является второй сильной ударной волной в солнечном ветре, которые наблюдались на орбите Земли за 2007 год. Скорость плазмы солнечного ветра увеличилась на 15 %, а концентрация и модуль ММП увеличились практически в два раза (рис. 2, г). В измерениях на борту космических аппаратов ACE, STEREO A и STEREO B были выделены аналогичные изменения параметров солнечного ветра.

Для каждого из выделенных событий были найдены нормали к фронтам магнитогиродинамических разрывов (таблица). Различие моментов прихода разрывов объясняется геометрическим расположением космических аппаратов и, возможно, сложной формой фронта МГД-разрыва.

Распределение найденных нормалей к фронтам разрывов, спроектированных на плоскость эклиптики, приведены на рис. 4. Чем ближе спутники расположены в пространстве, тем меньше отклонение нормалей. Незначитель-



**Рис. 2.** Гидродинамические разрывы в плазме солнечного ветра по наблюдениям магнитного поля, скорости потока плазмы и концентрации положительных ионов на борту космического аппарата «Wind» 14 января (а), 12 февраля (б), 7 мая (в) и 19 ноября 2007 г. (г)

ные различия направлений нормалей, определенных по измерениям космических аппаратов ACE и STEREO B, подтверждает использованное приближение радиального распространения разрыва. Высокая степень корреляции магнито-

метрических и плазменных измерений на борту разных аппаратов показывает, что на временных масштабах порядка единиц часов макроскопические параметры фронтов ударных волн можно считать стационарными (рис. 4, а и б). На боль-

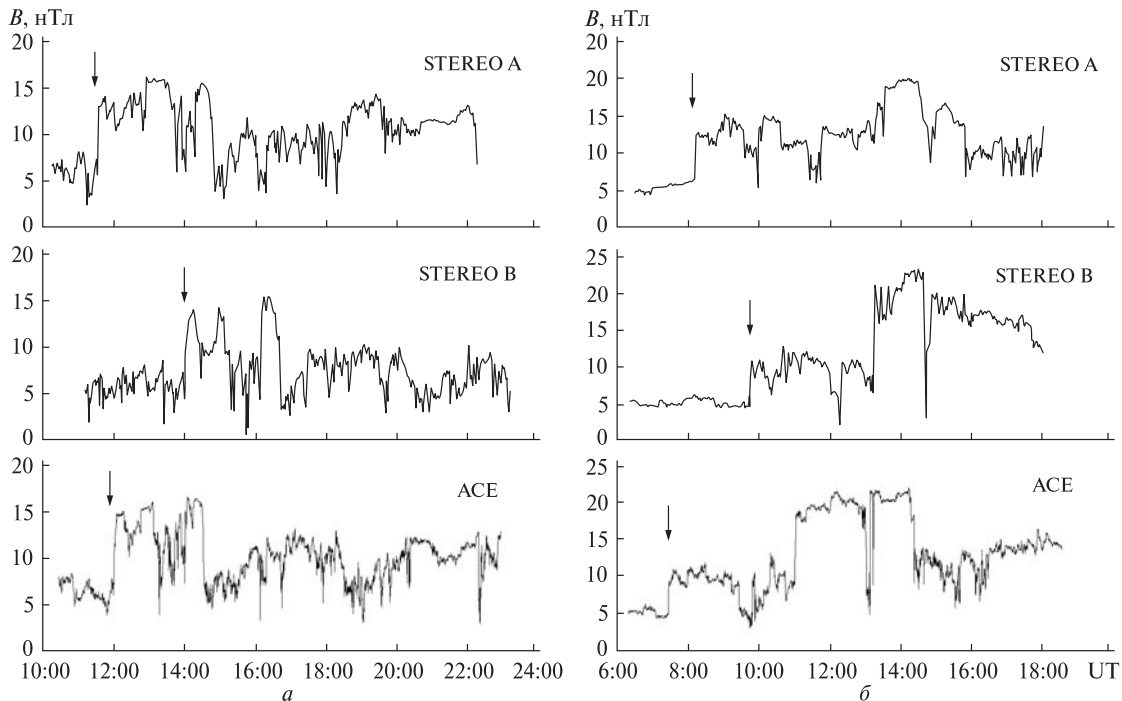


Рис. 3. Межпланетные гидродинамические разрывы, наблюдаемые в измерениях модуля ММП на борту космических аппаратов STEREO A, STEREO B и ACE соответственно, 12 февраля (а) и 7 мая 2007 г. (б)

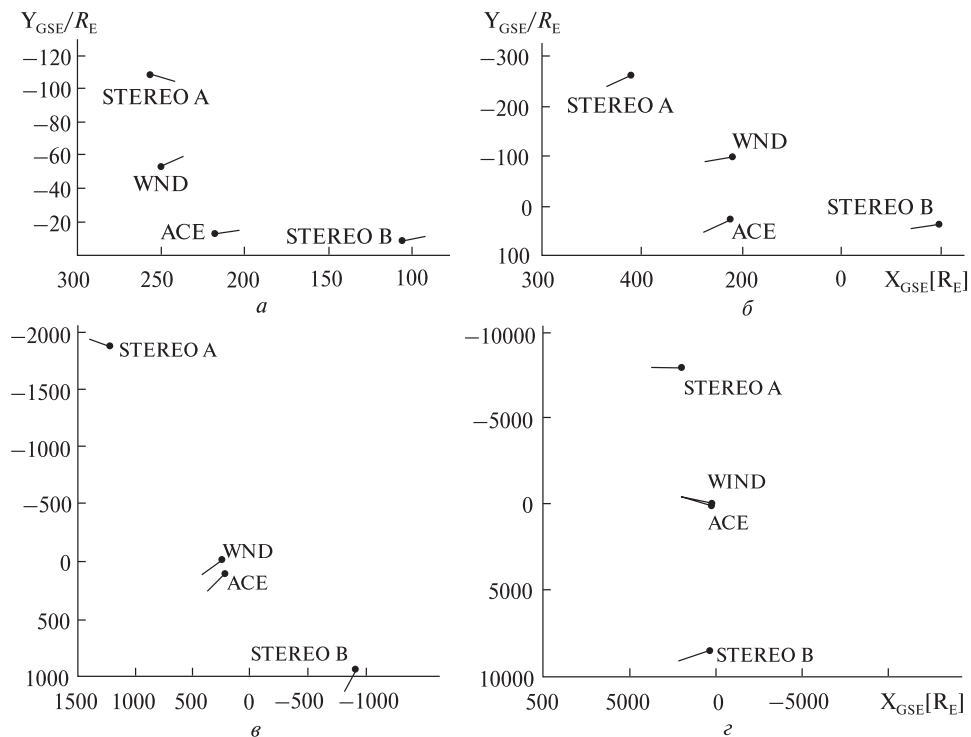


Рис. 4. Нормали к фронтам гидродинамических разрывов в солнечном ветре по измерениям ММП на борту космических аппаратов STEREO A, STEREO B, ACE и «Wind» для событий 14 января (а), 12 февраля (б), 7 мая (в) и 19 ноября 2007 г. (з)

**Параметры гидродинамических разрывов, определенные по измерениям космических аппаратов ACE, «Wind», STEREO А и В**

Космический аппарат	UT	$[X_{GSE}, Y_{GSE}, Z_{GSE}], R_E$	$[n_x, n_y, n_z]$
14 января 2007 г.			
STEREO AHEAD	19:37	[256.29, -108.06, -43.08]	[-0.95, 0.27, 0.16]
STEREO BEHIND	20:01	[105.52, -8.35, -17.47]	[-0.97, -0.22, 0.05]
ACE	19:36	[218.02, -13.04, 22.29]	[-0.99, -0.11, -0.07]
«Wind»	19:32	[250.10, -53.21, 18.40]	[-0.87, -0.40, 0.28]
12 февраля 2007 г.			
STEREO AHEAD	11:36	[ 420.32, -260.37, -45.95]	[0.82, 0.32, 0.47]
STEREO BEHIND	14:01	[-193.53, 36.02, 33.66 ]	[0.95, 0.09, -0.29]
ACE	12:01	[221.30, 26.28, 6.98]	[0.90, 0.40, 0.12]
«Wind»	12:13	[218.52 -99.06 0.12]	[0.95, 0.17, -0.25]
7 мая 2007 г.			
STEREO AHEAD	8:10	[1214.43, -1878.63, 14.60]	[0.86, -0.25, 0.44]
STEREO BEHIND	9:46	[-912.70, 942.03, -117.03]	[0.48, 0.85, 0.23]
«Wind»	7:03	[220.80, 98.88, 4.65]	[0.64, 0.67, -0.37]
ACE	7:25	[245.04, -23.12, -15.04]	[0.78, 0.59, 0.18]
7 мая 2007 г.			
STEREO AHEAD	11:47	[1216.03, -1883.31, 14.73]	[0.71, -0.48, 0.50]
STEREO BEHIND	13:15	[-924.54, 971.35, -118.05]	[0.79, 0.56, -0.23]
«Wind»	10:29	[220.74, 98.80, 4.76]	[0.87, 0.50, -0.05]
ACE	10:55	[244.95, -24.46, -14.29]	[0.88, 0.46, -0.12]
19 ноября 2007 г.			
STEREO AHEAD	22:00	[1951.32, -7883.88, -33.14]	[0.96, -0.03, -0.28]
STEREO BEHIND	13:47	[342.01, 8488.87, 107.97]	[0.94, 0.30, 0.18]
ACE	17:17	[233.26, -36.79, -5.04]	[-0.95, 0.21, 0.23]
«Wind»	17:23	[235.46, 86.66, 15.50]	[-0.92, 0.24, 0.30]

ших расстояниях фронт изменяется сильнее, что хорошо заметно на рис. 4, *в* и *г*; здесь относительно близко расположенные ACE и «Wind» показывают практически коллинеарные нормали, тогда как нормали определенные на основе измерений STEREO, имеют большее отклонение. Приход фронта ударной волны 7 мая 2007 г. вначале был зарегистрирован на космических аппаратах «Wind» и ACE, и только потом на STEREO А, который находился на меньшем гелиоцентрическом расстоянии, что подтверждает вывод о малой степени корреляции процессов в солнечном ветре на азимутальных расстояниях более тысячи  $R_E$ .

Ударная волна 19 ноября 2007 г. вначале была зарегистрирована STEREO В, после того — околоземными космическими аппаратами (ACE, «Wind»), и, наконец, STEREO А. 19 ноября расстояние между аппаратами STEREO составляло уже практически 20 тысяч радиусов Земли, поэтому можно говорить о распространении ударных волн на гелиосферных масштабах. Вследствие этого ударные волны будут двигаться не только преимущественно радиально от Солнца, но и иметь определенную тангенциальную составляющую, направленную вдоль вектора орбитальной скорости Земли [3]. Однако в целом нормали, определенные по космическим аппа-

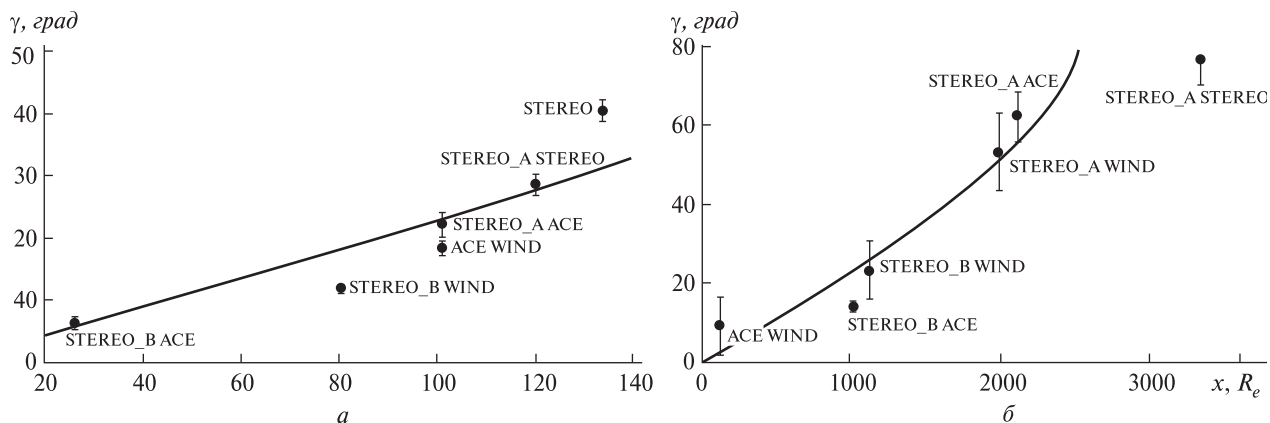


Рис. 5. Зависимость угла  $\gamma$  между нормальными к фронтам гидродинамических разрывов 12 февраля (а) и 7 мая (б) 2007 г.

ратам, расположенным на расстоянии до нескольких сотен радиусов Земли, не показывают значительного разброса, что может свидетельствовать о том, что найденные события являются скоррелированными на этих масштабах.

Зависимость угла между векторами нормалей к фронту от расстояния между парами космических аппаратов, по измерениям которых они были оценены, представлены на рис. 5. Изменение угла между нормальными при увеличении расстояния между аппаратами хорошо описывается арксинусом при условии, что фронт гидродинамического разрыва аппроксимируется окружностью. Рис. 5, а иллюстрирует ударную волну на малых масштабах, когда вся группировка космических аппаратов находилась на взаимном расстоянии порядка сотен радиусов Земли. Поскольку аппроксимация арксинусом очень хорошо описывает наше событие, то форму фронта можно считать круглым на данных пространственных масштабах. На малых масштабах, порядка сотен радиусов Земли, радиус кривизны анализируемых гидродинамических разрывов в солнечном ветре при увеличении расстояния между точками наблюдения изменяется незначительно. Картина распределения нормалей события 12 февраля подобна событию 14 января, только имеет большую дисперсию. Возможно, это связано с тем, что тангенциальные разрывы не очень сильные события с энергетической точки зрения, и подвержены более сильному влиянию

межпланетной среды, что и увеличивает степень «несферичности» их фронта.

С увеличением взаимного расстояния между космическими аппаратами мы наблюдаем иную картину. Рис. 5, б (событие 7 мая) хорошо показывает переходный этап, когда на расстояниях порядка  $3000R_E$  (пара STEREO A – STEREO B) фронт уже нельзя описывать окружностью – приближение арксинуса уже не работает. Хотя из нашей аппроксимирующей зависимости выпадает и пара ближайших аппаратов («Wind» – ACE), но угол между ними на таком расстоянии фактически не может быть определен по имеющимся в наличии измерениям, и находится ниже уровня шумов для данного события.

Событие 19 ноября вообще нельзя описать арксинусом, что свидетельствует о том, что аппроксимация фронта цилиндрической поверхностью на данных взаимных расстояниях (порядка десятков тысяч радиусов Земли) недопустима. По-видимому, на таких пространственных масштабах фронт ударных волн имеет сложную форму и не может быть аппроксимирован окружностью.

