

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

Том 16
4 • 2010

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

ЗМІСТ

Шаврина А. В., Крон М., Шемінова В. А., Павленко Я. В.,
Велесь А. А., Синявський І. І., Романюк Я. О. Общее со-
держание и вертикальные профили озона над Киевом
в 2005–2008 гг.

Козак П. М., Кручиненко В. Г., Крученецький Г. М., Ів-
ченко В. М., Козак Л. В., Білокриницька Л. М., Тарану-
ха Ю. Г., Рожило О. О. Трансформація спорадичної ма-
ломасової метеороїдної складової в аерозоль верхньої
атмосфери Землі

Пилипенко С. Г., Козак Л. В. Аналіз поширення та зату-
хання атмосферних гравітаційних хвиль

Лозицкая Н. И. Вековые вариации магнитных полей
солнечных пятен: сопоставление различных индексов

Калногуз А. Н., Тиховский В. М., Батаев В. А., Рю-
мин М. Н., Пильгуй В. Н. Начальная выставка бесплат-
форменных инерциальных навигационных систем ра-
кет с наклонным стартом

Горностаев Г. Ф. Методы диагностики граничных ус-
ловий на уносимой поверхности теплозащиты с помо-
щью волоконно-оптических датчиков

CONTENTS

- 3 *Shavrina A. V., Kroon M., Sheminova V. A., Pavlenko Ya. V., Veles A., Syniavski I., Romanyuk Ya. O. Total columns and vertical profiles of ozone above Kyiv in 2005–2008*
- 13 *Kozak P. M., Kruchynenko V. G., Kruchenetskyi G. M., Ivchenko V. M., Kozak L. V., Bilokrynytska L. M., Taranukha Y. G., Rozhilo O. O. Transformation of sporadic low-mass meteoroid component into the aerosol of the Earth's upper atmosphere*
- 22 *Pylypenko S. G., Kozak L. V. An analysis of propagation and dissipation of atmosphere gravity waves*
- 30 *Lozitska N. I. Secular variations of sunspot magnetic fields: the comparison of various indexes*
- 37 *Kalnoguz A. N., Tykhovskiy V. M., Bataev V. A., Rymin M. N., Pilguy V. N. Strapdown initial exhibition of rockets with inclined start*
- 46 *Gornostaev G. F. Some methods for diagnostics of boundary conditions under ablation of thermal insulation surface with the use of fibre optical sensors*

Підгородецька Л. В., Зуб Л. М., Федоровський О. Д. Використання інформації космічного геомоніторингу для оцінки екологічного стану водойм на прикладі озера Світязь

Рокитянський І. І., Терешин А. В. Глубинное магнито-вариационное зондирование Луны

Картель Н. Т., Бакалинская О. Н. Космический эксперимент «Биосорбент»: создание установки «Микроколонка» и организация проведения экспериментов по биоспецифической сорбции в условиях невесомости на борту РС МКС

51 *Podgorodetskaia L. V., Zub L. N., Fedorovskii A. D.* The use of remote sensing data for estimation of ecological state of water bodies by the example of the Svityaz Lake

57 *Rokitianskii I. I., Tereshin A. V.* Electromagnetic depth sounding of the Moon

66 *Kartel M. T., Bakalinska O. M.* Space experiment «Biosorbent»: development of the «Microcolumn» apparatus and organization of experiments on biospecific sorption in weightlessness conditions aboard the RS ISS

НАШІ АВТОРИ

МІЖНАРОДНІ КОНФЕРЕНЦІЇ

75 OUR AUTHORS

77 INTERNATIONAL CONFERENCES

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

Підписано до друку 12.08.10. Формат 84×108/16. Папір крейдований. Гарн. Ньютон. Друк офсет.
Ум. друк. арк. 8,19. Обл.-вид. арк. 8,60. Тираж 150 прим. Зам. № 2762.

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.

УДК 528.813 : 551.510.534

А. В. Шаврина¹, М. Крон², В. А. Шеминова¹, Я. В. Павленко¹,
А. А. Велесь¹, И. И. Синявский¹, Я. О. Романюк¹

¹ Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

² Королівський Метеорологічний інститут, Нідерланди

ОБЩЕЕ СОДЕРЖАНИЕ И ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПРОФИЛИ ОЗОНА НАД КИЕВОМ В 2005–2008 ГГ.

Дослідження загального вмісту озону над Києвом і змін його концентрації з висотою у тропосфері було виконано на основі наземних спостережень з інфрачервоним фур'є-спектрометром в Головній астрономічній обсерваторії Національної академії наук України (ГАО НАНУ) в рамках проекту *ESA-NIVR-KNMI № 2907 «OMI validation by ground-based remote sensing: ozone columns and atmospheric profiles» (2005–2008 pp.)*. Мета проекту – валідація даних моніторингу за загальним змістом озону в атмосфері і атмосферних профілів озону, отриманих з інструментом OMI на борту супутника NASA EOS Aura. Спостереження спектрів поглинання прямого сонячного випромінювання в атмосфері Землі в інфрачервоній області (2–12 мкм) проводились у періоди квітень – жовтень кожного року. Моделювання спектру озонової смуги $\lambda \approx 9.6$ мкм було виконано за допомогою програми MODTRAN4 і моделі молекулярних смуг, розрахованих нами на основі молекулярної бази даних HITRAN-2004. Як априорну інформацію для моделювання було використано супутникові вимірювання профілів водяної пари і температури (Aqua-AIRS) та стратосферних профілів озону (Aura-MLS, версія 2.2), кліматологічні профілі озону TEMIS-KNMI і вимірювання поверхневого озону, виконані одночасно з інфрачервоними спостереженнями спектрів в ГАО НАНУ. Стратосферні профілі озону Aura-MLS версії 2.2 дозволяють відновлювати тропосферні профілі озону. Для деяких дат спостережень ми порівняли наші відновлені профілі з тропосферними профілями Aura-TES. Проаналізовано зміни концентрацій озону в тропосфері для двох характерних епізодів – весняного епізоду підвищеного загального вмісту озону і літнього епізоду підвищеного поверхневого вмісту озону. Спостереження за весь період демонструють щоденну фотохімічну змінність концентрацій озону в тропосфері Землі в залежності від висоти Сонця і свідчать про процеси переміщування в тропосфері ввечері і вночі. Чітко простежується динаміка озонового шару, викликана проникненням багатьох озоном стратосферних мас повітря у нижчі тропосферні шари, їхнє опускання і дисипація у тропосфері протягом наступних декількох днів. Наша методика може бути використана для будь-яких станцій IK-спостережень, вона дозволяє отримати характеристики горизонтальної і вертикальної динаміки глобального озонового шару лише з наземних спостережень.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение озона и его переменности в атмосфере Земли критически важно как для ученых, так и для политиков во всем мире, принимающих решения, а также для широкой общественности. Озоновый слой в стратосфере защищает все живущее на Земле от губительного действия чрезмерной ультрафиолетовой радиации Солнца. Строгий контроль за восстановлением глобального озонового слоя как результата действия Монреальского протокола и поправок к нему по ограничению эмиссий веществ, разрушающих озон, стал предметом большого внимания в науке об атмосфере и в обществе на высоких

уровнях. Однако увеличение концентраций озона в нижней части атмосферы, в тропосфере, где он действует как опасный для здоровья загрязнитель воздуха, а также как важный парниковый газ, вызывает тревогу и растущую обеспокоенность. Тропосферный озон очень токсичен для организмов, дышащих воздухом подобно людям, и вызывает коррозию у листьев растений. Этот слой воздуха, которым мы дышим, формируется фотохимическими реакциями газов-предшественников как естественного происхождения (летучие органические соединения, испускаемые деревьями), так и антропогенными источниками (эмиссии отработанных газов моторных двигателей и промышленных предприятий). Наблюдения высоких концентраций поверхностного озона над урбанизованными и

© А. В. ШАВРИНА, М. КРОН, В. А. ШЕМИНОВА,
Я. В. ПАВЛЕНКО, А. А. ВЕЛЕСЬ, И. И. СИНЯВСКИЙ,
Я. О. РОМАНЮК, 2010

промышленными регионами являются ясным указанием существенного антропогенного загрязнения воздуха, которым мы дышим.

Для отождествления ключевых процессов в бюджете стратосферного озона с конца 1970-х годов проводится спутниковое зондирование атмосферных содержаний соответствующих малых газовых составляющих. Эти спутниковые наблюдения позволяют определять общее содержание озона и вертикальные профили озона от стратосферы до тропосферы. Здесь наземные наблюдения служат цели подтверждения спутниковых данных путем проверки, а также дополняют спутниковые данные посредством продолжения тропосферных наблюдений к поверхности Земли, где спутниковые приборы имеют уменьшенную чувствительность. Это особенно важно для понимания роли локальных и региональных источников и стоков тропосферного озона и его предшественников. Такие наземные наблюдения помогают изучать динамическое поведение загрязнителей воздуха и проверять согласие с моделями, описывающими трансграничный и межконтинентальный перенос загрязнителей. Такие исследования также поддержат развитие национальной и международной политики, направленной на уменьшение предшественников тропосферного озона, и особенно озона на уровне воздуха, которым мы дышим, и уменьшить эффект тропосферного озона, действующего как парниковый газ как в местном, так и региональном масштабах.

В наших предыдущих работах [2, 10] были изложены результаты наших наблюдений и определения общего содержания озона в 2005–2007 гг., а также результаты анализа тропосферных профилей озона над Киевом в 2007 г. В настоящей работе мы подводим итоги всех наших исследований за период 2005–2008 гг.

НАЗЕМНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОЗОНА С ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРОМ

Наземные наблюдения инфракрасных спектров поглощения прямого солнечного излучения в земной атмосфере выполнены в Главной астрономической обсерватории Национальной академии наук Украины на фурье-спектромет-

ре (модель «Infracam FT 801»), который был модернизирован для задачи контроля загрязненности атмосферы [1]. Рабочий спектральный диапазон фурье-спектрометра составляет 2–12 мкм ($800\text{--}5000\text{ см}^{-1}$) с максимальным спектральным разрешением приблизительно 1.0 см^{-1} . Программное обеспечение для первичной обработки зарегистрированных спектров позволяет в ходе наблюдения усреднять от 2 до 99 индивидуальных спектров. Мы усредняли по 4 отдельных спектра, что занимает 2–3 мин, как рекомендовано разработчиками спектрометра, чтобы избежать эффектов атмосферной нестабильности на более длинных экспозициях. Усредненные спектры имеют отношения амплитуды сигнала к шуму $S/N = 150\ldots200$, что более чем достаточно.

СПУТНИКОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОЗОНА

Голландско-финский прибор OMI (Ozone Monitoring Instrument) [6, 7] установлен на борту спутника NASA Aura серии EOS (Earth Observing System) [9], запущенного в июле 2004 г. OMI — компактный спектрометр, работающий в УФ- и видимой области спектра ($\lambda\lambda = 270\ldots500\text{ нм}$), продолжает измерения общего содержания озона по всему земному шару, которые были начаты в 1978 г. прибором NASA TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer). Серия инструментов TOMS работала на спутниках «Nimbus-7» (1978–1993 гг.) и Earth Probe (EP) (1996–2005 гг.). Спектрометр OMI записывает спектры в широкой полосе UVVIS (270–500 нм), измеряя солнечный свет, отраженный и рассеянный атмосферой и поверхностью Земли вблизи точки надира, и обеспечивает ежедневный мониторинг атмосферы всего земного шара с высоким пространственным и спектральным разрешением ($\Delta\lambda = 0.45\text{ нм}$ в УФ-области спектра и 0.63 нм в видимой области [6]). Инструмент имеет широкую полосу обозрения 2600 км и способен обеспечивать ежедневное глобальное картирование различных малых газовых составляющих, облачков, уровней УФ-радиации и твердых частиц в атмосфере с очень высоким пространственным разрешением $13 \times 24\text{ км}$ в надире. Данные OMI по общему содержанию озона, использованные в этой работе, были получены с применением

алгоритмов OMI-TOMS [4] и OMI-DOAS [11]. Последний был разработан в Королевском метеорологическом институте Нидерландов (KNMI) и основан на методе дифференциальной оптической спектроскопии (DOAS). Детальный анализ различий и сходства данных по общему содержанию озона OMI-TOMS и OMI-DOAS приведен в работе [5], где были использованы данные новой версии 3 (<http://disc.gsfc.nasa.gov/Aura/OMI/>, <http://avdc.gsfc.nasa.gov> — для данных по станциям проверки).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ И ИХ АНАЛИЗ

Оценки общего содержания озона (ОСО) в атмосфере Земли были получены, используя моделирование спектра поглощения в области полосы озона $\lambda \approx 9.6$ мкм с помощью программы MODTRAN4.3 [3]. Программа вычисляет прошедшее через атмосферу и отраженное от поверхности Земли электромагнитное излучение Солнца в диапазоне частот от 0 до 50000 см⁻¹. Она использует двухпараметрическую (температура и давление) модель молекулярных полос поглощения, которая рассчитывается на основе большого количества данных о спектральных линиях, содержащихся в молекулярной базе данных HITRAN (<http://www.cfa.harvard.edu/hitran/>). Для расчета модели полос используются данные для 12 легких молекул (H_2O , CO_2 , O_3 , CO , CH_4 , O_2 , NO , SO_2 , NO_2 , N_2O , NH_4 и HNO_3) из HITRAN, а для тяжелых молекул — CFC (9 молекул) и ClONO₂, HNO₄, CCl₄ и N₂O₅ используются вычисленные сечения поглощения [3]. Расчеты выполнены в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) для уменьшенного спектрального разрешения (2 см⁻¹), которое почти точно соответствует нашим наблюдаемым спектрам. Параметры модели полосы были рассчитаны нами на основе базы данных HITRAN-2004 [8].

Для построения входных (*a-priori*) атмосферных профилей озона, температуры и водяного пара использовались: 1) измерения концентраций поверхностного озона ультрафиолетовым озонометром TEI-49i, размещенным рядом с фурье-спектрометром; 2) данные AIRS (<http://avdc.gsfc.nasa.gov/Data/AIRS/>), установленного на борту спутника NASA EOS-Aqua; 3) данные микроволнового прибора MLS (<http://avdc.gsfc.nasa.gov/Data/Aura/>) на борту спутника NASA EOS-Aura. Для анализа наших наблюдений 2007–2008 гг. мы использовали MLS-данные версии v2.2, более высокая точность которой позволила нам разработать новую методику анализа: мы теперь варьируем во входном профиле озона лишь тропосферную часть, а стрatosферный профиль шкалируем множителем в пределах указанной точности данных MLS (2–5 % в области давлений 216–0.02 гПа) без модификации его общей формы. Детали методики определения концентраций озона описаны в работах [2, 10]. Как результат анализа из лучшего совмещения модельных и наблюдаемых спектров полосы озона мы получаем вертикальные тропосферные профили озона, общее количество озона в тропосфере и общее количество озона в атмосфере.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты сравнения общего содержания озона по данным OMI (коллекция 2) и наших оценок, основанных на наблюдениях с фурье-спектрометром и моделировании с программой MODTRAN, за 2005–2007 гг. уже представлены в работах [2, 10]. Летом 2008 г. появилась новая серия данных Aura-OMI (коллекция 3). На рис. 1 мы показываем сравнение наших результатов за 2007 г. с данными Aura-OMI коллекции 2, полученными по алгоритмам OMI-TOMS и OMI-DOAS. Данные OMI коллекции 2 по общему содержанию озона за 2007 г. в среднем очень близки к оценкам по наземным наблюдениям, хотя и имеют существенные систематические стандартные отклонения. Средние различия спутниковых и наземных оценок составляют –0.33 ЕД и –4.32 ЕД для OMI-DOAS и OMI-TOMS коллекции 2 соответственно, а стандартные отклонения составляют 10.66 ЕД и 10.88 ЕД. Данные OMI коллекции 3 для 2007 г. в среднем не так близки к оценкам по наземным наблюдениям, хотя имеют меньшие стандартные отклонения. Средние различия спутниковых и наземных оценок составляют –6.63 ЕД и –7.54 ЕД для OMI-DOAS и OMI-TOMS соответственно, со

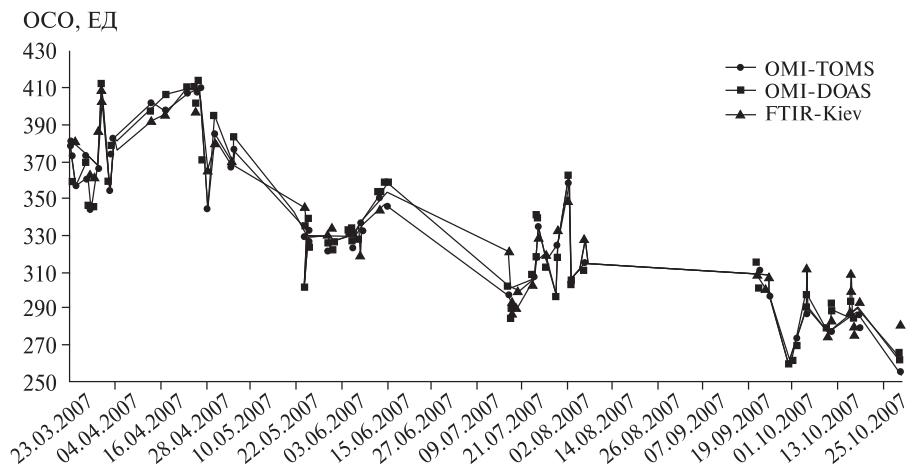


Рис. 1. Значения общего содержания озона (ЕД) в 2007 г.: 1 — по данным спутника Aura-OMI-TOMS, 2 — OMI-DOAS, 3 — по данным фурье-спектрометра

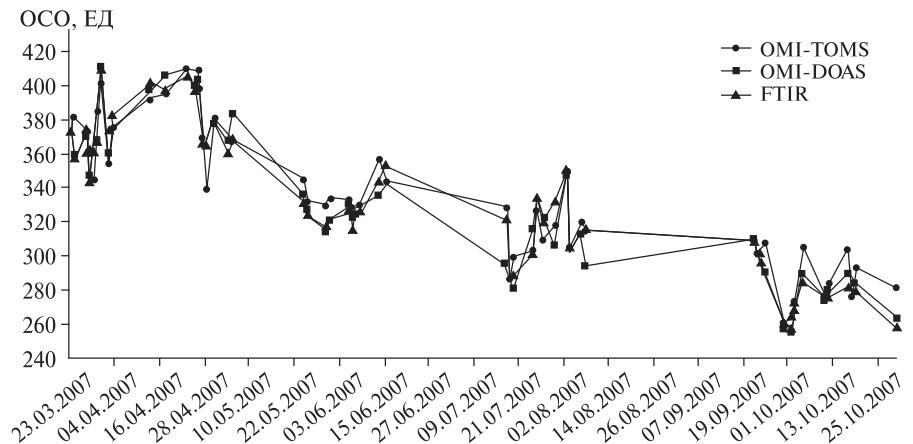


Рис. 2. То же, что на рис. 1, с обновленными в 2008 г. данными ОМИ за 2007 г.

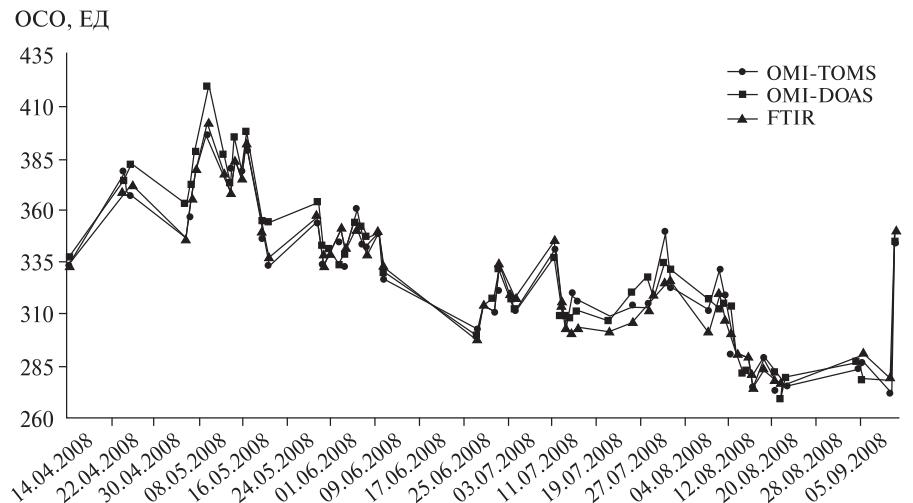


Рис. 3. То же, что на рис. 1, по данным 2008 г.

**Сравнение оценок общего содержанию озона по спутниковым данным
OMI-TOMS и OMI-DOAS и наземным наблюдениям FTIR**

Параметры	OMI-TOMS – FTIR / OMI-DOAS – FTIR				
	2005 г.	2006 г.	2007 г. (OMI, 2007 г.)	2007 г. (OMI, 2008 г.)	2008 г.
Среднее различие, ЕД	3.19/8.45	-0.25/0.37	-4.32/-0.33	-7.54/-6.63	-0.29/2.85
Медианное различие, ЕД	1.45/10.70	0.115/0.16	-2.98/-0.05	-7.59/-4.09	0.57/3.51
Стандартное отклонение, ЕД	13.41/10.50	5.37/8.77	10.88/10.66	9.00/9.06	7.52/8.88
Число общих измерений	28/28	62/62	61/62	52/54	57/57
Наклон	0.68/0.94	1.03/1.07	0.91/0.88	0.95/0.93	0.93/0.88
Коэффициент корреляции	0.60/0.76	0.98/0.96	0.97/0.98	0.98/0.98	0.97/0.97
Квадрат коэффициента корреляции	0.36/0.57	0.97/0.92	0.94/0.95	0.95/0.95	0.95/0.94

стандартными отклонениями 9.06 ЕД и 9.00 ЕД. Новые OMI-данные коллекции 3 существенно уменьшили стандартные отклонения при проверочном сравнении с наземными данными, но существенно увеличили сдвиг.

Рис. 3 представляет сравнение наших наземных оценок общего содержания озона со спутниковыми данными OMI-DOAS и OMI-TOMS для 2008 г. Средние различия между спутниковыми и наземными наблюдениями составляют -0.29 ЕД и 2.85 ЕД для OMI-TOMS и OMI-DOAS соответственно со стандартными отклонениями 7.52 ЕД и 8.88 ЕД. Коэффициент корреляции составляет 0.97 в обоих случаях. В таблице мы сравниваем наши результаты с данными OMI за весь период наблюдений 2005–2008 гг. Видно, что полученная точность удовлетворяет требованиям валидации (3.0 % [4]).

Больше деталей можно найти в упомянутых раньше публикациях.

ТРОПОСФЕРНЫЕ ПРОФИЛИ ОЗОНА

В работе [2] мы рассмотрели изменение тропосферных профилей озона для выбранных эпизодов 2007 г., каждый из которых демонстрировал различные характерные озоновые ситуации. Два отдельных весенних эпизода показали повышенное общее и тропосферное содержание озона, один из которых вероятно представляет эпизод стратосферной интрузии, т.е. вторжение стратосферных масс с более высокой концентрацией озона в тропосферу. Летний эпизод продемонстрировал повышенное содержание приземного

озона, вероятно вследствие фотохимического производства озона, и последующий осенний эпизод показал намного более низкое содержание озона над Киевом (260.2 ЕД), что близко к верхнему пределу для так называемой «озоновой дыры» (220 ЕД). В этой работе мы внимательно проанализировали изменения дневных профилей озона для нескольких дней этих эпизодов и убедились, что наблюдения в апреле 2007 г. свидетельствуют о динамике озона, обусловленной вторжением стратосферного озона в тропосферные слои 23 апреля, рассеивании и опускании его в последующие дни (рис. 2, 3).

На рис. 4, а мы показываем спектры, полученные в течение дня 23 апреля 2007 г., а на рис. 4, б — модельный спектр, который лучше всего совмещается с наблюдаемым для момента 11 ч 15 мин местного времени. В этот день величины общего содержания озона и содержания озона в тропосфере насчитывали по нашим оценкам 411 ЕД и 48 ЕД [2], обе величины очень высоки. Отметим, что самая высокая величина общего содержания озона в 2007 г. над Киевом по спутниковым данным OMI была 22 апреля (448 ЕД).

Рис. 5 показывает восстановленные вертикальные профили атмосферного озона для моментов наблюдений с максимальной высотой Солнца в период 23–28 апреля 2007 г. Рис. 5 обнаруживает сильные изменения содержания озона с высотой, но не раскрывает сложные детали процесса интрузии. На рис. 6, где показаны все записанные профили, ясно виден процесс интрузии богатого озоном стратосферного

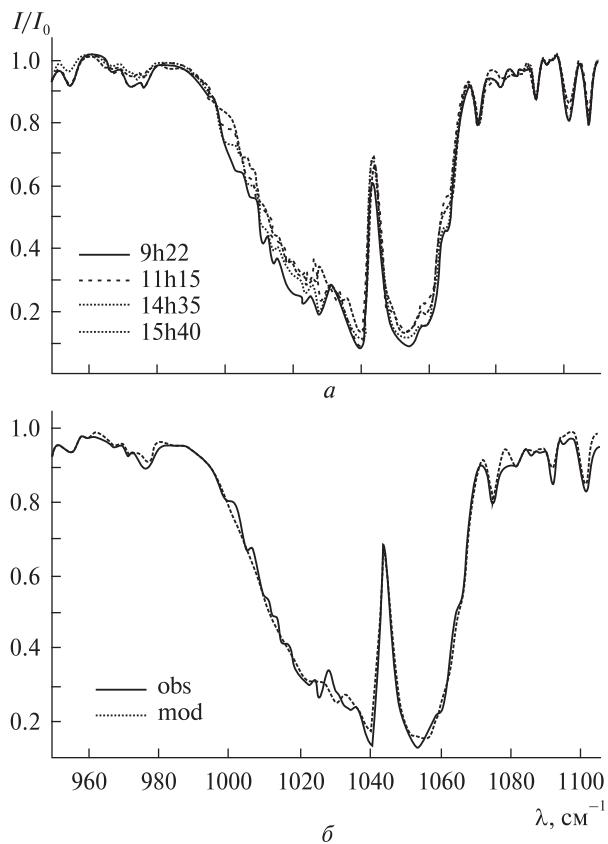
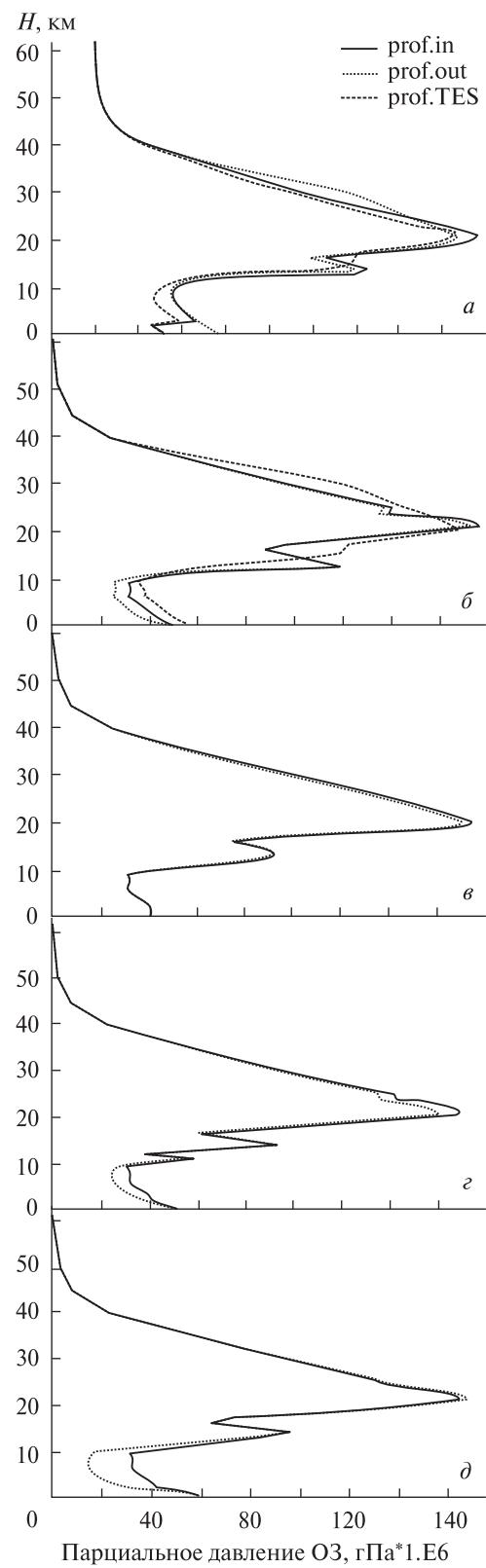


Рис. 4. *a* — наблюденные в течение дня 23 апреля 2007 г. спектры, время наблюдения указано в левом углу, *б* — пример лучшего совмещения модельного спектра с наблюдаемым для 11 ч 15 мин

воздуха в тропосферу, его опускание в отрезок времени 23–26 апреля и дальнейшую диссипацию и опускание почти к поверхности в течение 26–28 апреля. В последние дни, 27–28 апреля, содержание поверхностного озона составило 60 млрд, что характерно для летнего эпизода фотохимического производства озона. Заметим, что высокий уровень деталей, представленных

Рис. 5. Восстановленные профили озона для наблюдений в дни, когда произошла стратосферная интрузия (вторжение стратосферных масс воздуха, богатых озоном, в более низкие тропосферные слои), при максимальной высоте Солнца наблюдений в даты 23 (*а*), 25 (*б*), 26 (*в*), 27 (*г*) и 28 апреля (*д*) 2007 г. Сплошная линия — входной для моделирования профиль O_3 , пунктирная — результат моделирования (восстановленный профиль), штриховая линия — профиль TES



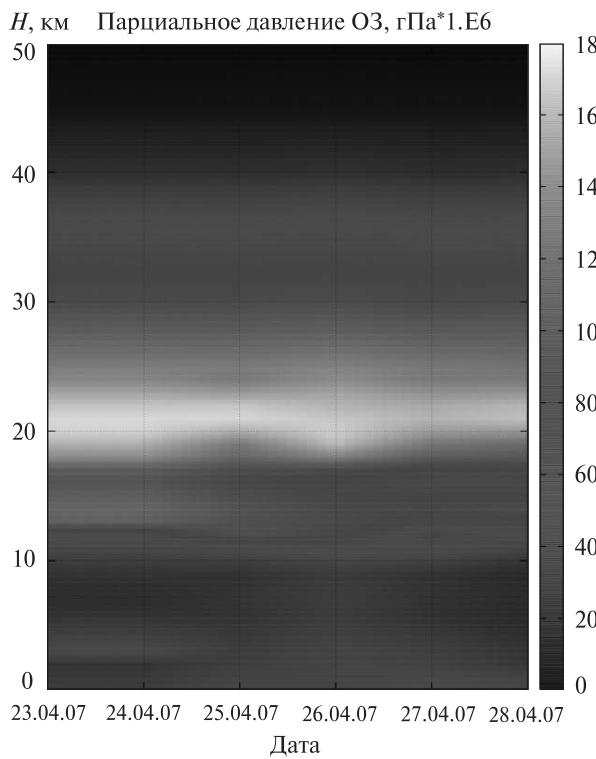


Рис. 6. Эпизод весенней стратосферной интрузии (вторжение стратосферных масс воздуха, богатых озоном, в более низкие тропосферные слои) 23–28 апреля 2007 г. Видна интрузия стратосферного озона в тропосферу, его опускание 23–26 апреля и дальнейшая диссипация и опускание в поверхностный слой 26–28 апреля

на этом недельном отображении, демонстрирует временное и вертикальное пространственное разрешение и высокую точность нашего наземного метода, которая может быть достигнута на основе долговременных наблюдений. Мы полагаем, что дневные профили озона, полученные из наблюдений с фурье-спектрометром, ясно раскрывают сложную динамику озона в слое, вызванную интрузией богатого озоном стратосферного воздуха в более низкие по высоте тропосферные слои 23 апреля и его опускание и диссипацию в ходе нескольких последующих дней.

Рис. 7 показывает восстановленные профили атмосферного озона для 18 июля 2007 г. по на-

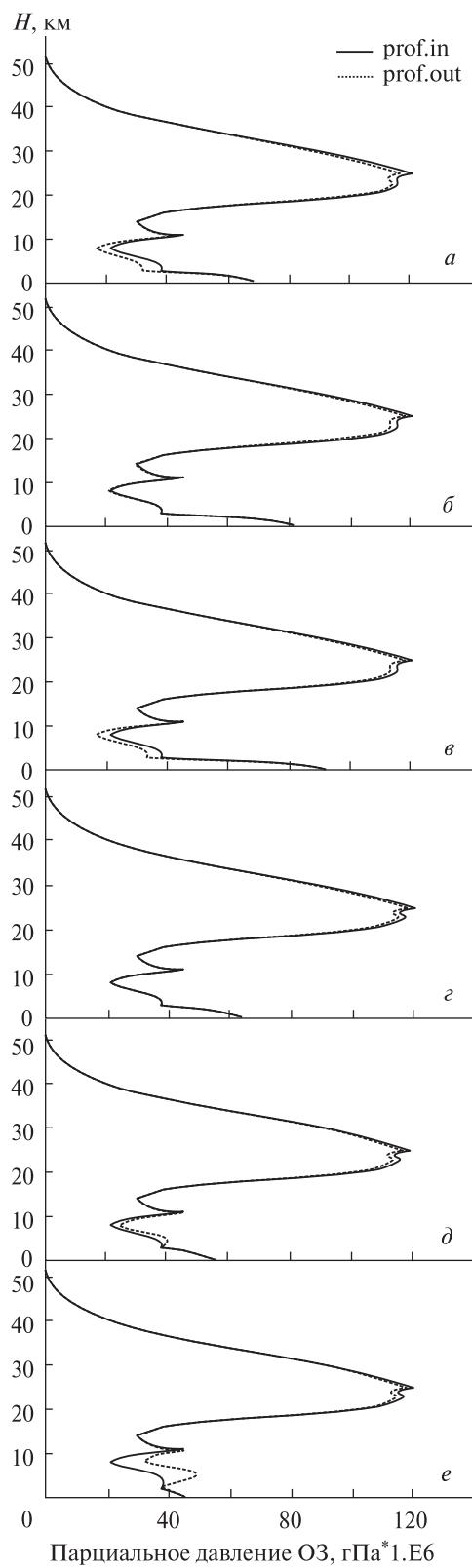


Рис. 7. Атмосферные профили озона для 18 июля 2007 г.: *a* – 13 ч 35 мин, *б* – 14 ч 52 мин, *в* – 16 ч 10 мин, *г* – 17 ч 10 мин, *д* – 18 ч 15 мин, *е* – 19 ч 27 мин местного времени. Линии профилей те же, что на рис. 5 ►

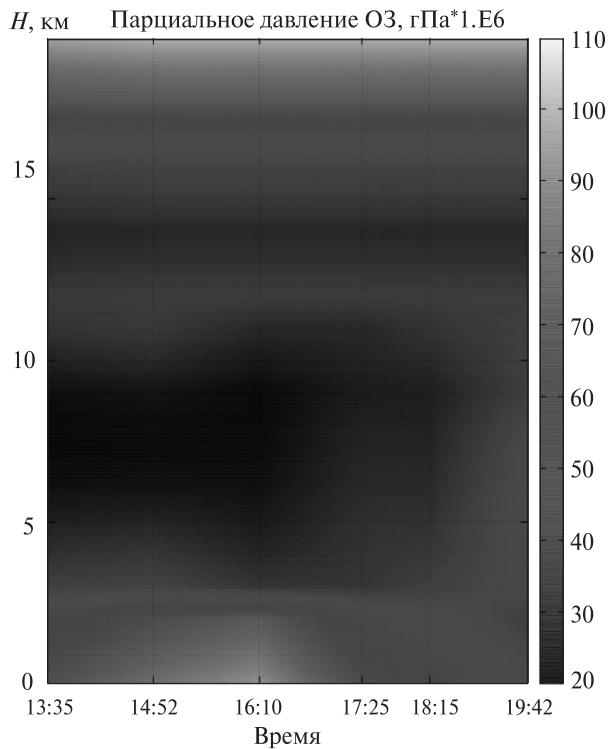
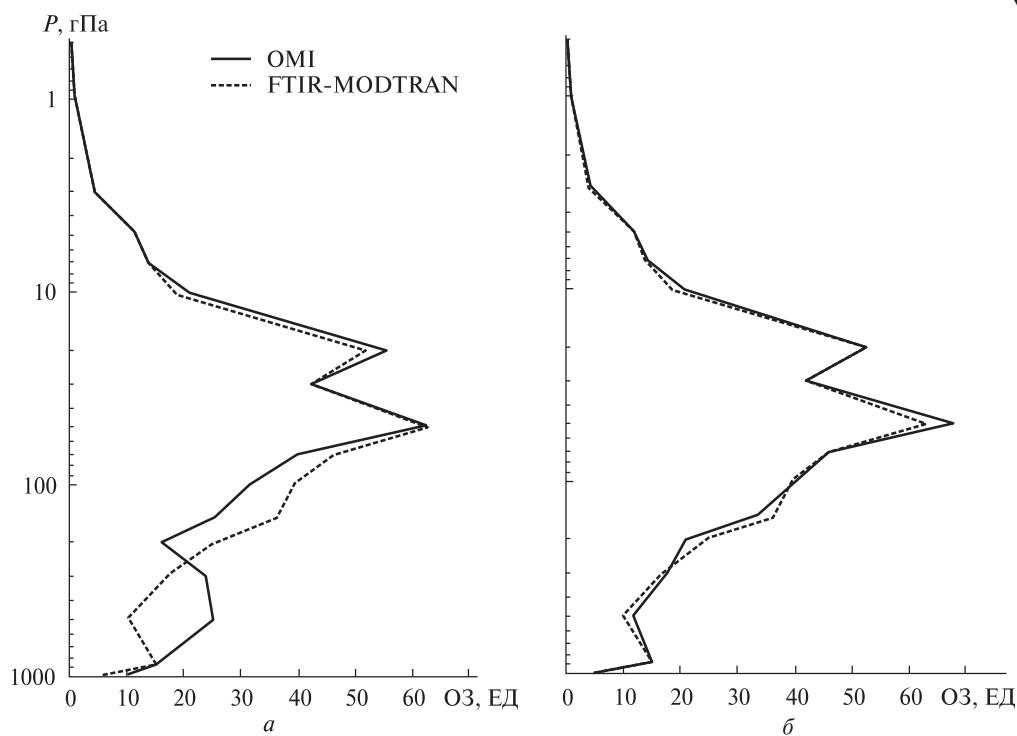


Рис. 8. Эпизод фотохимического производства озона в приповерхностных слоях загрязненной городской атмосферы 18 июля 2007 г. (время указано на нижней шкале)

блюдениям в 13 ч 35 мин, 14 ч 52 мин, 16 ч 10 мин, 17 ч 10 мин, 18 ч 15 мин и 19 ч 27 мин местного времени. Повышенные содержания озона в нижней тропосфере, близкой к поверхности, высокие значения поверхностных концентраций озона (см. таблицу) и их дневная динамика типичны для летних эпизодов высоких концентраций озона в тропосфере вследствие фотохимических процессов. Заметим, что в этот день общее содержание озона довольно низко (291.5 ЕД).

Рис. 8 показывает один день (18 июля 2007 г.) в нашем летнем эпизоде, выбранном по непрерывной регистрации поверхностного озона и большого ряда данных наблюдений с фурье-

Рис. 9. Сравнение наших восстановленных с помощью моделирования атмосферных профилей озона по наблюдениям с фурье-спектрометром (FTIR) для 15 ч 40 мин 23 апреля 2007 г. с профилями OMI (OMO3PR): *а* — профиль OMI для Киева по данным OMO3PR 2008 г., усредненный по $8 \times 8^\circ$ широты и долготы данных OMO3PR; *б* — данные OMO3PR версии конца 2009 г. для Киева (station overpass data, <http://avdc.gsfc.nasa.gov/?site=2002384453&id=79>). Шкала содержаний озона выражена в единицах ЕД для столбцов каждого слоя 18-слойной атмосферы аналогично данным OMO3PR



спектрометром. Он раскрывает фотохимическое производство озона в поверхностных слоях загрязненной городской атмосферы. Отметим, что высокий уровень деталей, представленных в этот отдельный день, обнаруживает вертикальное разрешение и точность нашего метода, основанного на наземных наблюдениях, которая может быть достигнута при наблюдениях в течение одного дня.

Мы можем видеть утреннее уменьшение концентрации озона вследствие реакций с NO_x и довольно высокие концентрации озона позже днем как результат его фотохимического производства.

В 2008 г. появились также данные Aura-OMI по вертикальным атмосферным профилям озона, ОМОЗР, которые мы смогли сравнить с восстановленными нами профилями. На рис. 9 мы показываем сравнение нашего профиля для 23 апреля, 15 ч 40 мин местного времени с профилем ОМОЗР над Киевом, соответствующим 15 ч 04 мин местного времени по данным ОМИ 2008 г. (рис. 9, а) и 2010 г. (рис. 9, б). Рис. 9, а показывает большие расхождения в тропосферной части профилей, в то время как профиль новой версии 2010 г. довольно хорошо согласуется с нашим профилем. Напомним, что наши профили озона содержат в нижнем слое измерения поверхностного озона в ГАО НАНУ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы получили большой ряд оценок общего содержания озона из наземных наблюдений с инфракрасным фурье-спектрометром за 2005—2008 гг. Наши оценки общего содержания озона хорошо согласуются со спутниковыми данными Aura-OMI по содержанию озона. Различия находятся в диапазоне нескольких процентов, что удовлетворяет требованиям валидации. Выполнен анализ наших восстановленных профилей озона для двух репрезентативных случаев динамики тропосферного озона: весеннего эпизода повышенного общего содержания озона и летнего эпизода фотохимического производства озона.

Отмечен осенний эпизод низкого содержания стрatosферного озона. Рис. 5—8 демонстрируют специфические особенности весеннего эпизода

стратосферной интрузии и одного дня летнего эпизода повышенной концентрации поверхностного озона, показывающего дневную динамику тропосферного озона вследствие фотохимических процессов.

Количественное сравнение наших восстановленных профилей с данными Aura-OMI версии 2008 г. указывает на некоторые существенные различия профилей озона для тропосферы. Ноевые данные OMI версии 2010 г. довольно хорошо согласуются с нашим профилем (рис. 9). Заметим, что лидарные или самолетные измерения озона на разной высоте над Киевом не проводились.

Авторы благодарны администрациям веб-страниц AVDC, Aura-MLS, Aura-TES и Aqua-AIRS за обеспечение необходимых спутниковых данных по зондированию атмосферы. Работа была частично поддержанна грантом НТЦУ (2005—2007 гг.) и космическим агентством Украины (2007—2008 гг.).

1. Ежевская Т. Б., Власов А. М., Библиков А. В. Инфракрасный Фурье-спектрометр «Infralum FT-801» // Наука Производству. — 2001. — № 12. — С. 38—41.
2. Шаврина А. В., Павленко Я. В., Велесь А. А. и др. Общее содержание озона в тропосфере и тропосферные профили озона над Киевом в 2007 году // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 5. — С. 85—94.
3. Bernstein L. S., Berk A., Acharya P. K., et al. Very Narrow Band Model Calculations of Atmospheric Fluxes and Cooling Rates // J. Atmospheric Sci. — 1996. — **53**. — P. 2887—2904.
4. Bhartia P. K., Wellemeyer C. TOMS-V8 total O₃ algorithm, in OMI Algorithm // Theoretical Basis Document. Vol. II. OMI Ozone Products, ATBD-OMI-02 / Ed. by P. K. Bhartia. — 2002. — P. 15—31. — NASA Goddard Space Flight Cent., Greenbelt, Md. (Available at http://eospso.gsfc.nasa.gov/eos_homepage/for_scientists/atbd/index.php)
5. Kroon M., Veefkind J. P., Sneep M., et al. Comparing OMI-TOMS and OMI-DOAS total ozone column data // J. Geophys. Res. — 2008. — **113**. — D16S28, doi:10.1029/2007JD008798.
6. Levelt P. F., van den Oord G. H. J., Dobber M. R., et al. The Ozone Monitoring Instrument // IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens. — 2006. — **44** (5). — P. 1093—1101.
7. Levelt P. F., Hilsenrath E., Leppelmeier G. W., et al. Science objectives of the Ozone Monitoring Instrument // IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens. — 2006. — **44** (5). — P. 1199—1208.

8. Rothman L. S., Jasquart D., Barbe A., et al. The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. — 2005. — **96**. — P. 139—204.
9. Schoeberl M. R., Douglass A. R., Hilsenrath E., et al. Overview of the EOS Aura Mission // IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens. — 2006. — **44** (5). — P. 1066—1074.
10. Shavrina A. V., Pavlenko Ya. V., Veles A., et al. Ozone columns obtained by ground-based remote sensing in Kiev for Aura Ozone Measuring Instrument validation // J. Geophys. Res. — 2007. — **112**. — D24S45, doi:10.1029/2007JD008787.
11. Veefkind J. P., de Haan J. F., Brinksma E. J., et al. Total ozone from the Ozone Monitoring Instrument (OMI) using the DOAS technique // IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens. — 2006. — **44**. — P. 1239—1244. — doi:10.1109/TGRS.2006.871204.

Надійшла до редакції 15.01.10

A. V. Shavrina, M. Kroon, V. A. Sheminova, Ya. V. Pavlenko, A. A. Veles, I. Syniavski, Ya. O. Romanyuk

TOTAL COLUMNS AND VERTICAL PROFILES OF OZONE ABOVE KYIV IN 2005—2008

The total ozone columns above Kyiv and variations of ozone concentrations in the troposphere at different altitudes above Kyiv were studied using ground-based Fourier Transform InfraRed (FTIR) spectrometric observations performed on a routine basis at the Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine (MAO NASU). The study was carried out within the framework of the international ESA-NIVR-KNMI project no. 2907 «OMI validation by ground-based remote sensing: ozone columns and atmospheric profiles» during 2005—2008. The infrared FTIR spectral observations of direct solar radiation in the wavelength range of 2 to 12 microns as transmitted through the Earth's

atmosphere were performed every year from April to October. The aim of the project was the validation of data on the total ozone columns and vertical ozone profiles which were obtained with the Ozone Monitoring Instrument (OMI) aboard the NASA EOS-Aura scientific satellite. The simulation of the ozone spectral band shape near 9.6 microns was performed with the MODTRAN code and the molecular band model based on the HITRAN-2004 molecular database. The a priori information for the spectral simulation consisted of water vapor and temperature profiles from the NASA Aqua-AIRS satellite instrument, stratospheric ozone profiles from the NASA EOS-Aura-MLS satellite instrument, TEMIS-KNMI climatological ozone profiles and surface ozone measurements for the specific times of infrared spectral observations. New precise Aura-MLS stratospheric ozone profiles with accuracies better than 2 % as compared to ozone sondes allowed us to retrieve tropospheric ozone profiles. For some observational days, tropospheric ozone profiles as observed by the NASA-Aura-TES satellite instrument were available and these were compared with our retrieved profiles for the purpose of validation. The tropospheric ozone variability was analyzed for two typical episodes: the spring episode of enhanced total ozone columns and the summer episode of enhanced surface ozone concentrations. Continuous automated observations from April to October demonstrate daily photochemical variability of the tropospheric ozone depending on the solar zenith angle and reveal mixing processes occurring during the night. The high vertical and temporal resolution of our observations enables us to reveal clearly the intricate dynamics of the ozone layer which is caused by the penetration of the stratospheric ozone rich air into lower tropospheric layers, by its sinking and dissipation into the troposphere over the course of the following few days. Our procedure can in principle be used for any FTIR observational stations, since it allows one to make a better characterization for the horizontal and vertical dynamics of the ozone layer all over the world from ground-based observations alone.

УДК 523.68; 551.51; 551.583; 551.590.2

П. М. Козак¹, В. Г. Кручиненко¹, Г. М. Крученицький², В. М. Івченко³,
Л. В. Козак³, Л. М. Білокриницька³, Ю. Г. Тарануха¹, О. О. Рожило¹

¹ Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ

² Центральна аерологічна обсерваторія Росгідромету, Росія

³ Кафедра астрономії та фізики космосу фізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ТРАНСФОРМАЦІЯ СПОРАДИЧНОЇ МАЛОМАСОВОЇ МЕТЕОРОЇДНОЇ СКЛАДОВОЇ В АЕРОЗОЛЬ ВЕРХНЬОЇ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ

Розглядається проблема утворення аерозолів у верхній атмосфері з метеороїдів масами 10^{-18} – 10^{-8} г, що потрапляють на Землю. На основі аналітичних розв'язків спрощених класичних рівнянь гальмування та нагрівання малих метеороїдів визначаються максимальні температури частинок, яких вони досягають протягом свого руху в атмосфері, та висоти, на яких частинки досягають критично малої швидкості («висоти зупинки»). Прийнято, що космічна частинка перетворюється на аерозоль коли вона не досягає температури плавлення. Побудовано базову вхідну характеристику — три-вимірний розподіл густини ймовірності кількості таких частинок по критичних для досягнення температурі плавлення параметрах: початковій масі, швидкості та куту входження в атмосферу. Отримано, що кам'яні частинки з масами, меншими за $1.7 \cdot 10^{-14}$ г, стають аерозолями незалежно від інших параметрів. Шляхом трансформації даного розподілу у відповідності до рівнянь метеорної фізики отримано двовимірний розподіл по масі та висоті утворення у атмосфері аерозолів космічного походження.

ВСТУП

На сьогодні відомо два чітко встановлені аерозольні шари у атмосфері Землі: тропосферний, найбільш потужний аерозольний шар земного походження, розташований на висотах 10–25 км (шар Юнге), та мезосферний, розташований на висотах 80–85 км в мезопаузі в області найбільшого мінімуму атмосферної температури. В той час як утворення тропосферного шару асоціюють з продуктами вулканічних вивержень та техногенною діяльністю, то природу найдрібніших частинок у мезосферному шарі до цього часу осстаточно не з'ясовано. Ми дотримуємося гіпотези, що це первинні або вторинні фрагменти подрібнення або переконденсації метеорних частинок, що потрапляють у земну атмосферу. При деяких умовах на цих дрібних частинках можли-

ва конденсація водяної пари, що може привести до утворення маловивчених сріблястих хмар.

За дослідженнями попередників, найдрібніші метеорні частинки, які влітають в атмосферу зі швидкостями 11–72 км/с, втрачають космічну швидкість уже на висотах 140–100 км [1, 4]. У цьому інтервалі висот внаслідок гальмування концентрація частинок збільшується приблизно на три порядки порівняно з міжпланетним простором, а нижче 100 км концентрація частинок збільшується приблизно пропорційно густині атмосфери [5].

Результати визначення хімічного складу частинок, захоплених у стратосфері за допомогою висотних літаків та балонів, свідчать, що ці частинки подібні до вуглистих хондритів [10], хоча і відрізняються більшою пористістю та наявністю ряду мінералів, не характерних для метеоритів. У поверхневому шарі частинок виявлено високий вміст гелію, який проник на глибину 0.05 мкм із сонячного вітру. Очевидно, це первинні міжпла-

© П. М. КОЗАК, В. Г. КРУЧИНЕНКО, Г. М. КРУЧЕНИЦЬКИЙ,
В. М. ІВЧЕНКО, Л. В. КОЗАК, Л. М. БІЛОКРІНИЦЬКА,
Ю. Г. ТАРАНУХА, О. О. РОЖИЛО, 2010

нетні частинки, які пройшли крізь атмосферу без сильного нагрівання і не є продуктами подрібнення більших тіл [8].

У якості потенційної складової аерозолю космічного походження ми будемо розглядати лише ті метеорні частинки, які впродовж свого руху в атмосфері не досягли, через швидке гальмування, температури плавлення. Фрагменти або крапельки, які відділяються від уже нагрітих в атмосфері більших частинок, котрі створюють явища метеорів, не можуть загальмуватися, не втративши майже повністю своєї маси внаслідок випаровування. Тому аерозолів вони практично не залишають. І чим глибше в атмосфері відділяється фрагмент від основного тіла, тим більше шансів повного його випаровування. Цю задачу [13], нагрівання і руйнування метеороїдів в «ненормальному оточенні», коли частинка відділяється від батьківського тіла на довільній висоті в атмосфері або створена штучно (запуск штучних метеорів), ми розглядали в роботі [1].

МІКРОМЕТЕОРИТИ УЇПЛА – АЕРОЗОЛЬНІ ЧАСТИНКИ

Теорія нагрівання маломасових метеорних частинок з врахуванням їхнього гальмування, яке у цьому випадку грає важливу роль, була розглянута в роботах [14, 15] і пізніше — у роботі [7]. Вони отримали назву мікрометеорити Уїпла.

Відомо [6], що малі частинки, які мають розміри, менші за так звану глибину прогріву x_0 , прогріваються наскрізь до однієї і тієї ж температури (глибина прогріву — глибина, на якій температура в e разів менша, ніж на поверхні тіла). Зміна температури таких частинок з врахуванням затрат енергії на нагрівання і температурне випромінювання можна записати таким рівнянням:

$$S_{M0}Edt = m_0cdT + \beta\sigma(T^4 - T_0^4)S_{F0}dt, \quad (1)$$

де $S_{M0} = \text{const}$ — площа поперечного перерізу частинки (мідель), $m_0 = \text{const}$ — маса частинки, c — питома теплоємність, σ — стала Стефана–Больцмана, T — температура частинки, T_0 — початкова температура частинки, що дорівнює рівноважній в полі сонячної радіації на відстані 1 а.о., $\beta \leq 1$ — коефіцієнт теплового випромінювання метеороїда, що характеризує відхилення

від випромінювання абсолютно чорного тіла, $S_{F0} = \text{const}$ — площа повної поверхні частинки, $E = \Lambda\rho_A v^3 / 2$ — енергія, яка надходить до одиниці поверхні частинки за одиницю часу у процесі зіткнень з атмосферними молекулами, Λ — безрозмірний коефіцієнт теплопередачі, v — швидкість частинки, ρ_A — густина атмосфери. Тут і надалі у відповідності до традицій метеорної фізики будемо користуватися одиницями в системі СГС.

В роботі [6] з посиланням на [11] показано, що для частинок, радіус яких $r \leq 10^{-3}$ см, а саме до таких належать аерозольні частинки космічного походження, практично вся енергія йде на теплове випромінювання, тобто у формулі (1) першим членом у правій частині можна знехтувати. На основі наведеного температура частинки визначається залежністю

$$T^4 - T_0^4 = \frac{S_{M0}\Lambda\rho_A v^3}{2\beta\sigma S_{F0}}. \quad (2)$$

Для визначення швидкості користуються також спрощеним рівнянням гальмування метеороїда в атмосфері, у якому нехтується гравітаційним притяганням Землі [6]:

$$m \frac{dv}{dt} = -c_R S_M \rho_A v^2, \quad (3)$$

де c_R — коефіцієнт опору. Для аналітичного розв'язку рівняння (3) користуються степеневим законом зміни густини атмосфери

$$\rho_A(H) = \rho_A(0) \exp\left(-\frac{H}{H^*}\right). \quad (4)$$

де H^* — висота однорідної атмосфери, H — висота, $\rho_A(0)$ — густина атмосфери на рівні моря, та переходять від інтегрування по часу до інтегрування по висоті за допомогою формули

$$dH = -v \cos z_R dt, \quad (5)$$

де z_R — зенітна відстань радіанта метеора. Оскільки в рівнянні (3) нехтується силою тяжіння, то $z_R = z_{R0} = \text{const}$.

Таким чином, залежність швидкості v руху метеорної частинки в атмосфері Землі в доабляційний період, коли руйнування практично не відбувається ($S_M = S_{M0}$, $m = m_0$), від початкових значень маси m_0 частинки, швидкості v_0 входу в атмосферу, зенітної відстані z_{R0} радіанта та ін-

ших параметрів має вигляд

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{c_R H^* \rho_A S_{M0}}{m_0 \cos z_{R0}}\right). \quad (6)$$

Підставляючи вираз для швидкості з (6) у рівняння (2), отримаємо

$$T^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda S_{M0} \rho_A v_0^3}{2\beta\sigma S_{F0}} \exp\left(-\frac{3c_R H^* S_{M0}}{m_0 \cos z_{R0}} \rho_A\right). \quad (7)$$

Для сферичних частинок з густинами ρ_M та об'ємом V маємо $S_F = 4S_M = 4A(m/\rho_M)^{2/3}$, де $A = S_M/V^{2/3}$ — параметр форми, в даному випадку сферичних часток $A = \pi(3/4\pi)^{2/3}$. Рівняння (6) та (7) набувають вигляду

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{c_R A H^*}{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}} \rho_A\right), \quad (8)$$

$$T^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda \rho_A v_0^3}{8\beta\sigma} \exp\left(-\frac{3c_R A H^*}{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}} \rho_A\right). \quad (9)$$

Прирівнюючи похідну температури по густині атмосфери до нуля, знаходить густину, при якій температура частинки буде максимальна:

$$\rho_{AT\max} = \frac{m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0}}{3c_R A H^*}. \quad (10)$$

Із залежностей (8) і (10) випливає, що швидкість частинки на висоті, де її температура досягає максимального значення, дорівнює

$$v_{T\max} = v_0 \exp\left(-\frac{1}{3}\right) \approx 0.716 v_0, \quad (11)$$

температура при цьому дорівнює

$$T_{\max}^4 - T_0^4 = \frac{\Lambda m_0^{1/3} \rho_M^{2/3} \cos z_{R0} v_0^3}{24\beta\sigma c_R A H^* \exp(1)}. \quad (12)$$

Вважаючи, що умовою утворення аерозольної частинки з метеороїда є нерівність

$$T_{\max} \leq T_{melt}, \quad (13)$$

де T_{melt} — температура плавлення метеорної речовини, з рівняння (12) отримаємо критичне співвідношення між початковою швидкістю частинки, яка утворює аерозоль, її масою m_0 та кутом входження частинки в атмосферу z_{R0} :

$$m_0^{1/3} v_0^3 \cos z_{R0} \leq C_T. \quad (14)$$

Тут $C_T = 24\beta\sigma c_R A H^* \exp(1)(T_{melt}^4 - T_0^4)/\Lambda \rho_M^{2/3}$.

Прийнявши середній кут входження частинки в атмосферу $\bar{z}_{R0} = 45^\circ$, з виразу (14) можна визначити її максимальну масу $m_{0\max}$ як функцію початкової швидкості. Приймемо для кам'яних частинок такі значення параметрів [6]: $\Lambda = 1$, $\rho_M = 3 \text{ г}/\text{см}^3$, $\bar{z}_{R0} = 45^\circ$, $\sigma = 5.67032 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2} \times K^{-2} \cdot s^{-1}$, $\beta = 1$, $c_R = 1$, $H^* = 7 \text{ км}$, $T_0 = 276 \text{ К}$, $T_{melt} = 1600 \text{ К}$. Отримані значення $m_{0\max}$ для різних v_0 , обчислені за формулою (14), де прийнято строгу рівність, та значення $v_{T\max}$, обчислені з (11), приведено в таблиці. Для залізних частинок приймались значення $\Lambda = 0.75$, $\rho_M = 7.6 \text{ г}/\text{см}^3$, $c_R = 1.25$, $T_{melt} = 1800 \text{ К}$.

Використання формул (8) та (14) можна поширити для знаходження висоти максимального прогріву та висоти «зупинки» метеорних частинок, тобто висоти перетворення їх на аерозоль, для всього діапазону мас, початкових швидкостей та кутів входження в атмосферу. Таким чином, задавши функцію розподілу притоку космічної речовини на Землю по m_0 , v_0 та z_{R0} , можна розрахувати функцію розподілу сформованого аерозолю космічного походження по висоті. Будемо розглядати частинки діапазону мас $10^{-18} \leq m_0 \leq 10^{-8} \text{ г}$, де нижня границя визначається наявними в літературі даними про навколоzemний розподіл метеорних часток, верхня — у відповідності до умови $r \leq 10^{-3} \text{ см}$, яка визначає радіус частинок, що прогріваються наскрізь.

Максимальні величини мас аерозолів в залежності від початкової швидкості

$v_0, \text{ км}/\text{s}$	$v_{T\max}, \text{ км}/\text{s}$	$m_{0\max}, \text{ г}$	
		камінь	залізо
11	7.9	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^{-6}$
15	11	$7.1 \cdot 10^{-8}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$
20	14	$5.3 \cdot 10^{-9}$	$1.6 \cdot 10^{-8}$
30	22	$1.4 \cdot 10^{-10}$	$4.1 \cdot 10^{-10}$
40	29	$1.0 \cdot 10^{-11}$	$3.1 \cdot 10^{-11}$
50	36	$1.4 \cdot 10^{-12}$	$4.1 \cdot 10^{-12}$
60	43	$2.7 \cdot 10^{-13}$	$8.0 \cdot 10^{-13}$
70	50	$6.7 \cdot 10^{-14}$	$2.0 \cdot 10^{-13}$

ПОБУДОВА ВХІДНОГО ТРИВИМІРНОГО РОЗПОДІЛУ ДОПЛИВУ КОСМІЧНОЇ РЕЧОВИННИ НА ЗЕМЛЮ

Побудуємо розподіл допливу космічної речовини на Землю як функцію параметрів, від яких залежить, чи перетвориться частинка на аерозольну складову, або ж стане метеором, тобто від початкових значень маси m_0 , швидкості v_0 та зенітної відстані радіанта Z_{R0} .

Серед відомих розподілів інтегрального притоку космічної речовини на Землю найчастіше використовуються однопараметричні кумулятивні розподіли кількості частинок по масах [2, 3, 9, 12]. Скористаємося функцією притоку частинок в широкому спектрі мас за даними [2, 3]:

$$\lg N(m_0 \geq m_0) = C_0 - k \lg m_0, \quad (15)$$

де $N(m_0 \geq m_0)$ — кількість частинок з масами, не меншими за m_0 , що потрапляють на всю Землю за рік, $C_0 = 7.86$, $k = 0.892$. Як відомо, та-кий степеневий розподіл можна виразити через диференційний розподіл густини ймовірності Парето:

$$p_m(m_0 < m_{0l}) = 0 \\ p_m(m_0 \geq m_{0l}) = \frac{km_{0l}^k}{m_0^{k+1}}. \quad (16)$$

Очевидно, $\int_0^{+\infty} p_m(m_0) dm_0 = 1$. Маса m_{0l} вибирається довільно.

Розподіл накопиченої ймовірності в цьому випадку, як відомо, записується у вигляді

$$F(m_0) = \int_{m_{0l}}^{m_0} p_m(m_0) dm_0 = \\ = 1 - \int_{m_0}^{+\infty} p_m(m_0) dm_0 = 1 - \frac{m_{0l}^k}{m_0^k}. \quad (17)$$

Для знаходження кількості частинок $dN(m_0)$ в нескінченно малому діапазоні dm_0 для будь-якого $m_0 \geq m_{0l}$ можна записати

$$\frac{dN(m_0)}{N_l(m_{0l} \leq m_0 \leq +\infty)} = dF(m_0) = p_m(m_0) dm_0, \quad (18)$$

де сукупність всіх частинок у вибраному діапазоні $N_l(m_0 \geq m_{0l})$ знаходиться з виразу (15): $N_l(m_{0l}) = 10^{C_0} / m_{0l}^k$. Таким чином, для деякого діапазону мас $m_{01} \leq m_0 \leq m_{02}$ з (16) та (18) маємо

рівняння, з якого видно, що кількість частинок не залежить від довільно вибраної межі m_{0l} .

$$\Delta N(m_{01} \leq m_0 \leq m_{02}) = N_l \int_{m_{01}}^{m_{02}} p_m(m_0) dm_0 = \\ = N_l m_{0l}^k \left(\frac{1}{m_{01}^k} - \frac{1}{m_{02}^k} \right) = 10^{C_0} \left(\frac{1}{m_{01}^k} - \frac{1}{m_{02}^k} \right).$$

Для визначення тривимірного розподілу густини ймовірності $p_{mvz_R}(m_0, v_0, z_{R0})$ притоку космічної речовини у атмосферу Землі будемо вважати, що розподіли по кожному з трьох параметрів взаємно незалежні. Це дасть змогу подати її у вигляді

$$p_{mvz}(m_0, v_0, z_{R0}) = p_m(m_0) p_v(v_0) p_z(z_{R0}). \quad (19)$$

Оскільки всі три функції вибрані незалежними, вони мають бути нормованими на одиницю по діапазону всіх можливих значень, тоді і тривимірна густина ймовірності також буде нормована на одиницю.

Враховуючи, що мова йде про ту саму генеральну сукупність частинок з масами $m_0 \geq m_{0l}$, в якості функції розподілу по масах $p_m(m_0)$ має бути обраний той же розподіл Парето (16).

Для побудови функції розподілу густини ймовірності по швидкостях входу в атмосферу скористаємося результатами радіолокаційних спостережень метеорів, які через масовість дають статистично достовірні результати та характеризують частинки з мінімальними масами, доступними для наземних спостережень. У роботі [1] приводяться спостережні розподіли метеорів, зареєстрованих радіолокаційним способом, у вигляді

$$p_v(v_0) = PG(\bar{v}_1, \sigma_{v1}) + (1-P)G(\bar{v}_2, \sigma_{v2}), \quad (20)$$

де

$$G(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(v - \bar{v})^2}{2\sigma_v^2}\right)$$

— гауссіани з параметрами $\bar{v}_1 = 32.32$ км/с, $\sigma_{v1} = 6.51$ км/с, $\bar{v}_2 = 54.26$ км/с, $\sigma_{v2} = 5.15$ км/с. Для P дається залежність від часу на протязі року. Для усереднених протягом року розрахунків ми наблизено приймемо $P = 0.33$.

Для побудови функції $p_z(z_R)$ розподілу густини ймовірності по значеннях зенітного кута

радіанта розглянемо таку модель. Наблизено приймемо, що кількість частинок $dN(r, r+dr)$, що влітають в земну атмосферу з певного напрямку за одиницю часу в діапазоні dr в куті $d\Omega$ можна записати як $dN(r, r+dr) \sim 2n_0 \pi r dr d\Omega$ (див. рис. 1), де n_0 — просторова концентрація частинок. Оскільки $r = R_{\oplus} \sin z_R$, то $dN(z_R, z_R + dz_R) \sim 2n_0 \pi R_{\oplus}^2 \sin z_R \cos z_R dz_R$. Тому за відносну функцію розподілу за зенітними відстанями радіанта приймемо розподіл синус-косинуса: $\sin z_{R0} \cos z_{R0}$.

Враховуючи, що $\int_0^{\pi/2} \sin z_{R0} \cos z_{R0} dz_{R0} = 1/2$, піс-

ля нормування для функції розподілу густини ймовірності отримаємо

$$p_z(z_{R0}) = 2 \sin z_{R0} \cos z_{R0}. \quad (21)$$

Строго кажучи, даний розподіл буде дещо спотворений гравітаційним тяжінням Землі, однак він є оптимальним через свою простоту для наближених оцінок.

Таким чином, для функції розподілу густини ймовірності космічних частинок, що влітають в земну атмосферу за рік, приймемо функцію (19), а її складові описуються виразами (16), (20) та (21). Межі параметрів генеральної сукупності складають: за масою 10^{-18} — 10^{-8} г, за швидкістю 11.2—72.5 км/с (метеороїди, що належать Сонячній системі), за зенітним кутом радіанта 0—90°. Для обчислення кількості частинок за рік на всю поверхню Землі у межах m_{01} — m_{02} , v_{01} — v_{02} та z_{R01} — z_{R02} можна скористатися виразом (18), де виберемо $m_{01} = 10^{-18}$ г, і відповідно до (15) $N_i \approx 8.24 \cdot 10^{23}$:

$$\Delta N = N_i \int_{m_{01}}^{m_{02}} \int_{v_{01}}^{v_{02}} \int_{z_{R01}}^{z_{R02}} p_{mvz}(m_0, v_0, z_{R0}) dm_0 dv_0 dz_{R0}, \quad (22)$$

При площі поверхні Землі як сфери на висоті 100 км над рівнем моря, середньому радіусі Землі $R_{\oplus} = 6367.445$ км (Канберра, 1979) отримаємо $N_i \approx 4.97 \cdot 10^{-3}$ см⁻² с⁻¹.

ТРАНСФОРМАЦІЯ РОЗПОДІЛУ АЕРОЗОЛОЮ КОСМІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ В АТМОСФЕРІ

Усі космічні частинки з початковими параметрами m_0 , v_0 та z_{R0} «зупиняються» в атмосфері (гальмуються до деякої малої швидкості v_s) на

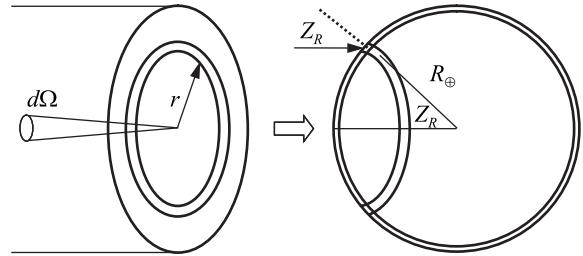


Рис. 1. До побудови функції розподілу густини ймовірності допливу космічної речовини на Землю по значеннях початкових кутів вльоту метеороїдів в атмосферу

деякій висоті H_s , не змінюючи своєї маси, якщо виконується умова (13). Таким чином, формується профіль розподілу аерозолю з висотою для часток даної маси.

Розглянемо функцію p_{mvz} (19) для деякої фіксованої маси m_0 . Очевидно, космічні частинки, які будуть перетворюватись на аерозоль згідно з умовою (13), будуть лежати в деякій області, обмеженій по зенітному куту радіанта z_{R0} значеннями 0 і 90°, а по швидкості v_0 — мінімальним значенням $v_{0min} \approx 11.2$ км/с і максимальним значенням v_{0max} , що обчислюється з рівняння

$$m_0^{1/3} v_0^3 \cos z_{R0} = C_T, \quad (23)$$

(див. нерівність (14)) для всіх z_{R0} , для яких $v_0 \leq v_{0max}$, інакше величиною v_{0max} . Величина зони буде змінюватись з масою (рис. 2). Імовірність досягнення частинкою температури плавлення і її перетворення на метеор буде пропорційно величині швидкості і косинусу зенітного кута радіанта. Тому вибираючи їхні максимальні значення $v_{0max} \approx 72.5$ км/с, $\cos z_{R0} = 1$, з (23) можна знайти критичне значення маси частинки $m_{0cr} = 1.7 \cdot 10^{-14}$ г, нижче якого усі метеороїди перетворюються на аерозолі, незалежно від інших початкових параметрів.

В області мас $m_{0cr} < m < 10^{-8}$ г відсоток аерозолів серед всіх частинках буде зменшуватись із збільшенням маси, а кількість метеорів — відповідно збільшуватись. Відсоток аерозолів $g_A(m_0)$ в загальній кількості частинок можна знайти, інтегруючи розподіл для всіх частинок (19) по швидкості і зенітному куту радіанта, де межі інтегрування є функціями маси (рис. 2). Тоді для

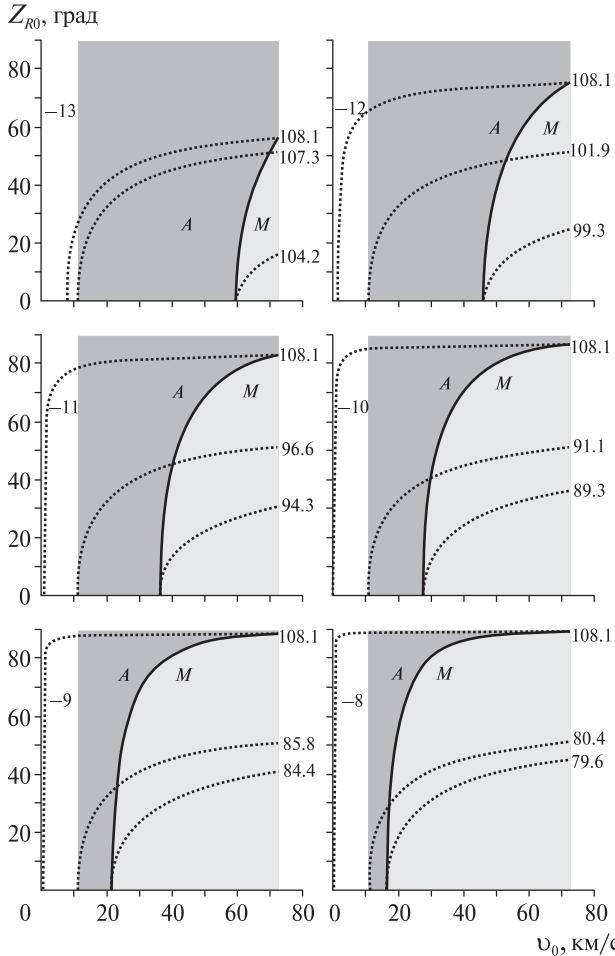


Рис. 2. Області розподілу частинок в координатах Z_{R0} — v_0 для мас $m_0 = 10^{-13}\dots 10^{-8}$ г (відповідні фрагменти позначено значенням логарифма маси $-8\dots -13$). Область A — зона частинок, що перетворюються на аерозолі; область M — зона метеорів. Пунктирні криві є лініями рівної висоти (км) зупинки метеороїдів (дійсні лише для зони аерозолів)

аерозолів можна записати $p_{Am}(m_0) = g_A(m_0)p_m(m_0)$, де

$$g_A(m_0) = \int_0^{\pi/2} p_z(z_{R0}) dz_{R0} \int_{v_0 \text{ MIN}}^{v_0(z_{R0})} p_v(v_0) dv_0 .$$

Верхня межа інтегрування $v_0(z_{R0})$ знаходитьться, як було сказано, з рівняння (23). Зміна $g_A(m_0)$ від 1 при $m = m_{cr}$ до мінімального значення при $m = 10^{-8}$ показана на рис. 3.

У відповідності до зміни $g_A(m_0)$ трансформується функція розподілу частинок по масах —

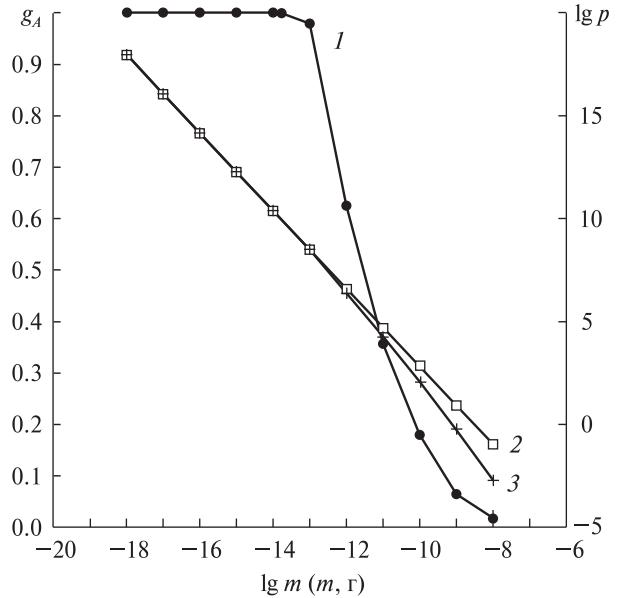


Рис. 3. Зміна з масою частки g аерозольної складової в загальному допливі космічної речовини (крива 1), а також логарифм розподілу Парето по масах: 2 — усіх космічних часток, що влітають в атмосферу, 3 — лише тих, що перетворюються на аерозоль

функція Парето (16) (рис. 3, вісь справа). За виразом (18) можна знайти кількість аерозольних часток, що потрапляють в атмосферу Землі за рік $N_A(m_0)$, а також показник розподілу k суттєво для аерозолів. Підставимо у (18) замість $p_m(m_0)$ розподіл $p_{Am}(m_0)$, апроксимуємо дану залежність лінійно і отримаємо значення $k \approx 1.232$ середнього показника розподілу аерозольних часток космічного походження для діапазону мас $10^{-13}\dots 10^{-8}$ (для менших мас, очевидно, він залишається рівним 0.892). Фактично ж показник пробігає неперервну серію значень: $k \approx 1.087$ для $m = 10^{-13}\dots 10^{-12}$ г, $k \approx 1.189$ для $m = 10^{-11}\dots 10^{-10}$ г, $k \approx 1.438$ для $m = 10^{-9}\dots 10^{-8}$ г.

Висоту зупинки H_S частинки даної маси m_0 , яка не перетворилася на метеор, тобто при виконанні умови (13), можна знайти з рівняння (8), якщо прийняти певну швидкість «зупинки» v_S :

$$v_0 = v_S \exp\left(\frac{C_V \rho_A(H_S)}{m_0^{1/3} \cos z_{R0}}\right), \quad (24)$$

де ввели позначення $C_V = c_R A H^* \rho_M^{-2/3}$. Очевидно, маємо рівність $C_T/C_V = 24\beta\sigma \exp(1)(T_m^4 - T_0^4)/\Lambda$.

Покладемо для подальших розрахунків $v_s = 0.5 \text{ км/с}$. Отримана з (8) залежність між величинами v_0 та z_{R0} для деяких висот H_S зображена на рис. 2 лініями рівної висоти зупинки. Очевидно, що дані криві мають фізичний смисл лише для області аерозолів, а не в зоні метеорів, де частинки втрачають масу і з часом випаровуються.

Формулу (24) можна розглядати як рівняння зв'язку, що пов'язує чотири змінні: m_0 , v_0 , z_{R0} , H_S , три з яких незалежні. Для того щоб отримати розподіл густини ймовірності аерозолів з висотою $p_{mH}(m_0, H_S)$, слід спочатку перейти в розподілі (19) від трійки незалежних координат m_0 , v_0 , z_{R0} до трійки m_0 , v_0 , H_S , використовуючи (24). Оскільки дві перші координати не змінюються, то можна записати

$$p_H(H_S) = p_{z(H_S)}(z_{R0}(H_S)) \left| \frac{\partial z_{R0}(H_S)}{\partial H_S} \right|, \quad (25)$$

Де величина $z_{R0}(H_S)$ та якобіан переходу $\frac{\partial z_{R0}(H_S)}{\partial H_S}$ шукаються з рівняння (24), яке можна представити у вигляді

$$\cos z_{R0} = \frac{C_V \rho_A(H_S)}{m_0^{1/3} \ln \frac{v_0}{v_s}} \equiv C_Z(m_0, v_0, H_S). \quad (26)$$

Тут C_Z — косинус зенітної відстані радіанта як функції початкової швидкості при заданих m_0 та H_S . Зважаючи на те, що зенітний кут радіанта лежить у межах $0^\circ \div 90^\circ$, функцію p_Z , яка входить до складу p_{mvz} , можна подати у вигляді

$$p_Z(z_{R0}(H_S)) = 2 \cos z_{R0} \sqrt{1 - \cos^2 z_{R0}} \equiv 2 C_Z \sqrt{1 - C_Z^2}, \quad (27)$$

а якобіан —

$$\frac{\partial z_{R0}}{\partial H_S} = \frac{1}{H^*} \frac{C_Z}{\sqrt{1 - C_Z^2}}. \quad (28)$$

Підставивши (27) і (28) у (25), остаточно отримаємо

$$p_H(m_0, v_0, H_S) = \frac{2}{H^*} C_Z^2(m_0, v_0, H_S). \quad (29)$$

Тоді $p_{mH}(m_0, H_S)$ отримаємо після інтегрування нового тривимірного розподілу по швидкості:

$$p_{mH}(m_0, H_S) = p_m(m_0) \times \int_{v_1(m_0, H_S)}^{v_2(m_0, H_S)} p_v(v_0) p_H(m_0, v_0, H_S) dv_0. \quad (30)$$

Функцію $p_H(m_0, v_0, H_S)$ зручно представити в явному вигляді. Тоді остаточно отримаємо

$$p_{mH}(m_0, H_S) = p_m(m_0) \frac{2}{H^*} \times \left(\frac{C_V \rho_0 \exp(-H_S / H^*)}{m_0^{1/3}} \right)^2 I_v(m_0, H_S), \quad (31)$$

де

$$I_v(m_0, H_S) = \int_{v_{01}(m_0, H_S)}^{v_{02}(m_0, H_S)} \frac{p_v(v_0)}{\ln^2(v_0 / v_s)} dv_0. \quad (32)$$

Знайдемо межі інтегрування v_{01} і v_{02} , які в загальному випадку є функціями від m_0 та H_S , а також мінімальну висоту $H_{S\min}$, якої може досягти частинка певної маси. Для розрахунку цих величин знайдемо значення H_S , що відповідає кільком точкам в просторі параметрів v_0 , z_{R0} (рис. 2). Як видно з рис. 2, для кожного значення маси існує деяке мінімальне значення $H_{S\min}$, нижче якого густина розподілу рівна нулю — крива проходить вище заштрихованої зони. Дано точка відповідає значенню $z_{R0} = 0$ та значенню $v_{0H\min} = (C_T / m_0^{1/3})^{1/3}$, яке отримано з (23). Величину $H_{S\min}$, що відповідає цій точці, знайдемо з (24), підставивши в неї $\rho_A(H_S)$ з барометричної формули (4) в явному вигляді:

$$H_{S\min}(m_0) = H^* \ln \left[\frac{\rho_0 C_V}{m_0^{1/3} \ln(v_0 / v_s)} \right], \quad (33)$$

де використаємо $v_0 = v_{0H\min}$.

Наступна важлива точка має параметри: $z_{R0} = 0$, $v_0 = v_{0\min}$, що відповідає кривій зупинки частинки на деякій висоті $H_{S\min}$, яку знайдемо також з рівняння (33).

Остання критична точка — досягнення функцією $v_0(z_{R0})$, вираженою з (23), максимальної швидкості $v_0 = v_{0\max}$. Висоту зупинки аерозольної частинки в цій точці знайдемо з (24), підставивши туди значення $\cos z_{R0} = \frac{C_T}{m_0^{1/3} v_0^3}$:

$$H_{SLIM2} = H^* \ln \left[\frac{\rho_0 C_V v_{0\max}^3}{C_T \ln(v_{0\max} / v_s)} \right]. \quad (34)$$

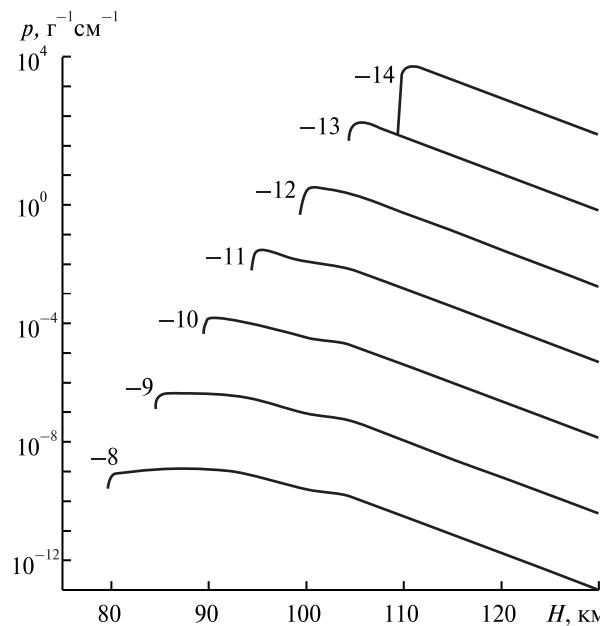


Рис. 4. Двовимірний розподіл $p(m, H)$ притоку аерозолів в атмосферу Землі як функція маси і висоти для діапазону мас $m_0 = 10^{-14} \dots 10^{-8}$ г (логарифм маси приведено поруч із кривими) згідно із формулою (31)

Як видно, вона не залежить від маси.

Таким чином, інтеграл $I_v(m_0, H_S)$ в (32) слід починати розраховувати з висоти $H_{S\min}$, яка визначається з виразу (33). Нижня границя $v_{01}(m_0, H_S)$ інтегрування в діапазоні $H_{S\min}(m_0) - H_{S\lim1}(m_0)$ визначається з (24) при $z_{R0} = 0$. При $H_S \geq H_{S\lim1}$ $v_{01} = v_{0\min}$. Верхня границя дорівнює $v_{02}(m_0, H_S) = v_{0\max}$ при $H_S \geq H_{S\lim2}$, а в межах $H_{S\min} - H_{S\lim2}$ вона визначається як точка перетину двох функцій $v_0(z_{R0})$ з рівнянь (23) і (24). Виключивши з обох рівнянь $\cos z_{R0}$, отримаємо логарифмічне рівняння відносно v_0 :

$$\ln \frac{v_{02}}{v_s} = \frac{C_V}{C_T} \rho_A v_{02}^3,$$

яке будемо розв'язувати чисельно.