Для гидродинамического разрыва в солнечном ветре 14 января радиус кривизны фронта составил  $(208 \pm 12)R_E$ , тогда как для ударной волны 7 мая  $(1900 \pm 300)R_E$ . Другие события показали подобные значения, за исключением события 19 ноября, поскольку расстояние между парами космических аппаратов составляло десятки ты-

сяч радиусов Земли, что превышает характерные радиусы кривизны фронтов, определенные по предыдущим событиям и по паре близких аппаратов («Wind» — ACE). Можно сделать вывод, что ударные волны в межпланетной среде могут иметь характерные размеры порядка десятков тысяч радиусов Земли (около 1 а. е., что легко подтверждается как прямыми наблюдениями межпланетных корональных выбросов, так и тем фактом, что их непосредственно регистрируют космические аппараты STEREO в межпланетной среде на данном расстоянии), но при этом ее фронт имеет искривленную форму с характерным радиусом кривизны сотни радиусов Земли. Существует ранжирование пространственных масштабов в геометрии фронтов ударных волн, причем процессы на меньших масштабах уже хорошо скоррелированы между собой, поскольку могут быть хорошо аппроксимированы окружностью.

Полученные нами результаты хорошо согласуются с оценками радиуса кривизны фронта ударной волны, базирующимися на измерениях близких расположенных космических аппаратов [7].

Таким образом, на масштабах порядка размеров магнитосферы Земли фронт межпланетного гидродинамического разрыва можно считать плоским. Эти результаты могут использоваться как входные параметры для моделирования взаимодействия ударных волн с магнитосферой Земли.

## ВЫВОДЫ

В работе на разных пространственных масштабах был проведен анализ параметров солнечного ветра, полученных в результате измерений на борту четырех космических аппаратов STEREO A, STEREO B, ACE и «Wind» в 2007 г. Показано, что фронты границ неоднородностей параметров солнечного ветра на орбите Земли в плоскости эклиптики могут быть аппроксимированы окружностями в диапазоне масштабов от десятков до единиц тысяч радиусов Земли. При этом для радиусов кривизны поверхности рассмотренных границ получены оценки в диапазоне от 200 до 2000  $R_E$  для различных событий. Таким образом, для динамических процессов на магнитопау-

зе Земли и в магнитосфере фронт межпланетных ударных волн и тангенциальных разрывов можно считать плоским. Показано, что анализ геометрических параметров границ неоднородностей солнечного ветра на основе измерений космических аппаратов (таких как ACE, «Wind» и «Geotail») дает статистически достоверные и несмещенные оценки на относительно малых гелиосферных масштабах (50—200)  $R_E$ . Оценка радиуса кривизны фронта устойчива на расстояниях между аппаратами до 1000  $R_E$ .

На расстояниях менее (20—30)  $R_E$  необходимо учитывать случайные флуктуации поверхности. Несферичность фронта гидродинамического разрыва, проявляющаяся на масштабах более 2000  $R_E$ , связана с макроскопическими неоднородностями солнечного ветра (активные области на Солнце, секторная структура).

Авторы благодарны командам космических миссий STEREO, ACE и «Wind» за возможность работы с измерениями межпланетного магнитного поля, скорости и концентрации плазмы солнечного ветра.

1. *Andreeva K., Prech L.* Propagation of interplanetary shocks into the Earth's magnetosphere // *Adv. Space Res.* — 2007. — **40**, N 12. — P. 1871—1880.
2. *Andreeva K., Pulkkinen T. I., Laitinen T. V., Prech L.* Shock propagation in the magnetosphere: Observations and MHD simulations compared // *J. Geophys. Res.* — 2008. — **113A**, N 9. — doi:10.1029/2008JA013350.
3. *Burlaga L. F.* Interplanetary streams and their interaction with the Earth // *Space Sci. Revs.* — 1975. — **17**. — P. 327—352.
4. *Cid C., Hidalgo M. A., Nieves-Chinchilla T., et al.* Plasma and magnetic field inside magnetic clouds: A global study // *Solar Phys.* — 2002. — **207**, N 1. — P. 187—198.
5. *Gold R. E., Krimigis S. M., Hawkins S. E., et al.* Electron, proton, and alpha monitor on the advanced composition Explorer spacecraft // *Space Sci. Revs.* — 1998. — **86**, N 1/4. — P. 541—562.
6. *Khrabrov A. V., Sonnerup B. U. Ö.* Error estimates for minimum variance analysis // *J. Geophys. Res.* — 1998. — **103A**, N 4. — P. 6641—6652.
7. *Lepping R. P., McClearnan Wu C. C.* Two-dimensional curvature of large angle interplanetary MHD discontinuity surfaces: IMP-8 and WIND observations // *J. Geophys. Res.* — 2003. — **108A**, N 7. — P. 1279—1292.
8. *Lin R. P., Anderson K. A., Ashford S., et al.* A three-dimensional plasma and energetic particle investigation for the Wind

- spacecraft // Space Sci. Revs. — 1995. — **71**, N 1/4. — P. 125—153.
9. *Luhmann J. G., Curtis D. W., Schroeder P., et al.* STEREO IMPACT investigation goals, measurements, and data products overview // Space Sci. Revs. — 2008. — **136**, N 1/4. — P. 117—184.
  10. *McKenna-Lawlor S. M. P., Dryer M., Smith Z., et al.* Arrival times of Flare/Halo CME associated shocks at the Earth: comparison of the predictions of three numerical models with these observations // Ann. Geophys. — 2002. — **20**, N 7. — P. 917—935.
  11. *Mulligan T., Russell C. T.* Multispacecraft modeling of the flux rope structure of interplanetary coronal mass ejections: Cylindrically symmetric versus nonsymmetric topologies // J. Geophys. Res. — 2001. — **106A**, N 6. — P. 10581—10596.
  12. *Prech L., Nemecek Z., Safrankova J.* Response of magnetospheric boundaries to the interplanetary shock: Themis contribution // J. Geophys. Res. — 2008. — **35**, N 17. — CiteID L17S02.
  13. *Russell C. T., Gosling J. T., Zwickl R. D., Smith E. J.* Multiple spacecraft observations of interplanetary shocks: ISEE three-dimensional plasma measurements // J. Geophys. Res. — 1983. — **88**. — P. 9941—9947.
  14. *Shastun V. V., Agapitov O.* Propagation of the fast MHD wave // Earth Magnetosphere Generated by Sudden Impulses in the Solar Wind: Proc. of the 17<sup>th</sup> Annual Conference of Doctoral Students — WDS 2008/ f-2, P. 133—137.
  15. *Smith C. W., L'Heureux J., Ness N. F., et al.* The ACE magnetic field experiment // Space Sci. Revs. — 1998. — **86**, N 1/4. — P. 613—632.
  16. *Sonnerup B. U. O., Cahill L. J.* Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations // J. Geophys. Res. — 1967. — **72**. — P. 171—186.

Надійшла до редакції 01.10.09

V. N. Reshetnyk, A. V. Agapitov

#### GEOMETRIC PROPERTIES OF SOLAR WIND DISCONTINUITIES ON THE EARTH'S ORBIT

We analysed the solar wind discontinuity geometry near the Earth's orbit on the basis of measurements from the Wind, ACE, STEREO A, and STEREO B spacecrafts during 2007. A case study of discontinuity events based on the STEREO A, STEREO B, ACE and Wind measurements is presented. The dependence of the normal direction obtained by different spacecrafts on the cross spacecraft distance was analysed. It is found that the estimated curvature radii of discontinuity front is independent on spatial scale in the range of STEREO A and STEREO B observations. The curvature radii of processed events are found to be of the order of a thousand of  $R_E$ .

УДК 523.9.377

М. И. Рябов<sup>1</sup>, С. А. Лукашук<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Одеська обсерваторія «УРАН-4» Радіоастрономічного інституту Національної академії наук України

<sup>2</sup>Кафедра астрономії фізичного факультету Одеського національного університету ім. І. І. Мечнікова

## ХАРАКТЕРИСТИКИ 23-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА И РОЛЬ КОМПЛЕКСОВ АКТИВНОСТИ В РАЗВИТИИ ЕГО ВСПЫШЕЧНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ

*Розглянуто основні характеристики динаміки 23-го циклу сонячної активності і роль комплексів активності в розвитку його спалахових проявів. На відміну від традиційного підходу до опису сонячної активності, вважається, що розвиток активності Сонця відбувається незалежно у північній і південній півкулях. У кожній із них формуються «широтні» зони утворення комплексів активності. При цьому найбільш могутні прояви спалахової активності реалізуються з утворенням «довготних» комплексів активності, які «перезамикають» центри активності північної і південної півкуль. На основі окремого розгляду активності північної і південної півкулі визначені основні фази розвитку сонячного циклу. Складено каталог проявів комплексів активності з використанням даних середньомісячних значень чисел Вольфа  $W$ , площ  $S$  груп плям і спалахового індексу  $FI$ .*

### ВВЕДЕНИЕ

Под комплексом активности (КА) понимается существующая на Солнце в течение многих оборотов совокупность нескольких активных областей, объединенных общим магнитным полем. Особое значение КА состоит в том, что они представляют собой основные звенья цепи связывающей локальные поля с глобальной организацией солнечной активности и общим магнитным полем Солнца [1]. Наличие на Солнце двух комплексов усиливает активность каждого из них. Большой комплекс активности живет на Солнце 10–15 оборотов и захватывает как северное, так и южное полушарие. Практически все протонные вспышки сконцентрированы в нескольких «комплексах протонной активности» [1, 4].

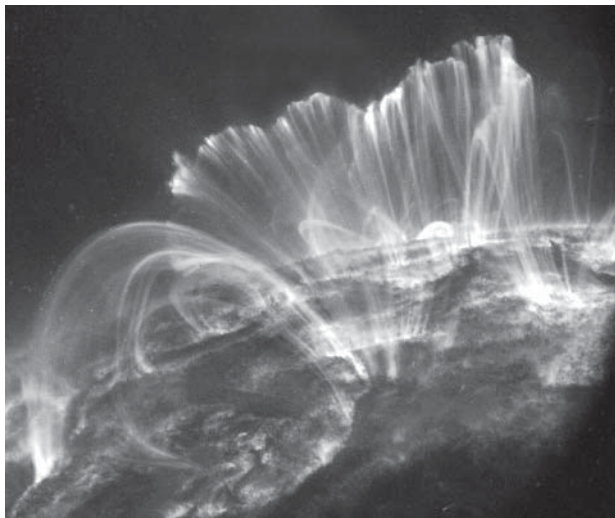
Все явления активности на Солнце связаны между собой наличием комплексов активности и составляют часть единого комплекса активности, который состоит в возникновении и эволюции бъектов на Солнце [4].

Комплекс активности является более высокой единицей организации процесса солнечной

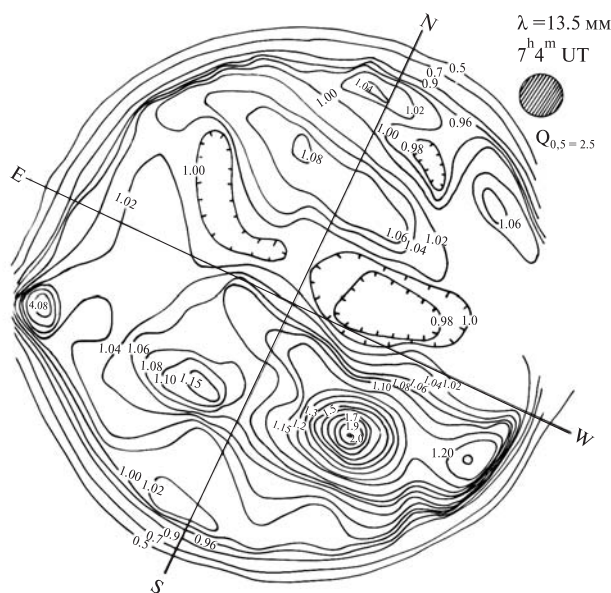
активности, чем активные области, из которых он состоит [1]. Вместе с тем он представляет собой непрерывный процесс, в котором отдельные явления происходят либо одновременно, либо обуславливают друг друга при разновременном их появлении. В таком отношении КА напоминает АО как бы большего пространственного и временного масштаба [1]. Таким образом, комплекс активности представляет совокупность нескольких активных областей, магнитное поле которых образует единую топологическую многосвязанную систему магнитных силовых трубок (рис. 1). Как правило, он располагается в пределах протяженной области повышенной радиояркости в миллиметровом диапазоне радиоволн, внутри которой располагаются комплексы активных областей (КАО) и отдельные источники  $S$ -составляющей (рис. 2) [6].

Время жизни КА составляет 4–8 кэррингтоновских оборотов Солнца. В некоторых случаях КА включают в себя АО северного и южного полушария, которые взаимосвязаны как через экватор Солнца, так и, вероятно, через подфотосферную его часть. Вместе с тем рентгеновские петли, которые наблюдаются на орбитальных солнечных телескопах SOHO и TRACE, наиболее отчетливо отражают эти связи, но



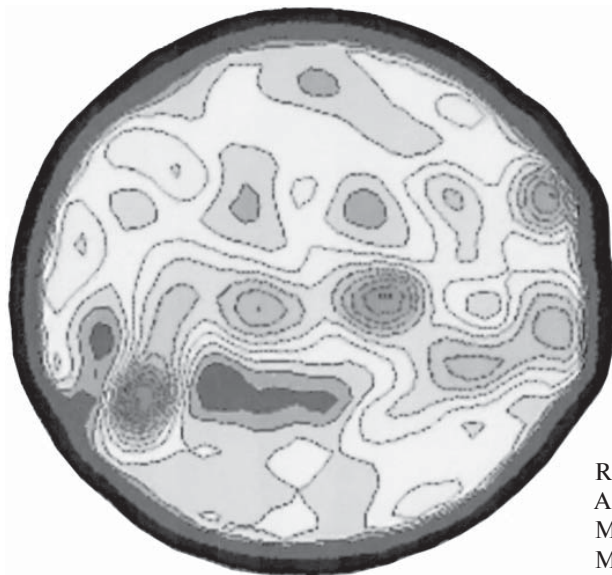


**Рис. 1.** Комплекс активных областей на Солнце по данным космической обсерватории TRACE



**Рис. 2.** Карта миллиметрового излучения комплексов активности на Солнце, полученная на РТ-22 КраО в апреле 1979 г.

претерпевают сильные изменения со временем и сохраняются не более суток. Эти изменения были синхронными с изменениями фотосферных магнитных полей лежащих в основании петель. Особенно важным является изучение КА для решения проблемы области реализации солнечных вспышек.



Р  
А  
М  
М

**Рис. 3.** Карта миллиметрового излучения комплекса активности на Солнце, полученная на РТ-14 Хельсинского университета в мае 2002 г.

### КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ НА СОЛНЦЕ ПО ДАННЫМ МИЛЛИМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Продолжительный мониторинг наблюдений миллиметрового радиоизлучения Солнца проводился на РТ-22 КраО в период с 1967 по 1983 г. на волнах 2, 3, 4, 6, 8, 13 и 17 мм. На картах радиоизображений Солнца на этих длинах волн отчетливо выделяются комплексы активности и комплексы активных областей (КАО) как области повышенного радиоизлучения заполняющего все пространство между активными областями. Пример такого изображения показан на рис. 2. В дальнейшем картографирование Солнца на мм-волнах проводилось на РТ-14 Хельсинского университета в период с 1987 по 2003 г. Пример таких изображений показан на рис. 3.

На основе данных картографирования Солнца на миллиметровых волнах был составлен каталог двух тысяч источников S-составляющей. Расчет множественных корреляционных моделей зависимости параметров источников S-составляющей от соответствующих им групп пятен показал существенную зависимость от числа пятен в группе, площади всей группы пятен

и его головного пятна и градиента продольной составляющей магнитного поля вблизи нулевой линии. Анализ спектров источников построенный на базе этих моделей выявил наибольшую деформацию спектра в диапазоне 13—17 мм в условиях роста градиента магнитного поля перед мощными вспышками [5, 6]. Таким образом, на картах миллиметрового радиоизлучения Солнца возможно выделение крупномасштабных структур (КА и КАО) и определение области накопления энергии, предшествующей солнечной вспышке. Однако данные миллиметрового излучения получались эпизодически, и для выяснения общей картины формирования и развития комплексов активности необходимо использовать более длительные наблюдения интегральных показателей солнечной активности — чисел Вольфа, суммарной площади групп пятен и вспышечного индекса.

### АССИМЕТРИЯ АКТИВНОСТИ В РАЗНЫХ ПОЛУШАРИЯХ СОЛНЦА

Анализ рядов чисел Вольфа и суммарной площади групп пятен по каждому полушарию Солнца в отдельности показывает различие форм проявлений их активности. Показатель «асимметрии активности» полушарий определяется как отношение показателей индексов отдельных полушарий или как их разность. Кроме того, оказалось, что в одном цикле активности у одного полушария кривая изменения ежедневной суммарной величины площади пятен одновершинная, а у другого полушария — двухвершинная. Как правило, происходит смена этих кривых в разных полушариях. Так, одновершинные кривые наблюдались в северном полушарии в 14, 15, 17 и 19-м циклах, а в южном в 12, 13, 16, 17, 18-м циклах. Двухвершинные показывают обратную картину. Более того, в пределах одного цикла кривые изменения индекса в разных полушариях смещены один относительно другого. Так, в 20-м цикле развитие цикла в южном полушарии началось на 1.5 года позднее, чем в северном. Различаются отдельные полушария значениями средней широты групп пятен и скоростей вращения полушарий. Так, южное полушарие в 16—18 циклах вращалось на 0.3—0.4° в сутки быстрее,

чем северное. Также несинхронным является изменение знака магнитного поля в полярных шапках вблизи эпохи максимума. Здесь временная задержка может составлять 1—2 года. Причем моменты «переполусовок» сопровождаются появлением максимума на циклической кривой изменения суммарной площади пятен [1].

Установлена связь асимметрии полушарий Солнца с вековым циклом. При этом обнаруживаются такие закономерности:

- на ветви роста векового цикла солнечная активность доминирует в северном полушарии, а на ветви спада — в южном;
- в эпохи максимума и минимума векового цикла асимметрия мала;
- в эпоху максимума векового цикла максимум 11-летнего цикла наступает раньше в южном полушарии, а в эпоху минимума — в северном полушарии.

Однако в 19-м и 20-м циклах северное полушарие было более активным. Таким образом, отмечалась длительная устойчивая асимметрия одного типа, что есть некоторым отклонением от указанных выше закономерностей.

В течение длительного времени с 15-го по 21-й цикл северное полушарие было более активным, чем южное [1, 4]. Природа северо-южной асимметрии остается совершенно неясной. Исследование ее является актуальной задачей [4].

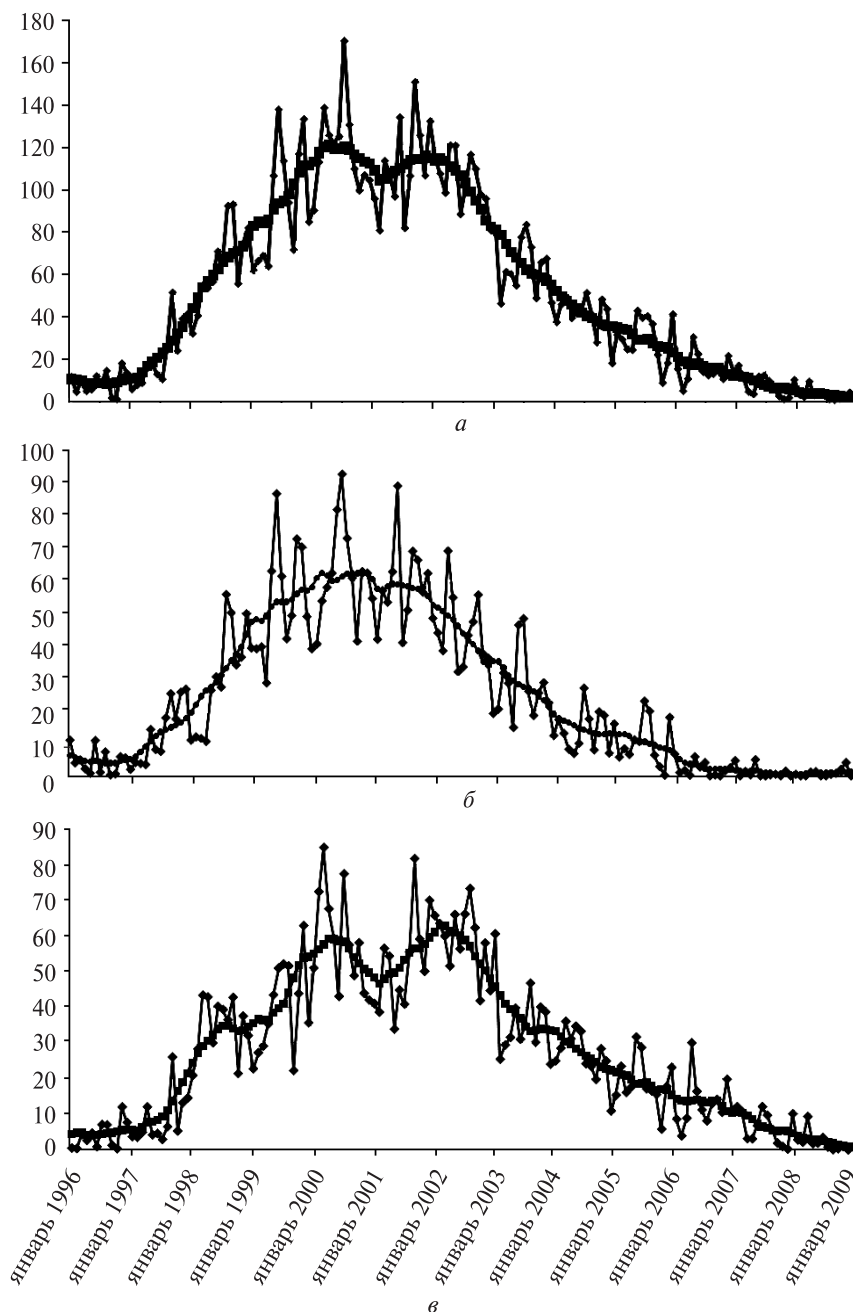
### ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА 23-ГО ЦИКЛА АКТИВНОСТИ

Основные свойства 23-го цикла рассмотрены нами на основе широко известных индексов солнечной активности — чисел Вольфа  $W$ , суммарной площади групп пятен  $S$  (измеряется в миллионных долях поверхности Солнца), вспышечного индекса  $FI$ .

Для выявления основных характеристик вспышечной активности использовались данные каталога вспышек NGDC (National Geophysical Data Center). Ежедневный вспышечный индекс  $FI$  для каждой вспышки определяет величину

$$Q = i \cdot t,$$

где  $t$  — продолжительность вспышки в минутах,  $i$  — весовой множитель, зависящий от балла вспышки. Для субвспышки и вспышек баллов



**Рис. 4.** Вариации среднемесячных чисел Вольфа  $W$  и их сглаженных значений на протяжении 23-го цикла солнечной активности: *а* — традиционное представление, *б* — для северного полушария, *в* — для южного полушария

1—4 множитель  $i$  равняется 0,5, 1,0—1,5, 2,0—2,5, 3,0—3,5 и 4,0 соответственно. В обсерватории Кандилли (Турция) проводятся расчеты ежедневных и среднемесячных величин вспыхивающего ин-

декса как для всего диска Солнца, так и отдельно для северного и южного полушария [7].

В большинстве центров прогнозов солнечной активности используется представление о

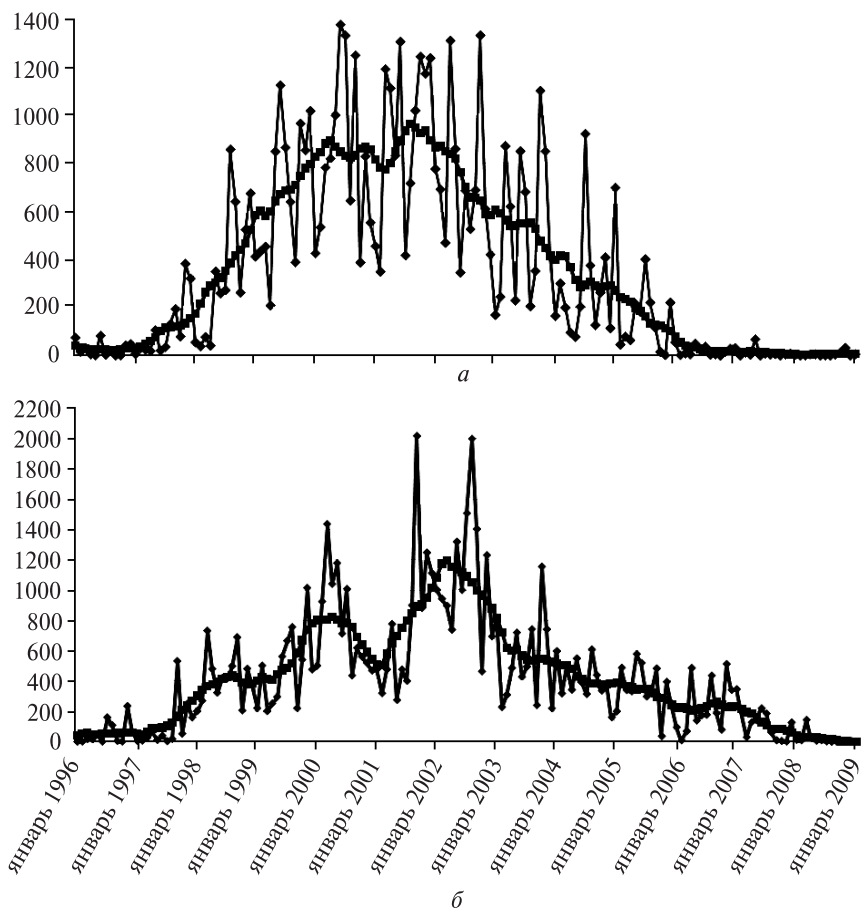


Рис. 5. Вариации среднемесячных значений площадей  $S$  групп пятен и их сглаженных значений на протяжении 23-го цикла солнечной активности:  $a$  — для северного полушария,  $b$  — для южного полушария

развитии солнечного цикла только по данным среднемесячных величин чисел Вольфа и их сглаженных величин, определяемых методом скользящего сглаживания за 12 месяцев (рис. 4,  $a$ ) [3]. По этим данным определены основные характеристики 23-го цикла, включающие фазу роста, фазу максимума, фазу спада цикла, фазу минимума и наличие 1-го и 2-го максимума (см. табл. 1) [3].

В таком представлении отмечается наличие двух максимумов в апреле 2000 г. и ноябре 2001 г. Однако такое отображение свойств солнечного цикла является далеко не полным. В какой степени представление 23-го цикла по среднемесячным числам Вольфа для всего диска отличается

Таблица 1. Характеристики 23-го цикла по сглаженным среднемесячным значениям  $W$  для всего Солнца

Фаза	Дата
Начало цикла	Май 1996 г.
Фаза роста цикла	Сентябрь 1997 г. — сентябрь 1999 г.
Фаза максимума цикла	Октябрь 1999 г. — июнь 2002 г.
Фаза спада цикла	Июнь 2002 г. — июль 2006 г.
Фаза минимума	Июль 2006 г. — по настоящее время
Первый максимум	Апрель 2000 г. ( $W = 120.7$ )
Второй максимум	Ноябрь 2001 г. ( $W = 115.8$ )

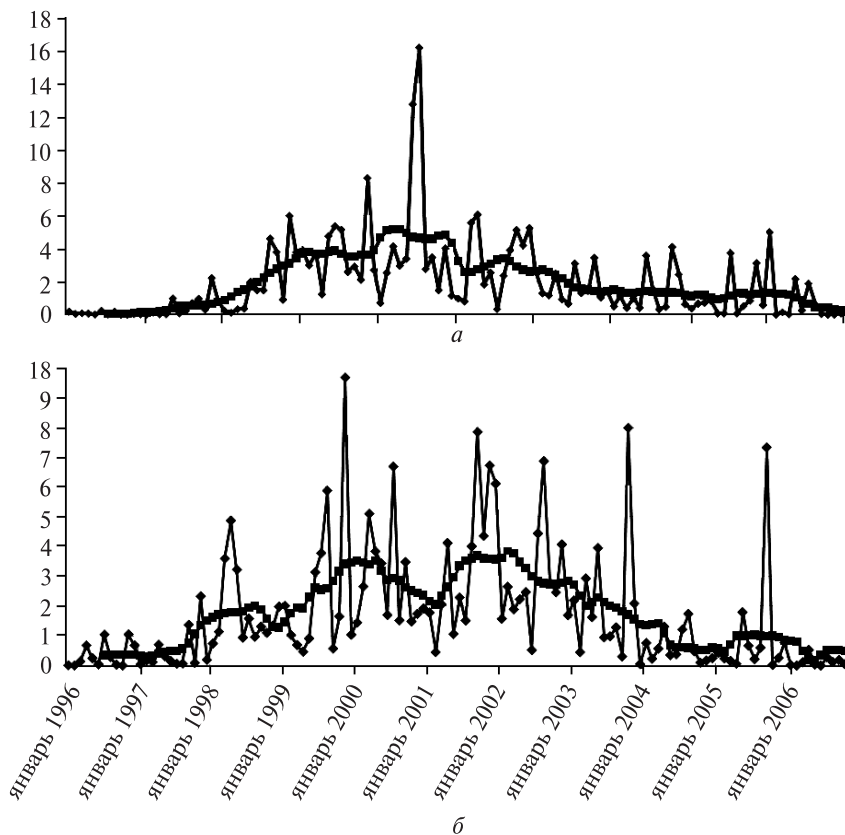


Рис. 6. Вариации среднемесячных значений вспышечного индекса  $FI$  и их сглаженных значений на протяжении 23-го цикла солнечной активности:  $a$  — для северного полушария,  $b$  — для южного полушария

от его представлений для северного и южного полушария, хорошо видно из сравнения рис. 4,  $a$ — $b$ . Не менее представительным являются данные о среднемесячных величинах суммарных площадей пятен и величин вспышечного индекса (рис. 5, 6).