Проведемо розрахунки функції $p(m_0, H_S)$ за формулою (31) для ряду мас космічних частинок, починаючи з $m_0 = 10^{-14}$ г і закінчуєчи $m_0 = 10^{-8}$ г. Коректність розрахунків функції розподілу густини ймовірності p_{mvz} для кожної маси можна перевірити за допомогою очевидної рівності

$$\int_{H_{S\min}}^{+\infty} p_{mvz}(m_0, H_S) dH_S = g_A(m_0) p_m(m_0).$$

Отримані розподіли $p(m_0, H_S)$ для деяких мас приведені на рис. 4.

ВИСНОВКИ

Як видно із рис. 4, мінімальна висота, якої може сягати потенційна аерозольна частинка, складає приблизно 79.6 км та відповідає метеороїду з масою 10^{-8} г, який рухається вертикально вниз із швидкістю 16.6 км/с. Частинка такої ж маси, що має меншу початкову швидкість, зупиниться вище, а з більшою — перетвориться на метеор. Основна доля частинок діапазону мас $10^{-14} \dots 10^{-8}$ зупиняється у досить вузькому діапазоні висот 80—120 км. При цьому із збільшенням маси метеороїдів відбувається зменшення їхнього вкладу в аерозоль по відношенню до загальної кількості частинок даної маси: показник розподілу за масою k збільшується від загального початкового значення 0.892 (залишаючись таким же для мас $m_0 < m_{0cr}$) до 1.1—1.2 для мас $10^{-12} \dots 10^{-10}$ г і приблизно до 1.4 для найважчих аерозольних частинок $10^{-9} \dots 10^{-8}$ г.

Густина ймовірності кінцевого розподілу $p_{mvz}(m_0, H)$, який описується формулою (31), має розмірність $\text{g}^{-1} \text{cm}^{-1}$. Якщо його помножити на N_l , отримаємо кількість частинок, що влітають на квадратний сантиметр поверхні Землі за секунду на одиницю маси та висоти (розмірність $\text{g}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$).

Таким чином, величина $N_l p(m_0, H)$ може бути інтерпретована, з огляду на розмірність, як зміна концентрації аерозолю на одиницю маси за одиницю часу, і для подальшого використання отриманих результатів можна записати вираз для концентрації $dn(m, H) = N_l p(m, H) dm dt$. Дану формулу доцільно використовувати для дослідження подальшої еволюції аерозольної складової космічного походження під дією сили гравітації та опору повітря та визначення квазістаціонарних профілів аерозолю на всіх висотах, аж до земної поверхні.

Автори вдячні Ю. М. Кудрі за цінні поради та зауваження. Робота виконана за підтримки гранту НАН України РФФД 2008—2009 pp., № 28.

1. Волощук Ю. И., Кащеев Б. Л., Кручиненко В. Г. Метеоры и метеорное вещество. — Киев: Наук. думка, 1989. — 294 с.

2. Кручиненко В. Г. Приток космических тел на Землю в широком интервале масс // Кинематика и физика небес. тел. — 2002. — **18**, № 2. — С. 114—127.
3. Кручиненко В. Г. Тепловые взрывы метеороидов в атмосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел. — 2004. — **20**, № 3. — С. 269—282.
4. Лебединец В. Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 250 с.
5. Лебединец В. Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 272 с.
6. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. — М.: Изд-во АН СССР. — 1956. — 296 с.
7. Фесенков В. Г. К вопросу о микрометеоритах // Метеоритика. — 1955. — **12**. — С. 3—14.
8. Brownlee D. E., Hodge P. W. Ablation debris and primary micrometeoroids in the atmosphere // Space Res. — 1973. — **13/2**. — Р. 1139—1151.
9. Ceplecha Z. Influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. and Astrophys. — 1992. — **263**. — Р. 361—366.
10. Nady B. Carbonaceous meteorites. — Amsterdam, New York, 1975. — 747 p.
11. Öpik E. J. Researches on the physical theory of meteor phenomena // Publ. Obs. Astr. Tartu. — 1937. — **29**, N 5. — 67 p.
12. Öpik E. J. Interplanetary dust and terrestrial accretion of meteoric matter // Irish Astron. J. — 1956. — **4**, N 3/4. — Р. 84—135.
13. Öpik E. J. Physics of Meteor Flight in the Atmosphere. — New York: Interscience Publ., 1958. — 174 p.
14. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. — 1950. — **36**, N 12. — Р. 686—695.
15. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part II. In heterothermal atmospheres // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. — 1951. — **37**, N 1. — Р. 19—29.

Надійшла до редакції 03.05.10

P. M. Kozak, V. G. Kruchynenko, G. M. Kruchenetskyi,
V. M. Ivchenko, L. V. Kozak, L. M. Bilokrynytska,
Y. G. Taranukha, O. O. Rozhilo

TRANSFORMATION OF SPORADIC LOW-MASS METEOROID COMPONENT INTO THE AEROSOL OF THE EARTH'S UPPER ATMOSPHERE

We consider the problem of the aerosol formation in the upper atmosphere from meteoroids which arrive in the Earth's atmosphere and have masses from 10^{-18} to 10^{-8} g. Based on the analytical solutions of simplified classical equations of deceleration and heating of small meteoroids, we determined the maximal temperatures of the particles during their motions in the atmosphere and the altitudes at which they reach critically low velocities (so-called altitudes of stopping). We suppose that a space particle transforms into an aerosol one when it does not reach its melting temperature. As a base input characteristics, we have plotted the three-dimensional probability density distribution for the number of such particles as a function of the following parameters being critical for reaching by the particle its melting temperature: initial mass, velocity, and angle of entrance into the atmosphere. It is found that stone particles with initial masses less than 1.710^{-14} g become aerosols independently on other parameters. By means of the transformation of the plotted distribution in accordance with simplified classical meteor physics equations, we derived a two-dimensional distribution over mass and formation altitude for the aerosol of space origin in the upper atmosphere.

УДК 551.510

С. Г. Пилипенко, Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

АНАЛІЗ ПОШИРЕННЯ ТА ЗАТУХАННЯ АТМОСФЕРНИХ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ

Вивчається поширення атмосферних гравітаційних хвиль в неізотермічній безвітряній атмосфері із врахуванням в'язкості та теплопровідності. Визначено, що при розглянутих характеристиках максимум амплітуди атмосферних гравітаційних хвиль відповідає висотам біля 90 км (рівень мезопаузи). Визначальним фактором затухання і поширення хвилі виявився вертикальний градієнт температури. Від коефіцієнтів в'язкості та теплопровідності амплітуда хвиль залежить слабко. Теоретичні зміни температури на висотах мезопаузи порівнюються зі змінами температури над ураганами Вілма, Хайтанг, Катріна, отриманими при аналізі вимірювань супутника TIMED.

ВСТУП

На сьогоднішній день є багато спостережних доказів наявності атмосферних гравітаційних хвиль (АГХ) у нейтральній атмосфері Землі. Серед них можна виділити: хвильові структури на тропосферних та сріблястих хмарах, варіації приземного тиску на мікробарограмах, хвильові варіації вмісту озону й інших домішок у середній атмосфері, хвильові структури, отримані методами радіозондування іоносфери та ін. [1, 3, 12].

Серед десятків можливих джерел генерації АГХ найпотужнішими є: тропосферні циклони та фронтальні системи, сонячний термінатор, урагани, грози, ядерні випробування, великомасштабні техногенні катастрофи, землетруси, виверження вулканів, надзвуковий політ ракет і т. д.

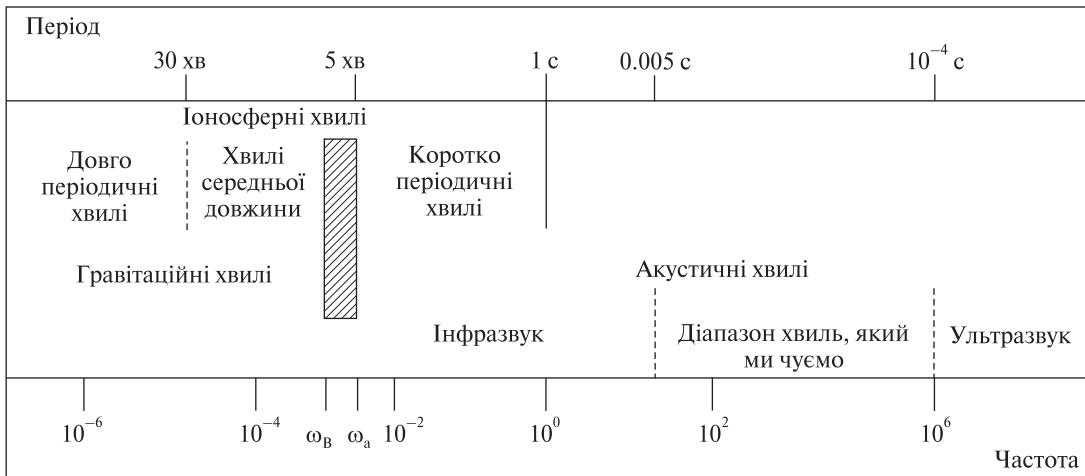
Спектр гравітаційних хвиль в атмосфері дуже широкий. Вони можуть мати періоди від декількох хвилин до десятків годин (рис. 1).

При поширенні АГХ вгору в адіабатичному режимі по мірі зменшення густини амплітуда хвилі збільшується [2, 5], а умова адіабатичності порушується. Такий ефект найчастіше призводить до втрати стійкості хвиль. Їхня дисипація чи руйнування розпочинається із швидкого збільшення амплітуди коливань, після якого «гребні» пере-

кидаються та перетворюються у систему великих вихорів. Таким чином, утворюються порівняно тонкі турбулентні шари, які в основному спостерігаються в областях із сильно викривленими вертикальними профілями температури і швидкості вітру. У тропосфері час життя таких шарів великий, і вони можуть існувати ще довго після «виключення» хвильового джерела турбулізації [4, 9].

Крім того, у реальній атмосфері поширення АГХ ускладнюється рефракцією, дисипацією і відбиттям від земної поверхні. Густота енергії хвиль може зменшуватися через геометричне розходження, заломлення та дисипацію. Дисипація енергії хвиль зумовлюється різними фізичними процесами: молекулярна в'язкість атмосфери, теплопровідність, іонне гальмування, радіаційні процеси [11, 14]. При цьому вплив турбулентності на великомасштабні хвильові рухи нагадує дію молекулярної в'язкості та теплопровідності. Вона породжує ефективну атмосферну «вихрову» в'язкість і теплопровідність, які на кілька порядків більші, ніж відповідні молекулярні величини [2, 10].

Незважаючи на велику кількість робіт, дотепер немає чіткої ясності, які механізми затухання хвиль домінують на різних висотах. Потрібно відзначити, що питання про нестійкість, насищення, руйнування АГХ досить жваво диску-



Rис. 1. Класифікація атмосферних гравітаційних хвиль

тується у науковій літературі на основі лінійної, квазілінійної і нелінійної теорій, оскільки постійна зміна параметрів атмосфери, її неоднорідність та інші чинники не дозволяють однозначно вирішити питання про поширення даних хвиль.

Останнім часом завдяки прогресу обчислювальної техніки з'явилася можливість модельно врахувати всі основні фактори, які впливають на поширення АГХ в реальному дисипативному середовищі. Саме це є основною метою даної роботи.

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПОШIРЕННЯ ТА ЗАТУХАННЯ АТМОСФЕРНИХ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ

При моделюванні поширення АГХ в атмосфері за основу взято метод розв'язку рівнянь Нав'є – Стокса (див. [6, 7]). Даний метод подібний до багатошарових методів, вперше розглянутих Майдглі та Волландом в роботах [13, 15, 16]. В неоднорідній атмосфері атмосферно-гравітаційні хвилі втрачають енергію або за рахунок власного затухання, або шляхом перерозподілу енергії з дисипативними процесами (в'язкість, тепlopровідність та ін.). Обчислення [13] базуються на тому, що в нижній атмосфері перерозподіл між гравітаційними хвильами та дисипативними процесами є настільки малим, що загальне поле хвиль можна представити тільки гравітаційними складовими. При цьому в аналізі викорис-

товується ітераційний метод, який базується на властивості дисипативних процесів затухати набагато швидше атмосферно-гравітаційних хвиль. В роботах [15, 16] показано, що в'язкість і тепло провідність можуть відігравати суттєву роль на великих висотах. При цьому припускається, що розв'язок, в якому домінують гравітаційні хвилі в низькій атмосфері, залишається домінантним і на великих висотах.

При вивченні поширення АГХ застосовано електричним полем [2, 17].

В даній роботі розглядаються рівняння Нав'є – Стокса з урахуванням дисипативних процесів. При цьому атмосфера представляється у вигляді однорідних шарів, де температура T_0 , маса M , адіабатична стала γ , прискорення вільного падіння g , відношення коефіцієнта в'язкості до густини μ/ρ_0 та відношення коефіцієнта тепlopровідності до густини (λ/ρ_0) є сталими. Вихідною для розрахунків є лінеаризована відносно незбуреного фонового стану система рівнянь

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial u_i'}{\partial t} &= -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \rho' g_i + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u}' \right) \right] - \\ &- \sigma_p B^2 \cdot [u_i' - b_i (\mathbf{u}' \cdot \mathbf{b})], \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}') &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\rho_0 R}{(\gamma - 1) M} \frac{\partial T'}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T') - \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u}'.$$

Тут u' , p' , ρ' — збурені величини швидкості, тиску та густини, викликані проходженням хвилі, σ_p — провідність, R — універсальна газова стала, B — індукція магнітного поля, а $\mathbf{b} \equiv (b_1, b_2, b_3)$ — одиничний вектор індукції магнітного поля. Крім того,

$$p' = \frac{\rho' RT_0}{M} + \frac{\rho_0 RT'}{M}.$$

Розв'язок будемо шукати в вигляді плоскої хвилі

$$\begin{aligned} \frac{p'}{A_p} &= \frac{T'}{A_T} = \frac{u'_z}{A_z} = \frac{u'_x}{A_x} \propto \\ &\propto \exp(i\omega t - ik_x x - ik_z z + z/2H). \end{aligned} \quad (2)$$

При цьому A_p , A_T , A_z і A_x — це коефіцієнти пропорційності, а комплексний горизонтальний хвильовий вектор k_x і дійсна частота ω — стали вздовж всієї атмосфери, тому що навколошня атмосфера не залежить від x та t . Комплексне ж вертикальне хвильове число k_z змінюється від шару до шару. При розрахунках вважаємо, що магнітне поле має складові як по осі z , так і по осі x , тобто ($\sigma_p \neq 0$). Розв'язок у вигляді (2) спрошує диференціальні рівняння (1) до системи алгебраїчних рівнянь:

$$\left(\begin{array}{cccc} 1 & k - i\alpha & -1 & 1 \\ 1 & k & 0 & -(\gamma - 1)^{-1} + vR \\ 4\eta - \beta - 3i\eta\alpha k + & \eta k - 3i\eta\alpha & 1 & 0 \\ + 3\eta k^2 + i\sigma\beta(1 - b_1^2) & & & \\ 2i\eta\alpha + \eta k & -\beta - 4i\eta\alpha k + 4\eta k^2 + & k & -i\alpha \\ & + 3\eta + i\sigma\beta(1 - b_3^2) & & \end{array} \right) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} k_x u'_x \\ \omega \\ \frac{k_z u'_z}{\omega} \\ \frac{p'}{p_0} \\ \frac{T'}{T_0} \end{pmatrix} = 0.$$

Тут використано безрозмірні параметри:

$$k = [k_z + i/(2H)]/k_x, \quad R = k^2 - i\alpha k + 1,$$

$$\alpha = 1/(k_x H), \quad \beta = \omega^2/(gk_x^2 H), \quad \eta = i\omega\mu/(3p_0),$$

$$v = i\lambda T_0 k_x^2 / (\omega p_0), \quad \sigma = \sigma_p B^2 / (\rho_0 \omega).$$

Коефіцієнт в'язкості μ і коефіцієнт теплопровідності λ задаються через концентрації основних складових атмосфери

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\sqrt{KT}}{\sqrt{6}} \left[\frac{n_{N_2} \sqrt{m_{N_2}}}{n_{N_2} \sigma_{11} + n_O \sigma_{12} + n_O \sigma_{13}} + \right. \\ &+ \left. \frac{n_O \sqrt{m_O}}{n_O \sigma_{22} + n_{N_2} \sigma_{21} + n_{O_2} \sigma_{23}} + \frac{n_{O_2} \sqrt{m_{O_2}}}{n_O \sigma_{32} + n_{N_2} \sigma_{31} + n_{O_2} \sigma_{33}} \right], \\ \lambda &= A \cdot C_v \cdot \mu, \end{aligned}$$

де $\sigma_{ij} = \pi(r_i + r_j)^2$ — площа ефективного перерізу, C_v — питома теплоємність при постійному об'ємі.

Система алгебраїчних рівнянь має нетривіальний розв'язок, якщо детермінант матриці коефіцієнтів дорівнює нулю. Тоді отримаємо дисперсійне співвідношення

$$C_3 R^3 + C_2 R^2 + C_1 R + C_0 = 0. \quad (3)$$

Тут

$$\begin{aligned} C_3 &= -3\eta v(1 + 4\eta), \\ C_2 &= \frac{3\eta v(1 + 4\eta)}{\gamma - 1} + v\beta(1 + 7\eta) + 3\eta - \\ &- i\sigma\beta v \left[(1 + 4\eta)(1 - b_1^2) + 3\eta(1 - b_3^2) \right], \\ C_1 &= - \left[\beta^2 - 2\eta\alpha^2(1 + 3\eta) \right] v - \frac{\beta(1 + 7\eta)}{\gamma - 1} - \beta + \\ &+ i\sigma\beta(1 - b_1^2) \left[\frac{\gamma + 4\eta}{\gamma - 1} + v(1 + \eta + \beta) \right] + \\ &+ i\sigma\beta(1 - b_3^2) \left[\frac{3\eta}{\gamma - 1} - v(1 + \eta - \beta) \right], \\ C_0 &= \frac{\beta^2 - 2\eta\alpha^2(1 + 3\eta)}{\gamma - 1} + \alpha^2(1 + 3\eta) + \\ &+ \frac{i\sigma\beta}{\gamma - 1} \left[(1 - b_3^2)(\gamma + \eta - \beta) - (1 - b_1^2)(\gamma + \eta + \beta) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Для заданої частоти ω та горизонтального хвильового числа k_x це дисперсійне співвідношення має три розв'язки для R і, таким чином, три розв'язки для k_z^2 . При цьому розв'язок для k_z^2 дає два значення вертикального хвильового числа, що відповідають хвилям, які підніма-

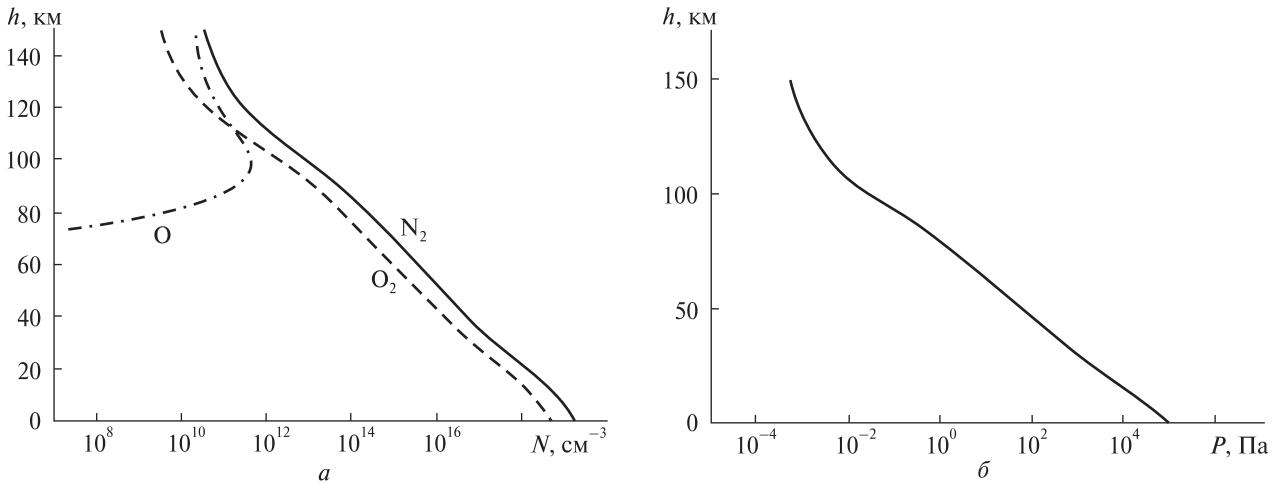


Рис. 2. Вертикальні профілі: *a* — концентрації N основних складових атмосфери, *б* — атмосферного тиску P , розрахованого за допомогою моделі MSIS 90

ються та опускаються. Таким чином, хвильове поле в кожному шарі є суперпозицією двох атмосферно-гравітаційних хвиль. Хвилі в суміжних шарах пов'язуються умовою неперервності між шарами вертикальної швидкості та вертикального потоку імпульсу:

$$\begin{aligned} \left[u'_z \right]_{z_n^+} &= \left[u'_z \right]_{z_n^-} \\ \left[p' - \frac{u'_z p_0}{i\omega H} - \frac{4}{3}\mu \frac{\partial u'_z}{\partial z} - \frac{2}{3}i\mu k_x u'_x \right]_{z_n^+} &= \quad (5) \\ &= \left[p' - \frac{u'_z p_0}{i\omega H} - \frac{4}{3}\mu \frac{\partial u'_z}{\partial z} - \frac{2}{3}i\mu k_x u'_x \right]_{z_n^-} \end{aligned}$$

Співвідношення (5) отримані з лінеаризованого тензора потоку імпульсу першого порядку

$$\pi_{ij} = p'\delta_{ij} - \mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\nabla \cdot u' \right).$$

Зв'язки між різними змінними, які випливають із виразу (5), задовольняють поляризаційні співвідношення, що визначають відносні величини для кожної хвилі відповідно до розв'язку (2). При цьому параметри A_z , A_x , A_p і A_T визначаються за допомогою формул:

$$\begin{aligned} A_z &= b_1 \frac{\omega}{k_x} \left[(1+\eta)k - 2i\eta\alpha + \frac{k-i\alpha}{(\gamma-1)^{-1}-vR} \right] - \\ &- b_3 \frac{\omega}{k_x} \left[1+\eta-\beta+3\eta R + \frac{1}{(\gamma-1)^{-1}-vR} + i\sigma\beta(1-b_1^2) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_x &= b_3 \frac{\omega}{k_x} \left[(1+\eta)k - i\alpha(1+3\eta) + \frac{k}{(\gamma-1)^{-1}-vR} \right] - \\ &- b_1 \frac{\omega}{k_x} \left[(1+4\eta)R - \eta - \beta - 1 + \frac{R-1}{(\gamma-1)^{-1}-vR} + i\sigma\beta(1-b_3^2) \right], \\ A_p &= \frac{p_0 k_x}{\omega} \left[A_x + A_z(k-i\alpha) \right] + p_0 \frac{A_T}{T_0}, \\ A_T &= \frac{T_0 k_x}{\omega} \left[\frac{A_x + k A_z}{(\gamma-1)^{-1}-vR} \right], \quad b_1 = B_x / B; \quad b_3 = B_z / B. \end{aligned} \quad (6)$$

Ці співвідношення показують, що якщо величини u'_x , u'_z , p' , та T задовольняють (2), то вони також задовольняють рівняння Нав'є — Стокса.

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТА АНАЛІЗ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для моделювання поширення АГХ використовувались вертикальні профілі температур та концентрацій основних складових нейтральної атмосфери, взяті із моделі нейтральної атмосфери MSIS-E-90 [8]. Зміни з висотою основних складових нейтральної атмосфери та тиску, використані для розрахунків, представлено на рис. 2.

Визначені вертикальні профілі висоти одно-рідної атмосфери над Києвом показано на рис. 3 для чотирьох днів різних сезонів 2000 р.

При розрахунку коефіцієнтів, що входять у співвідношення (4), використано значення адіабатичної сталої $\gamma=1.4$, густини атмосфери на

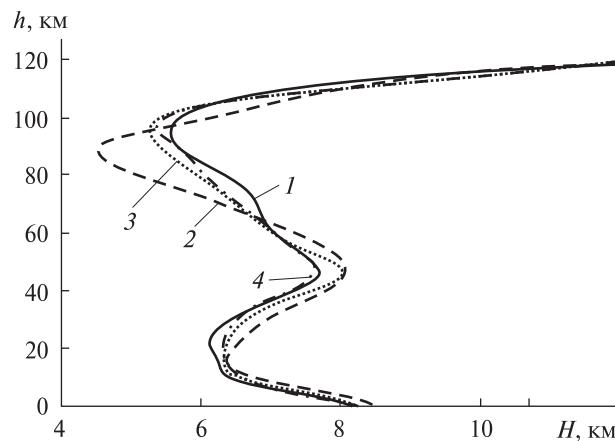


Рис. 3. Вертикальні профілі висоти H однорідної атмосфери на різних висотах h у різні сезони 2000 р. (1 — 1 січня, 2 — 1 квітня, 3 — 1 липня, 4 — 1 жовтня). Кожен профіль відповідає профілю температури та профілям зміни концентрацій основних складових нейтральної атмосфери, розрахованим згідно з моделлю MSIS 90

початковому рівні $\rho_0 = 1.029 \text{ кг}/\text{м}^3$, тиску атмосфери на початковому рівні $p_0 = 100 \text{ кПа}$, горизонтальної складової хвильового вектора $k_x = 0.1 \text{ м}^{-1}$ (при зменшенні значення k_x зменшиться амплітуда коливань, а основні закономірності не зміняться), питомої теплоємності при постійному об'ємі $C_v = 715 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\text{К}^{-1}$, розмірів молекул N_2 , O_2 і O відповідно $r_1 = 0.16$, 0.15 і 0.125 нм .

За допомогою чисельного моделювання вирізів (6) отримано вертикальний профіль амплітуди вертикальної складової швидкості для АГХ з періодом 65 хв (рис. 4, a). Значення профілів амплітуди АГХ розраховано для різних днів 2000 р. Позначення ті ж, що на рис. 3. Видно, що при вибраних параметрах моделювання хвилі поширяються до висот 120 км, а максимальне значення їхньої амплітуди відповідає діапазону висот від 90 до 100 км. Як видно із рис. 5, максимальне значення амплітуди АГХ спостерігається на рівні мезопаузи.

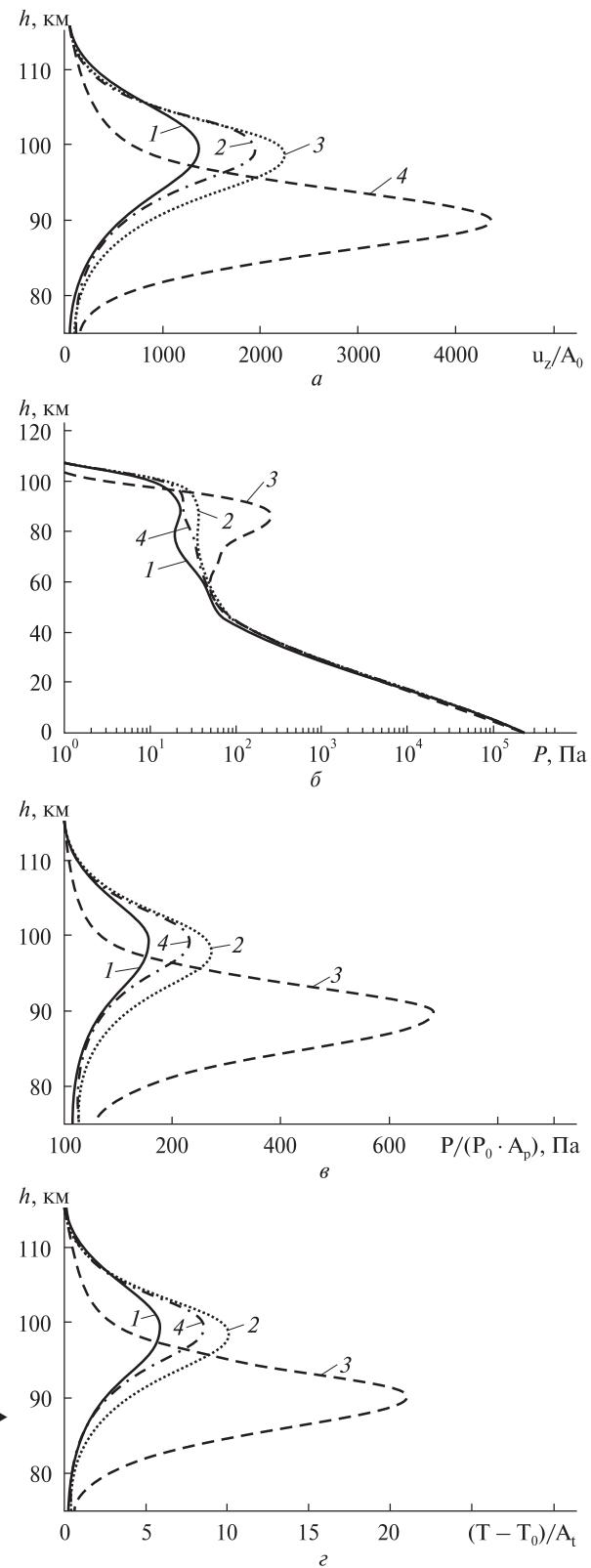


Рис. 4. Вертикальні профілі амплітуди вертикальної складової швидкості u_z/A_0 , тиску P , зміни амплітуди коливань тиску $P/(P_0 \cdot A_p)$ та зміни амплітуди коливань температури $(T - T_0)/A_t$ при поширенні АГХ з періодом $T = 65$ хв у різні сезони 2000 р.: крива 1 — 1 січня, 2 — 1 квітня, 3 — 1 липня, 4 — 1 жовтня

Розраховані профілі тиску при поширенні АГХ з періодом 65 хв протягом року показано на рис. 4, б, в, де зміни амплітуди коливань при поширенні хвилі накладаються на загальні зміни тиску з висотою (рис. 2, б).

Збурення температури в результаті поширення АГХ також накладаються на загальний хід температурних змін. Безпосередні відхилення температури, викликані проходженням АГХ (параметри якої описано вище) мають амплітуду порядку 10–25 К (рис. 4, г).

Оскільки в результаті модельних розрахунків виявилося, що АГХ затухають до висот 120 км, то зміну магнітного поля з висотою можна не враховувати.

АНАЛІЗ ЗМІН ТЕМПЕРАТУРИ НАД УРАГАНАМИ ЗА ВИМІРЯМИ СУПУТНИКА TIMED

Використані дані. Відгуки у верхній атмосфері на великомасштабні погодні утворення можуть проявлятися у варіаціях температури, вектора швидкості вітру, емісії тощо.

Для дослідження джерел збурень атмосфери було обрано урагани. Дані потужні вихрові потоки повітряних мас виникають над теплими водяними басейнами в океанах з потужних тропічних циклонів, всередині яких тиск спадає до центра, внаслідок чого повітряні потоки рухаються від периферії до центра циклону. Обертову складову швидкості вітру всередині циклону обумовлено силою Коріоліса. При конденсації пари над теплими водяними басейнами виділяється велика кількість тепла, що підсилює висхідні потоки і призводить до виникнення турбулентності. Урагани можуть утворюватись лише над великими теплими ($T > 26^{\circ}\text{C}$) водяними басейнами, від яких вони отримують достатньо теплової енергії для підтримання турбулентності; над твердою земною поверхнею вони послаблюються і з часом зникають. Зазвичай вони виникають в приекваторіальній зоні між 5 та 25° п. ш. Всередині урагану великі маси хмар діаметром 500–1000 км формують спіральні висхідні потоки висотою 12–15 км. У центрі циклону виникає відносно стабільна зона абсолютно спокою діаметром 8–15 км — «око» бурі. Пориви вітру найпотуж-

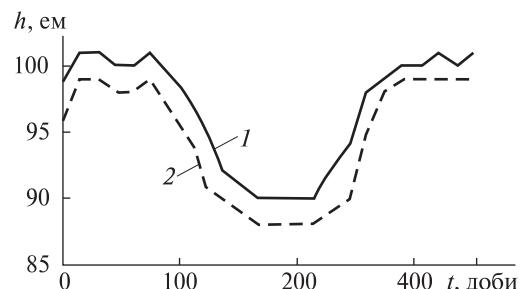


Рис. 5. Зміна протягом року висоти максимальної амплітуди вертикальної складової швидкості для АГХ з періодом 65 хв згідно з чисельними розрахунками (1) та зміна висоти мезопаузи, розрахована за моделлю MSIS 90 (2)

ніші саме навколо цієї області спокою, швидкості потоків досягають 300 км/год. Незважаючи на велику кількість зібраних відомостей про ці явища природи, повна теорія про виникнення ураганів ще не розроблена. Незважаючи на те, що урагани виникають в нижніх шарах атмосфери та простягаються у висоту лише на кілька десятків кілометрів, вони несуть в собі достатньо енергії, щоб суттєво вплинути на структуру верхніх шарів атмосфери.

Було проаналізовано три урагани, що мали місце у 2005 р: Катріна (23–31 серпня), Вілма (15–25 жовтня) та Хайтанг (11–19 липня). При аналізі розглядалися значення температури, вимірювані приладом TIDI супутника TIMED [<http://www.timed.jhuapl.edu/WWW/mission/mission.php>].

Отримані результати. На рис. 6 показано динаміку зміни температури на рівні мезопаузи до (a, g, ϵ), під час ($b, d, j\zeta$) та після урагану (e, f, z). Час подано в супутникових одиницях відліку (UTC). Аналізувалися зміни температури в області висот 70–110 км під час найпотужнішої стадії урагану (категорії 4 та 5), а також у періоди до утворення урагану та після його повної дисипації.

Як видно, спостерігається підвищення температури над областями урагану на 25–40 К поблизу мезопаузи. Дані результати узгоджуються із значеннями флюктуацій температури, отриманими за допомогою чисельного моделювання.

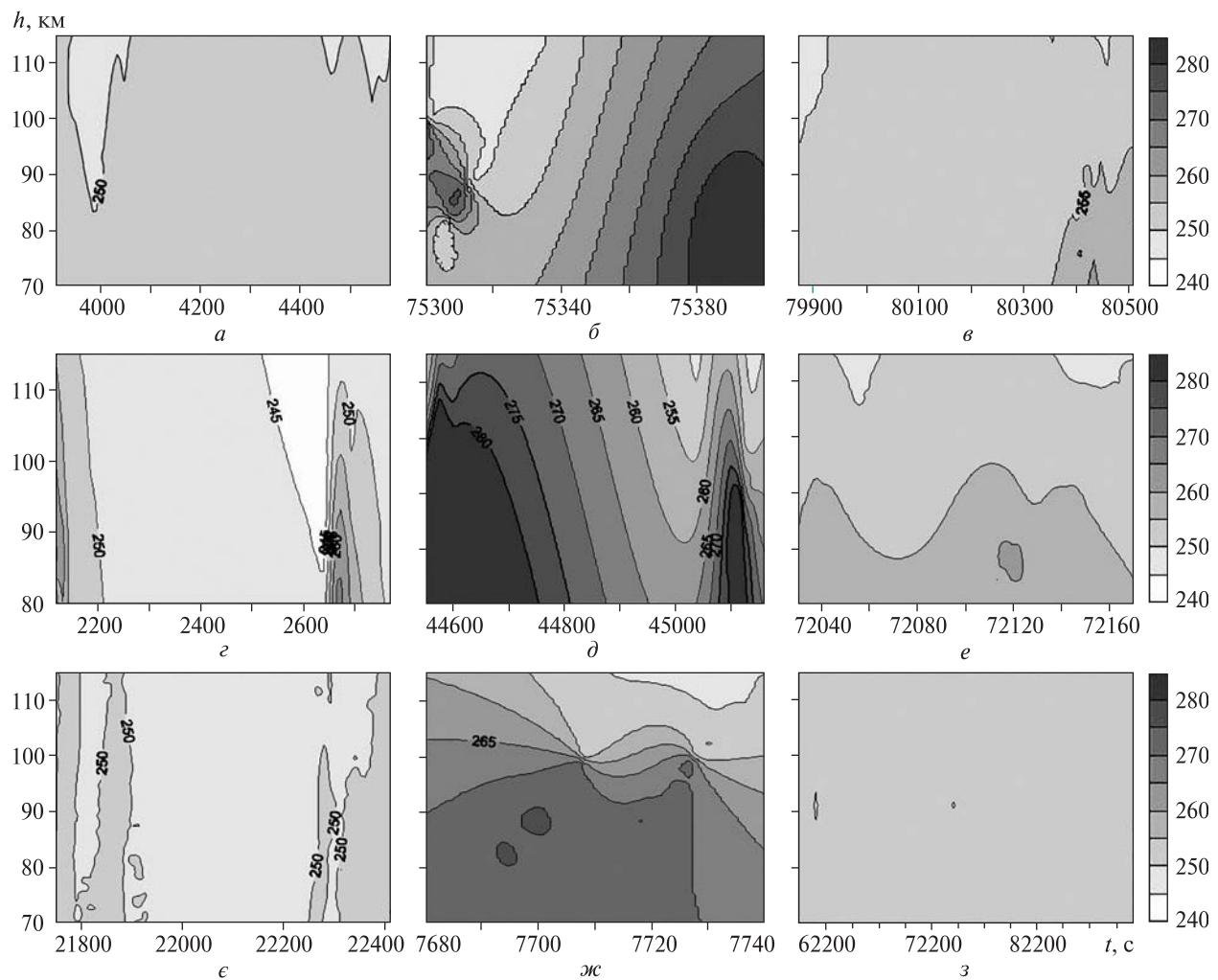


Рис. 6. Зміна температури з часом на різних висотах h : a, b, c — до, під час та після урагану Катріна (відповідно 21 серпня, 28 серпня, 2 вересня 2005 р.); d, e, f — до, під час та після урагану Вілма (15, 19, 27 жовтня 2005 р.); g, h, i — до, під час та після урагану Хайтанг (9, 18, 20 липня 2005 р.).

ВИСНОВКИ

При аналізі поширення АГХ розглядалася безвітряна, неізотермічна, стратифікована по густині та по концентрації основних складових атмосфера із врахуванням в'язкості та тепlopровідності.

За результатами моделювання можна зробити такі висновки.

- Досягаючи мезосфери АГХ руйнуються, і це призводить до локального нагрівання й руху повітря. Дані нагріті області, в свою чергу, можуть

генерувати вторинні АГХ, які поширюються вгору та вниз із мезосфери.

- Висота максимальної амплітуди АГХ, після якої йде затухання хвиль, головним чином залежить від зміни температури з висотою.

- Максимальна амплітуда АГХ відповідає найнижчому рівню мезопаузи.

- Затухання хвиль спостерігається на висотах після 100 км від поверхні Землі.

- Від коефіцієнтів в'язкості і тепlopровідності залежить амплітуда АГХ і слабко залежить висота дисипації.

6. Відносні варіації температури на висотах мезопаузи в результаті поширення АГХ складають 25–35 К.

7. При аналізі зміни температури над ураганами Катріна, Вілма і Хайтанг спостерігалось збільшення температури на висотах мезопаузи на 25–40 К.

Автори вдячні В. М. Івченку за корисні обговорення. Робота виконана при частковій підтримці Міжнародного інституту космічних досліджень, Берн, Швейцарія (ISSI-team 132)

1. Гаврилов Н. М. Распространение внутренних гравитационных волн в стратифицированной атмосфере // Изв. АН СССР. ФАО. — 1985. — 21. — С. 921–927.
2. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1975. — 532 с.
3. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. — 1999. — 42, № 1. — С. 3–25.
4. Козак Л. В. Зміна турбулентних процесів у нижній термосфері при проходженні внутрішніх гравітаційних хвиль // Космічна наука і технологія. — 2002. — 8, № 5/6. — С. 86–90.
5. Хайнс К. О. Термосферная циркуляция. — М.: Мир, 1975. — 428 с.
6. Francis S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: a review // J. Atmos. Terr. Phys. — 1975. — 37. — P. 1011–1054.
7. Francis S. H. Acoustic-Gravity Modes and Large-Scale Traveling Ionospheric Disturbances of a Realistic, Dissipative Atmosphere // J. Geophys. Res. — 1973. — 78. — P. 2278–2301.
8. Hedin A. E. Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere // J. Geophys. Res. — 1991. — 96. — P. 1159–1172.
9. Hocking W. K. Turbulence in the altitude region 80–120 km // Adv. Space Res. — 1990. — 10, N 12. — P. 153–161.
10. Hodges R. R. Jr. Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves // J. Geophys. Res. — 1969. — 74. — P. 4087–4090.
11. Imamura T., Ogawa T. Radiative damping of gravity waves in the terrestrial planetary atmospheres // Geophys. Res. Lett. — 1995. — 22, N 3. — P. 267–270.
12. Kozak L. V., Dzubenko M. I., Ivchenko V. M. Temperature and thermosphere dynamics behavior analysis over earthquake epicentres from satellite measurements // Phys. and Chem. Earth. Parts A/B/C. — 2004. — 29, N 4–9. — P. 507–515.
13. Midgley J. E., Liemohn H. B. Gravity waves in a realistic atmosphere // J. Geophys. Res. — 1966. — 71. — P. 3729–3730.
14. Pitteway M., Hines C. The viscous damping of atmospheric gravity waves // Can. J. Phys. — 1963. — 41. — P. 1935–1948.
15. Volland H. The upper atmosphere as a multiply refractive medium for neutral air motions // J. Atmos. Terr. Phys. — 1969. — 31. — P. 491–530.
16. Volland H. Full wave calculations of gravity wave propagation through the thermosphere // J. Geophys. Res. — 1969. — 74. — P. 1786–1823.
17. Zhang S. D., Yi F. A numerical study of propagation characteristics of gravity wave packets propagating in a dissipative atmosphere // J. Geophys. Res. — 2002. — 107D, N 14. — P. 1–9.