Из рисунков и табл. 2 видно, что изменение сглаженных среднемесячных величин чисел Вольфа  $W$  и суммарной площади  $S$  групп пятен для южного полушария обладает двумя четко выраженными максимумами и хорошо выраженными переходами от эпохи роста к эпохе максимума цикла и от максимума цикла к эпохе его спада. Развитие активности в северном полушарии происходило более гладким образом, хотя здесь подозревается наличие трех максимумов по сглаженным данным всех исследуемых индексов.

Полученные данные более точно представляют физику солнечного цикла как одновременное и независимое развитие активности северного и южного полушария Солнца. Традиционно применяемые интегральные данные по всему диску по своей сути являются суммарным статистическим результатом. Приведенные в табл. 2 даты наступления различных фаз активности получены из субъективных оценок и безусловно требуют в дальнейшем более точного обоснования. Кроме того, в результате сглаживания положения основных максимумов солнечного цикла оказываются смещенными относительно флуктуаций среднемесячных величин исследуемых индексов. Реальные проявления максимумов активности проявляются в виде максимумов среднемесячных величин флуктуационных индексов, которые непосредственным образом

Таблица 2. Основные фазы цикла активности северного и южного полушарий Солнца

Фаза цикла	Даты		
	<i>W</i>	<i>S</i>	<i>FI</i>
<b>СЕВЕРНОЕ ПОЛУШАРИЕ</b>			
Фаза роста цикла	Март 1997 г. — январь 1999 г.	Январь 1997 г. — февраль 1999 г.	Октябрь 1997 г. — октябрь 1998 г.
Фаза максимума цикла	Март 1999 г. — ноябрь 2002 г.	Апрель 1999 г. — июль 2003 г.	Ноябрь 1998 г. — февраль 2002 г.
Фаза спада цикла	Март 2003 г. — июль 2006 г.	Август 2003 г. — май 2006 г.	Февраль 2002 г. — август 2005 г.
Фаза минимума	Июль 2006 г.	сентябрь 2004 г. — по настоящее время	Август 2005 г. — по настоящее время
Первый максимум	Март 2000 г. ( <i>W</i> = 62)	Апрель 2000 г. ( <i>S</i> = 894)	Март 2000 г. ( <i>FI</i> = 5.2)
Второй максимум	Август — декабрь 2000 г. ( <i>W</i> = 62)	Ноябрь 2000 г. ( <i>S</i> = 868)	Ноябрь 2000 г. ( <i>FI</i> = 4.8)
Третий максимум	Май — ноябрь 2001 г. ( <i>W</i> = 59 — 585)	Август 2001 г. ( <i>S</i> = 964)	Август 2001 г. ( <i>FI</i> = 3.4)
<b>ЮЖНОЕ ПОЛУШАРИЕ</b>			
Фаза роста цикла	Март 1997 г. — январь 1999 г.	Март 1997 г. — июль 1998 г.	Август 1997 г. — май 1998 г.
Фаза максимума цикла	Апрель 1999 г. — август 2003 г.	Март 1999 — июль 2003 г.	Март 1999 г. — март 2003 г.
Фаза спада цикла	Январь 2004 г. — июль 2008 г.	Февраль 2004 г. — август 2007 г.	Май 2003 г. — апрель 2006 г.
Фаза минимума	Июль 2008 г.	Август 2007 г. — по настоящее время	Апрель 2006 г. — по настоящее время
Первый максимум	Апрель 2000 г. ( <i>W</i> = 59)	Апрель 2000 г. ( <i>S</i> = 825.7)	Январь — апрель 2000 г. ( <i>FI</i> = 3.5)
Второй максимум	Февраль — март 2002 г. ( <i>W</i> = 63)	Март 2002 г. ( <i>S</i> = 1198)	Сентябрь 2001 г. ( <i>FI</i> = 3.7)
Третий максимум			Февраль 2002 г. ( <i>FI</i> = 3.9)

связаны с проявлением комплексов активности на Солнце [3].

### ВЫЯВЛЕНИЕ КОМПЛЕКСОВ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ИНДЕКСОВ

На основании данных максимальных величин флуктуаций среднемесячных величин основных индексов солнечной активности составлен каталог таких комплексов в 23-м цикле активности с указанием даты максимума индекса и его величины.

В табл. 3 данные о комплексах приведены отдельно для северного и южного полушария по среднемесячным значениям каждого из исследуемых индексов (*W*, *S*, *FI*).

В целом отмечается хорошее совпадение выявленных комплексов активности по различным индексам. В ряде случаев отмечается одновре-

менное появление комплексов активности в северном и южном полушарии. При этом следует обратить внимание, что флуктуации суммарной площади групп пятен в большей степени соответствуют последующему усилению вспышечной активности, чем данные о флуктуации величин чисел Вольфа.

В этом плане показательным примером является экстремальное состояние солнечной активности в октябре 2003 г., когда усиление солнечной активности произошло одновременно в северном и южном полушарии. Возможно, неодновременное усиление отдельных индексов связано с различием фаз процессов генерирующих локальные магнитные поля. Увеличение количества групп пятен, отображаемых индексами *W*, *S*, и энерговыделение, определяемое вспышечным индексом *FI*, происходят на опре-

**Таблица 3. Список комплексов активности на Солнце в 23-м цикле активности для северного и южного полушарий по данным среднемесячных значений чисел Вольфа *W*, площадей *S* групп пятен, вспышечного индекса *FI* (указаны максимальные значения индексов в комплексе)**

Эпоха	Северное полушарие			Южное полушарие		
	<i>W</i>	<i>S</i>	<i>FI</i>	<i>W</i>	<i>S</i>	<i>FI</i>
1997	Сентябрь 26 Декабрь 27	Ноябрь 383		Сентябрь 26	Сентябрь 532	Ноябрь 2
1998	Август 56 Декабрь 50	Август 859 Декабрь 676	Август 5 Ноябрь 6	Март—апрель 43 Сентябрь 43	Март 733 Сентябрь 690	Апрель 5
1999	Июнь 87 Октябрь 73	Июнь 1128 Октябрь 968 Декабрь 1020	Июнь 5 Ноябрь 10	Июль 52 Ноябрь 63	Август 756 Ноябрь 1016	Август 6 Ноябрь 10
2000	Июль 93	Июнь 1380 Сентябрь 1252	Март 4 Июль 16 Ноябрь 4	Март 85 Июль 77	Март 1438 Май 1179 Июль 1008	Март 5
2001	Июнь 89 Сентябрь 69	Март 1194 Июнь 1308 Октябрь 1246 Декабрь 1241	Март 6 Апрель 6 Октябрь 4 Декабрь 5	Сентябрь 82 Декабрь 70	Сентябрь 2018	Апрель 4 Сентябрь 8 Ноябрь 7
2002	Апрель 69 Октябрь 56	Апрель 1314 Октябрь 1335	Октябрь 3	Май 66 Август 73 Ноябрь 58	Август 2000 Ноябрь 1232	Август 7
2003	Июнь—июль 46 Ноябрь 29	Март 874 Июнь 852 Октябрь 1104	Июнь 4 Октябрь 8	Январь 62 Август 47 Октябрь — ноябрь 40	Октябрь 1157	Октябрь 8
2004	Июль 27 Октябрь—ноябрь 20	Июль 925	Июль 4 Ноябрь 3	Март 33 Октябрь 28	Август 610	Август 2
2005	Июль—август 23 Декабрь 18	Январь 700 Июль 401 Декабрь 221	Январь 5	Май 32 Декабрь 23	Февраль 488 Май 578 Сентябрь 484 Ноябрь 513	Май 2 Сентябрь 7
2006				Апрель 30 Ноябрь 20	Апрель 486 Август 436 Ноябрь 513	

деленных, не всегда совпадающих этапах развития комплексов активности.

## ВЫВОДЫ

1. Выявление комплексов активности на Солнце в 23-м цикле активности возможно по данным флуктуаций основных индексов активности, таких как числа пятен, площади групп пятен и вспышечный индекс.

2. Основными процессами, определяющими ход развития 23-го цикла активности (а возможно, и всех предшествующих), является развитие цикла в отдельности в северном и южном полушарии.

3. Основные фазы развития солнечного цикла (роста, максимума, спада) отчетливо проявляются при самостоятельном рассмотрении активности северного и южного полушария.

4. Ход развития 23-го солнечного цикла в южном полушарии запаздывал по отношению к северному полушарию, второй максимум активности в южном полушарии был выше первого.

5. Рассмотрение максимальных величин флуктуаций индексов дает более точное представление о периодах максимального проявления солнечной активности, которые в северном и южном полушарии, как правило, не одновременны.

6. Полученный каталог «комплексов активности», выявленных по среднемесячным значениям основных индексов показывает наличие как «широтных» комплексов в каждом полушарии в отдельности, так и появление «долготных» комплексов в 23-м цикле активности, объединяющих процессы активности обоих полушарий.

Полученные результаты по выявлению комплексов активности на Солнце по среднемесячным значениям индексов активности являются только «первым приближением». Более точные данные о комплексах активности могут быть получены по ежедневным величинам индексов.

1. *Витинский Ю. И., Копецкий М., Куклин Г. В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. — М.: Наука, 1986. — 296 с.
2. *Витинский Ю. И., Оль А. И., Сазонов Б. И.* Солнце и атмосфера Земли. — Л.: Гидрометеиздат, 1975. —
3. *Ишков В. Н.* Солнце в минимуме активности 2005—2006 годов // Одесский астрономический календарь. — Одесса: Астропринт, 2007. — С. 190—199.
4. *Обридко В. Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. — М.: Наука, 1985. — 256 с.
5. *Рябов М. И.* Использование спектра миллиметрового излучения локальных источников на Солнце как критерия прогноза активности // Солнечная активность. — Алма-Ата: Наука, 1983. — С. 177—181.
6. *Рябов М. И., Ишков В. Н., Мусеев И. Г. и др.* Использование данных о миллиметровом излучении локальных источников на Солнце как индикатора эволюции центра активности // Солнечные магнитные поля и корона: Тр. XIII консультативного совещания по физике Солнца. — Новосибирск, 1989. — С. 239—242.
7. *Atac T., Ozguc A.*: Flare Index of Solar Cycle 22 // Solar Phys. — 1999. — **180**, N 1–2. — P. 397—407.

Надійшла до редакції 01.10.09

*M. I. Ryabov, S. A. Lukashuk*

#### SOME CHARACTERISTICS OF THE 23-RD SOLAR CYCLE AND A ROLE OF ACTIVITY COMPLEXES IN THE EVOLUTION OF ITS FLARE PROCESSES

We consider the basic properties of the dynamics of the 23-rd cycle of solar activity and a role of complexes of activity (CA) and complexes of active regions (CAR) in its development. It is suggested that the development of solar activity occurs independently in the northern and southern hemispheres in which «latitude» zones of the CA and CAR formation are generated. The most powerful displays of the flare activity are realized with the formation of «longitude» CA reconnecting the activity centers of northern and southern hemispheres. The basic periods of formation of the activity centers for various phases of a solar cycle are determined. Spatial characteristics of the CA and CAR are derived with the use of daily and monthly average values for the Wolf numbers, areas of sunspot groups and flare index.



УДК 533.951; 550.38

**Ю. П. Ладиков-Роев, С. О. Черемных**Институт космічних досліджень Національної академії наук України  
та Національного космічного агентства України, Київ

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЛАЗМЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

*Одержано аналітичний розв'язок для розподілу тиску в екваторіальній області магнітосфери Землі. Розв'язок якісно збігається з даними спостережень.*

1. Время жизни магнитосферной плазмы в спокойном состоянии много больше характерных времён возмущений в ней. В обычных условиях эта разница достигает 7–8 порядков величин. Следовательно, плазма в магнитосфере должна находиться либо в стационарном состоянии с установившейся конвекцией, либо в состоянии магнитостатического равновесия. Вопрос о наличии стационарных конвективных движений и их роли в удержании магнитосферной плазмы до сих пор остаётся до конца не исследованным. Однако с точки зрения длительного существования магнитосферы стационарная конвекция играет второстепенную роль. Учёт конвекции имеет характер поправок к основному магнитостатическому состоянию плазмы. Поэтому для описания равновесия магнитосферной плазмы в первом приближении можно использовать систему уравнений магнитостатики.

Известно, что в магнитосфере Земли протекают кольцевые токи [1]. Они лежат в экваториальной области и имеют противоположное направление. Их наличие приводит к смещению силовых линий магнитного поля. Считается, что от двух до приблизительно трёх радиусов Земли ток течёт в положительном направлении, а от трёх до десяти – в отрицательном. С другой стороны, из наблюдений на космических аппаратах известно, что плазменное давление на участке от двух до трёх радиусов Земли нарастает, а затем плавно спадает.

При изучении магнитосферы предлагались различные модели для описания кольцевого тока и давления. Например, в работе [2] решалось уравнение равновесия магнитосферной плазмы с давлением как функцией магнитной поверхности в следующем виде:

$$P(\psi) = P_0 \left[ \frac{(\psi_2 - \psi)}{\gamma} \right]^\gamma \left[ \frac{(\psi - \psi_1)}{\delta} \right]^\delta \times \\ \times \left[ \frac{(\gamma + \delta)}{(\psi_2 - \psi_1)} \right]^{\gamma + \delta}.$$

Здесь  $\gamma$  и  $\delta$  — некоторые константы,  $\psi_1$  и  $\psi_2$  — функции внешней и внутренней поверхности магнитного потока. В результате численного решения уравнения магнитостатики был получено распределение давления на участке от двух до десяти радиусов Земли.

В данной работе, в отличие от [2], получено аналитическое решение этой проблемы. Принципиальное отличие от [2] состоит в том, что априори задано распределение кольцевых токов, которое позволяет однозначно найти давление.