Надійшла до редакції 14.05.10

S. G. Pylypenko, L.V. Kozak

AN ANALYSIS OF PROPAGATION AND DISSIPATION OF ATMOSPHERE GRAVITY WAVES

We consider the propagation of atmosphere gravity waves in non-isothermal windless atmosphere with regard to the viscosity and heat conductivity. It is determined that the maximum for the atmosphere gravity waves amplitude corresponds to altitudes of near 90 km (mesopause) for the considered characteristics. The vertical temperature gradient is found to be the main factor of the wave spread and dissipation. The coefficients of viscosity and heat conductivity have a weak influence on the wave amplitude. Our theoretical calculations for temperature changes at the mesopause altitudes are compared with the temperature changes over the storms Wilma, Haitang, and Katrina which were obtained from an analysis of measurements of the satellite TIMED.

УДК 523.982+ 523.37

Н. И. Лозицкая

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ

ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН: СОПОСТАВЛЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ИНДЕКСОВ

Виявлено достовірні міжрічні та вікові варіації магнітних полів сонячних плям, які суттєво відрізняються від варіацій чисел Вольфа. Тренд модуля напруженості B_{\max} магнітних полів сонячних плям за спостереженнями 1992–2008 рр. в обсерваторіях Маунт Вілсон та Kimm Пік помітно відрізняються. Аналізуються причини цієї розбіжності. Показано, що індекс B_{var} менше за інші залежить від повноти програм спостережень, якості інструментів та астроклімату на різних обсерваторіях, тому годиться для глобального моніторингу міжрічних та вікових варіацій сонячних магнітних полів. Дослідження включає дані об'єднаної бази даних магнітних полів сонячних плям Пулківської обсерваторії, архіву даних магнітних полів сонячних плям Кримської астрофізичної обсерваторії та синоптичних програм на 150-футовому сонячному телескопі обсерваторії Маунт Вілсон.

ВВЕДЕНИЕ

Вариации магнитных полей Солнца на длительных интервалах времени представляют интерес для теории солнечной активности, реконструкции модуля напряженности межпланетного магнитного поля, изучения модуляции галактических космических лучей. Более 90 % солнечного магнитного потока сконцентрировано в тонкоструктурных элементах — узлах или жгутах с напряженностью 2000 — 3000 Гс, между которыми поле очень слабое [7]. Активная и невозмущенная область различаются только поверхностной плотностью неразрешимых элементов сильного поля. Вариации магнитного поля пятен и областей вокруг них указывают как на вариации магнитного потока в единичных элементах, так и на изменения поверхностной концентрации неразрешимых трубок.

Для описания межгодовых вариаций магнитных полей Солнца используются магнитометрические и магнитографические индексы. К магнитометрическим относятся среднегодовые значения модуля максимальных напряженностей магнитных полей тени пятен: для пятен всех размеров — H_m , для крупных пятен с диаметром 30—60 сд (секунд дуги) — B_{sp} , для пятен с наибольшим магнитным полем в каждой группе —

B_{\max} . По магнитограммам обсерватории Маунт Вилсон с 1970 г. вычисляются магнитографические индексы *MPSI* и *MWSI*.

Цель данной работы — выявление закономерностей вековых вариаций солнечных магнитных полей с использованием указанных индексов и выяснение методических источников расхождения результатов разных исследователей.

СРАВНЕНИЕ ВЕКОВЫХ ВАРИАЦИЙ ЧИСЛА ПЯТЕН И ИХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В 1960-х гг. в работах Рингнеса было показано, что средняя напряженность магнитного поля солнечных пятен уменьшалась с 1920 гг. к максимуму 80—90-летнего цикла числа пятен. Таким же образом уменьшалось и число групп пятен с высокими значениями магнитной напряженности [2]. Наши исследования [4, 11] подтвердили уменьшение магнитных полей солнечных пятен с 1920—1940-х к 1960-м гг., а также выявили их увеличение в последующие десятилетия [11]. В недавних работах [8, 10] отрицаются как старые результаты [2], так и новые [4, 5, 11], поэтому в настоящее время нет единой точки зрения о реальности вековых вариаций магнитных полей на Солнце.

Мы сопоставили индекс *RI* числа пятен с индексом B_{sp} магнитных полей пятен, методика вычисления которого описана в работе [11]. При

сглаживании обеих величин 44-летним лагом (рис. 1) подтверждается вывод [2] об антакорреляции этих вековых индексов.

Можно сделать долгосрочный прогноз, основываясь на многолетней вековой цикличности чисел Вольфа и тесной антакорреляции вековых изменений: на протяжении нескольких десятков лет средние по 44 годам величины RI уменьшаются на 40 ± 20 единиц, а B_{sp} увеличиваются на 10 ± 1 мТл по сравнению с периодом векового максимума чисел Вольфа. Из рис. 1 видно, что для прогноза [10] глубокого минимума чисел Вольфа в XXI ст. нет оснований, поскольку солнечная активность проявляется также сверхвековыми вариациями, и от очередного подобного маундеровскому минимума нас отделяют столетия. Заметим, что точные краткосрочные прогнозы величины максимума 24–25-го циклов на основании выявленных закономерностей сделать невозможно, поскольку несглаженные среднегодовые значения RI и B_{sp} показывают нулевую корреляцию. Средние в четырех циклах максимальные числа Вольфа уменьшаются от максимума векового цикла к минимуму в 1.5 раза сильнее, чем среднегодовые по 44 годам величины. В период очередного векового минимума солнечной активности максимальные числа Вольфа по четырем циклам уменьшаются на 60 единиц (до $RI = 90 \pm 30$).

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МАГНИТНЫХ ИНДЕКСОВ

Индекс B_{sp} среднегодовых величин модуля индукции магнитного поля крупных пятен с диаметром 30–60 сд [11] рассчитывался двумя способами: 1 — определены средние значения B_{sp1} по всему массиву данных для всех обсерваторий и 2 — определялись средние значения B_{sp2} из среднегодовых значений, полученных отдельно для каждой обсерватории. В первом способе средняя квадратичная ошибка среднегодовой величины обусловлена большей мерой случайными отклонениями (до 30–50 мТл) каждого из сотен измерений. Во втором случае преимущественно систематические ошибки (до 10–20 мТл) каждой из 4–10 обсерваторий, измерявших в данном году магнитные поля, определяют среднюю квадратичную ошибку среднего значения.

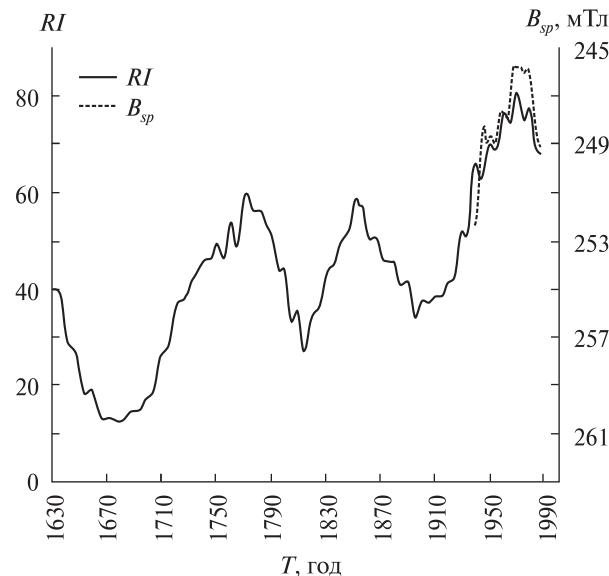


Рис. 1. Вековые вариации числа пятен RI и их магнитного поля B_{sp} (коэффициент корреляции $r = -0.86$ достоверен с доверительной вероятностью $p = 0.99$)

На рис. 2 представлены результаты вычислений среднегодовых значений B_{sp} этими двумя способами. Видно, что в доверительном интервале 95 % значения B_{sp1} и B_{sp2} совпадают.

Линейный тренд на рис. 2 обусловлен вековыми вариациями B_{sp} . Индукция магнитных полей крупных пятен за полстолетия увеличилась примерно на 10 мТл. Тренд числа пятен за этот период показывает их уменьшение. Поскольку вариации обоих индексов идентичны, а ошибки B_{sp1} в 1.3 раза меньше, чем у B_{sp2} , далее используем только первый индекс, называя его B_{sp} .

В работах [5, 6] получен ряд среднегодовых величин магнитного поля пятен всех размеров, позже названный H_m . Мы сравнили вариации индекса магнитного поля крупных пятен B_{sp} и H_m , для чего использовали данные Астрономической обсерватории Киевского университета, бюллетеней «Солнечные Данные», баз данных www.gao.spb.ru/database/mfbase/, <http://www.crao.crimea.ua/>, <ftp://howard.astro.ucla.edu/pub/obs/drawings/>. Оказалось, что индексы B_{sp} и H_m тесно коррелируют ($r = 0.68$, $p > 0.95$), оба индекса показывают увеличение поля во второй половине XX века.

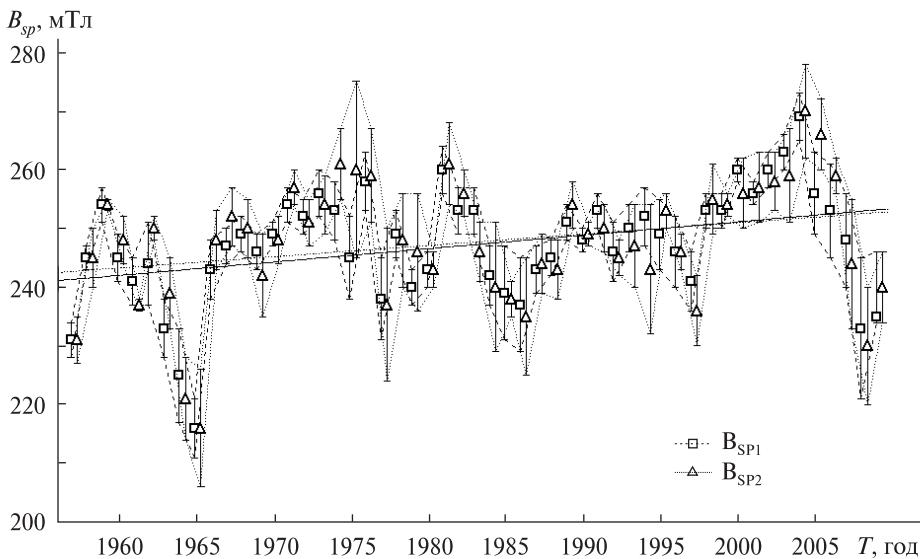


Рис. 2. Вариации модуля магнитных полей солнечных пятен: B_{sp1} — средние для всего массива полученных данных, B_{sp2} — средние из среднегодовых значений для каждой обсерватории. Приведены удвоенные средние квадратичные ошибки. Приведена линейная аппроксимация хода модуля магнитного поля по обоим индексам

Как выглядит вековой цикл магнитных полей при использовании не магнитометрических, а магнитографических измерений? В обсерватории Маунт Вилсон с 1970 г. регистрируются новые магнитографические индексы: магнитное поле факельных площадок *MPSI* (Magnetic Plage Strength Index) и магнитное поле пятен *MWSI* (Mt. Wilson Sunspot Index). Нами показано, что результат их вычисления зависит не только от магнитного поля факельных либо пятенных областей, но и от чисел Вольфа [3]. Для получения

MPSI складываются значения напряженностей магнитного поля по тем пикселям магнитограммы, где они были измерены в пределах от 10 до 100 Гц, и сумма делится на полное число пикселей магнитограммы. Для получения *MWSI* такая же процедура обработки проводится для всех пикселей, где магнитное поле превышает 100 Гц (10 мТл), то есть для пятенных участков (<http://www.astro.ucla.edu/>). Если бы деление проводилось не на полное число пикселей магнитограммы, а на сумму пикселей факельных участков для получения *MPSI* и на сумму пикселей пятенных участков для получения *MWSI*, тогда эти индексы характеризовали бы среднюю напряженность магнитного поля соответствующих структур.

Проведем исправление индекса *MWSI* для получения независимого от числа пятен нового магнитографического индекса B_{av} , характеризующего среднегодовую напряженность участков активных областей, где магнитограф регистрировал поле выше 10 мТл. Поскольку площадь пятен хорошо коррелирует с их числом, нормируя *MWSI* (индекс напряженности поля солнечных пятен) на числа Вольфа, получаем среднюю напряженность магнитного поля в пятенных областях. В таблице и на рис. 3 представлены значения полученного таким образом индекса B_{av} . Насколько такая процедура помогает получить чисто магнитный индекс, видно из совпадения и

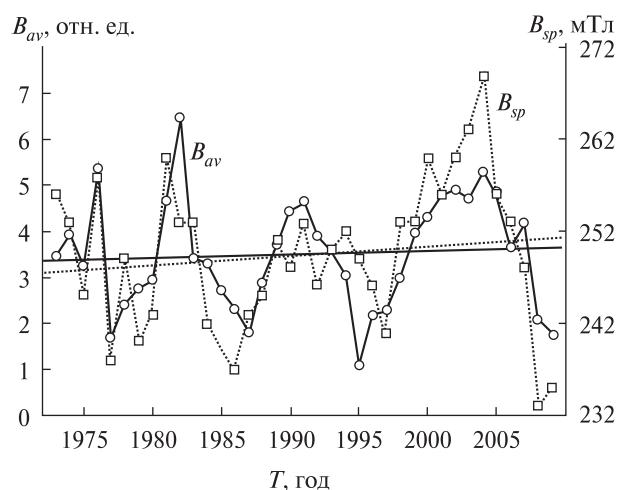


Рис. 3. Многолетние вариации нормированного индекса $B_{av} = 1000 \cdot MWSI/RI$ и индекса магнитного поля солнечных пятен B_{sp}

межгодовых вариаций, и долговременных трендов B_{av} и B_{sp} на рис. 3.

Квазипериодические всплески магнитного поля означают всплытие нового магнитного потока. Из рис. 3 видно, что синхронно происходят усиления магнитного поля как в тени пятен, так и по всей площади пятна ($r = 0.68$), но с разной амплитудой. Относительный размах вариаций B_{sp} в центре тени пятен (15 %) на порядок меньше, чем в местах более слабого магнитного поля всего пятна B_{av} . Это можно объяснить различными значениями фактора заполнения тени и полутиени субтескопическими килогауссовыми трубками потока. В тени пятен фактор заполнения максимальный, до 95 % [7], и поэтому менее вариабельный, чем в полутиени, где он в среднем равен 20 %.

Ввиду существенного различия факторов заполнения тени и полутиени трубками потока изменения B_{av} отражают не столько усиление магнитного поля в трубках потока, сколько увеличение их количества на единицу площади. Например, при увеличении напряженности магнитного поля тени на 20 % магнитное давление увеличивается на 44 %. Равенство давления на границе тень-полутень поддерживается увеличением концентрации трубок потока в полутиени, что и проявляется увеличением B_{av} . При этом увеличивается также отношение q диаметра тени к диаметру всего пятна (среднегодовые значения q изменяются от 0.12 до 0.26 [1]). Вековые вариации q , описанные в работе [1], действительно соответствуют вековым вариациям B_{sp} [11] с наибольшими значениями в эпоху 1930—1940 гг. и наименьшими в 1960-х гг.

Кроме межгодовых изменений напряженности магнитного поля пятен, на рис. 3 заметен вековой тренд. На протяжении 20—23-го циклов солнечной активности магнитное поле солнечных пятен увеличивалось. Поскольку в этот же временной интервал числа Вольфа имели тенденцию к снижению, подтвердилось правило, описанное Ю. И. Витинским [2]: вековые изменения чисел Вольфа и магнитных полей солнечных пятен происходят в противофазе.

Последние публикации [8, 10] отрицают вековое увеличение магнитных полей солнечных

Значения индексов магнитного поля солнечных пятен

$MWSI$, B_{av} и B_{sp} . Стандартная ошибка B_{av} равна 0.1—0.2 отн. ед., B_{sp} — 1—3 мТл

Год	$MWSI$	B_{av} , отн. ед.	B_{sp} , мТл
1970	104	5.8	249
1971	67	5.1	254
1972	69	4.3	252
1973	38	3.5	256
1974	34	3.9	253
1975	15	3.3	245
1976	13	5.3	258
1977	27	1.7	238
1978	93	2.4	249
1979	155	2.8	240
1980	155	2.9	243
1981	140	4.7	260
1982	116	6.4	253
1983	67	3.4	253
1984	46	3.3	242
1985	18	2.7	239
1986	13	2.3	237
1987	29	1.8	243
1988	100	2.9	245
1989	158	3.7	251
1990	142	4.5	248
1991	146	4.7	253
1992	94	3.9	246
1993	55	3.6	250
1994	30	3.0	252
1995	18	1.1	249
1996	9	2.2	246
1997	22	2.3	241
1998	64	3.0	253
1999	93	4.0	253
2000	120	4.3	260
2001	111	4.8	256
2002	104	4.9	260
2003	64	4.7	263
2004	40	5.3	269
2005	30	4.9	256
2006	15	3.6	253
2007	8	4.2	248
2008	3	2.1	233
2009	2	1.8	235

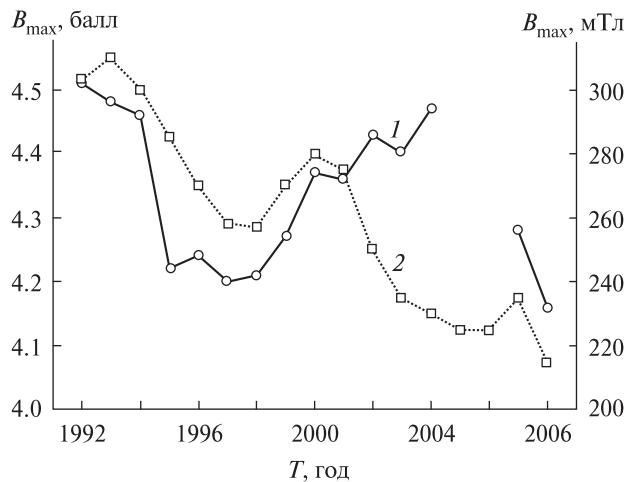


Рис. 4. Вариации среднегодовых значений максимального магнитного поля групп пятен по данным обсерваторий Маунт Вилсон (1, шкала слева, баллы 1–10 соответствуют напряженностям 10...50, 60...100, 110...150, 160...200, 210...250, 260...300, 310...350, 360...400, 410...450 и >450 мТл) и Китт Пик (2, шкала справа)

пятен в период после векового максимума чисел Вольфа в 1957 г., и даже свидетельствуют об их уменьшении в течение последних 17 лет [10]. Этот принципиальный вопрос рассмотрим более подробно.

Различия астроклиматата, характеристик инструментов и наблюдательных программ обуславливают различные нижние границы измеряемых величин магнитного поля. Из-за этого различаются среднегодовые значения, и для получения индекса среднегодовых напряженностей H_m пятен всех размеров необходимо для каждой обсерватории применять поправочные коэффициенты, которые не могут быть одинаковыми для всех сезонов и всех диапазонов напряженности. Это может привести к неустранимым ошибкам. Поэтому на основании только одного индекса H_m можно сделать ошибочный вывод об отсутствии вариаций среднегодовых значений магнитного поля пятен. Ю. Р. Ривин [8] считает, что среднегодовые значения введенного им индекса H_{sp} (который фактически представляет собой H_m , но никак не B_{sp}) определяются в основном магнитными полями больших пятен.

Заметим, что последнее утверждение справедливо для B_{sp} , но не для H_m . Поэтому необходи-

мо раздельно рассматривать индексы вариаций магнитного поля пятен всех размеров H_m и крупных пятен в ограниченном диапазоне диаметров H_{sp} . Поскольку в наших работах [4, 11] показаны достоверные вариации величины магнитного поля крупных пятен B_{sp} , вывод Ю. Р. Ривина [8] об отсутствии изменений среднегодовых значений напряженностей магнитных полей пятен во второй половине XX ст. следует признать ошибочным.

Вторая работа, опровергающая наши выводы о вековом увеличении магнитных полей пятен, базируется на результатах измерений магнитных полей солнечных пятен в инфракрасном диапазоне на телескопе McMath Pierce обсерватории Китт Пик [10]. В этой работе получен вывод о значительном уменьшении напряженностей пятен в период с 1992 по 2009 гг.

Для проверки этого вывода мы сравнили результаты [10] с измерениями B_{\max} в обсерватории Маунт Вилсон (рис. 4). Величина B_{\max} представляет собой усредненные за год значения наибольше сильного магнитного поля в каждой группе, независимо от её размера. Следовательно, индекс B_{\max} имеет все недостатки, которые указаны выше в отношении индекса H_m .

При использовании измерений магнитного поля ведущих пятен из всех групп, без фильтрации пятен по размерам, возникает проблема нижней границы измеряемых напряженностей. Если рассчитать среднегодовые значения максимальных напряженностей по измерениям в Маунт Вилсон, но учитывать только пятна с магнитной индукцией свыше 150 мТл, как в работе [10], получим 203 ± 2 мТл для 2007 г. и 195 ± 3 мТл для 2008 г., что на 20–30 мТл ниже, чем в работе [10]. С 1992 по 2009 гг. в обсерватории Маунт Вилсон проведено около 20 тыс. измерений, а в обсерватории Китт Пик за этот период измерено 1392 пятна. Следовательно, в обсерватории Китт Пик измеряли далеко не все пятна с индукцией свыше 150 мТл; по данным [10] до 1995 г. измерялись магнитные поля только крупных пятен.

Отсутствие максимума магнитных полей пятен в 2004 г. согласно данным [10], хорошо заметного по индексам B_{sp} и B_{av} (рис. 3) и по данным обсерватории Маунт Вилсон (рис. 4), также

подтверждает неоднородность выборки в работе [10]. Данные наблюдений в Маунт Вилсон, представленные в интернете, свидетельствуют о том, что их программа наблюдений постоянная и максимально широкая, измерения проводятся ежедневно за редкими исключениями пасмурных дней. На протяжении 1992–2009 гг. было только несколько ее изменений: в конце 1994 г. была заменена дифракционная решетка, что в среднем на 12 % изменило цену деления лайншифтера, что и дало скачкообразное падение измеренных напряженностей в 1995 г., в 2005 и 2006 гг. программа наблюдений была прервана и продолжена с января 2007 г.

Из графика результатов измерения магнитных полей на телескопе McMath Pierce обсерватории Китт Пик [10] четко видно, что после 2001 г. число измерений возросло, в программу измерений вошло больше слабых пятен, чем ранее, поэтому в этот период среднегодовые значения B_{\max} снизились. Если нижняя граница максимальных напряженностей не является неизменной из года в год, то есть программа наблюдений находится в стадии развития, тогда возникают нереальные тренды B_{\max} . Очевидно, что даже при неизменной программе наблюдений индекс B_{\max} , как и H_m , не является независимым от чисел Вольфа. Таким образом, вывод работы [10] о непрерывном уменьшении магнитного поля солнечных пятен с 1995 по 2009 гг. и о вероятном исчезновении пятен к 2014 г. — неверен. Для выявления реальных трендов корректнее пользоваться индексами B_{sp} и B_{av} , чем индексом B_{\max} .

Выводы о достоверности межгодовых вариаций и о положительных вековых трендах магнитного поля солнечных пятен на протяжении последних 50 лет подтверждается фактом влияния солнечных магнитных полей на земной магнетизм.

На рис. 5 показаны вариации среднегодовых значений потока F магнитного поля среднего пятна и индекс D_{st} ослабления горизонтальной составляющей магнитного поля Земли. Для расчета значений F отдельного пятна мы использовали значения индекса B_{sp} и среднегодовые площади солнечного пятна, вычисленные по данным сайта <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/>

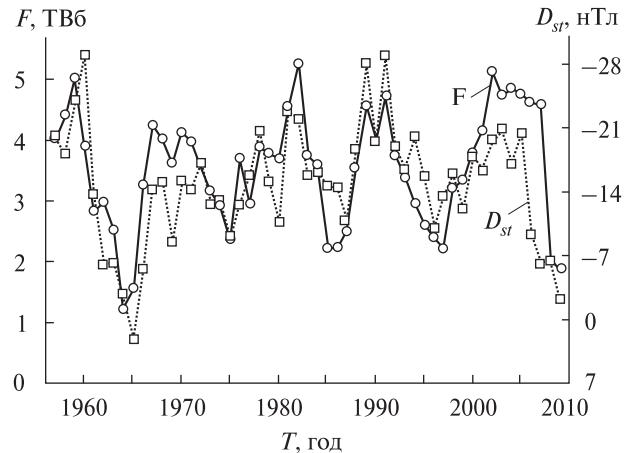


Рис. 5. Вариации среднегодовых значений потока F магнитного поля среднего пятна и индекс D_{st} ослабления горизонтальной составляющей магнитного поля Земли. Ошибки среднегодовых значений F не превышают 0.4 ТВб. Ошибки среднегодовых значений D_{st} не превышают 2 нТл

spaceweather.html. Известно, что часть магнитного потока пятен создает открытый магнитный поток Солнца [9]. Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли формирует колецевой ток, ослабляющий магнитное поле Земли, интенсивность которого отражается в индексе D_{st} . Среднегодовые значения D_{st} найдены по среднесуточным величинам на сайте <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>. Коэффициент корреляции между этими величинами $r = -0.67$ ($p > 0.99$). От 20-го до 23-го цикла солнечной активности магнитный поток пятен увеличился на 10 % (эффект на уровне 2σ), что привело к такому же уменьшению напряженности горизонтальной составляющей магнитного поля Земли.

ВЫВОДЫ

1. Наблюдаются достоверные межгодовые и вековые вариации напряженности магнитных полей солнечных пятен, представленные индексом B_{sp} . Они формируют значительную часть вариаций магнитного поля солнечного ветра и Земли.

2. Антикорреляция между сглаженными по четырем 11-летним циклам числами пятен и их магнитным полем позволяет прогнозировать их

изменения в вековом цикле. В период очередного векового минимума солнечной активности максимальные числа Вольфа уменьшаются до $RI = 90 \pm 30$.

3. Анализ межгодовых вариаций магнитных полей солнечных пятен, измеренных в обсерваториях Кит Пик [10] и Маунт Вилсон с 1992 по 2008 гг. показал, что вывод Ливингстона и Пена (2009) о вероятном исчезновении пятен к 2014 г. ошибочный, так как основан на неоднородных данных наблюдений.

4. Нормированием индекса MWSI на числа Вольфа мы получили новый индекс B_{av} — среднегодовые значения магнитных полей в областях Солнца с напряженностью магнитного поля свыше 100 Гс. На протяжении четырех десятилетий этот магнитографический индекс, как и магнитометрический индекс B_{sp} , при линейной аппроксимации показывает увеличение магнитного поля.

5. Положительная достоверная корреляция между напряженностью B_{sp} магнитного поля в центре пятна и средней напряженностью B_{av} по всей площади пятна говорит о синхронных изменениях как напряженности на оси трубок потока, так и фактора заполнения ими площади полутичины пятен.

Автор благодарна всем наблюдателям магнитных полей солнечных пятен и составителям бюллетеня «Солнечные данные», создателям электронных баз данных измерений магнитных полей солнечных пятен.

1. Блудова Н. Г., Обридко В. Н. Вариации относительной площади тени пятен за 1874—1976 гг. // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений: Тр. Междунар. конф. — С. Пб., 2007. — С. 55—58.
2. Витинский Ю. И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. — Л.: Наука, 1973. — 258 с.
3. Лозицкая Н. И. Сравнение новых индексов солнечной активности // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 2002. — **98**. — С. 187—188.
4. Лозицкая Н. И., Лямова Г. В., Малащук В. М. Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной актив-

- ности // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 2007. — **103**. — С. 60—67.
5. Милецкий Е. В., Наговицын Ю. А. Временные вариации среднегодовых значений напряженности магнитных полей солнечных пятен // Солнце в эпоху смены знака магнитного поля: Тр. Междунар. конф. — С. Пб., 2001. — С. 281—283.
 6. Милецкий Е. В., Наговицын Ю. А., Бембеева И., Федорова Т. Новый индекс магнитных полей солнечных пятен // Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца: Тез. докл. Междунар. конф. — С. Пб., 2002. — С. 62.
 7. Обридко В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. — М.: Наука, 1985. — 256 с.
 8. Ривин Ю. Р. Магнитное поле солнечных пятен во второй половине прошлого века по среднегодовым значениям // Солнечная и солнечно-земная физика: Тр. Всерос. конф. — С. Пб., 2008. — С. 333—336.
 9. Krivova N. A., Balmaceda L., Solanki S. K. Reconstruction of solar total irradiance since 1700 from the surface magnetic flux // Astron. and Astrophys. — 2007. — **467**. — P. 335—346.
 10. Livingston W., Penn M. Are sunspots different during this solar minimum? // Eos. Trans. Amer. — 2009. — **90**, N 30. — P. 257—264.
 11. Lozitska N. I. Interannual Variations of the Sunspots Magnetic Fields from 1924 to 2004 // Кінематика і фізика небес. Тел. Приложение (Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl.). — 2005. — N 5. — P. 151—152.

Надійшла до редакції 14.05.10

N. I. Lozitska

SECULAR VARIATIONS OF SUNSPOT MAGNETIC FIELDS: THE COMPARISON OF VARIOUS INDEXES

It is found that interannual and secular sunspot magnetic field variations really exist and differ strongly from Wolf's number variations. Trends of magnetic field module B_{max} are essentially differ for the results of the Maunt Wilson and Kitt Peak observations made during 1992—2008. The source of this discrepancy is analyzed. It is shown that the index B_{sp} is practically independent of observation program completeness, instrument quality and astroclimate conditions, and therefore it is suitable for global monitoring of interannual and secular variations of solar magnetic fields. Our study includes data from the Combined database of sunspot magnetic fields at the Pulkovo Observatory, Crimean sunspot magnetic fields archive and data from the synoptic program at the 150-Foot Solar Tower of the Mt. Wilson Observatory. The Mt. Wilson 150-Foot Solar Tower is operated by UCLA, with funding from NASA, ONR and NSF, under agreement with the Mt. Wilson Institute.

УДК 629.7.05

А. Н. Калногуз, В. М. Тиховский, В. А. Батаев, М. Н. Рюмин, В. Н. Пильгуй

Науково-виробниче підприємство ХАРТРОН-АРКОС, Харків

НАЧАЛЬНАЯ ВЫСТАВКА БЕСПЛАТФОРМЕННЫХ ИНЕРЦИАЛЬНЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ РАКЕТ С НАКЛОННЫМ СТАРТОМ

Розв'язується задача початкового виставлення безплатформових інерціальних навігаційних систем (БИНС) ракет з нахиленим стартом. У математичній моделі роботи акселерометрів і давачів кутових швидкостей в алгоритмах БИНС використовуються кватерніони. Оцінюються дві проекції вектора відхилень датчиків кутових швидкостей на площину меридіану точки старту.

Список сокращений

АЧХ — амплитудно-частотная характеристика;
БИНС — бесплатформенная инерциальная навигационная система;
ВСК — вспомогательные системы координат $Ox_2y_2z_2$, $Ox_4y_4z_4$, $Ox_5y_5z_5$, $Ox_6y_6z_6$, $Ox_8y_8z_8$, $Ox_9y_9z_9$;
ГИ — гироинтегратор;
ГСК — географическая система координат $Ox_3y_3z_3$;
ГцСК — геоцентрическая система координат $Ox_7y_7z_7$;
ДУС — датчик угловой скорости;
ИПФ — импульсная передаточная функция;
ПСК — приборная система координат $Ox_1y_1z_1$;
РН — ракета-носитель;
СтСК — стартовая система координат $Ox_0y_0z_0$.

Условные обозначения

$\boldsymbol{\varepsilon}_1 = (\varepsilon_{x_1}, \varepsilon_{y_1}, \varepsilon_{z_1})^T$ — трехмерный вектор,
 $\boldsymbol{\Lambda} = (\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)^T$ — кватернион,
 $\tilde{\boldsymbol{\Lambda}} = (\lambda_0, -\lambda_1, -\lambda_2, -\lambda_3)^T$ — сопряженный кватернион,
 $\mathbf{Q} = \mathbf{P} \circ \boldsymbol{\Lambda}$ — кватернионное произведение [2],
 $\boldsymbol{\varepsilon}_1 = \tilde{\boldsymbol{\Lambda}} \circ \boldsymbol{\varepsilon}_0 \circ \boldsymbol{\Lambda}$ — проектирование вектора $\boldsymbol{\varepsilon}_1 = (\varepsilon_{x_0}, \varepsilon_{y_0}, \varepsilon_{z_0})^T$ с помощью кватерниона $\boldsymbol{\Lambda}$,
 $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_1 = (\hat{\varepsilon}_{x_1}, \hat{\varepsilon}_{y_1}, \hat{\varepsilon}_{z_1})^T$ — оценка вектора $\boldsymbol{\varepsilon}_1 = (\varepsilon_{x_1}, \varepsilon_{y_1}, \varepsilon_{z_1})^T$.

ВВЕДЕНИЕ

В 1956—1961 гг. вначале в СКБ «Коммунар» (г. Харьков), а затем на ОАО ХАРТРОН разраба-

© А. Н. Калногуз, В. М. Тиховский, В. А. Батаев, М. Н. Рюмин, В. Н. Пильгуй, 2010

тывалась система управления ракеты «Онега» с наклонным стартом.

Для этой ракеты выдающимися специалистами ОАО ХАРТРОН А. И. Гудименко и И. А. Рубановым был предложен однокоординатный метод наведения, для реализации которого использовался уже в те годы цифровой счетно-решающий прибор (СРП).

В системе навигации и стабилизации ракеты «Онега» в качестве командных приборов использовались гирогоризонт и гировертикант. По дискретной информации с выхода гироинтегратора, установленного на внешней рамке гирогоризонта, в СРП вычислялась координата L центра масс ракеты в направлении оси чувствительности ГИ, наклонённая от горизонта точки старта на угол α (рис. 1). При достижении этой координаты заданной величины L_3 в системе наведения начинает формироваться разность $\Delta L = L - L_3$. Система стабилизации регулирует эту разность до момента встречи ракеты с Землей.

При решении этой задачи в настоящее время вместо гирогоризонта и гировертиканта целесообразно использовать бесплатформенную инерциальную навигационную систему.

Настоящая работа посвящена решению возникающей при этом задачи начальной выставки БИНС.

В научно-технической литературе широко освещен вопрос начальной выставки БИНС для РН с вертикальным стартом [3]. При этом работа акселерометров и ДУС описывается системой

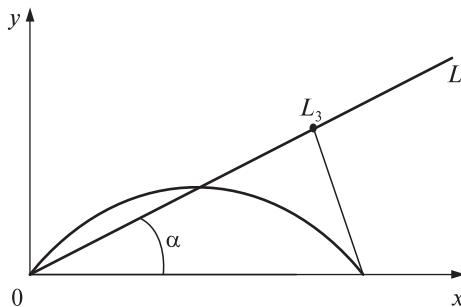


Рис. 1. Однокоординатный метод управления

линейных дифференциальных уравнений. На основе такой математической модели акселерометров и ДУС разрабатываются соответствующие линейные алгоритмы начальной выставки. При наклонном старте углы отклонения продольной оси ракеты от местной вертикали могут достигать 30...45°, поэтому линеаризовать тригонометрические функции в уравнениях работы акселерометров и ДУС не представляется возможным.

В связи с этим в математической модели работы акселерометров и ДУС и в алгоритмах начальной выставки используются кватернионы. Кватернионы легко нормируются, поэтому более предпочтительно использовать кватернионную алгебру вместо алгебры матриц направляющих косинусов.

Одновременно с решением задачи начальной выставки БИНС производится оценка двух проекций вектора уходов датчиков угловой скорости на плоскость меридиана точки старта ракеты.

1. СИСТЕМЫ КООРДИНАТ И КВАТЕРНИОНЫ

Начало геоцентрической системы координат находится в центре Земли, ось Oy_7 ГцСК направлена вдоль радиуса-вектора точки старта на эллипсоиде Земли (геоцентрическая вертикаль), ось Oz_7 направлена перпендикулярно к плоскости меридиана точки старта на восток, ось Ox_7 направлена так, чтобы ГцСК была правой.

Начало географической системы координат $Ox_3y_3z_3$ находится на поверхности Земли в точке старта РН, ось Oy_3 ГСК направлена вверх по линии местного отвеса, ось Ox_3 направлена по

касательной к меридиану точки старта на север, ось Oz_3 направлена так, чтобы ГСК была правой.

Стартовая система координат (СтСК) $Ox_0y_0z_0$ определяется поворотом вокруг оси Oy_3 ГСК на угол N — азимут пуска РН (угол N положительный при повороте по часовой стрелке, при азимуте $N = 0$ ось Ox_0 направлена на север).

Вектор измеряемого ускорения от силы тяжести и вектор угловой скорости Земли в СтСК определяются формулами [1]

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_0 &= (0, g, 0)^T, \\ g &= g_e^T (1 + \beta \sin^2 \varphi), \\ \Omega_{x_7} &= \Omega \cos \varphi, \\ \Omega_{y_7} &= \Omega \sin \varphi, \\ \Omega_{z_7} &= 0, \\ \Omega_7 &= (\Omega_{x_7}, \Omega_{y_7}, \Omega_{z_7})^T, \\ \mathbf{S}_N &= \left(\cos \frac{N}{2}, 0, -\sin \frac{N}{2}, 0 \right)^T, \\ \mathbf{S}_\mu &= \left(\cos \frac{\mu}{2}, 0, 0, \sin \frac{\mu}{2} \right)^T, \\ \Omega_0 &= \tilde{\mathbf{S}}_{N\mu} \circ \Omega_7 \circ \mathbf{S}_{N\mu}, \\ \Omega_0 &= (\Omega_{x_0}, \Omega_{y_0}, \Omega_{z_0})^T, \\ \mathbf{S}_{N\mu} &= \tilde{\mathbf{S}}_N \circ \mathbf{S}_\mu, \\ \mu &= 0.5e^2 \sin 2\varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

где $g_e^T = 9.780318 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения на экваторе, φ — геоцентрическая широта, N — азимут пуска РН в ГСК, $\Omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ рад/с}$ — угловая скорость вращения Земли, $\beta = 0.0053024$ — стандартизованная константа гравитационного поля Земли, $e^2 = 0.0066937$ — квадрат эксцентриситета эллипсоида вращения для Земли.

2. ФОРМИРОВАНИЕ И ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ С ВЫХОДА АКСЕЛЕРОМЕТРОВ И ДАТЧИКОВ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ

Статические части сигналов на выходе акселерометров и ДУС \mathbf{a}_{1S} , Ω_{1S} определяются из (1) соотношениями [2]:

$$\begin{aligned}\mathbf{S}_{\alpha_x} &= \left(\cos \frac{\alpha_x(0)}{2}, \sin \frac{\alpha_x(0)}{2}, 0, 0 \right), \\ \mathbf{S}_{\alpha_z} &= \left(\cos \frac{\alpha_z(0)}{2}, 0, 0, \sin \frac{\alpha_z(0)}{2} \right), \\ \mathbf{S}_{\alpha_y} &= \left(\cos \frac{\alpha_y(0)}{2}, 0, \sin \frac{\alpha_y(0)}{2}, 0 \right), \\ \mathbf{S}_\alpha &= \mathbf{S}_{\alpha_x} \circ \mathbf{S}_{\alpha_z} \circ \mathbf{S}_{\alpha_y}, \\ \mathbf{a}_{1S} &= \tilde{\mathbf{S}}_\alpha \circ \mathbf{a}_0 \circ \mathbf{S}_\alpha + \Delta \mathbf{a}_1, \\ \Omega_{1S} &= \tilde{\mathbf{S}}_\alpha \circ \Omega_0 \circ \mathbf{S}_\alpha + \boldsymbol{\varepsilon}_1,\end{aligned}\quad (2)$$

где $\boldsymbol{\alpha}(0) = (\alpha_x(0), \alpha_y(0), \alpha_z(0))$ — вектор ориентации ПСК в СтСК, $\boldsymbol{\varepsilon}_1 = (\varepsilon_{x_1}, \varepsilon_{y_1}, \varepsilon_{z_1})^T$ — вектор уходов ДУС, $\Delta \mathbf{a}_1 = (\Delta a_{x_1}, \Delta a_{y_1}, \Delta a_{z_1})^T$ — вектор погрешностей акселерометров типа «смещения нуля».

Учет помех на выходе акселерометров и ДУС производится выражениями:

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_1 &= \mathbf{a}_{1S} + \mathbf{A} \sin(2\pi f t + \Phi), \\ \Omega_1 &= \Omega_{1S} + \mathbf{B} \sin(2\pi f t + \Phi),\end{aligned}\quad (3)$$

где $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)$, $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ — векторы амплитуд гармонических помех, f — частота помех, $\Phi = (\Phi_x, \Phi_y, \Phi_z)$ — вектор начальных фаз.

Вектор уходов ДУС и вектор погрешностей акселерометров на оси СтСК и ГСК определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\varepsilon}_0 &= \mathbf{S}_\alpha \circ \boldsymbol{\varepsilon}_1 \circ \tilde{\mathbf{S}}_\alpha, \\ \Delta \mathbf{a}_0 &= \mathbf{S}_\alpha \circ \Delta \mathbf{a}_1 \circ \tilde{\mathbf{S}}_\alpha, \\ \boldsymbol{\varepsilon}_3 &= \tilde{\mathbf{S}}_N \circ \boldsymbol{\varepsilon}_0 \circ \mathbf{S}_N, \\ \Delta \mathbf{a}_3 &= \tilde{\mathbf{S}}_N \circ \Delta \mathbf{a}_0 \circ \mathbf{S}_N.\end{aligned}\quad (4)$$

С выхода ДУС и акселерометров поступает информация соответственно в виде вектора $\boldsymbol{\phi}_1 = (\phi_{x_1}, \phi_{y_1}, \phi_{z_1})^T$ и вектора кажущихся скоростей $\mathbf{W}_1 = (W_{x_1}, W_{y_1}, W_{z_1})^T$, определяемых дифференциальными уравнениями

$$\begin{aligned}\dot{\boldsymbol{\phi}}_1 &= \boldsymbol{\Omega}_1, \\ \dot{\mathbf{W}}_1 &= \mathbf{a}_1\end{aligned}$$

Вектор $\boldsymbol{\phi}_1$ и вектор кажущейся скорости \mathbf{W}_1 используются в дальнейшем в дискретные моменты времени $n = 1, 2, 3, \dots$ с тактом $T = 0.05$ с и $n_1 = 1, 2, 3, \dots$ с тактом $T_1 = 0.001$ с:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\phi}_1[n_1] &= (\phi_{x_1}[n_1], \phi_{y_1}[n_1], \phi_{z_1}[n_1])^T, \\ \mathbf{W}_1[n_1] &= (W_{x_1}[n_1], W_{y_1}[n_1], W_{z_1}[n_1])^T.\end{aligned}$$

Дискретность информации на выходе ДУС и акселерометров учитываются соотношениями

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\phi}_1^*[n_1] &= E \left\{ \frac{\phi_{x_1}[n_1]}{\Delta \phi_{x_1}}, \frac{\phi_{y_1}[n_1]}{\Delta \phi_{y_1}}, \frac{\phi_{z_1}[n_1]}{\Delta \phi_{z_1}} \right\} \Delta \phi_{H1}, \\ \mathbf{W}_1^*[n_1] &= E \left\{ \frac{W_{x_1}[n_1]}{\Delta W_{x_1}}, \frac{W_{y_1}[n_1]}{\Delta W_{y_1}}, \frac{W_{z_1}[n_1]}{\Delta W_{z_1}} \right\} \Delta W_{H1}, \\ \Delta \boldsymbol{\phi}_1 &= ((1, 1, 1)^T + \delta \mathbf{K}_m^\Phi) \Delta \phi_{H1}, \\ \Delta \mathbf{W}_1 &= ((1, 1, 1)^T + \delta \mathbf{K}_m^W) \Delta W_{H1}, \\ \delta \mathbf{K}_m^\Phi &= (\delta K_{mx}^\Phi, \delta K_{my}^\Phi, \delta K_{mz}^\Phi)^T, \\ \delta \mathbf{K}_m^W &= (\delta K_{mx}^W, \delta K_{my}^W, \delta K_{mz}^W)^T,\end{aligned}\quad (5)$$

где $\Delta \phi_{H1}$, ΔW_{H1} , $\delta \mathbf{K}_m^\Phi$, $\delta \mathbf{K}_m^W$ — константы, $E\{\dots\}$ — операция выделения целой части числа.

Фильтрация помех на выходе акселерометров и ДУС в диапазоне частот $f = 2 \dots 500$ Гц производится с помощью фильтра Чебышева с тактом работы $T_1 = 0.001$ с:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\phi}_1^\Phi[n_1] &= \sum_{j=0}^2 d_{1j} \boldsymbol{\phi}_1^*[n_1 - j] + \sum_{i=1}^4 b_{1i} \boldsymbol{\phi}_1^\Phi[n_1 - i], \\ \mathbf{W}_1^\Phi[n_1] &= \sum_{j=0}^2 d_{1j} \mathbf{W}_1^*[n_1 - j] + \sum_{i=1}^4 b_{1i} \mathbf{W}_1^\Phi[n_1 - i],\end{aligned}\quad (6)$$

где d_{1j} ($j = 0, 1, 2$), b_{1i} ($i = 1, 2, 3, 4$) — константы.

Импульсная передаточная функция фильтра Чебышева (6) имеет вид:

$$Q(z) = \frac{d_{10} + d_{11}z^{-1} + d_{12}z^{-2}}{1 - b_{11}z^{-1} - b_{12}z^{-2}b_{13}z^{-3} - b_{14}z^{-4}}, \quad (7)$$

где $z = e^{Ts}$, $s = i\omega$.

Амплитудно-частотная характеристика, соответствующая функции (7), приведена на рис. 2.

Вектор угловой скорости и вектор кажущегося ускорения определяются выражениями

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\Omega}_1^{\Pi\Phi}[n] &= (\boldsymbol{\phi}_1^\Phi[n] - \boldsymbol{\phi}_1^\Phi[n-1]) / T, \\ \mathbf{a}_1^{\Pi\Phi}[n] &= (\mathbf{W}_1^\Phi[n] - \mathbf{W}_1^\Phi[n-1]) / T.\end{aligned}\quad (8)$$

Предусмотрена фильтрация сигналов (8) с помощью фильтра Чебышева:

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_1^\Phi[n] &= \sum_{j=0}^2 d_j \mathbf{a}_1^{\Pi\Phi}[n-j] + \sum_{i=1}^2 b_i \mathbf{a}_1^\Phi[n-i], \\ \boldsymbol{\Omega}_1^\Phi[n] &= \sum_{j=0}^2 d_j \boldsymbol{\Omega}_1^{\Pi\Phi}[n-j] + \sum_{i=1}^2 b_i \boldsymbol{\Omega}_1^\Phi[n-i],\end{aligned}\quad (9)$$

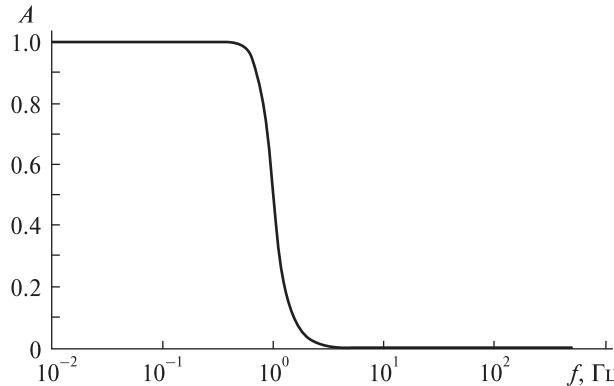


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика фильтра Чебышева с передаточной функцией (7)

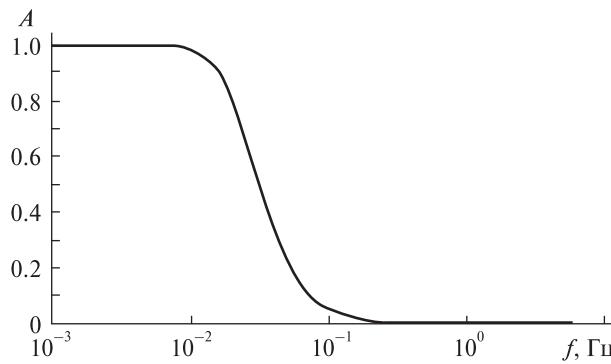


Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика фильтра Чебышева с передаточной функцией (10)

где d_{1j} ($j = 0, 1, 2$), b_{li} ($i = 1, 2$) — константы.

Импульсная передаточная функция фильтра Чебышева (9) с тактом работы $T = 0.05$ с имеет вид:

$$Q(z) = \frac{d_0 + d_1 z^{-1} + d_2 z^{-2}}{1 - b_1 z^{-1} - b_2 z^{-2}}, \quad (10)$$

где $z = e^{Ts}$, $s = i\omega$.

Амплитудно-частотная характеристика, соответствующая функции (10), приведена на рис. 3.

3. РЕШЕНИЕ СИСТЕМ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ

Оценки вектора углов отклонения ПСК относительно СтСК $\alpha(0)$, проекции вектора погрешностей акселерометров на ось Oy_0 СтСК и проекций вектора уходов ДУС на плоскость меридиана на точки старта $\varepsilon_{y3}, \varepsilon_{x3}$ при отсутствии помех на выходах акселерометров и ДУС можно определить решением системы двух векторных уравнений, где $\Delta\mathbf{a}_1^\Sigma, \mathbf{\varepsilon}_1^\Sigma$ определяются ниже в (13):

$$\mathbf{a}_1^c = \mathbf{a}_{1n}^c + \Delta\mathbf{a}_1^\Sigma, \quad \Omega_1^c = \Omega_{1n}^c + \mathbf{\varepsilon}_1^\Sigma \quad (11)$$

с девятыми неизвестными координатами трех векторов $\mathbf{a}(0)$, $\Delta\mathbf{a}_1^\Sigma, \mathbf{\varepsilon}_1^\Sigma$ где

$$\mathbf{a}_{1n}^H = \tilde{\mathbf{S}}_\alpha \circ \mathbf{a}_0 \circ \mathbf{S}_\alpha, \quad \Omega_{1n}^H = \tilde{\mathbf{S}}_\alpha \circ \Omega_0 \circ \mathbf{S}_\alpha,$$

$$\Delta\mathbf{a}_1^c = \delta\mathbf{K}_{\delta W} \cdot \mathbf{a}_{1n}^H, \quad \Delta\Omega_1^c = \delta\mathbf{K}_{\delta\varphi} \cdot \Omega_{1n}^H,$$

$$\mathbf{a}_0^c = \mathbf{S}_\alpha \circ \mathbf{a}_1^c \circ \tilde{\mathbf{S}}_\alpha, \quad \Delta\mathbf{a}_0^c = \mathbf{a}_0^c - \mathbf{a}_0,$$

$$\Omega_0^c = \mathbf{S}_\alpha \circ \Omega_1^c \circ \tilde{\mathbf{S}}_\alpha, \quad \varepsilon_0^c = \Omega_0^c - \Omega_0,$$

$$\Delta\mathbf{a}_3^c = \tilde{\mathbf{S}}_N \circ \Delta\mathbf{a}_0^c \circ \mathbf{S}_N, \quad \mathbf{\varepsilon}_3^c = \tilde{\mathbf{S}}_N \circ \mathbf{\varepsilon}_0^c \circ \mathbf{S}_N.$$

$$\Delta\mathbf{a}_1^\Sigma = \Delta\mathbf{a}_1^c + \Delta\mathbf{a}_1, \quad \mathbf{\varepsilon}_1^\Sigma = \Delta\Omega_1^c + \mathbf{\varepsilon}_1. \quad (13)$$

$$\delta\mathbf{K}_{\delta W} = \text{diag} \{ \delta K_{0x}^W, \delta K_{0y}^W, \delta K_{0z}^W \},$$

$$\delta\mathbf{K}_{\delta\varphi} = \text{diag} \{ \delta K_{0x}^\varphi, \delta K_{0y}^\varphi, \delta K_{0z}^\varphi \}$$

— диагональные матрицы, где

$$\delta K_{0x(y,z)}^W = \frac{\delta \mathbf{K}_{mx(y,z)}^W}{1 + \delta \mathbf{K}_{mx(y,z)}^W},$$

$$\delta K_{0x(y,z)}^\varphi = \frac{\delta \mathbf{K}_{mx(y,z)}^\varphi}{1 + \delta \mathbf{K}_{mx(y,z)}^\varphi}.$$

Переменные $\mathbf{a}_1^c, \Omega_1^c$ отличаются от параметров $\mathbf{a}_{1s}, \Omega_1$ тем, что в $\mathbf{a}_1^c, \Omega_1^c$ учитывается погрешность масштабных коэффициентов, а в параметрах $\mathbf{a}_{1s}, \Omega_1$ — нет.

При учете малости $\Delta\mathbf{a}_0^c, \alpha_y(0)$ получим приближенные уравнения:

$$\Delta\mathbf{a}_0^c \approx \mathbf{S}_{ay} \circ \Delta\mathbf{a}_0^c \circ \tilde{\mathbf{S}}_{ay},$$

$$\mathbf{a}_1^c \approx \tilde{\mathbf{B}}_\alpha \circ (\mathbf{a}_0 + \Delta\mathbf{a}_0^\Sigma) \circ \mathbf{B}_\alpha, \quad (14)$$

$$\mathbf{B}_\alpha = \mathbf{S}_{ax} \circ \mathbf{S}_{az}.$$

Приведем дополнительные уравнения связи:

$$a_x = \sqrt{(\Delta a_{x0}^c)^2 + (g + \Delta a_{y0}^c)^2 + (\Delta a_{z0}^c)^2} = \sqrt{(a_{x1}^c)^2 + (a_{y1}^c)^2 + (a_{z1}^c)^2}. \quad (15)$$

Второму уравнению (14) соответствуют два скалярных уравнения с четырьмя неизвестными $\alpha_x(0), \alpha_z(0), \Delta a_{x0}^c, \Delta a_{z0}^c$:

$$\sin(\alpha_x(0) - \beta_x) = \frac{\Delta a_{z0}^c}{\sqrt{(a_{z1}^c)^2 + (a_{y1}^c)^2}},$$

$$\sin(\alpha_z(0) - \beta_z) = -\frac{\Delta a_{x0}^c}{\sqrt{(a_{x1}^c \cos \beta_x)^2 + (a_{y1}^c)^2}}, \quad (16)$$

где углы β_x, β_z определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\sin \beta_x &= -\frac{a_{z1}^c}{\sqrt{(a_{z1}^c)^2 + (a_{y1}^c)^2}}, \\ \cos \beta_x &= \frac{a_{y1}^c}{\sqrt{(a_{z1}^c)^2 + (a_{y1}^c)^2}}, \\ \sin \beta_z &= \frac{a_{x1}^c \cos \beta_x}{\sqrt{(a_{x1}^c \cos \beta_x)^2 + (a_{y1}^c)^2}}, \\ \cos \beta_z &= \frac{a_{y1}^c}{\sqrt{(a_{x1}^c \cos \beta_x)^2 + (a_{y1}^c)^2}}.\end{aligned}\quad (17)$$

Уравнениям (16) удовлетворяют оценки

$$\begin{aligned}\hat{\alpha}_x(0) &= \beta_x, \quad \hat{\alpha}_z(0) = \beta_z, \\ \Delta \hat{a}_{x0}^c &= 0, \quad \Delta \hat{a}_{z0}^c = 0.\end{aligned}\quad (18)$$

Из уравнения связи (15) и оценок (18) следует оценка вектора:

$$\begin{aligned}\hat{\Delta a}_0 &= (0, \Delta \hat{a}_{y0}, 0)^T, \\ \Delta \hat{a}_{y0} &\approx a_d - g.\end{aligned}\quad (19)$$

Погрешность этой оценки $\Delta \hat{a}_{y0}$ второго порядка малости.

Из уравнений (16) можно определить методическую погрешность оценок углов (17), (18):

$$\begin{aligned}\delta \hat{\alpha}_x(0) &= \alpha_x(0) - \beta_x = \\ &= \arcsin \frac{\Delta a_{z0}^c}{\sqrt{(a_{z1}^c)^2 + (a_{y1}^c)^2}}, \\ \delta \hat{\alpha}_z(0) &= \alpha_z(0) - \beta_z = \\ &= \arcsin \frac{\Delta a_{x0}^c}{\sqrt{(a_{x1}^c \cdot \cos \beta_x)^2 + (a_{y1}^c)^2}}.\end{aligned}\quad (20)$$

Введем в рассмотрение кватернион

$$\mathbf{B}_{\beta N} = \mathbf{S}_{\beta x} \circ \mathbf{S}_{\beta z} \circ \tilde{\mathbf{S}}_N, \quad (21)$$

где кватернионы $\mathbf{S}_{\beta x}, \mathbf{S}_{\beta z}$ получаются из кватернионов $\mathbf{S}_{\alpha x}, \mathbf{S}_{\alpha z}$ после замены $\alpha_x(0), \alpha_z(0)$ на β_x, β_z соответственно.

С помощью кватерниона (21) вначале получим вектор в ВСК $Ox_g y_g z_g$:

$$\Omega_8^c = \mathbf{B}_{\beta N} \circ \Omega_1^c \circ \tilde{\mathbf{B}}_{\beta N},$$

и затем — векторное уравнение

$$\Omega_8^c = \tilde{\mathbf{S}}_{ay} \circ (\Omega_3 + \varepsilon_3^c) \circ \mathbf{S}_{ay} \quad (22)$$

с неизвестным углом $\alpha_y(0)$ и вектором уходов ДУС ε_3^c .

Векторному уравнению (22) соответствует однородное скалярное уравнение:

$$\sin(\alpha_y(0) - \beta_y) = -\frac{\varepsilon_3^c}{\sqrt{(\Omega_{x8}^c)^2 + (\Omega_{z8}^c)^2}} \quad (23)$$

с двумя неизвестными — углом $\alpha_y(0)$ и проекцией вектора уходов ДУС на восточное направление ε_{z3}^c .

В уравнении (23) β_y определяется тригонометрическими функциями

$$\begin{aligned}\cos \beta_y &= \frac{\Omega_{x8}^c}{\sqrt{(\Omega_{x8}^c)^2 + (\Omega_{z8}^c)^2}}, \\ \sin \beta_y &= \frac{\Omega_{z8}^c}{\sqrt{(\Omega_{x8}^c)^2 + (\Omega_{z8}^c)^2}}.\end{aligned}\quad (24)$$

Уравнению (23) удовлетворяют оценки

$$\hat{\alpha}_y(0) = \beta_y, \quad \hat{\varepsilon}_{z3}^c = 0. \quad (25)$$

Из уравнения (23) можно определить методическую погрешность оценки азимута в (24), (25):

$$\begin{aligned}\delta \hat{\alpha}_y(0) &= \alpha_y(0) - \beta_y = \\ &= \arcsin \frac{\varepsilon_3^c}{\sqrt{(\Omega_{x8}^c)^2 + (\Omega_{z8}^c)^2}}.\end{aligned}\quad (26)$$

Две проекции вектора уходов ДУС на плоскость меридиана точки старта ракеты в ВСК $Ox_g y_g z_g$ с учетом оценки $\varepsilon_{z3}^c = 0$ в (25) определяются формулами

$$\begin{aligned}\hat{\varepsilon}_{x3}^c &= \Omega_{x9}^c - \Omega \cos(\varphi + \mu), \\ \hat{\varepsilon}_{y3}^c &= \Omega_{y9}^c - \Omega \sin(\varphi + \mu), \\ \hat{\varepsilon}_3 &= (\hat{\varepsilon}_{x3}^c, \hat{\varepsilon}_{y3}^c, 0)^T, \\ \Omega_9^c &= \mathbf{S}_{\beta y} \circ \Omega_8^c \circ \tilde{\mathbf{S}}_{\beta y}.\end{aligned}\quad (27)$$

Методические погрешности оценок уходов ДУС (27) определяются ошибками проектирования векторов по уравнениям

$$\begin{aligned}\delta \hat{\varepsilon}_3 &= \tilde{\mathbf{S}}_\varepsilon \circ \Omega_3^H \circ \mathbf{S}_\varepsilon - \Omega_3^H; \\ \mathbf{S}_\varepsilon &= \mathbf{S}_N \circ \tilde{\mathbf{S}}_\beta \circ \mathbf{S}_\alpha \circ \tilde{\mathbf{S}}_N; \\ \mathbf{S}_\beta &= \mathbf{S}_{\beta x} \circ \mathbf{S}_{\beta z} \circ \mathbf{S}_{\beta y}; \\ \Omega_3^H &= (\Omega \cos(\varphi + \mu), \Omega \sin(\varphi + \mu), 0)^T.\end{aligned}\quad (28)$$

Из (28) получим конечные формулы для методических погрешностей оценок проекций векторов

тора уходов ДУС на плоскость меридиана точки старта ракеты:

$$\begin{aligned}\hat{\delta\epsilon}_{x3}^c &= \hat{\epsilon}_{x3}^c - \hat{\epsilon}_{x3} = \Omega \sin(\varphi + \mu) \hat{\delta\alpha}_{z3}, \\ \hat{\delta\epsilon}_{y3}^c &= \hat{\epsilon}_{y3}^c - \hat{\epsilon}_{y3} = -\Omega \cos(\varphi + \mu) \hat{\delta\alpha}_{z3}, \\ \hat{\delta\alpha}_{x3} &= \hat{\delta\alpha}_x \cos N - \hat{\delta\alpha}_z \sin N, \\ \hat{\delta\alpha}_{y3} &= \hat{\delta\alpha}_y, \\ \hat{\delta\alpha}_{z3} &= \hat{\delta\alpha}_x \sin N + \hat{\delta\alpha}_z \cos N.\end{aligned}\quad (29)$$

Методические погрешности оценок вектора уходов типа «смещения нуля» $\boldsymbol{\epsilon}_1$ в (12) определяются еще разбросами масштабных коэффициентов ДУС, которые при согласованных разбросах масштабных коэффициентов $|\delta K_{mx(y,z)}^\varphi| \leq 2 \cdot 10^{-4}$ не превышает значений 0.003 град/ч и которыми можно пренебречь.

4. ФИЛЬТРЫ ЛЬЮИНБЕРГЕРА ДЛЯ ОЦЕНКИ УГЛОВ ОТКЛОНЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ ОСИ ПРИБОРНОЙ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ ОТНОСИТЕЛЬНО МЕСТНОЙ ВЕРТИКАЛИ И ДЛЯ ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО УСКОРЕНИЯ

Оценки параметров, полученные в предыдущем разделе решением систем нелинейных уравнений без учета помех, являются предельно возможными по точности для оценок тех же параметров, полученных в настоящем и следующих разделах с помощью фильтров Льюинбергера с учетом помех и дискретности информации на выходе акселерометров и ДУС.

Таким образом, разности между оценками, полученными указанными двумя способами, характеризуют качество работы фильтров Льюинбергера.

Вначале определяется вектор угловой скорости $\boldsymbol{\eta} = (\eta_x, \eta_y, \eta_z)^T$ уравнением

$$\dot{\boldsymbol{\eta}} = -\mathbf{Q}_2 - \mathbf{Q}_1 - \mathbf{Q}, \quad (30)$$

где $\mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}$, будут определены ниже.

Определим кватернион \mathbf{P} решением дифференциального уравнения

$$\dot{\mathbf{P}} = \frac{1}{2} \mathbf{P} \circ \boldsymbol{\eta}.$$

Определяемое по показаниям акселерометров абсолютное ускорение РН $\dot{\mathbf{V}}_0^a$ найдем по соотношениям

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{V}}_0^a &= \mathbf{a}_2 + \mathbf{g}_0, \quad \mathbf{a}_2 = \tilde{\mathbf{P}} \circ \mathbf{a}_1^\Phi[n] \circ \mathbf{P} - \Delta \hat{\mathbf{a}}_0, \quad \mathbf{g}_0 = -\mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_0^H, \\ \mathbf{a}_0^H &= \tilde{\mathbf{S}}_{N\mu} \circ \mathbf{a}_7^H \circ \mathbf{S}_{N\mu}, \quad \mathbf{a}_7^H = \boldsymbol{\Omega}_7 \times (\boldsymbol{\Omega}_7 \times \mathbf{R}_7), \\ \mathbf{R}_7 &= (0, R_3, 0)^T, \quad R_3 = a \cdot (1 - \mu),\end{aligned}\quad (31)$$

где a — большая полуось эллипсоида вращения Земли.

Вектор номинальной скорости точки старта РН при движении вместе с вращающейся Землей представляется в СтСК вектором

$$\begin{aligned}\mathbf{V}_0^H &= \tilde{\mathbf{S}}_{N\mu} \circ \mathbf{V}_7^H \circ \mathbf{S}_{N\mu}, \\ \mathbf{V}_7^H &= (0, 0, V_{z7}^H)^T, \quad V_{z7}^H = \Omega R_3 \cos \varphi.\end{aligned}$$

Вектор скорости движения РН вместе с вращающейся Землей в СтСК определяется по показаниям акселерометров интегралом

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{V}}_0 &= \dot{\mathbf{V}}_0^a - \boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{V}_0, \\ \mathbf{V}_0 &= \mathbf{V}_0^H + \int_0^t \dot{\mathbf{V}}_0 dt.\end{aligned}$$

Погрешность вычисления вектора скорости из-за невыставки и погрешностей акселерометров определяется уравнением

$$\Delta \mathbf{V}_0 = \mathbf{V}_0 - \mathbf{V}_0^H.$$

Теперь определим векторы $\mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}$ в (30) соотношениями

$$\dot{\mathbf{q}} = (-\dot{V}_{z0}, 0, \dot{V}_{x0})^T, \quad \dot{\mathbf{q}} = (-\Delta V_{z0}, d_{31}, \Delta V_{x0})^T,$$

$$d_{31} = 2(p_1 p_3 + p_0 p_2), \quad \mathbf{q} = \int_0^t \dot{\mathbf{q}} dt, \quad \mathbf{q}(0) = 0,$$

$$\mathbf{Q}_2 = L_\gamma \ddot{\mathbf{q}}, \quad \mathbf{Q}_1 = L_\gamma \dot{\mathbf{q}}, \quad \mathbf{Q} = L_\gamma \mathbf{q}, \quad (32)$$

$$L_\gamma = \text{diag}\{L_{\gamma x}, L_{\gamma y}, L_{\gamma z}\},$$

$$L_{\dot{\gamma}} = \text{diag}\{L_{\dot{\gamma} x}, L_{\dot{\gamma} y}, L_{\dot{\gamma} z}\},$$

$$L_\gamma = \text{diag}\{L_{\gamma x}, L_{\gamma y}, L_{\gamma z}\},$$

где $L_\gamma, L_{\dot{\gamma}}, L_\gamma$ — диагональные матрицы коэффициентов усиления.

Оценки углов отклонения продольной оси ПСК от местной вертикали определяются с помощью обратных тригонометрических функций по соответствующим элементам матрицы направляющих косинусов $\|d_{ij}(p_0, p_1, p_2, p_3)\|$, $i, j = 1, 2, 3$:

$$\begin{aligned}\hat{\alpha}_z(0) &= \arcsin d_{21}, \quad \hat{\alpha}_x(0) = \arcsin d_{32}, \\ d_{21} &= 2(p_1 p_2 - p_0 p_3), \quad d_{32} = 2(p_1 p_2 - p_0 p_1).\end{aligned}\quad (33)$$

Оценка погрешности измерения акселерометрами вертикального ускорения в (31) СтСК во время начальной выставки БИНС производится с помощью еще одного фильтра Льюинбергера:

$$\frac{d\Delta\hat{\alpha}_{y0}}{dt} = K_V \dot{V}_{y0} + K_V \Delta V_{y0}, \quad (34)$$

$$\Delta\hat{\mathbf{a}}_0 = (0, \Delta\hat{\alpha}_{y0}, 0)^T, \Delta\hat{\mathbf{a}}_3 = \tilde{\mathbf{S}}_N \circ \Delta\hat{\mathbf{a}}_0 \circ \mathbf{S}_N,$$

где K_V, K_V — коэффициенты усиления.

5. ФИЛЬТРЫ ЛЬЮИНБЕРГЕРА ДЛЯ ОЦЕНКИ АЗИМУТА УСТАНОВКИ ПРИБОРНОЙ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ В СТАРТОВОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ И ДЛЯ ОЦЕНКИ УХОДОВ ДАТЧИКОВ УГОЛОВОЙ СКОРОСТИ

Вначале вычисляется вектор угловой скорости $\omega = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)^T$:

$$\omega = -\mathbf{S}_1 - \mathbf{S}, \quad (35)$$

где \mathbf{S}_1, \mathbf{S} определяются ниже соотношениями (36).

Определим кватернион Λ решением дифференциального уравнения:

$$\dot{\Lambda} = \frac{1}{2} \Lambda \circ \omega.$$

Векторы \mathbf{S}_1, \mathbf{S} для (35) определяются по формулам

$$\Omega_2 = \tilde{\mathbf{P}} \circ \Omega_1^\phi [n] \circ \mathbf{P},$$

$$\Omega_4 = \tilde{\mathbf{S}}_N \circ \Omega_2 \circ \mathbf{S}_N,$$

$$\Omega_5 = \tilde{\Lambda} \circ \Omega_4 \circ \Lambda - \hat{\varepsilon}_5,$$

$$\dot{\sigma} = \left(-a_{32}, \frac{\Omega_{z5}}{\Omega}, -a_{21} \right),$$

$$a_{32} = 2(\lambda_2 \lambda_3 - \lambda_0 \lambda_1),$$

$$a_{21} = 2(\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_0 \lambda_3),$$

$$\sigma = \int_0^t \dot{\sigma} dt, \sigma(0) = 0,$$

$$\mathbf{S}_1 = K_\alpha \dot{\sigma}, \mathbf{S} = K_\alpha \sigma, \quad (36)$$

$$K_\alpha = \text{diag}\{K_{\dot{\alpha}\dot{\alpha}}, K_{\dot{\alpha}\gamma}, K_{\dot{\alpha}\zeta}\},$$

$$K_\alpha = \text{diag}\{K_{\alpha\dot{\alpha}}, K_{\alpha\gamma}, K_{\alpha\zeta}\},$$

где K_α, K_α — диагональные матрицы коэффициентов усиления.

Оценка азимута ПСК в СтСК определяется формулами

$$\hat{\alpha}_y(0) = \arcsin a_{13}, a_{13} = 2(\lambda_1 \lambda_3 - \lambda_0 \lambda_2). \quad (37)$$

Оценка двух проекций вектора уходов ДУС на плоскость меридиана точки старта производится с помощью фильтра Льюинбергера:

$$\begin{aligned} \Delta\Omega_{x5} &= \Omega_{x5} - \Omega \cos(\varphi + \mu), \\ \Delta\Omega_{y5} &= \Omega_{y5} - \Omega \sin(\varphi + \mu), \\ \frac{d\theta_x}{dt} &= \Delta\Omega_{x5}, \frac{d\theta_y}{dt} = \Delta\Omega_{y5}, \\ \frac{d\hat{\varepsilon}_{x5}}{dt} &= K_\Omega \Delta\Omega_x + K_\theta \theta_x, \\ \frac{d\hat{\varepsilon}_{y5}}{dt} &= K_\Omega \Delta\Omega_y + K_\theta \theta_y, \\ \hat{\varepsilon}_5 &= (\hat{\varepsilon}_{x5}, \hat{\varepsilon}_{y5}, 0)^T. \end{aligned} \quad (38)$$

6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАЧАЛЬНОЙ ВЫСТАВКИ И ОЦЕНКИ УХОДОВ ДАТЧИКОВ УГОЛОВОЙ СКОРОСТИ В АЛГОРИТМАХ БИНС

Из оценок углов отклонения осей ПСК в СтСК (33), (37) и из оценок уходов ДУС (38) оформим 5-мерный вектор

$$\begin{aligned} \chi &= (\chi_1, \chi_2, \chi_3, \chi_4, \chi_5)^T = \\ &= (\hat{\alpha}_x(0), \hat{\alpha}_y(0), \hat{\alpha}_z(0), \hat{\varepsilon}_{x5}, \hat{\varepsilon}_{y5})^T. \end{aligned} \quad (39)$$

Все пять координат вектора (39) преобразуются с помощью фильтра Чебышева:

$$\chi^\Phi[n] = \sum_{j=0}^2 d_{1j} \chi[n-j] + \sum_{i=1}^4 b_{1i} \chi^\Phi[n-i], \quad (40)$$

где d_{1j} ($j = 0, 1, 2$), b_{1i} ($i = 1, 2, 3, 4$) — константы.

Импульсная передаточная функция фильтра Чебышева (40) с тактом работы $T = 0.05$ с имеет вид

$$Q(z) = \frac{d_{10} + d_{11}z^{-1} + d_{12}z^{-2}}{1 - b_{11}z^{-1} - b_{12}z^{-2}b_{13}z^{-3} - b_{14}z^{-4}}, \quad (41)$$

$$z = e^{Ts}, s = i\omega.$$

Соответствующая функции (41) амплитудно-частотная характеристика приведена на рис. 4.

Далее с помощью рекуррентной формулы определяются математические ожидания координат вектора (40) $\chi^\Phi[n]$ на конечном интервале времени (9000...12000 тактов $T = 0.05$ с) при 10-мин общей продолжительности начальной выставки:

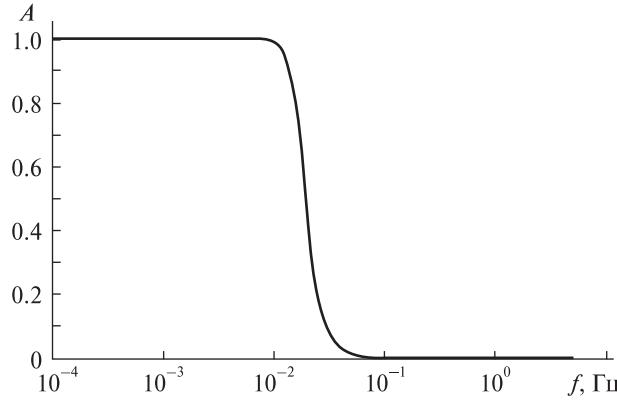


Рис. 4. Амплитудно-частотная характеристика фильтра Чебышева с передаточной функцией (41)

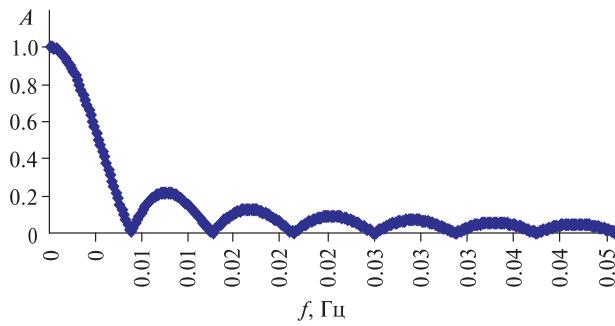


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика рекуррентной формулы математического ожидания с передаточной функцией (43)

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_\chi &= 0, 0 < n \leq n_H, n_H = 9000; \\ \mathbf{m}_\chi &= \mathbf{m}_\chi[n-1] \cdot \frac{n-n_H-1}{n-n_H} + \\ &+ \chi^\Phi[n] \cdot \frac{1}{n-n_H}, 9000 < n \leq 12000; \\ \mathbf{m}_\chi &= (\mathbf{m}_{\chi 1}, \mathbf{m}_{\chi 2}, \mathbf{m}_{\chi 3}, \mathbf{m}_{\chi 4}, \mathbf{m}_{\chi 5})^T. \end{aligned} \quad (42)$$

Импульсная передаточная функция рекуррентного алгоритма (42) имеет вид

$$Q(z) = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{n-1} z^{-k}, \quad (43)$$

$$z = e^{Ts}, s = i\omega, n = 3000.$$

Соответствующая функции (43) амплитудно-частотная характеристика приведена на рис. 5.

Результат начальной выставки представляется кватернионами

$$\begin{aligned} \hat{\alpha}_x(0) &= m_{\chi 1}, \hat{\alpha}_y(0) = m_{\chi 2}, \hat{\alpha}_z(0) = m_{\chi 3}, \\ \mathbf{M}_{\alpha x} &= \left(\cos \frac{\hat{\alpha}_x(0)}{2}, \sin \frac{\hat{\alpha}_x(0)}{2}, 0, 0 \right)^T, \\ \mathbf{M}_{\alpha y} &= \left(\cos \frac{\hat{\alpha}_y(0)}{2}, 0, \sin \frac{\hat{\alpha}_y(0)}{2}, 0 \right)^T, \quad (44) \\ \mathbf{M}_{\alpha z} &= \left(\cos \frac{\hat{\alpha}_z(0)}{2}, 0, 0, \sin \frac{\hat{\alpha}_z(0)}{2} \right)^T, \\ \mathbf{M}_\alpha &= \mathbf{M}_{\alpha x} \circ \mathbf{M}_{\alpha z} \circ \mathbf{M}_{\alpha y}. \end{aligned}$$

Далее вычисляются оценки вектора уходов ДУС в ГСК и СтСК:

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_3 = (m_{\chi 4}, m_{\chi 5}, 0)^T, \boldsymbol{\varepsilon}_0 = \mathbf{S}_N \circ \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_3 \circ \tilde{\mathbf{S}}_N. \quad (45)$$

Вектора оценки уходов ДУС в ПСК определяются кватернионным произведением

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_1 = \tilde{\mathbf{M}}_\alpha \circ \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_0 \circ \mathbf{M}_\alpha.$$

Параметры ориентации БИНС вычисляются в инерциальной начальной стартовой системе координат, которая получается фиксацией в момент окончания начальной выставки определенной в разд. 1 стартовой системы координат.

Учет результатов начальной выставки БИНС и оценки уходов ДУС в показаниях датчиков угловой скорости и акселерометров производится соотношением

$$\boldsymbol{\omega}_1 = \mathbf{M}_\alpha \circ (\boldsymbol{\omega}_1^a - \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_1) \circ \tilde{\mathbf{M}}_\alpha, \dot{\mathbf{W}}_1 = \mathbf{M}_\alpha \circ \dot{\mathbf{W}}_1^a \circ \tilde{\mathbf{M}}_\alpha,$$

где $\boldsymbol{\omega}_1^a, \dot{\mathbf{W}}_1^a$ — показания ДУС и акселерометров в полете.

С момента окончания начальной выставки в системах ориентации и навигации вычисляется кватернион ориентации РН в начальной стартовой системе координат \mathbf{L} , вектор скорости центра масс \mathbf{V}_1 — в приборной системе координат:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \frac{1}{2} \cdot \mathbf{L} \circ \boldsymbol{\omega}_1,$$

$$\frac{d\mathbf{V}_1}{dt} = \dot{\mathbf{W}}_1 + \mathbf{g}_1 - \boldsymbol{\omega}_1 \times \mathbf{V}_1,$$

где \mathbf{g}_1 — вектор ускорения свободного падения в ПСК, $\mathbf{L} = (l_0, l_1, l_2, l_3)^T$ — кватернион ориентации ПСК в начальной стартовой системе координат, $\mathbf{V}_1 = (V_{x1}, V_{y1}, V_{z1})^T$ — скорость центра масс РН в ПСК.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ НАЧАЛЬНОЙ ВЫСТАВКИ БИНС

Математическое моделирование начальной выставки производится с помощью вычислительной программы, включающей в свой состав следующие подпрограммы:

- подпрограмму математической модели акселерометров и ДУС,
- подпрограмму алгоритмов начальной выставки и оценки уходов ДУС,
- подпрограмму решения систем нелинейных уравнений.

Результаты одного варианта моделирования и номера формул, которыми определяются соответствующие векторы или параметры, приведены в таблице.

Из анализа результатов расчета в таблице следуют выводы:

Результаты моделирования

$\varphi = 45^\circ, N = 45^\circ$	(1)
$f = 0.25 \text{ Гц}$	(3)
$\Delta \mathbf{a}_1 = (0.001, 0.001, 0.001)^\top \text{ м/с}^2$	
$\boldsymbol{\varepsilon}_1 = (0.134, 0.134, 0.134)^\top \text{ град/ч}$	(2)
$\mathbf{A} = (2.934, 2.934, 2.934)^\top \text{ м/с}^2$	(3)
$\mathbf{B} = (4.512, 4.512, 4.512)^\top \text{ град/ч}$	
$\delta \mathbf{K}_m^W = (0.0002, 0.0002, 0.0002)^\top$	(5)
$\delta \mathbf{K}_m^\varphi = (0.0002, 0.0002, 0.0002)^\top$	
$\alpha(0) = (360, 540, 2820)^\top \text{ угл. мин}$	(2)
$\beta = (359.4, 579.9, 2820)^\top \text{ угл. мин}$	(17), (24)
$\hat{\alpha} = (359.4, 579.9, 2820)^\top \text{ угл. мин}$	(44)
$\hat{\alpha}_3(0) = (-0.39, 39.84, -0.39)^\top \text{ угл. мин}$	(29)
$\Delta \mathbf{a}_0^\Sigma = (2.03 \cdot 10^{-4}, -6.23 \cdot 10^{-4}, 1.08 \cdot 10^{-3})^\top \text{ м/с}^2$	(12)
$\Delta \mathbf{a}_3^\Sigma = (-6.21 \cdot 10^{-4}, -6.23 \cdot 10^{-4}, 9.07 \cdot 10^{-4})^\top \text{ м/с}^2$	(12)
$\Delta \hat{\mathbf{a}}_0^c = (0.0, -6.224679 \cdot 10^{-4}, 0.0)^\top \text{ м/с}^2$	(19)
$\Delta \hat{\mathbf{a}}_0 = (0.0, -6.294913 \cdot 10^{-4}, 0.0)^\top \text{ м/с}^2$	(34)
$\boldsymbol{\varepsilon}_3 = (-8.32 \cdot 10^{-2}, 0.18, 0.12)^\top \text{ град/ч}$	(4)
$\boldsymbol{\varepsilon}_3^\Sigma = (-8.54 \cdot 10^{-2}, 0.18, 0.12)^\top \text{ град/ч}$	(12)
$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_3^c = (-8.39 \cdot 10^{-2}, 0.18, 0.0)^\top \text{ град/ч}$	(27)
$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_3^\Sigma = (-8.39 \cdot 10^{-2}, 0.18, 0.0)^\top \text{ град/ч}$	(45)

— практическое совпадение оценок с помощью фильтров Льюинбергера $\hat{\alpha}(0), \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_3^\Sigma$ с результатами решения системы нелинейных уравнений (соответственно $\hat{\beta}, \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_3$);

— незначительная разность оценок $\Delta \hat{a}_{y0} - \Delta \hat{a}_{y0} = 0.702 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}^2$ объясняется дискретностью информации на выходе акселерометров;

— погрешности оценок углов отклонения продольной оси приборной системы координат от местной вертикали $\hat{\delta}\alpha_x(0) = \hat{\alpha}_x(0) - \alpha_x(0) = -0.5649 \text{ угл. мин}$, $\hat{\delta}\alpha_z(0) = \hat{\alpha}_z(0) - \alpha_z(0) = 0.003 \text{ угл. мин}$ определяются в соответствии с (20) погрешностями измерения проекций вектора ускорения;

— погрешность оценки азимута приборной системы координат $\hat{\delta}\alpha_y(0) = \hat{\alpha}_y(0) - \alpha_y(0) = -39.86 \text{ угл. мин}$ определяется в соответствии с (26) проекцией вектора уходов ДУС на восточное направление $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{z3}^c = 0.1217 \text{ град/ч}$;

— погрешности оценок проекций вектора уходов ДУС на плоскость меридиана точки старта $\hat{\delta}\hat{\mathbf{v}}_{x3}^c = \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{x3}^c - \boldsymbol{\varepsilon}_{x3} = -0.138 \cdot 10^{-2} \text{ град/ч}$, $\hat{\delta}\hat{\mathbf{v}}_{y3}^c = \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{y3}^c - \boldsymbol{\varepsilon}_{y3} = -0.068 \cdot 10^{-2} \text{ град/ч}$ в соответствии с (29) определяются проекцией погрешности оценки вектора углов на восточное направление $\hat{\delta}\hat{\alpha}_{z3} = -0.39 \text{ угл. мин}$.

- Бабич О. А. Обработка информации в навигационных комплексах. — М.: Машиностроение, 1991. — 512 с.
- Бранец В. Н., Шмыглевский И. П. Применение кватернионов в задачах ориентации твердого тела. — М.: Наука, 1978. — 320 с.
- Златкин О. Ю., Иванов А. А., Тиховский В. М. Компенсационный метод начальной выставки бесплатформенной инерционной навигационной системы // Механіка та машинобудування. — 2007. — № 2. — С. 42–64.