2. Для получения исходных уравнений воспользуемся уравнением магнитостатического равновесия магнитосферной плазмы в сферической системе координат  $(r, \theta, \varphi)$ :

$$\nabla P = \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

где  $P$  — давление,  $\mathbf{j} = j \cdot \mathbf{e}_\varphi$  — кольцевой ток,  $\mathbf{B} = B_r \mathbf{e}_r + B_\varphi \mathbf{e}_\varphi$  — напряжённость магнитного поля. Умножая обе части выражения (1) скалярно на  $\mathbf{B}$ , получаем

$$\mathbf{B} \cdot \nabla P = 0. \quad (2)$$

Магнитное поле считаем далее осесимметричным ( $\partial/\partial\varphi = 0$ ). С учётом этого обстоятельства

уравнение  $\text{div}\mathbf{B} = 0$  в рассматриваемой системе координат принимает вид

$$\text{div}\mathbf{B} = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial(r^2 \sin \theta \cdot B_r)}{\partial r} + \frac{\partial(r \sin \theta \cdot B_\theta)}{\partial \theta} \right] = 0.$$

Введём в рассмотрение функцию  $\psi(r, \theta)$ , причём

$$B_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad B_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (3)$$

При этом уравнение  $\text{div}\mathbf{B} = 0$  удовлетворяется тождественно. Легко убедиться, что функция  $\psi$  имеет смысл полоидального магнитного потока. Подставляя (3) в (2), получаем равенство

$$\frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial P}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{\partial P}{\partial \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right] = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \{P, \psi\}_{r, \theta} = 0, \quad (4)$$

где  $\{P, \psi\}_{r, \theta}$  — скобка Пуассона. Из общих свойств этих скобок следует, что давление является произвольной функцией  $\psi$ , т. е.

$$P = P(\psi). \quad (5)$$

Тогда с учётом (5) уравнение (1) можно представить в виде

$$\nabla P = \frac{dP}{d\psi} \nabla \psi = -j B_\theta \vec{e}_r + j B_r \vec{e}_\theta,$$

или

$$\begin{aligned} \nabla P &= \frac{dP}{d\psi} \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \vec{e}_\theta \right) = \\ &= j \left[ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \vec{e}_\theta \right]. \end{aligned}$$

Сравнивая левые и правые части полученного уравнения, находим, что оно удовлетворяется при условии

$$j = r \sin \theta \frac{dP}{d\psi}. \quad (6)$$

С другой стороны, из уравнения Максвелла следует, что

$$j = \frac{c}{4\pi r} \left[ \frac{\partial r B_\theta}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right]. \quad (7)$$

Подставляя (3) в (7), получаем

$$\frac{c}{4\pi r \sin \theta} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r^2} \text{ctg} \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) = -j. \quad (8)$$

В результате имеем для определения давления следующую нелинейную систему уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} j &= r \sin \theta \frac{dP}{d\psi}, \\ \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r^2} \text{ctg} \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) &= -j. \end{aligned} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} j &= r \sin \theta \frac{dP}{d\psi}, \\ \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r^2} \text{ctg} \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) &= -j. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

3. Как отмечалось выше, в магнитосферной плазме в экваториальной области ток течёт в положительном направлении при  $2R_0 \leq r \leq 3R_0$ , и в отрицательном — при  $3R_0 \leq r \leq 10R_0$ . Удобно для дальнейшего анализа представить этот ток в виде

$$j = A \sin k(\eta - \varphi), \quad (11)$$

где  $\eta = \frac{r}{3R_0} \sin \theta$ ,  $k$  — произвольный волновой вектор,  $\varphi$  — фазовый сдвиг. Параметры  $A$ ,  $k$  и  $\varphi$  будем выбирать, исходя из значений тока на концах интервала. При  $r = 2R_E$  и при  $r = 3R_E$  положительный ток обращается в ноль, откуда видно, что  $k = 3\pi$ ,  $\varphi = \frac{2}{3} \sin \theta$ . В результате выражение (11) примет вид

$$j = A_1 \sin 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) \sin \theta, \quad \rho = \frac{r}{3R_0}. \quad (12)$$

Для нахождения решения уравнения (10) положим  $\psi = F(\eta)$ ,  $j = \eta \Phi(\eta)$ , где  $\eta = \rho \sin \theta$ , и после подстановки этих выражений в (10) получим уравнение

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} - \frac{1}{\eta} \frac{\partial F}{\partial \eta} = -A_1 \eta \sin 3\pi \left( \eta - \frac{2}{3} \right). \quad (13)$$

Рассмотрим однородное уравнение

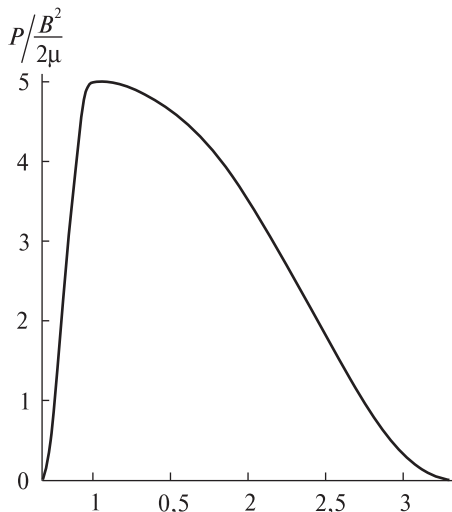
$$\frac{d^2 F}{d\eta^2} - \frac{1}{\eta} \frac{dF}{d\eta} = 0. \quad (14)$$

Его решение имеет вид

$$F = C_1 \frac{\eta}{2} + C_2. \quad (15)$$

Для нахождения общего решения уравнения (13) считаем, что  $C_1$  и  $C_2$  являются функциями  $\eta$ . Используя метод вариации постоянных, получаем

$$C_1 = \frac{A_1}{3\pi} \cos 3\pi \left( \eta - \frac{2}{3} \right) + M,$$



**Рис. 1.** Результирующее распределение давления на интервале  $\frac{2}{3} < \rho < \frac{10}{3}$  ( $2R_E \leq r \leq 10R_E$ )

$$C_2 = \frac{A_1}{6\pi} \left\{ \begin{aligned} & \frac{2\eta}{3\pi} \sin 3\pi \left( \eta - \frac{2}{3} \right) + \\ & + \left( \frac{2}{(3\pi)^2} - \eta^2 \right) \cos 3\pi \left( \eta - \frac{2}{3} \right) \end{aligned} \right\} + N, \quad (16)$$

Здесь  $M$  и  $N$  — произвольные постоянные. Тогда общее решение для функции  $\psi = F(\eta)$  имеет вид

$$\psi(\eta) = F(\eta) = \frac{A_1}{6\pi} \left[ \begin{aligned} & \frac{2\eta}{3\pi} \sin 3\pi \left( \eta - \frac{2}{3} \right) + \\ & + \frac{2}{(3\pi)^2} \cos 3\pi \left( \eta - \frac{2}{3} \right) \end{aligned} \right] + M \frac{\eta^2}{2}. \quad (17)$$

Поскольку функция  $\psi$  определяется с точностью до константы, без ограничения общности можно положить  $N = 0$ .

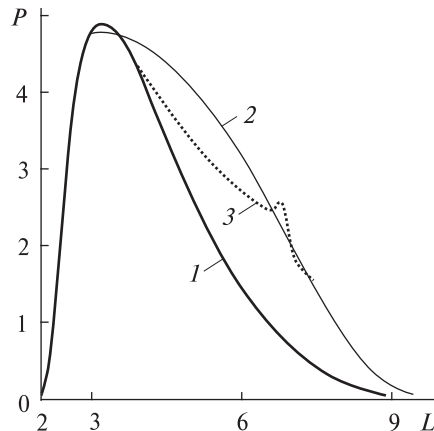
Из уравнения (9) следует

$$\frac{\partial P}{\partial \psi} = \frac{1}{\eta} j = \frac{1}{\eta} A_1 \sin 3\pi \left( \eta - \frac{2}{3} \right). \quad (18)$$

Легко видеть, что на экваторе  $P(\rho)$  будет иметь вид

$$\frac{\partial P}{\partial \psi} = \frac{dP}{d\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \psi} = \frac{A_1}{\rho} \sin 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right), \quad (19)$$

откуда следует



**Рис. 2.** Распределение давления в магнитосфере. Кривая 1 — результат С. З. Ченга [2], кривая 2 — зависимость, полученная в данной работе, кривая 3 — наблюдательные данные с КА AMPTE/CSE [3]

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{A_1}{\rho} \sin 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \rho}. \quad (20)$$

Частную производную  $\frac{\partial \psi}{\partial \rho}$  можно получить из (17):

$$\frac{\partial \psi}{\partial \rho} = \left[ \frac{A_1}{3\pi} \cos k \left( \rho - \frac{2}{3} \right) + M \right] \rho. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (20), находим

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = A_1 \sin 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) \left[ \frac{A_1}{3\pi} \cos k \left( \rho - \frac{2}{3} \right) + M \right]. \quad (22)$$

На интервале  $(\rho_0, \rho_1) = \left( \frac{2}{3}, 1 \right)$  справедливо нера-

венство  $\sin 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) \geq 0$ , а  $\cos 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right)$  на этом

же интервале  $\left( \frac{2}{3}, 1 \right)$  меняет знак, поскольку

условие  $\cos 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) < 0$  выполняется при

$$\rho - \frac{2}{3} > \frac{1}{6}.$$

Если произвольную постоянную  $M$  выбрать большую, чем  $\frac{A_1}{k} = \frac{A_1}{3\pi}$ , то величина  $\frac{\partial P}{\partial \rho}$  будет положительной на всём интервале, что соответствует положительному значению тока. Заметим,

что  $\frac{\partial P}{\partial \rho}$  обратится в ноль на конце интервала,

т. е. давление там достигнет максимума.

Для нахождения давления проинтегрируем уравнение (22), в результате получим

$$P = -\frac{A_1^2}{(3\pi)^2} \cos^2 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) - \frac{A_1 M}{3\pi} \cos 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) + P_0. \quad (23)$$

Поскольку рассматривается экваториальная область, то  $\sin \theta \approx 1$ . Для удобства дальнейших расчетов положим  $M = \frac{A_1}{3\pi}$ , тогда давление на участке

$(\rho_0, \rho_1) = \left( \frac{2}{3}, 1 \right)$  зависит только от одной произвольной постоянной  $A_1$ .

$$P = -\frac{A_1^2}{9\pi^2} \left[ \frac{1}{2} \cos^2 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) + \cos 3\pi \left( \rho - \frac{2}{3} \right) + 1 \right] + P_0. \quad (24)$$

4. Определим давление на интервале  $3R_E \leq r \leq 10R_E$  (или в безразмерных переменных при  $1 \leq \rho \leq \frac{10}{3}$ ). Будем использовать то же самое выражение (11) для тока  $j_\phi(r)$ , которое теперь будем рассматривать на интервале  $(\pi, 2\pi)$ . После перерасчёта  $k$  и  $\phi$ , как было сделано выше, получаем

$$j = A_2 \sin \frac{3}{7} \pi \left( \eta + \frac{4}{3} \right). \quad (25)$$

Аналогично предыдущему случаю, находим выражения

$$\psi = \frac{A_2}{\frac{6}{7}\pi} \left[ \frac{14\eta}{3\pi} \sin \frac{3}{7} \pi \left( \eta + \frac{4}{3} \right) + \frac{2}{\left( \frac{3}{7}\pi \right)^2} \cos \frac{3}{7} \pi \left( \eta + \frac{4}{3} \right) \right] + \frac{Q\eta^2}{2}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \rho} = \left[ \frac{A_2}{\frac{3}{7}\pi} \cos \frac{3}{7} \pi \left( \eta + \frac{4}{3} \right) + Q \right] \rho,$$

где  $Q$  — положительная постоянная;

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = A_2 \sin \frac{3}{7} \pi \left( \rho + \frac{4}{3} \right) \left[ \frac{B}{\frac{3}{7}\pi} \cos \frac{3}{7} \pi \left( \rho + \frac{4}{3} \right) + Q \right]. \quad (27)$$

Используя (26) и (27), находим давление на исследуемом интервале

$$P = \frac{A_2^2}{\left( \frac{3}{7}\pi \right)^2} \left[ \sin^2 \frac{3\pi}{7} \left( \rho + \frac{4}{3} \right) - \cos \frac{3\pi}{7} \left( \rho + \frac{4}{3} \right) + 1 \right] + P_0. \quad (28)$$

Для сшивки решений на обох интервалах положим  $A_1^2 = (7A_2)^2$  при  $\rho = 1$  и  $P = P_0$  при  $\rho = 10/3$ . Таким образом искомое давление описывается уравнениями (24) и (28) на интервале от  $2R_E$  до  $10R_E$  и имеет вид, изображённый на рис. 1.

5. Сравним полученное решение (24) и (28) с наблюдаемыми данными, а также с результатом работы [2]. На рис. 2 представлены зависимости давления от параметра Мак-Илвайна  $L$ . Сплошная линия соответствует результату, полученному в [2]. Штриховой кривой отмечены экспериментальные данные [3], полученные на КА АМРТЕ/ССЕ 6 сентября 1984 года. Сплошной тонкой линией отмечена зависимость, полученная в данной работе.

Видно, что на участке от  $2R_E$  до  $3R_E$  все три зависимости практически совпадают. На расстояниях  $3R_E \leq r \leq 10R_E$  экспериментальная зависимость проходит выше зависимости, полученной в [2] и ниже зависимости, полученной в настоящей работе.

Из изложенного следует, что аналитическое решение (24) и (28) удовлетворительно описывает распределение давления в магнитосфере Земли.

1. *Космическая геофизика* / Под ред. А. Эгеланда, О. Холтера, А. Омхольта. — М.: Мир, 1976. — 179 с.
2. Cheng C. Z. Magnetospheric equilibrium with anisotropic pressure // *J. Geophys. Res.* — 1992. — **97A**, N 2. — P. 1497—1510.
3. Lui A. T. Y., McEntire R. W., Krimigis S. M. Evolution of the ring current during two geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* — 1987. — **92A**, N 7. — P. 7459—7470.

Надійшла до редакції 01.10.09

Y. P. Ladikov-Roev, S. O. Cheremnykh

#### ON THE PLASMA PRESSURE DISTRIBUTION IN THE EQUATORIAL REGION OF THE EARTH'S MAGNETOSPHERE

An analytical solution for pressure distribution in the equatorial region is obtained. The solution is in quality correspondence with observational data.

УДК 550.38

**А. С. Парновский<sup>1</sup>, Ю. И. Ермолаев<sup>2</sup>, И. Т. Жук<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт космических исследований Национальной академии наук Украины  
та Национального космического агентства Украины, Київ

<sup>2</sup>Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, РФ

## **КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА: ИСТОРИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ**

---

*Наводиться огляд методів прогнозування космічної погоди, аналізуються їхні переваги та недоліки і пропонуються шляхи подальшого розвитку. Зокрема, урахування великомасштабної структури сонячного вітру допоможе підвищити точність прогнозу стану магнітосфери й іоносфери Землі.*

---

### **ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время заметно возрос интерес к изучению космической погоды. Этот интерес закономерен, так как наука получает все новые свидетельства того, что Солнце и ближайшее космическое пространство оказывают существенное влияние как на технику (космического и наземного базирования), так и на биосферу, включая организм человека. При этом зачастую под термином «космическая погода» понимаются абсолютно разные физические явления и процессы. Наиболее общим является понятие «солнечно-земные связи», которое включает в себя все прямые и опосредованные связи между солнечными и земными процессами. Под термином «космическая погода» обычно понимают процессы с характерным временным масштабом порядка 1 сут и менее, т. е. наиболее динамичная часть солнечно-земных связей. Медленные процессы (так называемый «космический климат») обычно выбрасываются из рассмотрения или учитываются как некоторый медленный тренд, не оказывающий существенного влияния на быстрые процессы. Проявления космической погоды достаточно многообразны и неоднократно описывались [3, 5, 6, 9, 47] и в ссылках в них. В настоящей работе мы ограничимся коротким описанием истории становления космической

погоды как раздела науки и анализом современных методов прогнозирования эффектов космической погоды.