Надійшла до редакції 28.09.09

A. N. Kalnoguz, V. M. Tykhovskiy,
V. A. Bataev, M. N. Ryumin, V. N. Pilguy

STRAPDOWN INITIAL EXHIBITION OF ROCKETS WITH INCLINED START

We consider the strapdown initial exhibition of rockets with inclined start. Quaternions are used in a mathematical model of the accelerometer operation and angular velocity sensors in strapdown algorithms. Two projections of the vector of angular velocity sensors drift on the start point meridian plane are estimated.

УДК 621.1.016:536.2

Г. Ф. Горностаев

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. Н. Францевича Національної академії наук України, Київ

МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА УНОСИМОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛОЗАЩИТЫ С ПОМОЩЬЮ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

Розроблено методику вимірювання та волоконно-оптичні давачі для визначення величин віднесення маси, товщини прогрітого шару і температури поверхні керамічного теплозахисту, що відноситься. Подано результати вимірювання вказаних параметрів штатного кварцовогонаконечника в умовах, близьких до експлуатаційних.

ВВЕДЕНИЕ

Надежность проектирования эффективного теплозащитного покрытия космического аппарата (КА) в значительной степени определяется достоверностью сведений об изменении в полете следующих характеристик граничных условий: величина линейного уноса массы, толщина прогретого слоя, температура уносимой поверхности. С этой целью КА снабжаются специальными датчиками [2, 3] уноса массы теплозащитного материала (ТЗМ).

Работа выполнялась по заказу КБ «Новатор» при участии НПО «Технология» и Воткинского машзавода (Россия) с целью исследования эксплуатационных характеристик штатного наконечника антиракеты «Стрела-2» при стендовых испытаниях. Как будет показано ниже, именно волоконно-оптические датчики (ВОД) позволяют реализовать комплексный подход при исследовании процесса абляции ТЗМ.

Представленные ниже ВОД предназначены для оценки трех характеристик процесса абляции: линейного уноса, температуры поверхности, толщины прогретого слоя теплозащиты. Отсутствие таких данных для керамической теплозащиты объясняется сложностью установления каких-либо других датчиков без нарушения целостности и прочностных характеристик кварцевой керамики «ниасит». Благодаря высокому

суммарному тепловому эффекту аморфные материалы, в том числе «ниасит» (кварцевая керамика), являются более эффективным ТЗМ, чем кристаллические. Однако физическая модель их разрушения и схема расчета оказываются намного сложнее. Практически нет данных о термомеханических свойствах таких материалов при условиях, близких к эксплуатационным. Для изделия «Стрела-2» параметры торможения составляют: $P_e = 12 \text{ МПа}$, $T_e = 4500 \text{ К}$, конвективный тепловой поток $q = 500 \text{ МВт}/\text{м}^2$.

С учетом вышеизложенного применение кварцевых волоконно-оптических датчиков для измерения уноса массы в точке торможения наконечника гиперзвуковой антиракеты «Стрела-2» представляет научный и практический интерес.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ $\varepsilon_{\text{оп}}$ И КОЭФФИЦИЕНТА СВЕТОПРОПУСКАНИЯ τ_* ОПЛАВЛЯЕМОГО ТОРЦА КВАРЦЕВОГО СВЕТОВОДА

Измерения проводились на стенде лучистого нагрева «Уран» с 10-кВт ксеноновой лампой, расположенной внутри зеркального концентратора диаметром 0.6 м. Кварцевый световод диаметром 1 мм длиной 40 мм был установлен перпендикулярно к нагреваемой поверхности образца из стеклопластика СТКТ-11 (на оси образца). Механическая модуляция величины падающего радиационного теплового потока (РТП) обеспече-

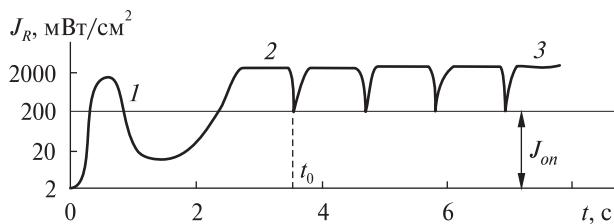


Рис. 1. Изменение потока J_R на фотоприемнике для датчика со «сквозным» кварцевым световодом диаметром 1 мм, установленным в ТЗМ СТКТ-11 (t_0 — начало модуляции подводимого лучистого потока, $J_{\text{оп}}$ — поток, обусловленный свечением оплавленного торца световода)

чивала время затенения поверхности образца $\Delta t = 0.04$ с. Мощность подводимого потока в центре фокального пятна равнялась $q_R = 8 \text{ Вт}/\text{мм}^2$. Для регистрации температуры поверхностного слоя ТЗМ в образце была установлена термопара.

Под нижним торцом световода расположен фоторезистор СФ3-1, амплитудная характеристика которого была детально исследована и приведена к максимальной чувствительности на длине волны $\lambda_m = 0.72 \text{ мкм}$. Около 75 % чувствительности приемника сосредоточено в полосе длин волн $\Delta\lambda = 0.65...0.75 \text{ мкм}$. Чем меньше $\Delta\lambda/\lambda$, тем меньше погрешность определения эффективной длины волны

$$\lambda_{\text{эфф}} = \lambda_m.$$

Изменение амплитуды сигнала датчика представлено на рис. 1. «Провал» на участке 1 — 2 появляется вследствие проявления эффекта накопления тепла в материале [5], которое происходит до установления стационарного процесса оплавления ТЗМ (участок 2 — 3). С учетом глубины заделки термопары температура T_w поверхности ТЗМ составила примерно 2300 К.

Суммарный световой поток J_R на фотоприемнике определяется потоком $J_{\text{оп}}$, излученным торцом световода, а также частью подводимого внешнего потока, которая прошла через оплавленный торец световода с коэффициентом пропускания τ_* :

$$J_R = q_R \cdot \tau_* + J_{\text{оп}}.$$

Согласно результатам измерений, приведенных к $\lambda_{\text{эфф}} = \lambda_m$, имеем

$$J_R (R_{\text{фп}} = 0.35 \text{ к}\Omega) = 3.20 \text{ Вт}/\text{мм}^2,$$

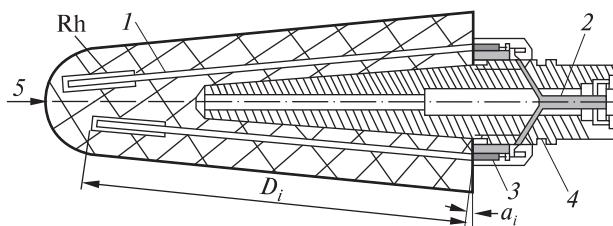


Рис. 2. Наконечник с датчиками (1 — световод, 2 — электрокабель, 3 — приемник СФ3-1, 4 — металлический «палец», 5 — поток газа, α_i — угол наклона оси световода, D_i — длина i -го световода)

$$J_{\text{оп}} (R_{\text{фп}} = 0.70 \text{ к}\Omega) = 0.32 \text{ Вт}/\text{мм}^2,$$

$$\tau_* = (J_R - J_{\text{оп}})/q_R = 0.36.$$

Значение τ_* характеризует процессы отражения и рассеяния падающего потока q_R на оплавленном торце световода.

Считая излучение торца световода слабоселективным, получим

$$\varepsilon_{\text{оп}} = J_{\text{оп}}/(\sigma T_w^4) = 0.2,$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{К}^4$, $T_w = 2300 \text{ К}$.

В работе [4] при модельных расчетах T_w кварцевого стекла используют значения $\varepsilon_{\text{оп}} = 0.1, 0.3$.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ТЕМПЕРАТУРЫ T_w^* УНОСИМОЙ ПОВЕРХНОСТИ НАКОНЕЧНИКА ИЗ «НИАСИТА»

Конструкция штатного наконечника для антариаты «Стрела-2», который оснащен волоконно-оптическими датчиками уноса массы, представлена на рис. 2, а расположение торцов световодов в наконечнике соответствует табл. 1. Стендовые испытания наконечника с датчиками в составе первой сборки изделия «Стрела-2» проводились на газодинамическом стенде Воткинского машиностроительного завода при следующих параметрах торможения: $P_e = 11 \text{ МПа}$, $T_e = 3100 \text{ К}$, $q = 42 \text{ МВт}/\text{м}^2$. Верхние торцы и часть боковой поверхности световодов покрыты светозащитной пленкой родия Rh толщиной около 4 мкм.

На рис. 3 представлено изменение сопротивления $R_{\text{фп}}$ фотоприемников СФ3-1, расположенных под нижними торцами световодов (табл. 1). Значение $R_{\text{фп}} = R_y$ соответствует моменту выхода горячего торца световода с пленкой Rh на уно-

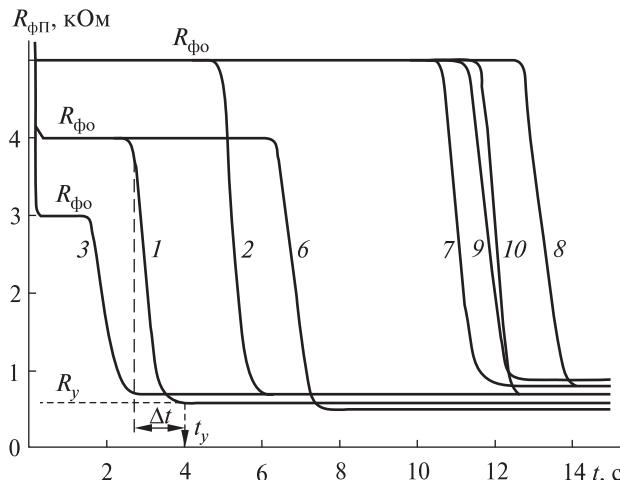


Рис. 3. Изменение фотосопротивления $R_{\text{фп}}$ приемника при уносе массы керамического наконечника (1, ..., 10 — номера световодов с пленкой родия на торце, Δt — время стабилизации сигнала датчика, t_y , R_y — факторы, определяющие момент уноса слоя ТЗМ, $R_{\text{фо}}$ — «фоновое» значение фотосопротивления, обусловленный полупрозрачностью «ниасита»)

симую поверхность конуса. Излучение факела, которое прошло через полупрозрачный ниасит, попадает на незащищенную родием боковую поверхность световода и затем по световоду на приемник создает «фоновое» значение $R_{\text{фо}} = 3...5$ кОм (табл. 2). Согласно амплитудной характеристике приемника СФЗ-1 (для длины волны максимальной чувствительности $\lambda_m = 0.72$ мкм), среднее значение «фонового» потока $J_{\text{фо}} < 2$ мВт/мм².

Используя полученное выше значение τ_* , а также значения $R_{\text{фп}}$, полученные на газодинамическом стенде (табл. 2), получаем интенсивность излучения торца световода при уносе «ниасита»:

$$J_y (R_{\text{фп}} = 0.45 \text{ кОм}) = 0.44 \text{ Вт/мм}^2.$$

Поскольку $J_{\text{фо}} \ll J_y$, можно считать, что «фоновое» излучение $J_{\text{фо}}$ практически не оказывает влияния на величину полезного сигнала датчика.

Теперь оценим радиационный тепловой поток q_{RW} от излучающего газа на поверхность конуса следующим образом. Сжатый слой перед наконечником с радиусом затупления $R = 2$ см можно считать оптически прозрачным вследствие его малой геометрической толщины. Следовательно, расчетное значение радиационного теплового потока на поверхность модели составляет (при скоростях движения $V < 9$ км/с [4]):

$$q_{Rk} = 1.5 \text{ мВт/мм}^2.$$

Однако, кроме сплошного излучения q_{Rk} континуума, есть излучение атомов в линиях. Это излучение может вносить примерно такой же вклад в величину q_{RW} , что и континуальное излучение. В сумме получаем $q_{RW} = 3.0 \text{ мВт/мм}^2$.

Тот факт, что $q_{RW} \ll J_y$, подтверждается отсутствием излома на графике (рис. 3) на участках $R_{\text{фо}} - R_y$. Поскольку $q_{RW} \ll J_y$, будем считать, что суммарный поток на приемнике определяется только излучением торца световода после его выхода на поверхность ТЗМ: $J_{\text{фп}} = J_y$.

Таблица 1. Данные о расположении торцов световодов в наконечнике (D_i — длина i -го световода, α_i — угол наклона i -го световода)

Параметр	Номера световодов										
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
α_i , град	4°55'	4°52'	1°26'	4°41'	5°12'	2°45'	1°11'	5°17'	2°14'	3°26'	4°25'
D_i , мм	185.4	176.7	175	177.5	170.7	178.5	170	178.5	180	183.4	15

Таблица 2. Значение фотосопротивлений единичных датчиков (№№ 1...10): $R_{\text{фо}}$ — фоновое значение, R_y — значение, соответствующее «срабатыванию» датчика при уносе данного слоя «ниасита»

Сопротивление	Номер датчика									
	1	2	3	6	7	8	9	10		
$R_{\text{фо}}$, кОм	4	4	3	4	5	5	5	5		
R_y , кОм	0.55	0.70	0.70	0.45	0.75	0.75	0.75	0.70		

Таким образом, можно принять, что для наконечника из «ниасита» в сером приближении имеем

$$T_w^* = (J_y / \varepsilon_{\text{оп}} \sigma)^{0.25} = 2500 \text{ К.}$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО УНОСА МАССЫ И ГЛУБИНЫ ПРОГРЕВА ПОЛУСФЕРИЧЕСКОГО ЗАТУПЛЕНИЯ НАКОНЕЧНИКА

Моменты выхода торцов световодов, покрытых пленкой родия, на уносимую поверхность наконечника из «ниасита» определялись по стабилизации световых потоков на фотоприемниках (рис. 3). Координаты торцов определялись с помощью рентген-контроля наконечника в двух плоскостях. Динамика процесса уноса материала при осесимметричном обтекании изделия потоком высокотемпературного газа представлена на рис. 4. Средняя линейная скорость уноса массы составила $V_y \approx 1 \text{ мм/с.}$

Для кварцевого стекла стабилизация скорости уноса массы наступает примерно через 0.6 с, а стабилизация температуры поверхности ТЗМ через 0.3 с [1], т. е. до момента выхода торца световода на уносимую поверхность. Следовательно, можно считать, что измерения проводились в квазистационарном режиме уноса «ниасита».

Для определения изменения глубины прогрева ниасита вдоль поверхности полусфера (радиусом 2 см) применена следующая методика.

Определив из графика на рис. 3 параметр Δt для каждого датчика, можно оценить толщину прогретого слоя ниасита:

$$\delta = V_y \Delta t.$$

На рис. 5 представлено изменение толщины δ горячего верхнего слоя (имеющего температуру $T_\delta \geq 1000 \text{ К}$) «ниасита» в радиальном направлении относительно оси наконечника. Максимальному значению подводимого конвективного теплового потока (а также T_w^*) на оси полусферы соответствует минимальная толщина прогретого слоя. По мере уменьшения подводимого потока в радиальном направлении соответственно увеличивается глубина δ прогрева материала от 0.9 до 1.6 мм. Температура $T_\delta = 1000 \text{ К}$ является минимально возможной температурой, способной вызвать резкий скачок величины $R_{\text{пп}}$ для прием-

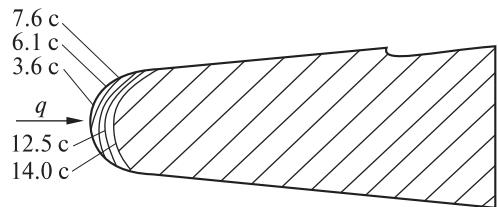


Рис. 4. Усредненные данные по уносу массы нескольких наконечников с датчиками (q — конвективный тепловой поток от струи газогенератора)

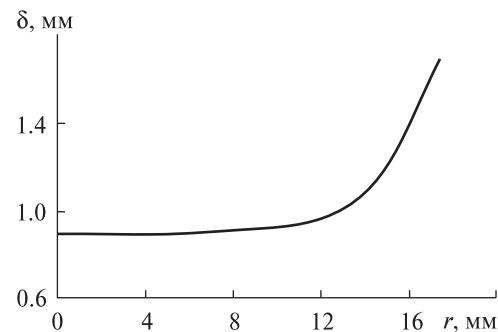


Рис. 5. Результаты расчета радиального распределения толщины δ прогретого слоя наконечника (r — расстояние от оси наконечника)

ника СФЗ-1. Этот факт был установлен путем модельного эксперимента, включающего нагрев и оплавление торца световода.

ВЫВОДЫ

1. Получены значения линейной скорости уноса массы, глубины прогрева и температуры поверхности штатного наконечника из ниасита для изделия «Стрела-2» в условиях, близких к эксплуатационным.

2. Зафиксировано значительное увеличение температуры поверхности «ниасита» по сравнению с температурой плавления, что является следствием высокого давления торможения струи ($P_e = 11 \text{ МПа}$).

3. Поскольку температура поверхности стеклообразного ТЗМ слабо зависит от коэффициента теплообмена [4], а следовательно, и от размеров нагреваемого тела, полученный результат по оценке температуры поверхности T_w^* наконечника с радиусом затупления $R = 2 \text{ см}$ может быть полезен и при оценке T_w^* изделий с другими значениями радиуса R .

4. Поскольку скорость уноса велика (около 1 мм/с), а толщина прогретого слоя ($T_{\delta} \geq 1000$ К) мала, образование кристобаллитной фазы на торце кварцевого световода не успевало произойти. Этим объясняется высокое значение коэффициента пропускания τ_* .

5. Характер изменения величины $\delta(r)$ является следствием наличия натечной пленки на боковой поверхности конуса (поскольку сдвигающие усилия газового потока были недостаточно велики), следовательно, на оси конуса ($r \rightarrow 0$) унос массы происходил в основном за счет испарения «ниасита».

1. Горностаев Г. Ф., Пасичный В. В., Ткаченко Г. В. Методы контроля эксплуатационных характеристик теплозащиты волоконно-оптическими датчиками // Космічна наука і технологія. — 2007. — 13, № 3. — С. 12—18.
2. Лежсандр Ф. Ж. Аппаратура для испытания носовых частей баллистических ракет при входе в плотные слои атмосферы // Экспресс-информ. ВИНИТИ.

- Сер. Испытательные приборы и стенды. — 1978. — № 23. — С. 10—22.
3. Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. — М.: Машиностроение, 1976. — 224 с.
 4. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976. — 392 с.
 5. Скороход В. В., Фролов Г. А., Горностаев Г. Ф. Аномальная теплопередача на границе шлак-металл в установке электрошлакового переплава // Доповіді НАН України. — 2004. — № 7. — С. 90—96.

Надійшла до редакції 25.03.10

G. F. Gornostaev

SOME METHODS FOR DIAGNOSTICS
OF BOUNDARY CONDITIONS UNDER ABLATION
OF THERMAL INSULATION SURFACE
WITH THE USE OF FIBRE OPTICAL SENSORS

Some measurement procedures are fibre optical sensors are developed for the determination of ablation, heated layer thickness and temperature of ceramic thermal insulation surface being destructed. Our measurement results for the named parameters are presented for the standard quartz cap under the conditions simulating the operational ones.

УДК 528.8.04

Л. В. Підгородецька^{1,2}, Л. М. Зуб³, О. Д. Федоровський²

¹ Інститут космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Київ

² Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, Київ

³ Інститут зоології ім. І. І. Шмальгаузена Національної академії наук України, Київ

ВИКОРИСТАННЯ ІНФОРМАЦІЇ КОСМІЧНОГО ГЕОМОНІТОРИНГУ ДЛЯ ОЦІНКИ ЕКОЛОГІЧНОГО СТАНУ ВОДОЙМ НА ПРИКЛАДІ ОЗЕРА СВІТЯЗЬ

На прикладі дослідження озера Світязь (Шацький національний природний парк) обґрунтовано використання інформації космічного геомоніторингу для оцінки екологічного стану водойми шляхом виявлення зв'язку експертних оцінок стану водойми з критерієм, який характеризує параметри (клас і площа) мікроландшафту, що добре простежуються на космічних знімках, а також здійснено моделювання та прогноз впливу рекреаційного навантаження на можливі екологічні наслідки.

ВСТУП

Для більшості водойм стан водної рослинності служить своєрідним індикатором екологічного стану водного середовища [1, 9]. Вивчення загальної картини заростання водойми дозволяє виділити в його рослинному покриві певні поєднання рослинних угруповань (фітоценозів), пов'язаних спільністю структурного характеру та однорідністю умов зростання (особливостей рельєфу, активності водних мас, типів ґрунтів тощо). Ці надфітоценотичні територіальні рівні або, інакше кажучи, природні територіальні комплекси (ПТК) є основою ландшафтної структури водойми, мають свої особливості, закономірності розподілу та піддаються типізації. Перебудова видової і ценотичної структури ПТК фіталі водойми, перерозподіл площ, зайнятих окремими ПТК або окремими угрупованнями в рамках одного ПТК є свідченням змін екологічного стану водного середовища та може служити індикатором посилення антропогенного впливу на водойму. Контури таких ПТК добре простежу-

ються на аеро- і космічних знімках, і при їхньому дешифруванні стають джерелом інформації, яка характеризує екосистему водойми. Тому для систематичного контролю за якісними і кількісними змінами ПТК, разом з моніторингом наземної інформації, використання космічних знімків заслуговує на вагомий науковий інтерес [5]. Це дозволить оперативно одержувати інформацію про зміни видового та ценотичного складу водної рослинності на більших площах [12].

Мета даної роботи полягає в обґрунтуванні та апробації на прикладі озера Світязь (Шацький національний природний парк) використання інформації космічного геомоніторингу для комплексної оцінки екологічного стану водного середовища шляхом виявлення зв'язку експертних оцінок стану водойми з параметром, що характеризує інформативні ознаки ПТК (клас і площа), які надійно дешифруються на космічних знімках, а також у моделюванні екологічних наслідків від змін рекреаційного навантаження.

ДЖЕРЕЛА ДАНИХ

Озеро Світязь (рис. 1) має площину 27.5 км², його максимальна глибина 58 м, прозорість води по-



Рис. 1. Космічний знімок озера Світязь («Landsat ETM+»)

над 5 м. Унікальна екосистема озера, яка формувалася протягом століть, вирізняється водою високої якості (за трофо-сапробіологічними показниками озеро характеризується як мезотрофне, α -олігосапробне [6]). Сьогодні воно є одним з найбільш популярних об'єктів туризму. В результаті антропогенного навантаження (насамперед рекреаційного) у розвитку біоти водойми протягом останніх п'яти — семи років спостерігаються вкрай негативні тенденції, які ставлять під загрозу існування цієї унікальної екосистеми.

Дослідження видової та ценотичної структури угруповань водних рослин озера Світязь протягом 1986—2009 рр. [2, 3] дозволило виділити на фіталі водойми ряд ПТК рангу мікроландшафті: прибережні чагарниково-болотні, водно-болотні, піщаних мілководь, літоральних заростей очеретів, поясу широколистяних рдесників, харових полів, ізольованих акваторій, деградованих піщаних мілководь.

Для подальших досліджень серед зазначених типів ПТК були обрані ті, що є найбільш показовими індикаторами змін екологічного стану водойми та чітко дешифруються на космічних знімках.

ПТК1. Деградовані мікроландшафти піщаних мілководь (глибини поширення 0—1.0 м). Це комплекси, які виникають на прибережних піщаних мілководдях у зонах масового скучення рекреантів. Їм характерна деградація рос-

линного покриву внаслідок механічного впливу (витоптування, викошування) рекреантами. На таких ділянках угруповання макрофітів (як гігрофітів, так і гідрофітів) дуже розрідженні або зникають повністю.

ПТК2. Водно-болотні мікроландшафти (глибини 0—0.5 м). Об'єднуети прибережні мезо-евтрофні водні комплекси, в яких на мулистих донних відкладеннях формуються багатовидові угруповання високотравних повітряно-водних рослин (гігрофітів) — очеретів та рогозів у поєданні з болотним різnotрав'ям.

ПТК3. Мікроландшафти піщаних мілководь (глибини 0—1.0 м) (непорушенні мілководдя). Це оліго-мезотрофні комплекси, що формуються на широких (до 200 м) прибережних піщаних мілководдях з поступовим падінням глибини до 1.0 м. Заростають маловидовими угрупованнями макрофітів, для розвитку яких необхідні щільні піщані донні відкладення.

ПТК4. Мікроландшафти літоральних заростей очеретів (глибини 1.0—2.0 м) — це піщані ділянки літоралі озера з глибинами 1—2 м, на яких формуються оліготрофні зарості очерету звичайного (умовно названі нами «водяними очеретами» — на відміну від прибережних евтрофних угруповань цього ж виду). Ці комплекси не контактиють з прибережними угрупованнями водно-болотних рослин, угруповання рослин переважно одновидові, розрідженні.

Для дешифрування було обрано 11 літніх «безхмарних» знімків з супутників «Landsat TM» та «Landsat ETM+» (липень—серпень 1988, 1989, 1992, 1994, 1999, 2001, 2002, 2003, 2006, 2007 та 2009 рр.). З'ясувалося, що не всі знімки придатні для класифікації ПТК фіталі ізольованих акваторій і глибоководних (5.0—12.0 м) заростей харових водоростей (мікроландшафти харових полів). Розташування цих класів на знімках не завжди відповідало природним глибинам їхнього поширення та зазвичай розподілялося на глибоководних ділянках, характерних для класу ПТК глибоководних ділянок без макрофітів. При більш детальному вивчені цієї проблеми виникло припущення, що спектральні характеристики цих класів збігалися зі спектральними характеристиками біжі на поверхні води.

МЕТОДИ

Для дешифрування космічних знімків використовувалася методика експертної класифікації багатоспектральних супутниковых знімків, що передбачає застосування неконтрольованої класифікації за алгоритмом ISODATA з розбивкою на 13 кластерів, розрахунків NDVI і температури поверхні водойми. Види ПТК, що класифікувалися, визначалися згідно з даними польових спостережень, що проводилися у літній період протягом 1988–2009 рр. [2, 7].

Для оцінки динаміки змін ПТК озера Світязь були використані алгоритми, що складаються з таких етапів [11]: введення функції близькості порівнюваних величин a і b , обчислення оцінки для функції близькості (S) та функції відповідності (F). Ця функція описує ступінь збігу значень порівнюваних величин. Наприклад, порівнюються такі величини, як стан ПТК озера Світязь за всі досліджені роки відносно стану ПТК в 1988 р.

$$F(B, A) = \sum_{j=1}^n \rho(b_j, a_j)[1 - S(b_j, a_j)], \quad (1)$$

де $\rho(b_j, a_j)$ — вагові коефіцієнти, $j = 1, \dots, n$.

Близькість значення параметра a до параметра b визначається за допомогою функції близькості $S_j(b_j, a_j)$ для таких випадків:

$$S_j(b_j) = (\bar{a}_j - b_j)/\bar{a}_j, \text{ для випадку } b_j < \bar{a}_j, \quad (2)$$

$$S_j(b_j) = (b_j - \bar{a}_j)/b_j, \text{ для випадку } b_j > \bar{a}_j.$$

Тоді класифікація процесів або об'єктів може бути формалізована як завдання багатокритеріальної оптимізації m критеріїв, кожний з яких виступає як функція відповідності характеристики b параметру a .

Для оцінки екологічного стану озера Світязь в 1988–2009 рр. разом із статистичними та архівними даними використовувався метод експертних оцінок, а саме метод аналізу ієрархій [8]. Для цього формулюється цільова функція, яка ділиться на більш прості складові — показники, що об'єднуються у відповідні ієрархічні рівні. Завдання першого рівня полягає у формуванні мети, яка буде досягнута у процесі розв'язання задачі. Коли розглянута проблема представлена ієрархічно, для формалізації експертної про-

цедури будується множина матриць попарних порівнянь для кожного рівня і заожною складовою даного ієрархічного рівня. Проводиться їхня нормалізація і оцінка векторів пріоритетів з урахуванням ступеню їхнього впливу на складові попереднього рівня. Обробка матриць, наприклад, чотирьох рівнів дає можливість вирахувати вектори пріоритетів відповідних рівнів K^1, K^2, K^3 і K^4 , компоненти яких визначають їхні пріоритети з точки зору експерта.

Метод аналізу ієрархій дозволяє сконструювати необхідну цільову функцію та оцінити ступінь впливу на неї кожної з характеристик досліджуваної системи. Якщо отримано всі необхідні вагові коефіцієнти, то формула згортки узагальненого критерію для порівнюваних варіантів має вигляд:

$$F = \sum K_1^1 \sum K_2^2 \sum K_3^3 \sum K_4^4 \cdot x_p^s, \quad (3)$$

де верхній індекс критеріального пріоритету позначає рівень ієрархії, x_p^s — коефіцієнт переваги варіанта s за показником p .

Значення F дозволяє встановити переваги того чи іншого альтернативного варіанта системи за всією сукупністю аналізованих факторів. Наприклад, дати порівняльну оцінку екологічного стану озера Світязь за період 1988–2009 рр.

Для прогнозної оцінки змін екологічного стану водойми була використана методика, що базується на принципах системної динаміки [13]. Основною методу є побудова динамічної моделі об'єкта управління на основі експертних даних про причинно-наслідкові зв'язки у модельній системі з подальшим моделюванням процесів розвитку.

Основне рівняння методу виражає баланс тенденцій у зміні значень процесу (x), обумовлених впливами на нього з боку інших процесів [10]:

$$\frac{dx_i}{dt} = \left[1 - 2F^{(+)}(a_{i1}x_1 + a_{i2}x_2 + \dots + a_{in}x_n + x_i) \right]. \quad (4)$$

Рівняння (4) стає найбільш простим у разі вибору базової функції впливів $F^{(+)}$ у формі параболи, що асимптотично наближається до одиниці. При цьому воно стає лінійним і набуває вигляду

$$\begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} = & a_{i1}x_1 + a_{i2}x_2 + \dots + a_{i,i-1}x_{i-1} + \\ & + a_{i,i+1}x_{i+1} + \dots + a_{in}x_n - x_i, \end{aligned} \quad (5)$$

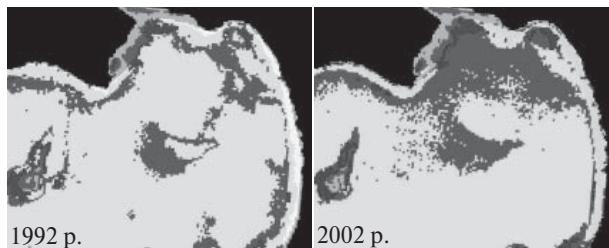


Рис. 2. Фрагменти карт розподілу ПТК озера Світязь у 1992 і 2002 рр. за космічними знімками

де t — часовий або просторовий аргумент процесу.

Надаючи індексу i в останньому рівнянні значення $1, 2, \dots, n$, при дотриманні умови (4) одержимо систему рівнянь динамічної моделі, яку будемо використовувати далі.

Коефіцієнти впливу a_{ij} у рівнянні моделі можуть бути ідентифіковані двома основними шляхами: за оцінками експертів і на основі статистичної обробки архівних даних.

У ЦАКДЗ ІГН для моделювання складних систем на основі викладеної теорії розроблено спеціальну програму, яку і використано у даній роботі.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Після дешифрування обраних 11 космічних знімків озера Світязь і визначення меж мікроландшафтів були визначені площини чотирьох зазначених вище типів ПТК за період 1988—2009 рр. (див. таблицю). На рис. 2 представлено два фрагменти зображень озера Світязь, отримані в результаті дешифрування космічних знімків за 1992 і 2002 рр. Зіставлення наведених зобра-

женъ дозволяє побачити істотні розходження в розмірах площ, що займають ПТК, які відбулися за десятилітній період.

За статистику критерію, що характеризує екологічний стан водойми за узагальненими параметрами ПТК, була прийнята функція відповідності F . За допомогою отриманих вище класів і значень площ були обчислені значення F за період з 1988 по 2009 рр. відповідно до рівняння (1). Значення площ ПТК за 1988 р. приймалися за умовний еталон, відносно якого виконувалися обчислення за наступні роки досліджень. Значення F наведено в таблиці. Видно, що до 2003 р. відбувається плавне зменшення величини F , а з 2006 р. вона починає збільшуватися. Враховуючи, що наприкінці минулого століття рекреаційне навантаження на екосистему озера стрімко зростало, тенденцію зменшення функції відповідності можна пояснити як віддзеркалення погіршення екологічної ситуації на водоймі. Збільшення функції відповідності з 2006 р. вказує на результат дії природоохоронних заходів, які почали впроваджувати в Шацькому НПП з 2005 р. (введення в експлуатацію централізованої каналізації, посилення контролю за дотриманням водоохоронних та санітарних норм тощо).

Наступним етапом досліджень стали пошуки зв'язку екологічного стану водойми з показником, який характеризує параметри ПТК (клас і площину), а саме — з функцією відповідності F . Для цього виконано експертну оцінку екологічного стану озера Світязь за період 1988—2009 рр. на основі методу аналізу ієархії. Згідно з методом була розроблена ієархічна система, у якій на нульовому рівні сформульовано головне за-

Значення площ ПТК (га), функції відповідності F , нормованого показника екологічного стану (OE) і рекреаційного навантаження (PH)

Показчик	Рік										
	1988	1989	1992	1994	1999	2001	2002	2003	2006	2007	2009
Площа ПТК1	51	94	77	111	82	76	85	121	87	99	84
Площа ПТК2	90	85	87	71	121	79	93	61	137	141	107
Площа ПТК3	147	114	208	150	162	97	98	122	118	111	98
Площа ПТК4	198	180	93	101	122	84	99	111	96	147	140
F	1.0	0.80	0.70	0.68	0.72	0.64	0.68	0.59	0.63	0.65	0.70
OE	9	8	7	6	4	5	5	4	4	4	5
PH	4	4	5	6	9	8	6	7	8	9	8

вдання — оцінка екологічного стану озера Світязь за період 1988—2009 рр. На наступному рівні розташовані основні джерела впливу на складові геосистеми озера Світязь, здатні впливати на виконання головного завдання і які можна попарно оцінити відносно нульового рівня. На другому рівні представлено складові геосистеми озера, для оцінки яких використана космічна та наземна інформація. На третьому рівні — показники, що впливають на екологічний стан водної геосистеми, за якими оцінюється її екологічний стан. Складові кожної із груп показників формують четвертий рівень ієархії — параметри, використані для оцінки екологічного стану озера Світязь. П'ятим рівнем є саме оцінка екологічного стану озера за період 1988—2009 рр. Для кожного рівня та за кожною його складовою на основі експертних оцінок були побудовані відповідні матриці попарних порівнянь. У результаті обробки матриць визначалися вектори пріоритетів для кожного рівня, компоненти яких визначають їхні пріоритети з погляду експерта. На основі значень відповідних векторів за допомогою рівняння (3) отримано нормовані чисельні оцінки екологічного стану (ОЕ) озера Світязь за період 1988—2009 рр. (таблиця).

Для виявлення зв'язку екологічного стану водойми із критерієм F оцінено коефіцієнт кореляції r між значеннями критерію F та експертними оцінками екологічного стану озера за цей же період. Результати обчислень показали, що функція відповідності F характеризує екологічний стан озера Світязь з ймовірністю 0.8, яка цілком прийнятна для практичного використання оперативного дистанційного контролю екологічного стану водойми. Отримана кореляційна залежність була перевірена на статистичну значимість. Для цього з використанням функції U [4] перевірялась гіпотеза про рівність нулеві одержаних коефіцієнтів кореляції r для n експериментів:

$$U = \frac{\sqrt{n-3}}{2} \cdot \ln \frac{1+r}{1-r}. \quad (6)$$

Відсутність статистично достовірної кореляційної залежності виявляється у випадку, коли значення функції U потрапляють в інтервал $-Z_{\alpha/2} \leq U < Z_{\alpha/2}$, де $Z_{\alpha/2}$ — обмеження по площі

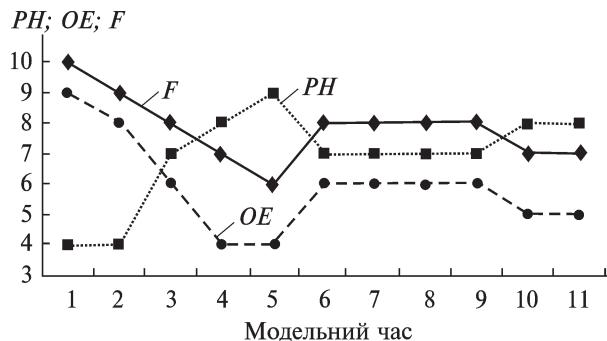


Рис. 3. Модельні значення показників рекреаційного навантаження (PH), екологічного стану водойми (OE) та функції відповідності F

гауссівського розподілу за ординатами $\pm\alpha$. Значення U для 11 років дорівнює 3.1.

Межі зони $\pm Z_{\alpha/2}$ для функції U обрано при значеннях $\alpha = 0.1$, що відповідає достовірності 0.8: $\pm Z_{\alpha/2} = \pm 1.65$. Таким чином, наявність статистично достовірної кореляційної залежності підтверджено.

Моделювання та прогноз впливу рекреаційного навантаження PH (див. таблицю) на можливі екологічні наслідки було виконано на основі розробленої концептуальної моделі і рівнянь (5). При цьому були використані статистичні (архівні) дані PH [3].

На рис. 3 представлені результати моделювання у вигляді графіка залежності OE і F від PH . Результати прогнозу ймовірних екологічних наслідків на основі системного моделювання підтверджують можливість побудови динамічних моделей природного середовища для прогнозування впливу розвитку рекреаційного навантаження на екологічний стан водойми і його оцінки на основі критерію F .

ВИСНОВКИ

- На прикладі дослідження озера Світязь обґрутовано використання інформації космічного геомоніторингу для оцінки екологічного стану водойми шляхом виявлення зв'язку експертних оцінок стану водойми з покажчиком, який характеризує параметри ПТК (клас і площа), що надійно дешифруються на космічних знімках.

2. Показано, що функція відповідності F характеризує екологічний стан з ймовірністю 0,8, чого цілком достатньо для оперативного дистанційного контролю екологічного стану водойми.

3. Моделювання рекреаційного впливу на екосистему озера Світязь визначило, що сформована модель адекватно реагує на збільшення обсягу навантаження, яке призводить до відповідних змін площ, зайнятих ПТК. Уточнюючи функції впливу моделі, можна обґрунтувати такий сценарій побудови рекреаційних зон, при якому рекреаційне навантаження буде підтримуватися на рівні спроможності природних ресурсів і задовольняти розвиток туризму. Крім того, значення показника F адекватно реагують на зміни значень ОЕ, що підтверджує можливість його використання в якості критерію оцінки екологічного стану водойми.

Таким чином, запропоновані підходи дозволяють у подальшому не лише здійснювати екологічний моніторинг на новому рівні, але й на науковому підґрунті розробляти екологічно збалансовані менеджмент-плани управління використанням рекреаційного потенціалу водойм, подібних озеру Світязь.

- Гейни С., Дубина Д. В., Сытник К. М. и др. Макрофиты — индикаторы изменений природной среды. — К.: Наук. думка, 1993. — 433 с.
- Карпова Г. А., Зуб Л. Н. Современное состояние макрофитов оз. Святая (Шацкие озера, Украина) в условиях нарастающей рекреационной нагрузки // Озерные экосистемы: биологические процессы, антропогенная трансформация, качество воды: Матер. міжнар. науч. конф. — Минск: Нарыч, 2003. — С. 270—273.
- Карпова Г. О., Зуб Л. М. Негативная трансформация макрофитной рослинности озера Святая в условиях усиления рекреационного навантажения // Озера та штучні водойми України: сучасний стан й антропогенні зміни: Матер. Першої міжнар. наук.-практ. конф. — Луцьк: Вежа, 2008. — С. 312—316.
- Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1974. — 831 с.
- Лялько В. И., К. Маринич О. М., Федоровський О. Д. Аерокосмічні исследование ландшафтних комплексов України // Укр. географічний журн. — 1994. — № 4. — С. 3—8.
- Оксюк О. П., Якушин В. М., Тимченко В. М. Трофо-сапробиологическая характеристика Шацких озер // Гидробиол. журн. — 1997. — 33, № 1. — С. 24—35.
- Підгородецька Л. В., Зуб Л. М., Федоровський О. Д. Оцінка динаміки заростання макрофітами водойм на основі космічної інформації Д33 і наземних спостережень (на прикладі озера Святязь) // Аерокосмічні спостереження в інтересах сталого розвитку та безпеки GEO-UA: Матер. доп. 2-ї Всеукр. конф. з запрошенням закордонних учасників. — Київ: Освіта України, 2010. — С. 110—111.
- Саати Т. Принятие решений. Метод анализа иерархий. — М.: Радио и связь, 1993. — 186 с.
- Тимченко В. М., Оксюк О. П. Управление водными экосистемами как перспективное направление экологической гидрологии // Гидробиол. журн. — 1998. — 34, № 6. — С. 120—128.
- Тимченко И. Е. Игумнова Е. М. Прогнозирование природных процессов методом адаптивного баланса влияний // Мор. гидрофиз. журн. — 2004. — № 5. — С. 53—63.
- Федоровский А. Д., Даргейко Л. Ф., Зубко В. П., Якимчук В. Г. Системный подход к оценке эффективности аппаратурных комплексов дистанционного зондирования Земли // Космічна наука і технологія. — 2001. — 7, № 5-6. — С. 75—79.
- Федоровский А. Д., Сиренко Л. А., Суханов К. Ю., Якимчук В. Г. Методические аспекты дешифрирования космических изображений водных растительных ландшафтов для оценки экологического состояния устьевых участков рек // Гидробиол. журн. — 2000. — 36, № 2. — С. 84—94.
- Forrester J. W. Industrial Dynamics. — Cambridge MA, Productivity Press, 1961. — 391 p.

Надійшла до редакції 30.06.10

L. V. Podgorodetskaia, L. N. Zub, A. D. Fedorovskii

THE USE OF REMOTE SENSING DATA FOR ESTIMATION OF ECOLOGICAL STATE OF WATER BODIES BY THE EXAMPLE OF THE SVITYAZ LAKE

We consider the estimation of the ecological state of the Svityaz Lake using remote sensing data. The areas of four types of water vegetation landscapes for assessment of the Svityaz Lake ecological state were classified. We discuss the problem of the impact of water vegetation landscapes areas changes on the Svityaz Lake ecological state. The regression model of ecological state dependence from recreation load on the lake is established. The correlation between the computing simulation and estimated ecological state equals 80 %.

УДК 550.837

И. И. Рокитянский, А. В. Терешин

Інститут геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України, Київ

ГЛУБИННОЕ МАГНИТОВАРИАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЛУНЫ

Зроблено короткий огляд результатів досліджень Місяця в 1969—1972 рр. та перелічено не розв'язані проблеми досліджень електропровідності надр Місяця, які мають розв'язувати майбутні місії на Місяць, зокрема в рамках російського проекту «Луна-Глоб». Магнітоваріаційне зондування Місяця як вхідний сигнал використовує варіації первинного міжпланетного магнітного поля, вимірюваного орбітальним магнетометром, а як вихідний сигнал — варіації вимірюваного на поверхні Місяця вторинного магнітного поля струмів. За цими даними обчислюється переходна характеристика (частотна чи імпульсна) надр Місяця — її функція відгуку, за якою розв'язується обернена задача — пошук залежності електропровідності від глибини. Розглядаються фізичні аспекти магнітоваріаційного зондування, обговорюються його обмеження і головні джерела похилок — неврахування кондуктивної моди вторинного поля і різка асиметрія навколоімісячної плазми на денному та нічному боках Місяця.

Электропроводность — важный параметр, характеризующий состав и физическое состояние недр Земли, Луны и планет. Исследование уравнений состояния твердого тела при высоких давлениях и температурах, а также результаты лабораторных экспериментов указывают на тесную связь электропроводности горных пород с температурой. Следовательно, измерение глубинной электропроводности может дать информацию о температуре и фазовом состоянии недр уже в настоящее время. Отметим, что измерения теплового потока позволяют рассчитывать глубинную температуру только в весьма отдаленном прошлом. Исследования глубинной электропроводности Земли позволили существенно уточнить распределение температуры в мантии Земли и локализовать зоны расплавов [7]. Аналогичные исследования Луны и планет существенны как для понимания их строения, так и для построения теории происхождения и развития Солнечной системы.

ОСОБЕННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ НЕДР ЗЕМЛИ И ЛУНЫ

Для изучения (зондирования) глубинной электропроводимости Земли и Луны используют-

ся естественные электромагнитные (ЕМ) поля, возбуждаемые солнечным ветром — неоднородным потоком заряженных частиц, летящих от Солнца со средней скоростью $V = 400$ км/с и несущих магнитные поля $B_e \approx 5$ нТл. Обе величины зависят от активности Солнца и в возмущенные интервалы могут увеличиваться в 2–3 раза.

Наличие у Земли сильного геомагнитного поля (до 60 мкТл на поверхности), убывающего до значений, присущих солнечному ветру на расстоянии 12–15 земных радиусов, приводит к захвату частиц солнечного ветра магнитосферой Земли. Вносимое солнечным ветром внешнее (external) электрическое поле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}_e$ возбуждает сложную систему магнитосферно-ионосферных токов. Благодаря очень высокому сопротивлению нижней атмосферы (порядка 10^{13} – 10^{14} Ом·м при сопротивлении верхних слоёв Земли 0.2– 10^5 Ом·м) эти токи практически не проникают из ионосферы в землю. Таким образом, переменные геомагнитные поля, наблюдаемые на поверхности Земли, имеют индукционное происхождение (магнитная или TE — transverse electrical мода). Они состоят из первичного поля ионосферных и магнитосферных токов и вторичного поля токов, индуцированных в проводящих слоях тела Земли. Регистрируя магнитные поля на поверхности Земли и околоземных спутниках можно сделать определённые выводы

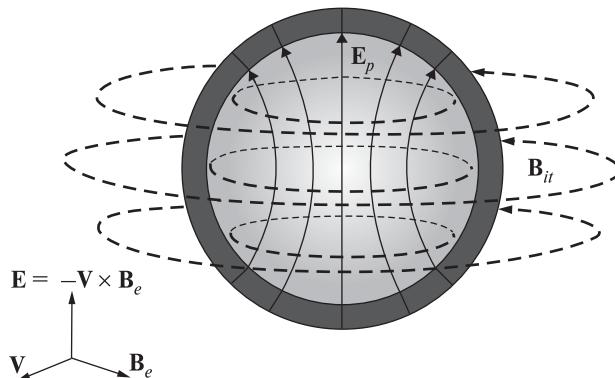


Рис. 1. Полоидальная система токов в твёрдой Луне, возникающих под действием электрического поля $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}_e$, и тороидальное магнитное поле \mathbf{B}_{it} этих токов в вакууме (электрическая мода)

о распределении электропроводности земных недр, при этом кондуктивной или электрической (ТМ) модой обычно пренебрегают [6, 7].

На Луне нет ни атмосферы, ни глобального магнитного поля, поэтому плазма солнечного ветра непосредственно бомбардирует лунную поверхность и поглощается ею. Казалось бы, преимущество при ЕМ-зондировании Луны должно быть отдано кондуктивной моде, когда токи, возникающие от вносимого солнечным ветром электрического поля, пронизывают тело Луны, образуя полоидальную систему токов и тороидальное вторичное магнитное поле (рис. 1). Однако во всех известных нам работах, посвященных изучению Луны, этой модой пренебрегают. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Солнечный ветер имеет очень высокую электропроводность, и электрическое поле в нем практически равно нулю. В системе координат, связанной с Луной, появляется электрическое поле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}_e$. Полагая $V = 400$ км/с и $B_e = 5$ нТл, получаем $E = 0.002$ В/м, а интегрируя по диаметру Луны, получаем разность потенциалов ΔU , приложенную к Луне, равной 7000 В. В концентрически слоистой Луне возникает полоидальная система токов с отличными от нуля радиальной и меридианальной составляющими (полярная ось системы направлена вдоль вектора \mathbf{E}) и соответственно тороидальное вторичное магнитное поле \mathbf{B}_{it} , имеющее только азимуталь-

ную компоненту (рис. 1). Согласно имеющимся данным наиболее высокое удельное сопротивление имеет верхний слой Луны, и именно он, будучи «подключенным» последовательно с внутренними более проводящими слоями, определяет суммарный полоидальный ток кондуктивной моды. Самый верхний слой Луны — реголит. Его образцы были доставлены на Землю и изучены в лабораториях, его удельное сопротивление получилось равным 10^7 – 10^{10} Ом·м по разным оценкам, причем нельзя исключать, что *in situ* эти значения окажутся другими. Мощность реголита составляет 2–12 м. Для предварительной оценки порядка величины \mathbf{B}_{it} предположим среднее удельное сопротивление верхнего ($h = 100$ км) слоя равным $\rho = 10^7$ Ом·м, а нижние слои будем считать значительно более проводящими, и следовательно, не влияющими заметным образом на формирование суммарного тока. Поперечное (радиальное) сопротивление такого слоя $\rho_{rl} = \int \rho dr \approx \rho h = 10^{12}$ Ом · м. После деления на площадь слоя ($2\pi a^2 = 1897 \cdot 10^{10}$ м², где $a = 1738$ км — радиус Луны) получаем сопротивление двух последовательных полусферических слоев равным всего $R = 0.1$ Ом. Отсюда оценка суммарного тока $J \approx \frac{\Delta U}{R} = \Delta U \frac{S_n}{2\rho h} \approx 66700$ А. Этот ток создаст на приэкваториальной части поверхности Луны магнитное поле $B_{it} \approx \mu_0 \frac{1}{2\pi r} \approx 7.67$ нТл. Измеряемые на Луне магнитные поля примерно такого порядка величины. Если среднее удельное сопротивление верхнего 100-километрового слоя ρ принять равным 10^8 Ом · м, то тороидальное магнитное поле составит 0.767 нТл — также вполне измеримая величина. Если удастся показать из наблюдений, что тороидальное поле меньше некоторой величины, то это сразу даст нижнюю оценку поперечного сопротивления ρ_{rl} верхнего слоя Луны. Эта величина представляет большой интерес.

Итак, согласно нашим оценкам тороидальное поле может давать ощутимый вклад в наблюдаемое на Луне магнитное поле, особенно если есть локальные каналы или области пониженного сопротивления, на наличие которых указывают многочисленные косвенные данные: неодно-

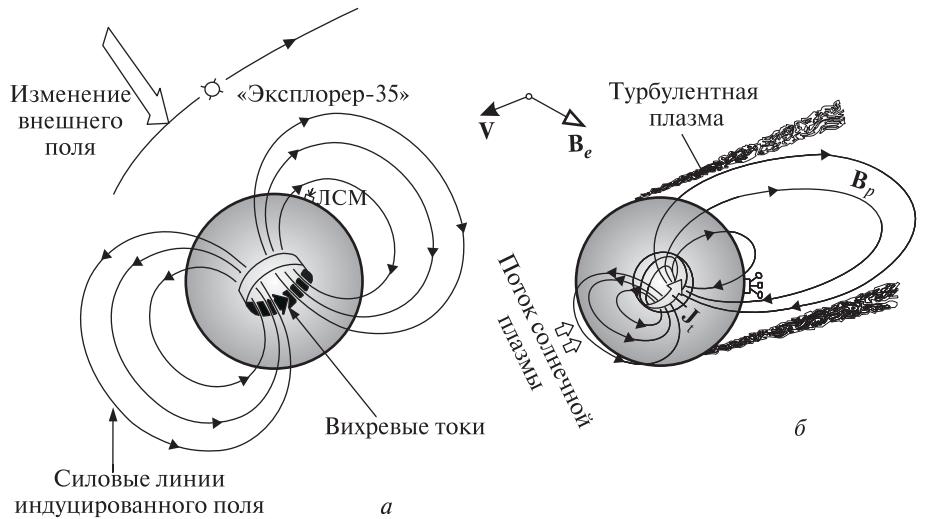


Рис. 2. Кольцевой тороидальный ток, индуцированный изменениями внешнего магнитного поля $\Delta\mathbf{B}_e$, и полоидальное поле \mathbf{B}_{ip} (магнитная мода): а — в вакууме, б — в условиях несимметричного «обжатия» солнечным ветром — качественная картина из работы [13]

родность слоя реголита, данные сейсмологии о существенно неоднородном распределении очагов землетрясений как приливной, так и тектонической природы; данные гравиметрии о наличии интенсивных плотностных неоднородностей в коре и мантии Луны; структура рельефа; локальное истечение газов глубинного происхождения и другие явления [2, 3, 9, 10]. При использовании для зондирования электрической моды, формулы для интерпретации существенно отличаются от таковых для магнитной моды ([7, с. 48; 11]). Разделить наблюдаемое поле на две моды по наблюдениям трёх составляющих магнитного поля в одном пункте на поверхности Луны и в одном на орбите невозможно. Для разделения мод необходимы наблюдения магнитного поля по меньшей мере в трех пунктах на лунной поверхности.

Во всех работах по электропроводности Луны (и Земли) использовалась только магнитная или индукционная мода, которая содержит наиболее интересную информацию о проводимости глубоких недр. Формирование вторичного полоидального магнитного поля индукционной моды представлено на рис. 2, а.

Теория электромагнитной индукции на сфере для зондирования Земли развита в конце 19-го — начале 20-го веков. Она представляет магнитное поле в виде разложения в ряд по сферическим

гармоникам и устанавливает соотношения между компонентами поля на поверхности сферы: отношение амплитуды вертикальной составляющей к амплитуде горизонтальных для сферической гармоники порядка n и временной гармоники с круговой частотой ω определяется выражением [7, с. 46—51]

$$W = \frac{B_{r0}}{B_{\theta 0}} = \frac{B_{r0}}{B_{\phi 0}} = \frac{n(n+1)}{r} R(\omega, \sigma(r)), \quad (1)$$

где $R(\omega, \sigma(r))$ — функция отклика концентрически слоистой сферы, имеющая размерность длины. Она характеризует эффективную глубину проникновения поля заданной временной частоты ω при выполнении условия частотного зондирования

$$\frac{n(n+1)}{r^2} \ll k^2 = i \omega \mu \sigma. \quad (2)$$

Если условие (2) не выполняется, магнитное поле теряет связь с электропроводностью. Выполнение этого условия зависит от распределения электропроводности с глубиной. С увеличением глубины исследования к электромагнитному поглощению поля добавляется его геометрическое затухание, зависящее от порядка n гармоники. При $n(n+1)/r^2 > k^2$ вторичное индуцированное переменное магнитное поле на поверхности планеты составляет малую долю

первичного поля и не может быть надёжно измерено. Наиболее важной для зондирования Луны и Земли является гармоника $n = 1$, соответствующая однородному полю. На Земле удаётся выделить вариации $n = 1$ в диапазоне временных периодов от долей суток до 11 лет, и все они, как и гармоники S_q ($n = 2 \div 5$), как показывает построение кривых кажущегося сопротивления, удовлетворяют условию (2). Объясняется это высокой электропроводностью Земли и её интенсивным увеличением с глубиной [7, с. 117, 160, 167]. Электропроводность недр Луны, по-видимому, значительно меньше, чем у Земли, поэтому необходима проверка выполнения условия (2) при интерпретации данных.

Межпланетное магнитное поле солнечного ветра неоднородно. Если его пространственные неоднородности характеризовать спектром с параметром λ (длина волны), то для лунного наблюдателя они будут восприниматься как временные вариации с периодом λ/V . Неоднородность, равная диаметру Луны ($\lambda \approx 3500$ км) соответствует периоду 0.01 с, неоднородность, равная расстоянию от Луны до Земли (384400 км) — периоду 1 с. Следовательно, для длиннопериодных вариаций ($T > 1$ с) внешнее индуцирующее поле \mathbf{B}_e можно предполагать однородным в пределах Луны. Флуктуации \mathbf{B}_e межпланетного магнитного поля проникают в Луну и индуцируют в её проводящих слоях вихревые токи и полоидальное магнитное поле \mathbf{B}_{ip} . Наблюданное на поверхности Луны магнитное поле равняется сумме $\mathbf{B}_e + \mathbf{B}_{ip}$. Другие компоненты, такие как тороидальное поле, поле остаточной намагниченности горных пород имеют другие параметры и должны быть исключены из рассмотрения (не исключенная часть даст вклад в погрешность метода МВЗ). Соотношение амплитуд сферических гармоник вертикальной составляющей к амплитудам горизонтальных определяется проводимостью тела [6, 7]. На поверхности идеально проводящей сферы вертикальная составляющая магнитных вариаций равна нулю, а горизонтальная увеличена в полтора раза для первой гармоники $n = 1$. На поверхности шара-изолятора амплитуда первой сферической гармоники вертикальной и горизонтальных составляющих

равна 1 (все величины нормированы к соответствующим компонентам первичного поля \mathbf{B}_e). Для реальных небесных тел должны наблюдаться промежуточные значения между рассмотренными крайними случаями. Запишем сказанное в виде неравенств:

$$0 < B_{\text{набл}}/B_e < 1$$

— для вертикальной составляющей, (3)

$$1 < B_{\text{набл}}/B_e < 1.5$$

— для горизонтальных составляющих. (4)

Неравенства (3)–(4) получены для проводящего шара, окруженного непроводящей средой. Они являются следствием сферической геометрии и общепринятого, но не очевидного предположения о возбуждении электромагнитной индукции однородным в пределах рассматриваемого небесного тела полем. Выполнение неравенств (3)–(4) является необходимым условием применения методики МВЗ для изучения электропроводности.

Большую часть лунного месяца Луна «обдувается» солнечным ветром, который, благодаря высокой проводимости, экранирует магнитные поля внутреннего происхождения; поэтому считается, что магнетометр на околослунной орбите, пребывая в солнечном ветре, регистрирует \mathbf{B}_e в чистом виде [12–14]. Вычитая его из поля на поверхности Луны, получаем индуцированное поле \mathbf{B}_i . Однако экранировка солнечным ветром существенно искажает полоидальные поля. На дневной стороне силовые линии магнитного поля сжаты токами, индуцированными в солнечном ветре так, что вертикальная составляющая обращается в нуль на поверхности Луны, а горизонтальная может усиливаться в несколько раз по сравнению со свободным пространством (рис. 2). В зону лунной тени солнечный ветер практически не проникает, и там проводимость достаточно низкая, так что ночную полость от Луны принято рассматривать как вакуум (рис. 2, б). Так поступали при интерпретации наблюдений на ночной стороне Луны, однако вместо вытянутой от Луны полости свойствами вакуума наделялось всё пространство вне Луны. Таким образом, для дневной и ночной сторон решались сферически-симметричные задачи, что является

очень грубым приближением, могущим существенно искажить результаты зондирования.

Вторым возможным источником погрешности индукционного зондирования, как отмечалось выше, является наложение кондуктивной моды. Рис. 3 иллюстрирует, как может возникать дополнительная асимметрия наблюдаемого поля при суперпозиции мод.

Рассмотрим особенности наблюдений при зондировании Луны. На рис. 4 дана проекция лунной орбиты на плоскость эклиптики в первый месяц работы магнитометра «Аполлон-12». Три четверти лунного месяца Луна находится в зоне действия солнечного ветра, и в течение недели проходит дважды турбулентные области плазменного слоя со средним уровнем магнитного поля около 8 нТл и геомагнитный хвост с полем ± 9 нТл.

В зависимости от положения Луны относительно выше рассмотренных внешних полей и от положения магнитометра, зондирование электропроводности имеет следующие разновидности.

1. Источник индуцирующего поля — солнечный ветер, лунный день. Индуцированное поле зажато солнечным ветром в полость, ограниченную с дневной стороны поверхностью Луны.

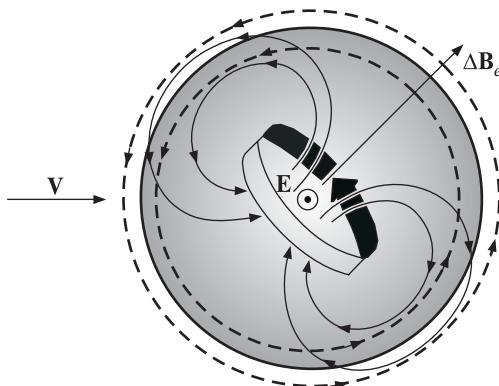


Рис. 3. Суперпозиция вторичных полоидального (сплошные линии) и тороидального (пунктир) магнитных полей в условиях практически полного сферически-симметричного «обжатия». Фактически поля «обжаты» солнечным ветром только с левой стороны, а с правой должны быть вытянуты в лунную полость (как на рис. 2, б). Электрическое поле рис. 1 повернуто здесь на 90° и перпендикулярно к плоскости чертежа, магнитное поле B_e может иметь любое направление в плоскости чертежа. Производная магнитного поля (или ΔB_e) может иметь любое направление в пространстве, и за ней будет поворачиваться кольцо индуцированных вихревых токов и вторичное полоидальное поле. На данном рисунке изображен частный случай, когда производная внешнего поля лежит в плоскости чертежа. Суперпозиция полей порождает свою специфическую асимметрию, могущую принимать любое направление, определяемое направлениями внешнего поля и его производной

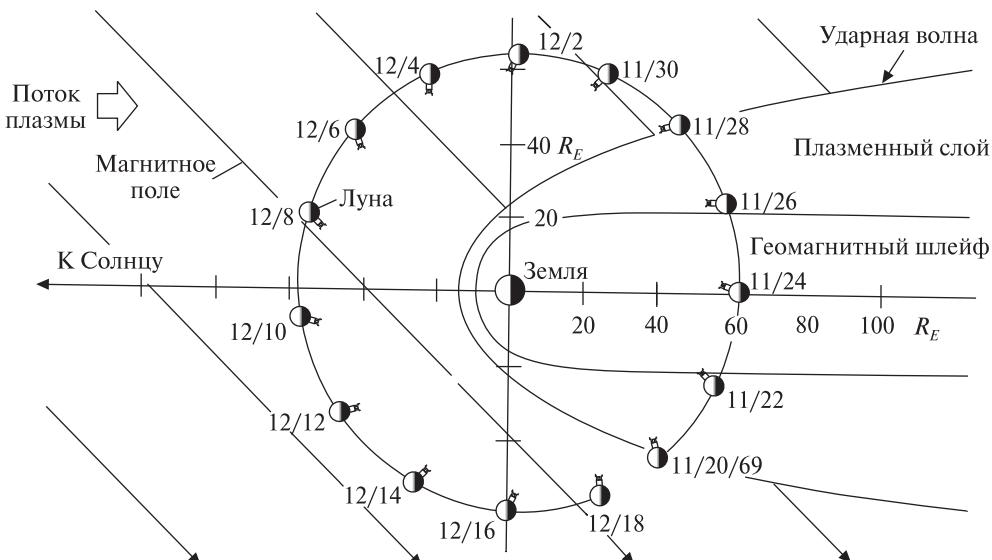


Рис. 4. Кинематика движения Луны с магнитометром «Аполлона-12» с 20 ноября по 18 декабря 1969 г. Магнитометр в течение недели пересёк ударную волну, плазменный слой и геомагнитный шлейф, остальные три недели лунного месяца находился в потоке солнечного ветра с магнитным полем, представленным прямыми линиями [13]

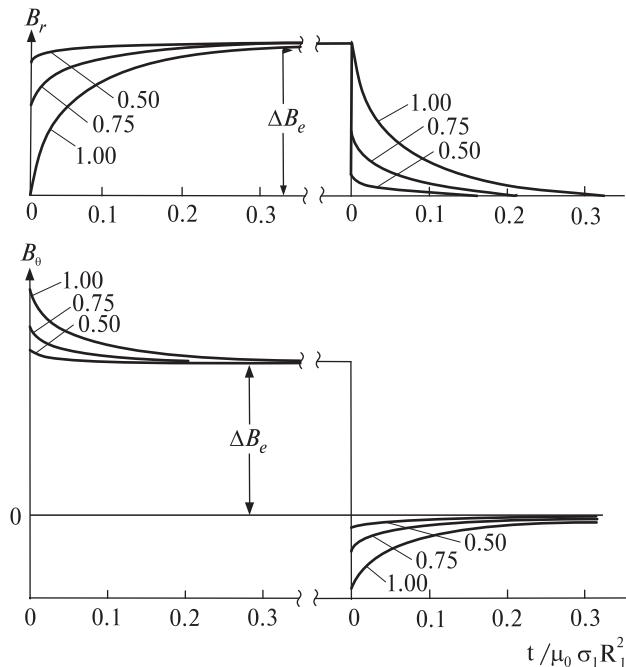


Рис. 5. Отклик двухслойной модели Луны (верхний слой — изолятор, нижний — однородный проводник радиуса r_i и проводимости σ) на ступенеобразное изменение внешнего поля $\Delta\mathbf{B}_e$. Полярная ось сферической системы (r, θ, φ) направлена вдоль $\Delta\mathbf{B}_e$ [12]. Цифры у кривых — значения $R_i/R_{\text{Л}}$

2. Источник индуцирующего поля — солнечный ветер, лунная ночь. Вне Луны среда рассматривается как вакуум.

3. Источник индуцирующего поля магнитное поле геомагнитного хвоста. Оно стабильнее, чем поле солнечного ветра, в нём эффекты плазменного обжатия минимальны, и рассмотрение индуцированного поля в вакууме более оправданно. Время пролёта Луны через геомагнитный хвост порядка 3 сут, что недостаточно для выделения длиннопериодных вариаций методом гармонического анализа.

Обработка временных рядов, записанных магнитометрами, выполнялась с помощью гармонического анализа (преобразование Фурье) [1, 16, 17] или анализа переходных характеристик (преобразование Лапласа) [1, 4, 14]. Последний способ требует значительно более короткой реализации длиной всего 5—15 мин, содержащей выразительный импульс внешнего поля, в идеа-

ле ступенеобразной формы. Решение уравнений Максвелла на проводящей сфере при ступенчатом изменении однородного внешнего магнитного поля $\Delta\mathbf{B}_e$ для упрощенной концентрически слоистой модели Луны описано в работе [12] и представлено на рис. 5, из которого видно, что для радиальной составляющей вторичное индуцированное поле вычитается из первичного (во время переходного процесса), а для тангенциальной — складывается с ним. Максимально возможная величина тангенциального полоидального поля равна $\Delta B_e/2$ при $r_i = a$. С увеличением глубины до проводящего слоя Луны вторичное поле на её поверхности уменьшается (геометрическое затухание). Например, при $r_i = a/2$ оно уменьшается в восемь раз и становится трудно измеримым (рис. 5). Зависимость амплитуды индуцированного поля от времени близка к экспоненте. Если проводимость Луны увеличивается с глубиной, эта зависимость описывается наложением экспонент. На рис. 6 представлены две записи ступенеобразных вариаций внешнего поля B_e , записанного на окололунном спутнике «Эксплорер-35», и синхронные записи $B_e + B_z$ станции «Аполлон-12» на лунной поверхности. Видно, что ступенька на горизонтальной составляющей на поверхности Луны почти вдвое больше, чем на орбите, хотя теоретически для принятой модели различие не может превышать 0.5. Измерения выполнены на ночной стороне Луны в поле геомагнитного шлейфа, и в работе [12] пространство над поверхностью Луны принималось за вакуум, что, по-видимому, не совсем корректно. Следует подчеркнуть, что эффект «обжатия» полоидального поля проводящей плазмой вне Луны качественно такой же, как эффект электропроводности в коре и мантии Луны: и увеличение электропроводности недр Луны, и увеличение электропроводности окололунного пространства уменьшают вертикальную составляющую и увеличивают горизонтальную. Эффект полного «обжатия» солнечным ветром полоидального поля в рамках сферически-симметричной модели рассчитывался отдельными исследователями, использовавшими наблюдения на дневной стороне Луны. Результат расчётов: вертикальная составляющая индуцирован-

ного поля на поверхности Луны обращается в ноль, горизонтальная «усиливается» примерно в 3—5 раз за счёт сжатия солнечным ветром на дневной стороне» [4]. Были и попытки [1] приближенной оценки асимметрии «обжатия» (рис. 2, б) полоидального поля, однако необходима более строгая и точная оценка.

Из рассмотрения рис. 6 видно, что внешнее индуцирующее поле отличается по форме от идеального прямоугольного импульса, поэтому для получения функции отклика, свободной от формы внешнего индуцирующего поля, необходима специальная обработка, развитая для анализа переходных процессов. Входной сигнал — индуцирующее поле $B_e(t)$ (при $t > 0$ принимается равным нулю), функция отклика недр Луны $R(t)$ (это может быть магнитное отношение, импеданс или кажущееся сопротивление) и выходной сигнал (синхронно записанное на поверхности Луны индуцированное поле $B_i(t)$) связаны соотношением свертки, которое рассматривается как интегральное уравнение относительно $R(t)$ — импульсной переходной характеристики недр Луны $\int_0^t B_e(t-\tau)R(\tau)d\tau = B_i$ [8]. Удобным способом обработки является преобразование Лапласа, представляющее три выше указанные величины в виде спектра экспонент.

Магнитометрами «Аполлонов» была зарегистрирована реакция Луны на магнитные поля солнечного ветра на ночной и дневной сторонах, а также в геомагнитном хвосте, где плазменные эффекты солнечного ветра практически отсутствуют [14, 15]. Представленные в указанных работах функции отклика в диапазоне периодов 30—1000 с в значительной степени не удовлетворяли неравенствам (3)—(4), поэтому полученные модели распределения электропроводности нельзя рассматривать как достоверно установленные.

В кратере Лемонье на солнечной стороне Луны «Луноход-2» зафиксировал становление во

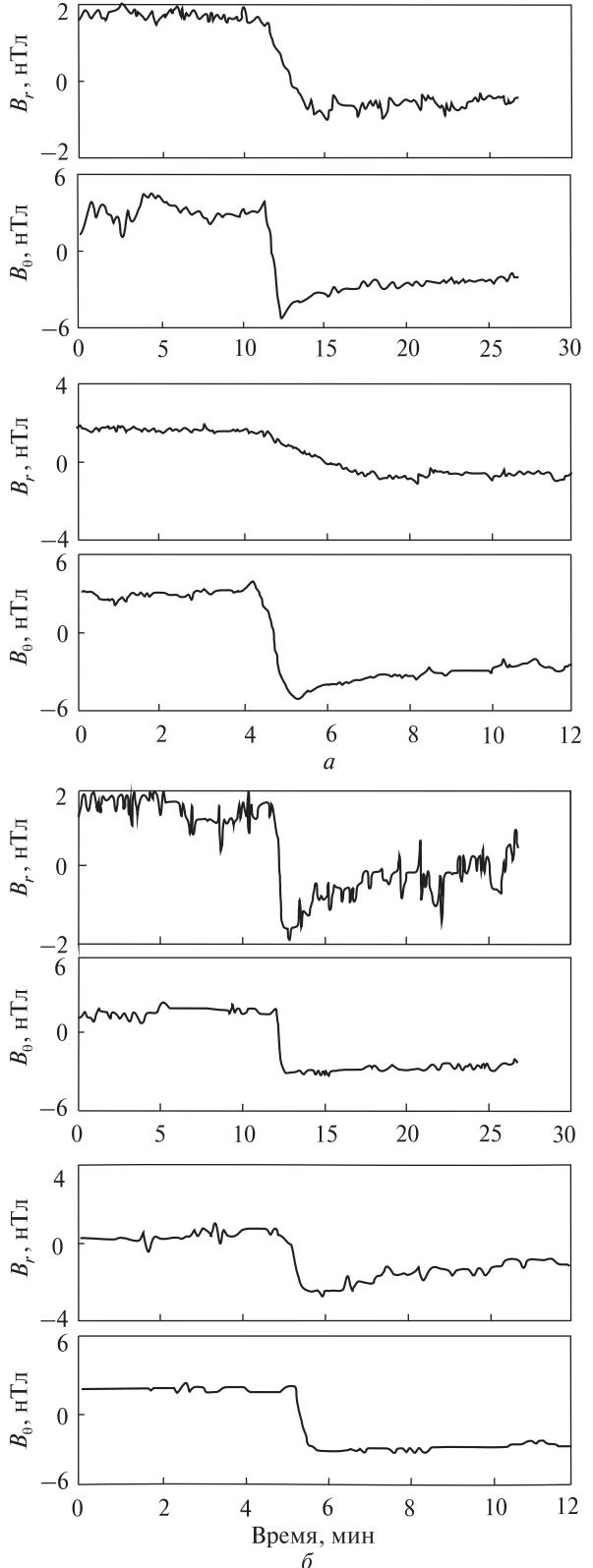


Рис. 6. Отклик реальной Луны по записи поля $\mathbf{B}_e + \mathbf{B}_i$ «Аполлона-12» (а) на квазиступенчатое изменение внешнего поля \mathbf{B}_e , синхронно записанное 8 декабря 1969 г. на окололунном спутнике «Эксплорер 35» (б)

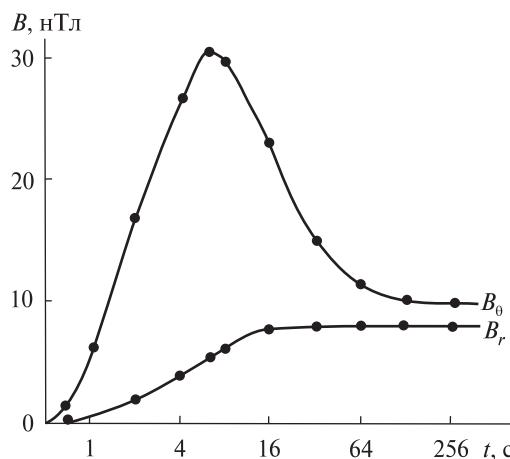


Рис. 7. Интенсивный (30 нТл) импульс, зарегистрированный «Луноходом-2» 23.03.1973. Скорость солнечного ветра во время импульса превышала 730 км/с. По одному этому импульсу выполнено зондирование Луны [5]

времени сильной вариации межпланетного магнитного поля (рис. 7). При этом горизонтальная составляющая магнитного поля отражала глубинную электропроводность Луны, а величина вертикальной составляющей характеризовала напряженность внешнего поля. Экспериментальный график кажущегося сопротивления интерпретировался путем сравнения с теоретическими кривыми.

В 1970-х гг. были построены различные модели электропроводности Луны [1, 4, 5, 12, 14, 15]. Отличаясь в некоторых деталях, они дают в общем сходные распределения электрических свойств лунного материала с глубиной: в верхних (200 км) находится плохо проводящий слой с удельным сопротивлением более 10^5 Ом·м. Более точная оценка по магнитной моде невозможна, а электрическая мода не выделена. Глубже залегает слой пониженного сопротивления (10^3 Ом·м) мощностью 150–200 км, до глубины 600 км сопротивление увеличивается на порядок и далее опять уменьшается до 10^3 Ом·м на глубине 800 км. По мнению более осторожных исследователей, слой с повышенной проводимостью на глубине 200–400 км не следует с необходимостью из полученных данных, и предлагается сглаженное монотонное увеличение проводимости с глубиной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Электромагнитными наблюдениями 1969–1973-х годов установлено, что верхние 150–200 км Луны имеют высокое удельное сопротивление $\rho_1 > 10^5$ Ом·м. Ниже, по-видимому, залегают породы с сопротивлением 10^3 – 10^4 Ом·м. Для получения более определенных результатов необходимо учёт асимметрии «обжатия» внутреннего поля солнечным ветром и учёт возможного влияния торoidalного вторичного поля, т. е. кондуктивной моды. Для решения этих задач необходимо выполнить синхронные измерения по меньшей мере в трех пунктах лунной поверхности.

2. Перспективны наблюдения во время прохождения Луны через геомагнитный хвост (длительность прохождения всего 3 сут), в котором эффекты солнечного ветра — несимметричное «обжатие» и кондуктивная мода, — по-видимому, не возникают.

3. Необходимо увеличить чувствительность и помехозащищенность аппаратуры.

Амплитуда отдельных избранных ступенеобразных импульсов составляет 3–10 нТл [12], а иногда в возмущенные периоды — до 30 нТл [5]. Заявленная разрешающая способность лунных магнетометров «Аполлона» была 0.2 нТл, что достаточно для регистрации указанных сигналов, но не достаточно для выделения особенностей спада ступенеобразных импульсов, несущих информацию о деталях строения недр Луны и для выделения торoidalной моды. Такая чувствительность также недостаточна при гармоническом анализе данных, поскольку большинство спектральных составляющих имеют малую амплитуду. Если в будущих лунных экспериментах удастся увеличить реальную чувствительность магнетометра на порядок и соответственно понизить уровень шумов, то можно рассчитывать на получение новых более достоверных результатов исследования электропроводности недр Луны.

Авторы признательны В. Е. Корепанову, инициировавшему данную работу и сделавшему ценные замечания по тексту рукописи.

1. Ваньян Л. Л., Бердичевский М. Н., Егоров И. В. и др. Кажущееся электрическое сопротивление Луны и

- его интерпретация // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1973. — № 11. — С. 3–12.
2. Виноградов А. П. (ред.), Космохимия Луны и планет. — М.: Наука, 1975.
 3. Галкин И. Н. Геофизика Луны. — М.: Наука, 1978. — 176 с.
 4. Дайел П., Паркин К., Дейли В. Лунная электропроводность, магнитная проницаемость и температура по данным магнитных экспериментов экспедиций «Аполлон» // Космохимия Луны и планет / Под ред. А. П. Виноградова. — М.: Наука, 1975. — С. 323—340.
 5. Долгинов Ш. Ш., Ерошенко Е. Г., Жузгов Л. Н. и др. Магнетизм и электропроводность Луны по данным «Лунохода-2» // Космохимия Луны и планет / Под ред. А. П. Виноградова. — М.: Наука, 1975. — С. 314—322.
 6. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. — М.: Мир, 1986. — 527 с.
 7. Рокитянский И. И. Индукционные зондирования Земли. — Киев: Наук. думка, 1981. — 297 с.
 8. Светов Б. С. Электродинамические основы квазистационарной геоэлектрики. — М: ИЗМИРАН, 1984. — 184 с.
 9. Шкуратов Ю. Г. Луна далекая и близкая. — Харьков: ХНУ, 2006. — 184 с.
 10. Шкуратов Ю. Г., Кислюк В. С., Литвиненко Л. Н., Яцкевич Я. С. Модель Луны 2004 для проекта «Укрселена» // Космічна наука і технологія. Додаток. — 2004. — 10, № 2. — С. 3—51.
 11. Шуман В. Н. Бимодальная структура функций отклика в слабопроводящей атмосфере и обобщенная модель глобального электромагнитного зондирования Земли // Геофиз. журн. — 2005. — 27, № 5. — С. 708—715.
 12. Dyal P., Parkin C. W. Electrical Conductivity and Temperature of the Lunar Interior from Magnetic Transient-Response Measurements // J. Geophys. Res. — 1971. — 76, N 25. — P. 5947—5969.
 13. Sill W. R., Blank J. L. Method for Estimating the Electrical Conductivity of the Lunar Interior // J. Geophys. Res. — 1970. — 75, N 1. — P. 201—210.
 14. Sonett C. P. Solar wind induction and lunar conductivity // Phys. Earth Planet. Interior. — 1975. — 10. — P. 313—322.
 15. Sonett C. P. Some Consequences of Solar Wind Induction in the Moon // Phil. Trans. Roy. Soc. London A. — 1977. — 285. — P. 537—547.

Надійшла до редакції 30.03.10

I. I. Rokityansky, A.V. Tereshyn

ELECTROMAGNETIC DEPTH SOUNDING OF THE MOON

A brief overview of the lunar interior electrical conductivity study made from 1969 to 1972 is given. We consider unsolved problems of the study which can be investigated by future missions to the Moon, in particular, within the framework of the Russian Luna-Glob project. Electromagnetic sounding of the Moon uses variations of the interplanetary magnetic field (as input inducing field) measured with the orbital magnetometer and variations of the secondary induced (output) magnetic field measured at the lunar surface. From this data transfer function (in frequency or time domain) of the Moon interior is calculated and inverse problem (looking for conductivity versus depth distribution) is solved. We consider physical aspects of electromagnetic sounding, discuss its limitations and principal sources of error, namely, the asymmetry of daytime and nighttime near-the-Moon plasma and the neglect of conductive mode.

Н. Т. Картель, О. Н. Бакалинская

Інститут хімії поверхні ім. О. О. Чуйка Національної академії наук України, Київ

КОСМИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ «БИОСОРБЕНТ»: СОЗДАНИЕ УСТАНОВКИ «МИКРОКОЛОНКА» И ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО БИОСПЕЦИФИЧЕСКОЙ СОРБЦИИ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ НА БОРТУ РС МКС

Розроблено фізико-хімічні основи проведення афінної сорбції у мікроколонковому експерименті, здійснено вибір сорбентів та біологічних рідин, обґрунтовано доцільність та необхідність космічного експерименту «Біосорбент». Здійснено дослідно-конструкторську розробку апарату для космічного експерименту, запропоновано та прийнято до виготовлення модернізований варіант апарату УМК-2, який відповідає вимогам російських стандартів для наукової апаратури, що працює на російському сегменті МКС.

Адсорбционный метод, в частности аффинная сорбция [29], давно используется как препартивный метод концентрирования, очистки и выделения биопрепаратов, в первую очередь полипептидов, белков (интерфероны, иммуноглобулины и т. д.), необходимых для создания эффективных лекарственных препаратов. Как правило, выделение целевых биопрепаратов проводится из сложных биологических жидкостей. Осуществление сорбции (в том числе аффинной) в условиях невесомости представляет самостоятельный как научный, так и практический интерес, поскольку предсказать результат адсорбционного процесса в этих условиях не представляется возможным вследствие изменения реологических характеристик жидкости, конформационных преобразований в белковых молекулах. Смоделировать условия длительной невесомости на Земле пока невозможно. Создание соответствующей аппаратуры и оптимизация сорбционных процессов в условиях микрогравитации (в случае особо ценных веществ экономически оправданная), может быть использована не только в биотехнологии для эффективной очистки и препартивного извлечения биопрепаратов. Кроме того, предлагаемая авторами установка «Микроколонка» может

стать далеким прообразом медицинской аппаратуры для применения в условиях невесомости сорбционных (эфферентных) терапевтических технологий — гемо- и иммуносорбции.

Актуальность разработки эфферентных методов для применения в условиях микрогравитации обусловлена тем, что полеты в космос становятся все более частыми и продолжительными. Уже сейчас пребывание персонала на орбитальных станциях достигает нескольких месяцев. В связи с этим вероятность возникновения как профессиональных, так и бытовых заболеваний у космонавтов во время полетов существенно возрастает. Более того, с каждым годом увеличивается и количество коммерческих полетов для так называемых «космических туристов» — людей, не имеющих специальной подготовки и идеального здоровья. Эти обстоятельства предопределяют необходимость наличия достаточного арсенала средств и методов профилактики и лечения персонала непосредственно на борту орбитальных станций и его штатного использования при возникновении у них каких-либо патологических состояний и тяжелых заболеваний. Последние могут быть спровоцированы продолжительным стрессом, длительным воздействием на организм невесомости, внезапным обострением имевшихся хронических заболеваний различных органов и

тканей (сердца, печени, почек, крови), сбоями метаболизма при нарушениях пищеварительной, иммунной и других системы [12, 26].

В земных условиях имеется достаточно богатый выбор средств и методов экстренного лечения упомянутых заболеваний [17, 18]. К таким следует отнести аппаратурные методы эффеरентной (выводящей) детоксикации организма: гемодиализ, плазмаферез и гемоперfusion (гемосорбция). Все они предполагают создание экстракорпорального контура в кровотоке пациента с подключением посредством артериовенозного шунта. Аппаратура этих методов, как правило, достаточно сложна и громоздка, так как должна обеспечить щадящие (мало повреждающие) режимы очистки крови пациента от токсических веществ соответственно мембранным, гравитационным с заменой плазмы и адсорбционным способами. Среди названных эффеरентных методов аппаратурного типа лишь гемосорбция [19, 20] может быть реализована в упрощенном или портативном варианте, включающем (кроме систем подключения к кровотоку) колонку с сорбентом, простейшую систему контроля и, при необходимости, перистальтический насос (рис. 1). В этом случае гемосорбционная система характеризуется небольшими объемами и массой и априори способна отвечать жестким требованиям орбитальной станции и транспортным кораблям по габаритам и массе. Кроме «классической» гемосорбции по такой же схеме можно проводить очистку лимфы и лик-

вора, а также осуществлять биоспецифическую сорбцию (например, иммunoсорбцию), если в качестве адсорбционного материала применить аффинный сорбент, специфичный к конкретным лигандам-метаболитам, полипептидам и белкам, антителам и антигенам [11, 18, 21]. Иммunoсорбция как вариант гемосорбции не требует большого количества аффинного сорбента и длительного времени его контакта с кровью пациента для достижения терапевтического эффекта – снижения титра антител или циркулирующих иммунных комплексов (ЦИК), поэтому ее следует рассматривать как один из наиболее обоснованных и перспективных методов эффеरентной терапии на борту долговременно пилотируемых космических станций.