### **ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ КОСМИЧЕСКОЙ НАУКИ**

История изучения солнечно-земной физики, в т. ч. космической погоды, насчитывает уже много веков. Уже у Ксенофана (VI век до н. э.) находим упоминания о «подвижных скоплениях пылающих облаков», которые, несомненно, являются описанием полярных сияний. Аналогичные места можно найти в Ветхом Завете, в китайской литературе (некоторые из них датируются раньше 2000 г. до н. э.). Однако только в XVII в. появились первые теории полярных сияний. Например, Галилей считал, что полярные сияния связаны с отражением солнечного света поднимающимся из тени Земли воздухом. Именно он ввел термин *aurora borealis*, который используется до сих пор. Приблизительно в то же время Гассенди (Gassendi) пришел к выводу, что полярные сияния происходят на большой высоте, т. к. они выглядят очень похоже из очень отдаленных друг от друга мест. Его современник Декарт выдвинул гипотезу о том, что полярные сияния вызваны отражением света от кристаллов льда на больших высотах. Первым, кто связал авроральные явления с магнитным полем Земли, был Галлей, а в 1731 г. де Мери высмеял гипотезу Декарта, но в то же время критиковал и гипотезу Галлея; по его мнению, авроральные

явления были связаны с атмосферой Солнца. Он также заметил связь между количеством пятен на Солнце и интенсивностью полярных сияний. Это было подтверждено в 1741 г. Гертером, который показал, что геомагнитная и авроральная активности коррелируют. С того времени изучение геомагнетизма и авроральных явлений стали проводиться одновременно. В 1770 г. Кук впервые сообщил о южном аналоге полярных сияний — *auroga australis*. Через 20 лет Кавендиш оценил высоту полярных сияний между 83 и 114 км.

История измерений геомагнитного поля не такая долгая. Первые упоминания о компасе можно найти в китайской литературе XI в. н. э. Сонь-Кау писал, что «провидцы натирают конец иголки магнитным камнем, чтобы она указывала на юг». В европейской литературе первые упоминания о компасе встречаются в работах Никама «*De Untensilibus*» и «*De Regum*» (ок. 1200 г.). Ни в одной из них он не описывал компас как новинку; в то время он был уже довольно распространенным. По официальным данным к XIV в. многие корабли имели компасы. Неизвестно, когда впервые было измерено магнитное склонение, но в 1544 г. викарий собора св. Себальда в Нюрнберге Хартманн писал герцогу Альбрехту Прусскому о том, что по его измерениям магнитное склонение в Риме в 1510 г. составляло 6° на восток, в то время как в Нюрнберге оно составляло 10°. Также известно, что между 1538 и 1541 гг. де Кастро произвел 43 измерения склонения возле западного побережья Индии и в Красном море. В письме Хартманна также шла речь об измерении магнитного наклона, но его данные оказались ошибочными. Гильберт описал открытие магнитного наклона англичанину Норману, который в 1576 г. опубликовал работу «*The newe Attractiue containyng a short discourse of the Magnes or Lodestone, and amongest other his vertues, of a newe discovered secret and subtill propertie, concerning the Declinyng of the Needle, touched there with onder the plaine of the Horizon. Now first found out by ROBERT NORMAN Hydrographer. Here onto are annexed certaine necessarie rules for the art of Nauigation, by the same R. N. Imprinted at London by John Kyngston, for Richard Ballard, 1581*».

Большим прогрессом стало создание в начале XIX в. сети магнитометров, позволяющих вести одновременные измерения магнитного поля в разнесенных в пространстве точках. Лидерами этого проекта были фон Гумбольдт и Гаусс, также разработавший методы математического анализа результатов измерений, что позволило отделить магнитное поле под поверхностью Земли от поля в верхних слоях атмосферы. В то же время Швабе (Schwabe), опираясь на свои измерения количества солнечных пятен, проведенные с 1825 по 1850 гг., обнаружил, что количество пятен изменялось периодически с периодом около 10 лет. В 1851 г. Сабин показал, что интенсивность геомагнитных возмущений изменяется в соответствии с солнечным циклом.

В 1861 г. Стюарт открыл геомагнитные пульсации, а в 1882 г. предположил существование ионосферы. Около 1878 г. Беккерель высказал предположение о том, что частицы с Солнца попадают в авроральную зону при помощи геомагнитного поля. По его мнению, из солнечных пятен эжектировались протоны. Аналогичная теория была выдвинута Голдштейном (Goldstein). В 1897 г. Биркеланд провел свою первую авроральную экспедицию в северную Норвегию, правда только в третьей экспедиции 1902—1903 гг. он получил достаточное количество данных о магнитных возмущениях, связанных с полярными сияниями, из которых он сделал вывод, что во время сияний вдоль силовых линий магнитного поля протекают большие токи. С открытием электронных трубок стало ясно, что полярные сияния в определенной мере похожи на катодное излучение, состоящее из электронов. Вооружившись этими идеями, Биркеланд изготовил лабораторную модель Земли, которую он назвал «терелла». Эксперименты с ней показали, что попадающие в нее электроны вызывают явления, очень похожие на полярные сияния. Биркеланд предположил, что источником этих частиц является Солнце. Теоретическая основа для этих экспериментов была вскоре разработана Штормером (Størmer), предсказавшим открытие радиационных поясов и области захваченной радиации. В 1918 г. Чепмен и Линдемэнн предложили модель, в которой поток частиц от

Солнца состоял из положительно и отрицательно заряженных частиц в равных количествах, чтобы поток не распался; теперь это называется плазмой. В серии работ [26—29] с 1930 г. Чепмен и Ферраро разработали модель взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли, отличающуюся от принятой теперь тем, что в ней силовые линии магнитного поля в хвосте замкнуты, а солнечный ветер существовал только во время активности. В 1943 г. Хоффмайстер (Hoffmeister) заметил, что хвосты комет вытянуты не вдоль траектории, а отклоняются приблизительно на  $5^\circ$  от Солнца. В 1951 г. Бирманн объяснил это отклонение взаимодействием с солнечным ветром. Он установил, что скорость солнечного ветра составляет около 450 км/с, что совпадает с современными представлениями, а электронная плотность — около  $600 \text{ см}^{-3}$ , что на два порядка превышает современные представления. В 1957 г. Альвен постулировал, что солнечный ветер является замагниченным, в 1958 г. Паркер разработал теорию движения замагниченной плазмы, а в 1962 г. он же оценил [61], что электронная плотность солнечного ветра не превышает  $30 \text{ см}^{-3}$ . Подтверждения не пришлось долго ждать — уже началась космическая эра, и советские и американские спутники передали данные, четко подтверждающие наличие солнечного ветра с вмороженным магнитным полем, измерили его свойства, и продемонстрировали его определяющую роль в геомагнитных и авроральных процессах.

В 1910 г. директор обсерватории Колаба (теперь Индийский институт геомагнетизма) Мус начал использовать вариации  $H$ -компонента геомагнитного поля в качестве характеристики геомагнитной активности [52]. В последующем на основе этих вариаций был разработан  $D_{st}$ -индекс (шторм-тайм вариация). Впоследствии были разработаны и другие индексы, из которых наиболее широко используемыми являются  $K$ ,  $K_p$ ,  $A$ ,  $A_p$ ,  $AE$ ,  $AU$ ,  $AL$ ,  $ED_{st}$  и  $D_{st}^*$ .

В 1902 г. Кеннелли и Хевисайд независимо предположили существование высокопроводящей ионосферы, чтобы объяснить трансатлантическую радиосвязь Маркони. Эти идеи были подтверждены в 1925 р., когда Эпплтон и Бар-

нетт в Великобритании, и вскоре Брейт и Туве в США, определили ее наличие и высоту. Эпплтон также ввел обозначения D, E и F для ионосферных слоев.

В то время, когда ионосфера была открыта по своему влиянию на искусственные радиосигналы, также исследовались природные радиоизлучения, и к ним применялась магнитоионная теория, разработанная для искусственных радиосигналов. Впервые эти сигналы в акустическом диапазоне, названные впоследствии «вистлерами», «свистящими атмосфериками» или просто «свистами», были замечены на 22-км телефонной линии в Австрии в 1886 г. В 1894 г. британские телефонные операторы слышали писки, которые были, скорее всего, вистлерами, генерируемыми молниями, и «утренние хоры», которые генерируются глубоко в магнитосфере во время полярных сияний. Во время первой мировой войны связисты неоднократно слышали свистящие шумы. Причина этих явлений была окончательно установлена только в 1950-е гг., когда Стори при помощи самодельного спектрометра провел подробный анализ вистлеров. Он выяснил, что они вызваны вспышками молний, электромагнитная энергия которых отражается от ионосферы и поверхности Земли, образуя нечто вроде резонатора.

Эксперименты на ракетах дали возможность начать исследования магнитосферы. В 1950-е гг. ван Аллен произвел ряд запусков в Арктике и Антарктике до высоты 110 км. Эти зонды зарегистрировали либо высокоэнергичные электроны, либо их тормозное излучение. В 1957 г. был официально объявлен международный геофизический год, 18-месячный период всемирных геофизических исследований. В том же году был запущен первый искусственный спутник Земли. В 1958 г. при помощи счетчика Гейгера—Мюллера, установленного на КА «Эксплорер 1», ван Аллен обнаружил радиационные пояса, одновременно аналогичные исследования были выполнены советскими учеными С. Н. Верновым и А. Е. Чудаковым. В 1958 г. была проведена операция «Аргус»: три высотных ядерных взрыва в Южной Атлантике, в результате которых был образован новый радиационный пояс, просущест-

вовавший несколько недель. Приборы на советских зондах «Луна» обеспечили первые измерения солнечного ветра, а приборы на КА «Маринер 2» в 1962 г. более подробно измерили его плазменные параметры. КА «Эксплорер 10», запущенный в 1961 г., впервые измерил параметры магнитопаузы, но детальные ее исследования были проведены только КА «Эксплорер 12». По результатам измерений первых КА выяснилось, что солнечный ветер проходит сквозь фронт головной ударной волны, что удивило тогдашних исследователей, поскольку плазма солнечного ветра — бесстолкновительная. Впоследствии, после запусков КА OGO 1, OGO 3 и OGO 5, первый из которых был запущен в 1964 г., выяснилось, что колебания электрических и магнитных полей в плазме создают эффекты, аналогичные столкновениям, что приводит к диссипации энергии солнечного ветра, и замедляет его до дозвуковых скоростей, что обеспечивает обтекание планет [71]. В целом на протяжении 60-х гг. космические аппараты OGO, IMP и «Вела», установили, что параметры ударной волны очень чувствительны к параметрам плазмы и направлению межпланетного магнитного поля, а также измерили число Маха и плазменный параметр в этих волнах. Эти волны важны, так как они определяют характеристики солнечного ветра до столкновения с магнитопаузой, но последняя более важна, поскольку определяет количество энергии, попадающей в магнитосферу. Арнольди и Хиршберг на основании данных КА «Эксплорер 33» и «Эксплорер 35» открыли перезамыкание силовых линий, механизм которого был предложен Данжи в 1961 г. КА OGO 5, запущенный в 1968 г., показал эрозию дневной магнитосферы и соответствующую активность в хвосте. Этот процесс, также приводящий к авроральным явлениям, называется суббурей. Более подробно о физике явлений, связанных с космической погодой, можно ознакомиться в книгах [1, 5, 6, 44].

Большую роль в понимании солнечно-земных связей имело наблюдение вспышек 28 августа и 1 сентября 1859 г. Последняя была настолько сильной, что ее было видно невооруженным глазом [22, 39]. Во время вспышки были искажены параметры магнитного поля, а через 18 часов

началась самая сильная геомагнитная буря в истории человечества. Полярные сияния наблюдались даже в Пуэрто-Рико, а газета New York Times сообщала, что в Бостоне полярное сияние было настолько сильным, что около часа ночи можно было читать при его свете. Стюарт в работе [75] описал оба авроральных события по данным самопишущего магнитометра на обсерватории Kew и связал магнитную бурю 2 сентября 1859 г. с исключительно яркой вспышкой Каррингтона-Ходгсона [22, 39]. Считается, что эта буря была вызвана самым мощным корональным выбросом массы в истории, практически на пределе того, что способно породить Солнце. Благодаря этому событию авроральные явления стали прочно связываться с электрическими полями. Этот результат был получен не только благодаря магнетометрическим измерениям, но и в результате выхода из строя на несколько часов более 200 тыс. км телеграфных линий [70]. Тем не менее, некоторые линии подходящей длины и ориентации продолжали работать благодаря наводимому в них индукционному току. Наиболее известным примером такой линии является линия Бостон—Портланд, в которой в течение двух часов телеграфные сообщения передавались при отключенном электропитании.

Что произойдет, если повторится геомагнитная буря того же масштаба, что в 1859 году? Ведь электромагнитная обстановка при столь сильном возмущении будет сродни той, что возникает вследствие электромагнитного импульса ядерного взрыва. Как показывают результаты моделирования [11], в таких условиях полупроводниковая элементная база может перманентно выйти из строя, а сегодняшняя цивилизация в значительной степени зависит от работы электронных устройств. В недавнем отчете Национальной академии наук США [73] отмечалось, что подобное событие приведет к длительному выходу из строя трансформаторных подстанций высокого напряжения, следствием чего станут масштабные отключения электроснабжения наиболее промышленно развитых стран. Кроме того, как было экспериментально показано в ходе серии высотных ядерных испытаний «Hardtask», проведенных США в 1958 г., изменение элект-



ронной концентрации ионосферы создаст серьезные помехи для связи. Учитывая, что в таких условиях спутники связи вряд ли сохранят работоспособность, как это случилось со спутником «Телстар 401», потерянным в результате геомагнитной бури 7 января 1997 г., это может привести к полному прекращению связи между западным и восточным полушариями. Подробнее этот вопрос обсуждается в работе [56].

К счастью, такие сильные бури происходят исключительно редко. Но даже существенно более слабая геомагнитная буря 13 марта 1989 г. привела к полному коллапсу энергосистемы Канады, в результате чего 6 миллионов человек были лишены электричества в течение 9 ч. А кроме работы технических систем, геомагнитные бури влияют также и на состояние здоровья людей, причем относится это не только к астронавтам и экипажам самолетов, а ко всем жителям Земли, и в первую очередь к людям, имеющим сердечно-сосудистые патологии [2, 60, 76]. Первым эту связь установил А. Л. Чижевский в середине 1920-х годов [13—16]. О рисках, связанных с магнитными бурями, можно узнать из работы [37].

Предположительно термин «космическая погода» в научной литературе впервые использован А. Л. Чижевским. Тем не менее, до сих пор нет единого мнения о его значении. Официальное определение, принятое COSPAR, звучит следующим образом: «Космическая погода описывает физические процессы, вызванные солнечной активностью, имеющие влияние на земную и космическую среды, на наземные и космические технологические системы, а так же на здоровье и деятельность людей». Это определение содержит в себе некоторую неоднозначность, так как космическая погода в космосе и на Земле характеризуется разным набором параметров. Кроме того, идет дискуссия и о воздействии космической погоды. Если влияние на технологические системы является общепризнанным [51, 68], то влияние на человека ставится под сомнение многими исследователями ввиду малочисленности и противоречивости экспериментальных данных. Тем не менее, такие исследования продолжаются, и результаты последних лет [17, 76] свидетельствуют в пользу такого влияния. В отноше-

нии же влияния космической погоды на земную среду следует упомянуть о связи атмосферной и космической погоды, которая может приводить, в том числе, к изменению урожайности основных культур и цен на продовольствие [66]. Тем не менее, используемый в этой работе механизм влияния на облачность через модуляцию потока космических лучей был подвергнут критике в работе [34]. Это свидетельствует о том, что эксперименты доказывают наличие многих солнечно-земных связей, в то время как механизмы этих связей не до конца изучены и поняты.

Таким образом, раздел знаний, называемый космической погодой, прошел длинный и сложный путь. В настоящее время его результаты применяются во многих видах человеческой деятельности, а в некоторых случаях, таких как работа космонавтов на орбите или проведение медицинских процедур с пациентами, они просто жизненно необходимы. Поэтому возрастает значение методов прогнозирования элементов космической погоды, и этому вопросу будет посвящен следующий раздел нашей статьи.

## ПОДХОДЫ К ПРОГНОЗИРОВАНИЮ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

Задача прогнозирования космической погоды двойка. С одной стороны, она имеет большое практическое значение, связанное с возможностью предсказания и смягчения ее негативных проявлений. Основным целевым параметром при прогнозировании в этом случае является заблаговременность прогноза. В идеале эта задача может быть решена путем запуска большого количества КА, отслеживающих пространство между Солнцем и Землей с целью обнаружения наличия крупномасштабных возмущений вроде КВМ (коронального выброса массы – СМЕ). Примерами таких КА являются уже запущенные КА STEREO и проекты КА «Solar Orbiter» и «Polar-Ecliptic Patrol», запуск которых запланирован на 2015–2020 гг. Тем не менее, не следует забывать и о хорошо зарекомендовавших себя КА ACE, SOHO и «Винд», тем более что с помощью их данных можно отработать алгоритмы прогнозирования космической погоды для дальнейшего использования. С другой сторо-

ны, эта задача имеет важное фундаментальное значение, так как позволяет описывать взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. Естественно, получение новых знаний о физических механизмах космической погоды позволяет существенно улучшить характеристики прогноза. К тому же современные представления об этих механизмах основаны на моделях, построенных еще в 1960-е гг. Эти модели не способны объяснить некоторые важные явления солнечно-земной физики.

Прогнозирование космической погоды — сложная и нетривиальная задача [47]. Достаточно очевидно, что адекватное моделирование всех процессов, приводящих к развитию геомагнитных возмущений, чрезвычайно затруднительно. Основная проблема состоит в том, что комплекс «Солнце — солнечный ветер — магнитосфера Земли» представляет собой сложнейшую нелинейную динамическую систему, в которой протекают и взаимодействуют процессы с разными пространственными и временными масштабами, и которая практически постоянно находится в неравновесном состоянии. Кроме того, полная информация о ее состоянии недоступна. Поэтому для моделирования развития геомагнитных возмущений применяются альтернативные подходы.

На сегодняшний день есть большое количество подходов и методов прогнозирования космической погоды. Приведем описание основных из них, следуя классификации [42].

**1. Морфологический анализ изображений Солнца (синоптический прогноз).** Этот метод основан на анализе синоптических карт и других изображений Солнца с целью предсказания высокоэнергетических событий на Солнце. На сегодняшний день он является довольно субъективным и не может быть автоматизирован. По этой же причине его точность также не поддается оценке. Вместе с тем он обеспечивает самую большую заблаговременность прогноза (до недели). Естественным развитием данного метода является каузальный прогноз, но последний лишь недавно начал разрабатываться и еще не готов к практическому применению.

**2. Детектирование крупномасштабных возмущений в солнечном ветре.** Пожалуй, самый

перспективный, но и самый затратный из всех методов. Предполагает постоянный мониторинг участка Солнце—Земля с использованием эклиптических и внеэклиптических КА, а также наземных средств наблюдения. Основными вариантами данного метода являются метод мерцающих радиоисточников, основанный на изменении сигналов пульсаров при прохождении сквозь возмущенную область солнечного ветра, метод радиовсплесков, основанный на обнаружении радиовсплесков II типа, связанных с КВМ, метод коронографии, основанный на обнаружении рассеянного возмущенной областью солнечного света и т. д. Кроме того, есть еще одна важная разновидность этого метода — идентификация типа потока солнечного ветра по характерному ходу его параметров [4, 35]. Все эти методы обеспечивают хорошую заблаговременность (до 2–3 сут), но предсказывают лишь часть сильных бурь с высокой долей ложных предсказаний (false alarm) и практически не предсказывают бури средней интенсивности.

**3. Построение эмпирических моделей.** Исторически первый метод прогнозирования космической погоды был разработан Бартоном, МакФерроном и Расселом в 1975 г. [21], и с тех пор практически не претерпел изменений. Метод основан на решении уравнения баланса энергии кольцевого тока с большим количеством подгоночных параметров. Метод обеспечивает наименьшую заблаговременность (1 ч), а его точность варьирует в широких пределах в зависимости от конкретной реализации [19, 24, 25, 53, 54, 72, 78, 79] и выборки. Потенциально этот метод мог бы дать лучшие результаты, если бы физика магнитных бурь была лучше изучена.

**4. Численное моделирование.** Этот метод обычно применяется, когда уже известно о наличии крупномасштабного возмущения. Он состоит из двух частей: определение времени прихода возмущения и собственно моделирование его взаимодействия с магнитосферой Земли. Если с первой частью эти методы справляются отлично, обеспечивая заблаговременность около суток при точности до 70 % [50], то со второй возникают серьезные трудности. Связаны эти трудности в первую очередь с тем, что кольцевой ток

невозможно описать в рамках идеальной МГД, которая лежит в основе большинства подобных моделей. Примерами таких моделей являются работы [33, 67].

**5. Анализ временных рядов.** Довольно широкая группа методов, объединенная одним общим признаком: они рассматривают магнитосферу как «черный ящик» и анализируют входные и выходные параметры. Они меньше других учитывают реальную физику, и поэтому на данном этапе обеспечивают наилучшие результаты: заблаговременность до 9 ч и точность на уровне 80—90 %. Их слабой стороной является зависимость от наличия спутниковых данных, доступных, например, в каталогах [58, 84]. При этом побочным продуктом работы этих методов является построение феноменологических моделей взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. Конкретные воплощения этого метода чрезвычайно разнообразны. Они используют методы статистики, обработки сигналов, информатики, теории управления и т. п. Рассмотрим наиболее распространенные реализации.

Искусственные нейронные сети [45, 59, 81, 83] обеспечивают заблаговременность до 4 ч, но испытывают сложности при предсказании сильных магнитных бурь с  $K_p > 5$ .

Методы теории оптимизации [10, 12, 18, 30, 38, 82] позволяют достичь заблаговременности 8—9 ч, однако в работах, использующих эти методы, обычно используются выборки малого объема, что негативно сказывается на репрезентативности полученных результатов.

Корреляционный анализ [57, 68] используется в основном как вспомогательное средство при разработке эмпирических моделей.

Регрессионный анализ [8, 9, 62—64, 74] позволяет достичь наилучших результатов в построении феноменологических моделей и обеспечивает заблаговременность до 6 ч при точности более 90 %. В частности, с помощью относящегося к этой группе метода регрессионного моделирования удалось установить геоэффективность двух новых параметров — углов между линией Солнце — Земля и направлением скорости солнечного ветра — и подтвердить наличие временных вариаций, описанных в работах [31, 48, 55, 77].

Важным является тот факт, что все перечисленные методы, кроме корреляционного анализа, приводят к построению регрессионной зависимости геомагнитных индексов от параметров солнечного ветра.

## ВЫВОДЫ

Мы привели краткую историю становления космической погоды как специального раздела науки и проанализировали методы предсказания ее эффектов, в частности предсказания магнитосферных возмущений.

По-видимому, недостатки большинства из приведенных подходов обусловлена не ошибочным выбором метода (кроме разве что глобального МГД-моделирования), а неточной постановкой задачи, вызванной пренебрежением простыми, но крайне важными результатами наблюдений. Дело в том, что есть крупномасштабные (с характерным временем около суток) типы солнечного ветра, в которых регистрируются различающиеся между собой наборы параметров солнечного ветра [4], а с другой стороны наблюдаются магнитные бури, возбужденные различными типами солнечного ветра, которые различаются по своей реализации в магнитосфере [20, 65]. Аналогичные результаты получены и для генерации авроральных суббурь [32]. Это означает, прежде всего, что есть разные физические механизмы генерации магнитосферных возмущений в зависимости от типа межпланетных драйверов, и это необходимо учитывать при прогнозировании отклика магнитосферы на межпланетные возмущения.

Решением этой проблемы может стать использование многоступенчатого алгоритма прогнозирования космической погоды: сначала использовать методы среднесрочного прогнозирования для определения типа солнечного ветра, а затем для точного краткосрочного прогнозирования использовать специализированные модели для каждого конкретного типа события. Альтернативный подход заключается в поиске предвестников геомагнитных бурь. По утверждению О. В. Хабаровой [43] такие предвестники могут быть найдены за 1—2 сут до начала бури, и такие исследования необходимо продолжать.

1. *Акасофу С.-И., Ченмен С.* Солнечно-земная физика. — М.: Мир, 1975.
2. *Гурфинкель Ю. И.* Ишемическая болезнь сердца и солнечная активность. — М.: Изд-во «Эльф-3». ВИНИТИ, 2004.
3. *Ермолаев Ю. И., Ермолаев М. Ю.* Солнечные и межпланетные источники геомагнитных бурь: аспекты космической погоды // Геофиз. процессы и биосфера. — 2009. — **8** (1). — С. 5—35.
4. *Ермолаев Ю. И. и др.* Статистическое исследование гелиосферных условий, приводящих к магнитным бурям // Космич. исслед. — 2007. — **45** (1). — С. 3—11.
5. Зеленый Л. М., Веселовский И. С. (ред.) Плазменная гелиогеофизика. — М.: Физматлит, 2008.
6. *Кременецкий І. А., Черемних О. К.* Космічна погода: механізми і прояви. — Київ: Наук. думка, 2009.
7. *Парновский А. С.* Прогнозирование  $D_{st}$ -индекса методом линейного регрессионного анализа // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 3. — С. 48—54.
8. *Парновский А. С.* Метод регрессионного моделирования и его применение к задаче прогнозирования космической погоды // Проблемы управления и информатики. — 2009. № 3. — С. 128—135.
9. *Парновський О. С.* Генерація, стійкість та спектр власних поперечно-дрібномасштабних МГД збурень у внутрішній магнітосфері Землі: Дис. ... канд. фіз.-мат. наук. — Київ, 2006. — Машинопис.
10. *Семенов О. В. и др.* Оптимизационный подход к прогнозированию космической погоды // Проблемы управления и информатики. — 2008. — № 4. — С. 115—130.
11. *Фигуровский Д.* Электромагнитный импульс ядерного взрыва и защита от него радиоэлектронных средств // Зарубеж. воен. обозрение. — 1989. — № 8. — С. 35—41.
12. *Черемных О. К., Сидоренко В. И., Яценко В. А.* Нелинейные динамико-информационные модели магнитосферы для прогнозирования космической погоды // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 1. — С. 77—84.
13. *Чижевский А. Л.* Физические факторы исторического процесса. — Калуга. 1924.
14. *Чижевский А. Л.* О влиянии космических причин на деятельность аппаратов связи // Жизнь и техника связи. — 1925. — **12**. — С. 22—31.
15. *Чижевский А. Л.* Модификация нервной возбудимости под влиянием пертурбаций во внешней физико-химической среде. Опыт изучения коллективной психоневрологии // Русско-нем. мед. журнал. — 1928. — № 9. — С. 501—518.
16. *Чижевский А. Л.* О периодичности европейского Typhus recurrens // Русско-нем. мед. журнал. — 1928. — № 12. — С. 685—695.
17. *Babayev E. S.* Space weather and human health at the Earth's surface: results of Azerbaijani studies // Geophys. Res. Abstracts. — 2007. — **9**. — 00798.
18. *Balikhin M. A., et al.* Terrestrial magnetosphere as a nonlinear resonator // Geophys. Res. Lett. — 2001. — **28**, N 6. — P. 1123—1126.
19. *Ballatore P., Gonzalez W. D.* On the estimates of the ring current injection and decay // Earth, Planets and Space. — 2003. — **55**. — P. 427—435.
20. *Borovsky J. E., Denton M. H.* Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms // J. Geophys. Res. — 2006. — **111**. — A07S08. doi:10.1029/2005JA011447
21. *Burton R. K., McPherron R. L., Russel C. T.* An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst // J. Geophys. Res. — 1975. — **80**. — P. 4202—4214.
22. *Campbell W. H.* Geomagnetic storms, the Dst ring-current myth and lognormal distributions // J. Atmos. and Terr. Phys. — 1996. — **58**(10). — P. 1171—1187.
23. *Carrington R. C.* Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1 // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 1859. — **20**. — P. 13—15.
24. *Cerrato Y., et al.* Geomagnetic storms: their sources and a model to forecast Dst index // Lect. Notes and Essays in Astrophys. — 2004. — P. 131—142.
25. *Cid C., Saiz E., Cerrato Y.* Physical models to forecast the Dst index: A comparison of results. Proc. Solar Wind 11 — SOHO 16 «Connecting Sun and Heliosphere» (Whistler, Canada, 12—17 June, 2005) (ESA SP-592). 2005. P. 116—119.
26. *Chapman S., Ferraro V. C. A.* A new theory of magnetic storms // Terr. Magn. Atmos. Electr. — 1931. — **36**. — P. 77—97, 171—186.
27. *Chapman S., Ferraro V. C. A.* A new theory of magnetic storms // Terr. Magn. Atmos. Electr. — 1932. — **37**. — P. 147—156.
28. *Chapman S., Ferraro V. C. A.* A new theory of magnetic storms // Terr. Magn. Atmos. Electr. — 1933. — **38**. — P. 79—96.
29. *Chapman S., Ferraro V. C. A.* A new theory of magnetic storms // Terr. Magn. Atmos. Electr. — 1940. — **45**. — P. 245—268.
30. *Cheremnykh O. K., et al.* Nonlinear dynamics and prediction for space weather // Ukr. J. Phys. — 2008. — **53**, N 5. — P. 502—505.
31. *Cliver E. W., Kamide Y., Ling A. G.* Mountains versus valleys: Semiannual variation of geomagnetic activity // J. Geophys. Res. — 2000. — **105**. — P. 2413—2424.
32. *Despirak I. V., et al.* Development of substorm bulges during different solar wind structures // Ann. geophys. — 2009. — **27**. — P. 1951—1960.
33. *Dryer M., et al.* Magnetohydrodynamic modeling of interplanetary disturbances between the Sun and Earth // Astrophys. and Space Sci. — 1984. — **105**. — P. 187—208.
34. *Erlykin A. D., et al.* On the correlation between cosmic ray intensity and cloud cover. [arXiv:0906.4442v2].

35. *Eselevich V. G., Fainshtein V. G.* An Investigation of the Relationship between the Magnetic Storm Dst-index and Different Types of Solar Wind Streams // *Ann. geophys.* — 1993. — **11**(8). — P. 678—684.
36. *Fenrich F. R., Luhmann J. G.* Geomagnetic response to magnetic clouds of different polarity // *Geophys. Res. Lett.* — 1998. — **25**. — P. 2999—3002.
37. *Hapgood M. A.* Scientific Understanding and the Risk from Extreme Space Weather. [arXiv:0908.4349].
38. *Harrison R. F., Drezet P. M.* The application of an adaptive non-linear systems identification technique to the on-line forecast of Dst index. Proc. Les Woolliscroft memorial Conf. / Sheffield Space Plasma Meeting: Multipoint measurements versus theory (Sheffield, UK, Apr 24–26, 2001) (ESA SP-492). 2001. — P. 141—146.
39. *Hodgson R.* On a curious Appearance seen in the Sun // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* — 1859. — **20**. — P. 15—16.
40. *Johnson J. R., Wing S.* A cumulant-based analysis of non-linear magnetospheric dynamics // Report PPPL-3919-rev. 2004. ([http://www.pppl.gov/pub\\_report/2004/PPPL-3919rev.pdf](http://www.pppl.gov/pub_report/2004/PPPL-3919rev.pdf)).
41. *Joselyn J. A.* Geomagnetic activity forecasting — the state-of-the-art // *Rev. Geophys.* — 1995. — **33**. — P. 383—401.
42. *Khabarova O. V.* Current Problems of Magnetic Storm Prediction and Possible Ways of Their Solving // *Sun and Geosphere.* — 2007. — **2**(1). — P. 32—37.
43. *Khabarova O. V., et al.* Solar wind and interplanetary magnetic field features before magnetic storm onset // Proc. of the 8-th International Conference on Substorms. — Canada, 2006. — P. 127—132.
44. *Kivelson M. G., Russel C. T.* (eds.) Introduction to Space Physics. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
45. *Kugblenu S., Taguchi S., Okuzawa T.* Prediction of the geomagnetic storm associated Dst index using an artificial neural network algorithm // *Earth Planets Space.* — 1999. — **51**. — P. 307—313.
46. *Lilensten J.* (ed.) Space Weather: Research Towards Applications in Europe // *Astrophys. and Space Sci. library.* — Dordrecht: Springer, 2007.
47. *Li X., et al.* The Predictability of the Magnetosphere and Space Weather. *Eos.* 2003. **84**(37).
48. *Lyatsky W., Newell P. T., Hamza A.* Solar Illumination as Cause of the Equinoctial Preference for Geomagnetic Activity // *Geophys. Res. Lett.* — 2001. — **28**. — P. 2353—2356.
49. Marubashi K. The space weather forecast program // *Space Sci. Rev.* — 1989. — **51**. — P. 197—214.
50. *McKenna-Lawlor S. M. P., et al.* Predicting interplanetary shock arrivals at Earth, Mars, and Venus: A real-time modeling experiment following the solar flares of 5–14 December 2006 // *J. Geophys. Res.* — 2008. — **113A**, N 6. — A06101. doi:10.1029/2007JA012577.
51. *Mikaelian T.* Spacecraft charging and hazard to electronics in space. [arXiv:0906.3884]
52. *Moos N. A. F.* Magnetic observations made at the government observatory, Bombay, for the period 1846 to 1905, and their discussion, Part II: the phenomenon and its discussion. Bombay, 1910.
53. *O'Brien T. P., McPherron R. L.* Forecasting the Ring Current Index Dst in Real Time // *J. Atmos. and Sol.-Terr. Phys.* — 2000. — **62**(14). — P. 1295—1299.
54. *O'Brien T. P., McPherron R. L.* An empirical phase-space analysis of ring current dynamics: solar wind control of injection and decay // *J. Geophys. Res.* — 2000. — **105A**, N 4. — P. 7707—7720.
55. *O'Brien T. P., McPherron R. L.* Seasonal and diurnal variation of Dst dynamics // *J. Geophys. Res.* — 2002. — **107**. — 1341. doi:10.1029/2002JA009435.
56. *Odenwald S., Green J., Taylor W.* Forecasting the impact of an 1859-calibre superstorm on satellite resources // *Adv. Space Res.* — 2006. — **38**. — P. 280—297.
57. *Oh S. Y., Yi Y.* Relationships of the solar wind parameters with the magnetic storm magnitude and their association with the interplanetary shock // *J. Korean Astron. Soc.* — 2004. — **37**. — P. 151—157.
58. OMNI 2 Database. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/>
59. *Pallochchia G. et al.* ANN prediction of the Dst index // *Mem. Soc. Astron. ital. Suppl.* — 2006. — **9**. — P. 120—122.
60. *Palmer S. J., Rycroft M. J., Cermack M.* Solar and geomagnetic activity, extremely low frequency magnetic and electric fields and human health at the Earth's surface // *Surv. Geophys.* 2006. — **27**. — P. 557—595.
61. *Parker E. N.* Kinetic properties of interplanetary matter // *Planet Space Sci.* — 1962. — **9**. — P. 461—475.
62. *Parnowski A. S.* Statistical approach to Dst prediction // *J. Phys. Studies.* — 2008. — **12**(4).
63. *Parnowski A. S.* Statistically predicting Dst without satellite data. *Earth, Planets and Space.* 2009. **61**(5). P. 621—624.
64. *Parnowski A. S.* Regression modeling method of space weather prediction // *Astrophys. and Space Sci.* — 2009. — **323**, N 2. — P. 169—180. doi:10.1007/s10509-009-0060-4. [arXiv:0906.3271]
65. *Pulkkinen T. I., et al.* Differences in geomagnetic storms driven by magnetic clouds and ICME sheath regions // *Geophys. Res. Lett.* — 2007. — **34**. — L02105. doi:10.1029/2006GL027775.
66. *Pustilnik L. A., Yom Din G.* Space climate manifestation in Earth prices — from medieval England up to modern USA. (arXiv:astro-ph/0411165)
67. *Raeder J., et al.* Global simulation of the Geospace Environment Modeling substorm challenge event // *J. Geophys. Res.* — 2001. — **106**. — P. 381—396.
68. *Rangarajan G. K., Barreto L. M.* Use of Kp index of geomagnetic activity in the forecast of solar activity // *Earth Planets Space.* — 1999. — **51**. — P. 363—372.

69. Romanova N. V., et al. Statistical Relationship between the Rate of Satellite Anomalies at Geostationary Satellites with Fluxes of Energetic Electrons and Protons // Kosmicheskie Issledovaniya. — 2005. — **43**(3). — P. 186—193.
70. Ryerson, et al. The Late Aurora Borealis and the Telegraph // J. Education for Upper Canada. — 1858. — P. 132.
71. Sagdeev R. Z. Cooperative phenomena and shock waves in collisionless plasmas // Rev. Plasma Phys. — 1966. — **4**.
72. Siscoe G., et al. Reconciling prediction algorithms for Dst // J. Geophys. Res. — 2005. — **110**. — A02215. doi:10.1029/2004JA010465.
73. Space Studies Board. Severe Space Weather Events — Understanding Societal and Economic Impacts: A Workshop Report. Washington: National Academies Press, 2008.
74. Srivastava M. A logistic regression model for predicting the occurrence of intense geomagnetic storms // Ann. geophys. — 2005. — **23**. — P. 2969—2974.
75. Stewart B. On the Great Magnetic Disturbance Which Extended from August 28 to September 7, 1859, as Recorded by Photography at the Kew Observatory // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. — 1861. — **151**. — P. 423—430.
76. Stoupe E., et al. Clinical Cosmobiology — Sudden Cardiac Death and Daily/Monthly Geomagnetic, Cosmic Ray and Solar Activity — the Baku Study (2003—2005) // Sun and Geosphere. — 2006. — **1**(2). — P. 13—16.
77. Takalo J., Mursula K. A model for the diurnal universal time variations of the Dst index // J. Geophys. Res. — 2001. — **106**. — P. 10905—10921.
78. Temerin M., Li X. A New Model for the Prediction of Dst on the Basis of the Solar Wind // J. Geophys. Res. — 2002. — **107A**, N 12. — 1472. doi:10.1029/2001JA007532.
79. Temerin M., Li X.  $D_{st}$  model for 1995—2002 // J. Geophys. Res. — 2006. — **111A**, N 4. — A04221. doi:10.1029/2005JA011257.
80. Valdivia J. A., Sharma A. S., Papadopoulos K. Prediction of magnetic storms by nonlinear models // Geophys. Res. Lett. — 1996. — **23**(21). — P. 2899—2902.
81. Watanabe S., et al. Prediction of the Dst index from solar wind parameters by a neural network method // Earth Planets Space. — 2002. — **54**. — P. 1263—1275.
82. Wei H. L., Billings S. A., Balikhin M. A. Analysis of the geomagnetic activity of the Dst index and self-affine fractals using wavelet transforms // Nonlinear Processes in Geophysics. — 2004. — **11**. — P. 303—312.
83. Wing S., et al. Kp forecast models // J. Geophys. Res. — 2005. — **110**. — A04203. doi:10.1029/2004JA010500
84. World Data Center for Geomagnetism, Kyoto. <http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/>
85. Zhou X.-Y., Wei F.-S. Prediction of recurrent geomagnetic disturbances by using adaptive filtering // Earth Planets Space. — 1998. — **50**. — P. 839—845.

Надійшла до редакції 01.10.09

A. S. Parnowski, Yu. I. Yermolayev, I. T. Zhuk

#### SPACE WEATHER: THE HISTORY OF RESEARCH AND FORECASTING

We describe some aspects of the space weather problem. The history of the problem is outlined. The existing space weather forecasting methods are reviewed, their advantages and drawbacks are analysed and some ways for further development are proposed. In particular, taking into account the large-scale structure of the solar wind enables us to improve the prediction accuracy for the Earth's magnetosphere and ionosphere state.

**АГАПТОВ Олексій Володимирович** — доцент кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — плазмові процеси у магнітосфері Землі.

**ГРИЦАЙ Асен Васильович** — молодший науковий співробітник кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — фізика фізика середньої та верхньої атмосфери.

**ГРИЦАЙ Зоя Іванівна** — провідний інженер кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрямок науки — фізика навколоземного космічного простору.

**ЄВТУШЕВСЬКИЙ Олександр Михайлович** — науковий співробітник кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрямок науки — фізика навколоземного космічного простору.

**ЄРМОЛАЄВ Юрій Іванович** — завідувач лабораторії Інституту космічних досліджень Російської академії наук, доктор фізико-математичних наук.

Напрямок науки — геліофізика, космічна погода.

**ЖУК Ігор Теодорович** — старший науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — астрофізика, загальна теорія відносності, гравітація.

**ЗАХАРОВ Ігор Володимирович** — аспірант Інституту космічних досліджень Національної академії наук України і Національного космічного агентства України.

Напрямок науки — теоретична фізика.

**ЗОЛОТУХІНА Ніна Олександрівна** — старший науковий співробітник Інституту сонячно-земної фізики Сибірського відділення Російської академії наук (Іркутськ).

Напрямок науки — фізика іоносфери та магнітосфери, аналіз експериментальних даних про МГД-хвилі у космічній плазмі.

**КЛИМУШКІН Дмитро Юрійович** — старший науковий співробітник Інституту сонячно-земної фізики Сибірського відділення Російської академії наук (Іркутськ).

Напрямок науки — фізика магнітосфери, теорія МГД-хвиль у космічній плазмі.

**КОЗАК Людмила Володимирівна** — доцент кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — фізика навколоземного космічного простору.

**ЛАДІКОВ-РОЄВ Юрій Павлович** — провідний науковий співробітник Інституту космічних досліджень, доктор фізико-математичних наук, професор, заслужений діяч науки та техніки України, лауреат премії НАН України імені В.М. Глушкова. Член Російського національного комітету з теоретичної та прикладної механіки РАН.

Напрямок науки — магнітна гідродинаміка, геліофізика, інформатика.

**ЛІЗУНОВ Георгій Вячеславович** — завідувач лабораторії, старший науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, кандидат фізико-математичних наук. Лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки за 2008 рік.

Напрямок науки — фізика іоносфери.

**ЛУКАШУК Сергій Анатолійович** — аспірант кафедри астрономії фізичного факультету Одеського національного університету ім. І. І. Мечнікова.

Напрямок науки — радіовипромінювання Сонця, дослідження сонячно-земних зв'язків, прогнозування сонячної активності.

**МАГЕР Павло Миколайович** — старший науковий співробітник Інституту сонячно-земної фізики Сибірського відділення Російської академії наук (Іркутськ).

Напрямок науки — фізика магнітосфери, теорія МГД-хвиль у космічній плазмі.

**МАКАРОВ Олександр Леонідович** — Головний конструктор-начальник КБ космічних апаратів, систем та комплексів Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», кандидат технічних наук, лауреат Державної премії України.

Напрямок науки — ракетно-космічна техніка.

**МІЛНІВСЬКИЙ Геннадій Петрович** — завідувач відділу «Фізика космосу» кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрямок науки — фізика навколосезонного космічного простору.

**ПАРНОВСЬКИЙ Олексій Сергійович** — завідувач лабораторії Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — космічна погода, магнітна гідродинаміка, статистична обробка даних, чисельні методи.

**ПОПЕЛЬ Анатолій Михайлович** — заступник Головного конструктора-начальника КБ космічних апаратів, систем та комплексів Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», лауреат Державної премії СРСР та Державної премії України.

Напрямок науки — ракетно-космічна техніка.

**ПОПЕЛЬ Валерій Михайлович** — заступник начальника відділу антенно-фідерних та НВЧ-пристроїв конструкторського бюро космічних апаратів, систем та комплексів Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля.

Напрямок науки — антенно-фідерні пристрої та засоби мікрохвильової техніки.

**РЕШЕТНИК Володимир Миколайович** — асистент кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрямок науки — геліофізика та сонячно-земні зв'язки.

**РЯБОВ Михайло Іванович** — старший науковий співробітник Одеської обсерваторії «УРАН-4» Радіоастрономічного інституту Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — радіовипромінювання Сонця, дослідження сонячно-земних зв'язків, прогнозування сонячної активності.

**СЕЛІВАНОВ Юрій Олександрович** — старший науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрямок науки — теоретична і математична фізика.

**СЕМЕНІВ Олег Володимирович** — молодший науковий співробітник Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України.

Напрямок науки — прогнозування космічної погоди, ідентифікація, системний аналіз, оптимізація, математичне моделювання.

**СКОРОХОД Тетяна Владиславівна** — аспірант, провідний інженер лабораторії супутникових досліджень ближнього космосу Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України.

Напрямок науки — фізика іоносфери.

**ХОРОШИЛОВ Віктор Сергійович** — начальник сектору Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, доктор технічних наук, професор.

Напрямок науки — динаміка, балістика та керування рухом літальних апаратів.

**ЧЕРЕМНИХ Олег Костянтинівич** — заступник директора, завідувач відділу космічної плазми Інституту космічних досліджень Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, доктор фізико-математичних наук, професор.

Напрямок науки — фізика ближнього космосу, фізика плазми.

**ЧЕРЕМНИХ Сергій Олегович** — провідний інженер Інституту космічних досліджень Національної академії наук України, магістр.

Напрямок науки — фізика ближнього космосу.

**ЯЦЕНКО Віталій Олексійович** — завідувач відділу Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, доктор технічних наук.

Напрямок науки — білінійні динамічні системи, оптимізація, інтелектуальні сенсори та синергетичні методи.