Таким образом, актуальным представляется организация и проведение космического эксперимента с участием аффинного сорбента (АС) и биологической жидкости (БЖ), осуществляемого в замкнутом контуре с помощью малогабаритного устройства. Такой эксперимент под названием «Биосорбент» был запланирован несколько лет назад [15]; с 2008 г. он реализуется специалистами Института химии поверхности им. А. А. Чуйко НАН Украины совместно с Государственным научным центром «Государственный научно-исследовательский институт особо чистых биопрепараторов» (г. Санкт-Петербург, Россия). Разработку и изготовление малогабаритного устройства, получившего название «Микроколонка», осуществляет Опытно-конс-

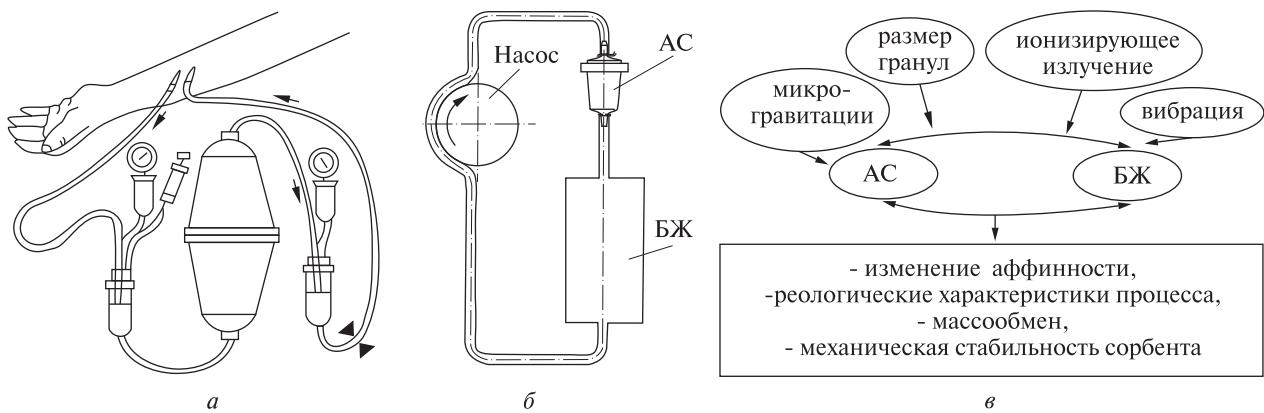


Рис. 1. Реальное исполнение простейшей гемосорбции (а), принципиальная схема (б) и суть (в) космического эксперимента «Биосорбент»

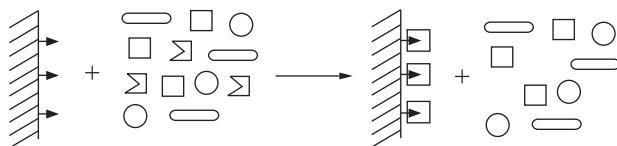


Рис. 2. Схема аффинного извлечения веществ из жидкых сред

структурское производство медицинского приборостроения Института экспериментальной патологии, онкологии и радиологии им. Р. Е. Кацевского НАН Украины. Оно состоит из перистальтического насоса и блока управления с программой работы в полуавтоматическом режиме для обеспечения экспериментальных перфузий заранее подготовленных съемных систем АС-БЖ в различном исполнении по сорбентам и жидкостям.

Рис. 1 раскрывает суть космического эксперимента «Биосорбент». Моделирование процесса аффинного извлечения из биологической жидкости целевого вещества, или экстракорпоральной детоксикации крови организма в ее простейшем исполнении — «колонка с адсорбентом — артериовенозный контур», в котором поток крови осуществляется за счет работы сердца (рис. 1, а), сводится к созданию и апробации систем АС-БЖ в условиях космического полета. При этом предполагается оценить влияние на эффективность адсорбционного процесса следующих факторов: вибрации, микрогравитации, размера гранул, ионизирующего излучения и др. Наличие внешних факторов воздействия может повлиять на реологические характеристики изучаемых систем, массообмен, механическую стабильность сорбента и в результате этого — изменить аффинность сорбции по сравнению с земными условиями.

Таким образом, основная цель космического эксперимента «Биосорбент» заключается в следующем:

- изучение в условиях отсутствия гравитации закономерностей и эффективности биоспецифических процессов взаимодействия целевых компонентов или веществ, содержащихся в биологических жидкостях (сыворотке и плазме крови, консервированной донорской крови, кровезаменителях, модельных и технологичес-

ких растворах и биосредах), а также некоторых метаболитов (антител, свободного гемоглобина, липопротеидов, ряда цитокинов и др.), возникновение которых вероятно в условиях длительного космического полета в крови космонавтов с аффинными сорбентами (микросферическими углеродными и полисахаридными материалами, содержащими ковалентно связанные центры-лиганды, специфичные к заданному веществу или группе веществ;

- создание малогабаритной и надежной аппаратуры, способной выдержать нагрузки при старте и транспортировании, работающей в программном автоматическом режиме при проведении аффинной сорбции в условиях микрогравитации.

Осуществление такого эксперимента раскрывает следующие возможности в будущих программах пилотируемых космических полетов:

1. Развитие космической биотехнологии выделения особо ценных продуктов и биопрепаратов;
2. Создание и совершенствование эфферентной космической медицины на основе гемо-, плазма- и лимфосорбции.

Принцип аффинного извлечения веществ и метаболитов из биологических жидкостей заключается в том, что на поверхности твердого адсорбента имеются специальные центры (лиганды), которые обеспечивают прочное связывание за счет образования хелатных структур, специфических донорно-акцепторных связей или поверхностных химических соединений (хемосорбции) с конкретным веществом или группой подобных веществ, практически полностью исключая сорбционное связывание иных соединений из многокомпонентной среды (рис. 2).

Готовых аффинных сорбентов, как правило, нет, поэтому их необходимо синтезировать. Для этого используют различные компактные, пористые и дисперсные матрицы на основе оксидов, сополимеров, полисахаридов и углеродных материалов. Два последних носителя предполагается использовать для приготовления аффинных сорбентов.

Так, полисахаридные матрицы — традиционный объект исследования в ГНЦ «ГосНИИ

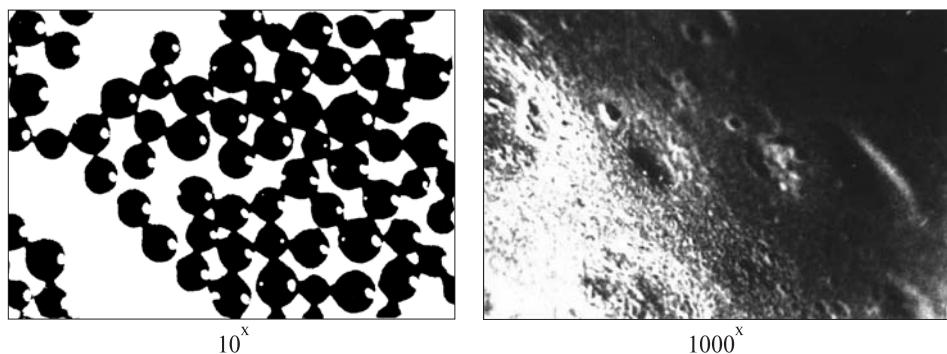


Рис. 3. Внешний вид и поверхность синтетического угля СКН

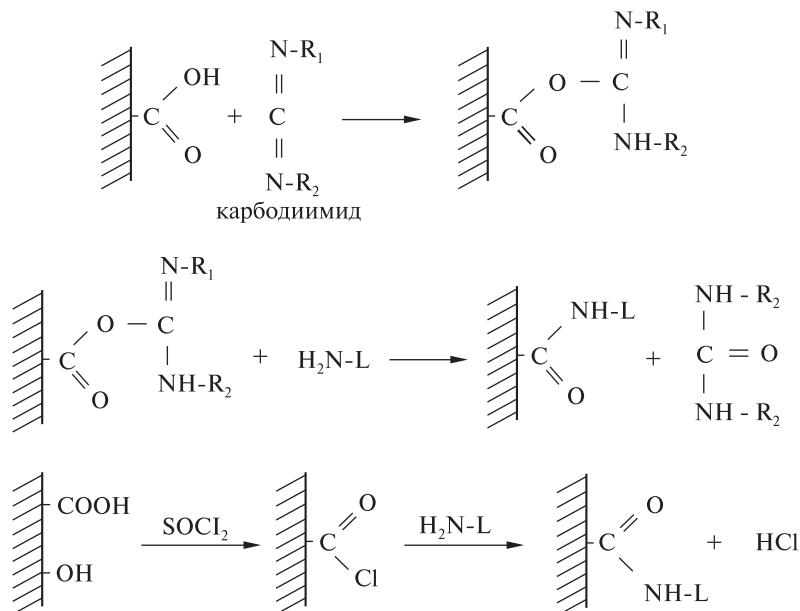


Рис. 4. Схемы связывания лигандов с аминогруппами

особо чистых биопрепараторов», где разработаны методы получения пористых, гранулированных и химически модифицированных матриц, а также варианты их использования для выделения и разделения различных биопрепараторов.

Выбор углеродных матриц обусловлен наличием большого опыта в создании, исследовании, модифицировании и использовании в медицинской практике синтетических углей СКН и СКС — высокопористых, химически чистых и прочных материалов сферической грануляции [1, 13]. Микрофотографии внешнего вида и поверхности синтетического угля СКН приведены на рис. 3.

Методы модификации синтетических углей с целью последующей химической иммобилизации необходимых лигандов также разработаны достаточно хорошо [3—5, 14, 16, 22, 25, 27, 28]. Для этого углеродные носители окисляют, и полученные карбоксильные группы сшивают с молекулами-лигандами посредством бифункциональных сшивающих агентов, например карбодиимидом. Возможны также иные пути пришивки лигандов путем переведения карбоксильных групп в карбоксихлоридные с помощью хлорирующих агентов, например тионилхлоридом. Полученные группы легко связываются с аминогруппами соответствующего лиганда (рис. 4).

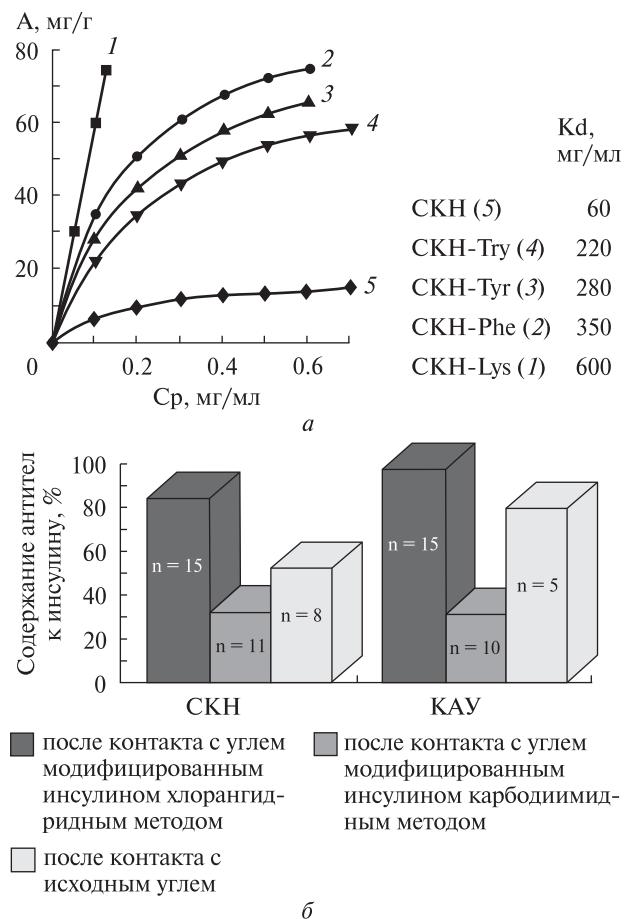


Рис. 5. Изотермы сорбции гемоглобина из консервированной донорской крови углем СКН, модифицированным различными аминокислотами; K_d — коэффициенты распределения (селективности) для разных модификаций углей (а); титр антител к инсулину в сыворотке крови после контакта с углями СКН и КАУ, модифицированных инсулином при ковалентной иммобилизации с помощью карбодиимида и хлористого тионила (б)

Таким путем удалось создать углеродные аффинные сорбенты на свободный гемоглобин крови и антитела к инсулину [6—9]. Химическая иммобилизация ряда аминокислот и последующее изучение их сорбционной способности показало, что иммобилизованный лизин на поверхности угля СКН является эффективным лигандом для связывания свободного гемоглобина из консервированной донорской крови, а иммобилизованный инсулин — лигандом для

связывания антител на инсулин из плазмы крови (рис. 5).

Лиганды, которыми легко удается модифицировать углеродную матрицу, можно разделить на низко- и высокомолекулярные. К низкомолекулярным следует отнести, прежде всего, группу аминокислот (лизин, триптофан, тирозин, фенилаланин) и группу аминов (аммиак, гидразин, этилендиамин, тетра-, пента- и гексаэтилендиамин, трис(гидроксиметил)аминометан). Высокомолекулярные лиганды включают в свой перечень гепарин, инсулин, аллергены (домашней пыли, пыльцевые), полимиксин В, протеин А, иммуноглобулины и др.

Аффинные (биоспецифические) сорбенты, получаемые на основе синтетических углей и приведенных лигандов эффективны при лечении ряда тяжелых заболеваний, прежде всего аутоиммунного характера [2, 10, 23, 24] (таблица). Однако эту способность следует перепроверить в условиях космического полета, хотя бы на уровне модельных (экспериментальных) исследований.

Необходимо отметить также ряд преимуществ модифицированных углеродных сорбентов с иммобилизованными биолигандами перед другими матрицами. К ним следует отнести:

- большая адсорбционная емкость, обеспечивающая эффективное извлечение веществ, хорошую детоксикацию биологических жидкостей по большому спектру вредных веществ и метаболитов;

Возможное применение биоспецифических сорбентов

Лиганд	Возможная терапия
Инсулин	Удаление антител к инсулину из сыворотки крови больных диабетом
Аллергены	Адсорбционная очистка крови при аллергозах
Аминокислоты	Адсорбция гемоглобина (гемолитические осложнения и краш-синдром), реабилитация донорской крови
ТРИС	Лечение ацидозов
Протеин А	Адсорбция IgG (рак и аутоиммунные заболевания), выделение IgG для фармакологии
Полимиксин В	Извлечение эндотоксина, лечение сепсемий

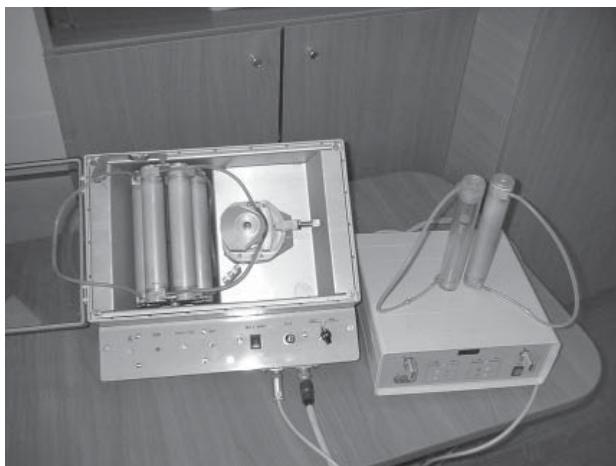


Рис. 6. Исходный макет аппарата «Микроколонка» для космического эксперимента «Биосорбент»: 1 — ФБ, 2 — УБ, 3 — системы АС-БЖ

- уникальная биосовместимость с кровью и биологическими жидкостями;
- химическая и биологическая стабильность, механическая прочность;
- высокие кинетические показатели адсорбционной терапии.

Проектирование и изготовление аппаратурной части эксперимента — «Микроколонка» выполняется совместно с Опытно-конструкторским производством медицинского приборостроения Института экспериментальной патологии, онкологии и радиологии им. Р. Е. Кавецкого НАН Украины.

Исходный макет аппарата «Микроколонка» включает управляющий блок (УБ) и функциональный блок (ФБ), в котором находится перистальтический насос (ПН) и кассета из шести систем АС-БЖ. Путем поворота блока оператором одна из систем запускается насосом в работу (прокачка жидкости через сорбент). Система состоит из герметичного цилиндра, заполненного БЖ, с вмонтированной микроколонкой, заполненной АС. Основания цилиндра соединены эластичной трубкой, надеваемой на ротор ПН (см. рис. 6).

В процессе проектирования подходы к функциональному блоку претерпели изменения. Вместо горизонтального расположения кассеты был предложен вертикальный «звездочный» ва-

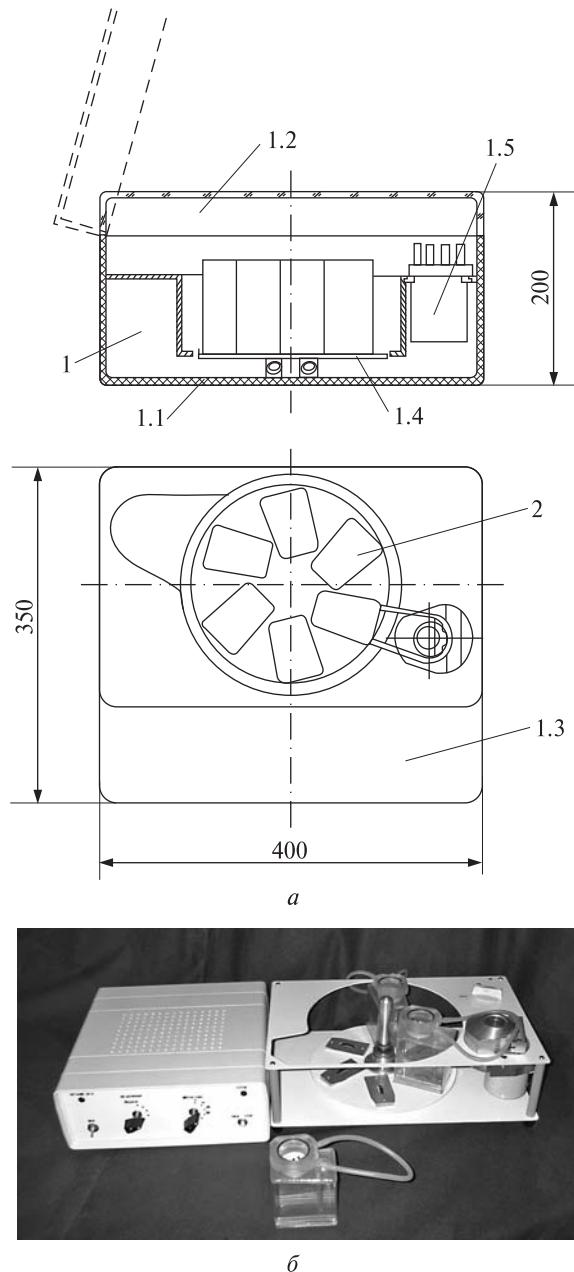


Рис. 7. Эскиз ФБ (а: 1.1 — корпус ФБ, 1.2 — прозрачная крышка, 1.3 — узел управления, 1.4 — устройство фиксации, 1.5 — ПН) и опытный образец аппарата УМК-1 (б: 1 — ФБ, 2 — УБ, 3 — система АС-БЖ)

риант. Несколько изменена конструкция системы АС-БЖ по габаритам и форме. В результате был спроектирован и изготовлен первый вариант аппарата УМК-1 (см. рис. 7).

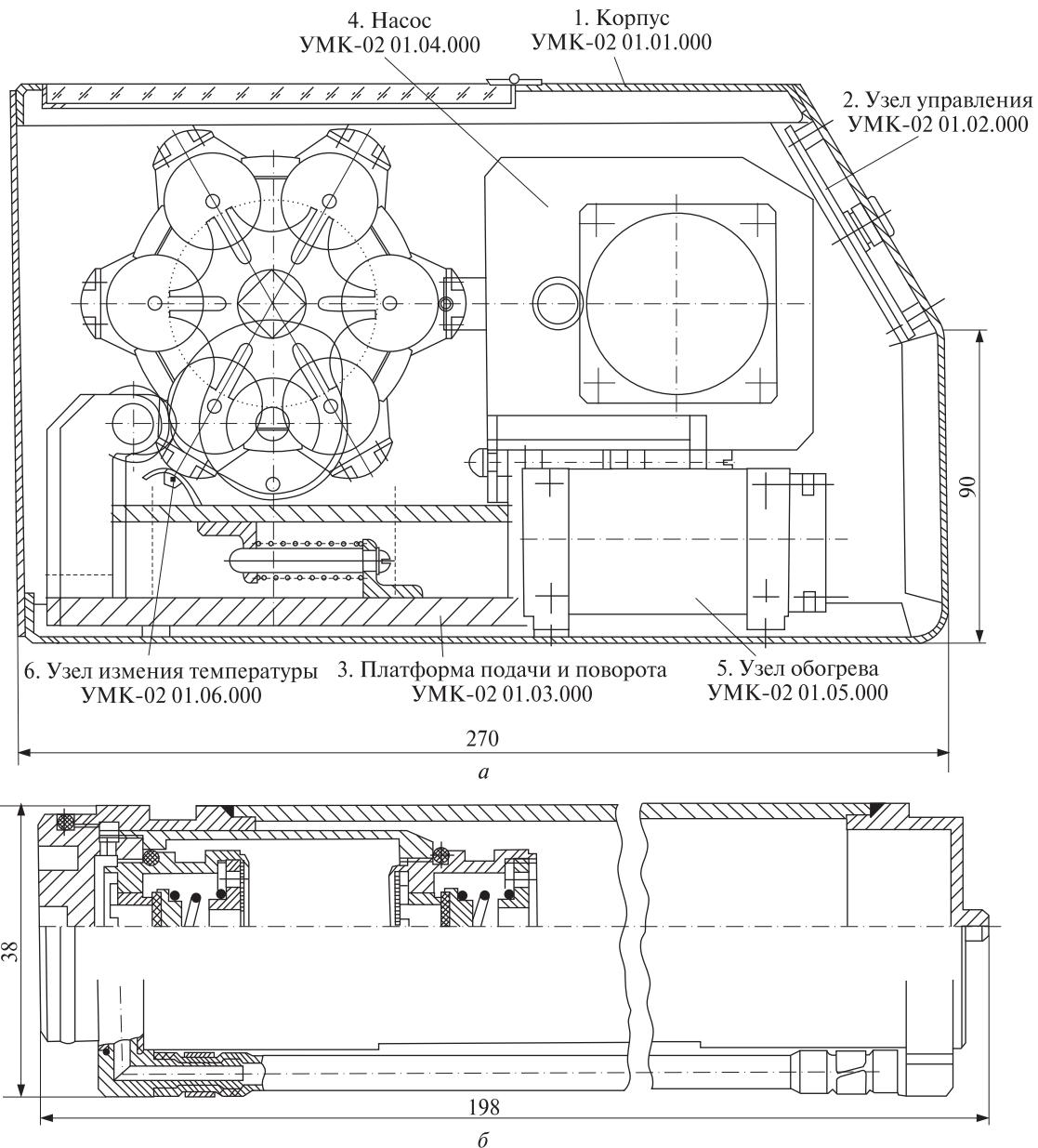


Рис. 8. Эскиз ФБ (а) и системы АС-БЖ (б) модернизированного аппарата УМК-2

Основные технические характеристики аппарата

масса аппарата УМК-1	не более 6 кг;
масса комплекта систем АС-БЖ (6 шт.)	до 2 кг;
объем емкости для БЖ	100 мл;
объем колонки для АС	3 мл;
габариты блоков:	
ФБ	200×400×350 мм;
АС-БЖ	100×50×70 мм;

электропитание от бортовой сети станции:

напряжение	$28^{+0.5}_{-5.5}$ В;
энергопотребление ФБ	до 60 Вт.

В процессе согласования характеристик аппарата с российскими соисполнителями и проверки аппарата на соответствие стандартов России, а также с учетом допустимой массы и габаритов

установки при ее доставке на борт станции и обратно в контейнере транспортного корабля выяснилось, что требования к габаритам установки следует ужесточить. В результате этого на данном этапе предложен модифицированный вариант установки УМК-2, где ФБ имеет уже существенно меньшие размеры и минимизированный вариант системы АС-БЖ, использован пальчиковый насос. Весь аппарат должен компоноваться в виде прямоугольного моноблока (см. рис. 8).

Модернизированный вариант многоканального аппарата УМК-2 имеет следующее конструктивное построение:

- ФБ (корпус, узел управления, платформа подачи и поворота, насос пальчиковый, узел обогрева, узел измерения температуры);
- колонка АС-БЖ.

Габаритные размеры и масса составных частей аппарата

ФБ	270×165×350 мм, до 6 кг;
Комплект кабелей	200×100×75 мм, 0,5 кг;
Контейнер с набором шприцов	50×30×100 мм, 0,5 кг;
Штатив с колонками АС-БЖ	Ø 85×200 мм, 1,5 кг.

Позиции 1–3 поставляются в общем чехле в одной укладке. Объем ёмкости для БЖ должен быть не менее 100 мл, а АС – не менее 3 мл. Соотношение диаметра колонки АС-БЖ к её длине должно быть в пределах 1 : 5–10.

Разработка аппарата УМК-2 находится на стадии изготовления опытного образца, после чего планируется его всесторонняя апробация в обычных условиях (предполетные испытания), доработка и подготовка к космическому эксперименту.

ВЫВОДЫ

1. Разработаны физико-химические основы проведения аффинной сорбции в микроколоночном эксперименте, осуществлен выбор сорбентов и биологических жидкостей, обоснована целесообразность и необходимость космического эксперимента «Биосорбент».

2. Оуществлена опытно-конструкторская разработка аппарата для космического эксперимента, предложен и принят к изготовлению модернизированный вариант аппарата УМК-2, отвечающий требованиям российских стандартов для научной аппаратуры, работающей на рос-

сийском сегменте МКС, прежде всего по массе и габаритам, допускаемым условиям запуска и доставки на Землю транспортным контейнером.

1. А. с. 1226785 СССР. Иммуносорбент для очистки крови и способ его получения / В. В. Стрелко, Н. В. Сухаренко, С. В. Михаловский и др. — Опубл. 22.12.85.
2. А. с. 1637079 СССР. Способ получения иммуносорбента / О. Н. Бакалинская, Н. В. Сухаренко, Э. Н. Жеребцова. — Опубл. 22.11.90.
3. Бакалинская О. Н., Картель Н. Т., Стрелко В. В. Углеродные сорбенты — новый вид носителей для иммобилизации биологически активных веществ. — Киев, 1992. — 60 с. — (Препринт / ИСПЭ 92/01).
4. Бакалинская О. Н., Картель Н. Т., Стрелко В. В. Углеродные сорбенты с биоспецифической активностью // Селективная сорбция и катализ на активных углях и неорганических ионитах / Под ред. В. В. Стрелко. — Киев: Наук. думка, 2008. — С. 65—87.
5. Бакалинская О. Н., Коваль Н. М., Карабун П. М. и др. Биоспецифические гемосорбенты для извлечения антител к инсулину // Эфферентная терапия. — 1997. — 3, № 1. — С. 21—25.
6. Бакалинская О. Н., Коваль Н. М., Картель Н. Т. Биоспецифические адсорбенты для удаления свободного гемоглобина // Эфферентная терапия. — 1999. — 5, № 3. — С. 33—37.
7. Бакалинская О. Н., Коваль Н. М., Картель Н. Т. Получение углеродных сорбентов с биоспецифической активностью // Эфферентная терапия. — 2003. — 9, № 2. — С. 16—22.
8. Бакалинская О. Н., Коваль Н. М., Картель Н. Т. Применение углеродных сорбентов с биоспецифической активностью в экстракорпоральной детоксикации // Эфферентная терапия. — 2004. — 10, № 1. — С. 21—26.
9. Бакалинская О. Н., Коваль Н. М., Картель Н. Т. Синтез и исследование биоспецифических углеродных гемосорбентов на основе углей СКН, СКС и КАУ // Эфферентная терапия. — 2005. — 11, № 1. — С. 33—39.
10. Бакалинская О. Н., Сухаренко Н. В., Стрелко В. В. и др. Сорбционные свойства углеродных гемосорбентов с иммобилизованными белками // Укр. хим. журн. — 1989. — 55, № 12. — С. 1273—1276.
11. Горчаков В. Д., Сергиенко В. И., Владимиров В. Г. Селективные гемосорбенты. — М.: Медицина, 1989. — 224 с.
12. Григорьев А. И., Егоров А. Д. Феноменология и механизмы изменения основных функций организма человека в невесомости // Космическая биология и авиакосмическая медицина. — 1988. — 22, № 6. — С. 4—17.
13. Картель Н. Т. Углеродные гемосорбенты на основе синтетических активных углей: Автореф. дис. ... д-ра хим. наук / ИОНХ АН УССР. — Киев, 1989. — 32 с.

14. Картель Н. Т. Возможности терапевтического действия медицинских сорбентов на основе активированных углей // Эфферентная терапия. — 1995. — 1, № 4. — С. 11—18.
15. Картель Н. Т., Бакалинская О. Н., Коваль Н. М. и др. Эксперимент «Биосорбент» как модель гемосорбции и сорбционного получения биопрепаратов в условиях микрогравитации // Четвертая Украинская конференция по космическим исследованиям. — Понизовка, Крым, 19—26 сентября 2004. — С. 204.
16. Коваль Н. М., Бакалинская О. Н., Медведев С. Л. и др. Свойства гемосорбентов СКН с привитыми аминокислотами и аминами // Укр. хим. журн. — 1991. — 57, № 11. — С. 1132—1135.
17. Лопаткин Н. А., Лопухин Ю. М. Эфферентные методы в медицине. — М.: Медицина, 1989. — 352 с.
18. Лопухин Ю. М., Молоденков М. Н. Гемосорбция. — М.: Медицина, 1978. — 302 с.
19. Николаев В. Г. Гемокарбоперфузия в эксперименте и клинике. — Киев: Наук. думка, 1984. — 360 с.
20. Николаев В. Г., Стрелко В. В. Гемосорбция на активированных углях. — Киев: Наук. думка, 1979. — 288 с.
21. Панченков Р. Т., Выренков Ю. Е., Ярема И. В., Уртавев Б. М. Лимосорбция. — М.: Медицина, 1982. — 240 с.
22. Пат. 1836138 СССР. Синтетический углеродный материал сферической грануляции для сорбции веществ из растворов и биологических жидкостей и способ его получения / В. В. Стрелко, Н. Т. Картель, А. М. Пузий и др. — Опубл. 13.10.1992, Бюл. № 31. — (Пат. 3396 України. — Опубл. 15.06.1994, Бюл. № 6-1).
23. Пат. 255 України. Сорбент для вилучення вільного гемоглобіну з біологічних рідин / О. М. Бакалінська, Н. М. Коваль, М. Т. Картель та ін. — Опубл. 15.01.1993, Бюл. № 1. — (Патент 2035995 РФ от 27.05.95, Бюл. № 15).
24. Пат. 19017 України, МКІ B01J20/20, С 12 N 11/00. Сорбент для добування антитіл до інсуліну з біологічних рідин та спосіб його одержання / О. М. Бакалінська, Н. М. Коваль, П. М. Карабун. — Опубл. 25.12.1997, Бюл. № 6.
25. Пат. 10481 України. Способ іммобілізації на углекислій носій аміновмісних біологічно активних сполук / Н. М. Коваль, О. М. Бакалінська, М. Т. Картель, В. В. Стрелко. — Опубл. 12.11.99, Бюл. № 7.
26. Попова И. А., Моруков Б. В., Арзамазов Г. С. и др. Особенности обмена веществ при 120-суточной антиортостатической гипокинезии // Космическая биология и авиакосмическая медицина. — 1988. — 22, № 2. — С. 40—45.
27. Стрелко В. В., Картель Н. Т., Михаловский С. В. и др. Углеродные сорбенты как основа для создания биоспецифических материалов // Сорбционные методы детоксикации и иммунокоррекции в медицине: Тез. докл. первой всесоюз. конф. (Харьков, 28—30 июня 1982 г.). — Харьков, 1982. — С. 320.
28. Стрелко В. В., Михаловский С. В., Сухаренко Н. В. и др. О возможности создания биоспецифических материалов на основе биосовместимых углеродных матриц // Докл. АН СССР. — 1984. — 274, № 5. — С. 1236—1238.
29. Туркова Я. Аффинная хроматография. Методы. — М.: Мир, 1988. — 278 с.

Надійшла до редакції 20.04.10

M. T. Kartel, O. M. Bakalinska

SPACE EXPERIMENT «BIOSORBENT»:
DEVELOPMENT OF THE «MICROCOLUMN»
APPARATUS AND ORGANIZATION OF EXPERIMENTS
ON BIOSPECIFIC SORPTION IN WEIGHTLESSNESS
CONDITIONS ABOARD THE RS ISS

The physical-chemical basics for carrying out affine sorption in the microcolumn experiment are developed and the choice of adsorbents and biological liquids is performed. The advisability and necessity of space experiment «Biosorbent» are proved. The device for the space experiment is developed. The modernized variant of the device UMK-2 which is suited to the requirements of the Russian standards for the scientific instrumentation operating on the Russian segment of the International Space Station is proposed and taken to be made

НАШІ АВТОРИ

БАКАЛІНСЬКА Ольга Миколаївна — старший науковий співробітник Інституту хімії поверхні ім. О. О. Чуйка Національної академії наук України, кандидат хімічних наук.

Напрям науки — розвиток методів синтезу та дослідження властивостей вуглецевих нанорозмірних та напонопоруватих матеріалів, модифікованих біолігандами для потреб біотехнології та медицини.

БАТАЄВ Віктор Олександрович — головний науковий співробітник, коструктор Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС, член Російської академії навігаційних наук, доктор технічних наук.

Напрям науки — системи стабілізації ракет-носіїв і космічних апаратів та системи керування технологічними процесами.

БІЛОКРИНИЦЬКА Людмила Мечиславівна — Київський національний університет імені Тараса Шевченка, кафедра астрономії фізичного факультету, кандидат фізиго-математичних наук.

Напрям науки — геофізика.

ВЕЛЕСЬ Олександр Анатолійович — заступник директора, науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізиго-математичних наук.

Напрям науки — фізика атмосфери Землі, моделювання спектрів атмосфери, аналіз молекулярних спектрів, комп'ютерна обробка спостережень, високопродуктивні паралельні обчислення на кластерах, GRID- і GPGPU-обчислення.

ГОРНОСТАЄВ Геннадій Федорович — старший науковий співробітник Інституту проблем матеріалознавства ім. І. Н. Францевича Національної академії наук України, кандидат технічних наук. Нагороджений медаллю ім. Ю. В. Кондратюка.

Напрям науки — розробка волоконно-оптичних вимірювальних систем. Створював датчики для системи «Стрела-2».

ЗУБ Леся Миколаївна — старший науковий співробітник відділу фауни та систематики безхребетних Інституту зоології ім. І. І. Шмальгаузена Національної академії наук України.

Напрям науки — біологія, екологія.

ІВЧЕНКО Василь Миколайович — завідувач кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка, доктор фізиго-математичних наук, професор.

Напрям науки — фізика навколоземного космічного простору.

КАЛНОГУЗ Анатолій Миколайович — перший заступник Генерального директора, директор із системного проектування Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС, член Міжнародної академії астронавтики та Міжнародної академії керування рухом, кандидат технічних наук.

Напрям науки — системи керування рухомими об'єктами та технологічними процесами.

КАРТЕЛЬ Микола Тимофійович — директор Інституту хімії поверхні ім. О. О. Чуйка Національної академії наук України, член-кореспондент НАН України.

Напрям науки — розробка теорії та способів синтезу вуглецевих адсорбентів з розвиненою поруватою структурою та заданою хімією поверхні; розробка адсорбентів медичного призначення і вивчення механізму їхньої терапевтичної дії на організм людини.

КОЗАК Людмила Володимирівна — доцент кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка, кандидат фізиго-математичних наук.

Напрям науки — фізика навколоzemного космічного простору

КОЗАК Павло Миколайович — науковий співробітник Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка, кандидат фізиго-математичних наук.

Напрям науки — фізика метеорічних явищ.

КРОН Марк — співробітник Королівського Метеорологічного інституту, Нідерланди, доктор філософії, координатор проекту ESA-NIVR-KNMI № 2907 в рамках програми ESA-NIVR-KNMI OMI-AO.

Напрям науки — метеорологія.

КРУЧЕНИЦЬКИЙ Григорій Михайлович — завідувач відділу озонного моніторингу Центральної аерологічної обсерваторії Росгідромету, доктор фізиго-математичних

наук. Керівник проекту з озонового моніторингу в країнах СНД.

Напрям науки — геофізика.

КРУЧИНЕНКО Віталій Григорович — провідний науковий співробітник Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка, доктор фізико-математичних наук, професор.

Напрям науки — фізика метеорних явищ.

ЛОЗИЦЬКА Наталія Йосипівна — науковий співробітник відділу сонячної активності і сонячно-земних зв'язків Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрям науки — фізика Сонця (сонячна хромосфера, сонячна корона, сонячна активність).

ПАВЛЕНКО Яків Володимирович — провідний науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика зоряних атмосфер, моделювання молекулярних спектрів зірок і земної атмосфери.

ПІДГОРОДЕЦЬКА Людмила Володимирівна — науковий співробітник відділу дистанційних методів та перспективних приладів Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України.

Напрям науки — системний аналіз, дистанційне зондування та математичне моделювання.

ПІЛЬГУЙ Владислав Миколайович — інженер-математик Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС.

Напрям науки — динаміка польоту та управління літальними космічними апаратами.

ПИЛИПЕНКО Сергій Григорович — аспірант кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрям науки — фізика навколоzemного космічного простору.

РОЖИЛО Олександр Олександрович — провідний інженер Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрям науки — фізика метеорних явищ.

РОКИТАНСЬКИЙ Ігор Іванович — старший науковий співробітник Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — геофізика, електромагнітне зондування.

РОМАНЮК Ярослав Орестович — старший науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — астрономічне приладобудування, астрофотометрія, аналіз швидких процесів у змінних зорях, дослідження атмосферного озону.

РЮМІН Максим Миколайович — провідний інженер-математик Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС.

СИНЯВСЬКИЙ Іван Іванович — науковий співробітник лабораторії атмосферної оптики Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — приладобудування, розрахунок оптичних схем, оптика атмосфери Землі, дослідження атмосферного озону.

ТАРАНУХА Юрій Григорович — провідний інженер Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика метеорних явищ.

ТЕРЕШИН Артем Валерійович — інженер Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України, студент 5 курсу фізико-математичного факультету Національного технічного університету України «КПІ».

Напрям науки — геофізика, електромагнітне зондування.

ТИХОВСЬКИЙ Володимир Макарович — начальник лабораторії Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС, кандидат технічних наук.

Напрям науки — системи керування об'єктами ракетно-космічної техніки.

ФЕДОРОВСЬКИЙ Олександр Дмитрович — в. о. завідувача відділу системного аналізу Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, член-кореспондент НАН України.

Напрям науки — гідрофізика, дистанційне зондування Землі, системний аналіз.

ШАВРІНА Ангеліна Василівна — старший науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

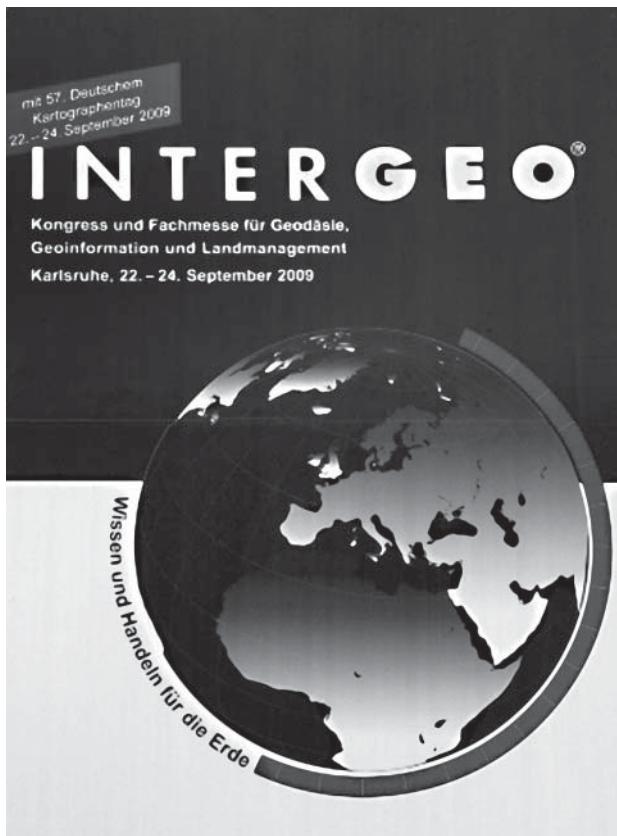
Напрям науки — фізика зоряних атмосфер, моделювання молекулярних спектрів зірок пізніх спектральних класів і земної атмосфери.

ШЕМІНОВА Валентина Андріївна — провідний науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика атмосфер Сонця і зірок, діагностика процесів у атмосфері, моделювання фотосферних шарів Сонця.

Міжнародні конференції

INTERGEO 2009 — вихід за рамки геодезії



Форум INTERGEO — це унікальне фахове геодезично-виробничо-інформаційне середовище. Виставка INTERGEO є ідеальною платформою для ознайомлення з новинками та налагодженням контактів між експертами у цій галузі. В рамках виставки відбувається також науково-практична конференція. Це забезпечує тісний зв'язок теорії з практикою та збирає одночасно розробників, виготовників і користувачів геодезичної та навігаційної

продукції. Як динамічний міжнародний ринок INTERGEO має зв'язки з багатьма сферами виробництва. Стимулюючи інноваційні технології, цей форум є рушійною силою для впровадження ГЕО-рішень практично у всі напрямки національних економік та приватного бізнесу.

INTERGEO діє як Міжнародна виставка-продаж, глобальна мережа зв'язків та міжнародний бренд для менеджерів, розробників і покупців, які представляють різні сфери геодезичного ринку — прикладну геодезію, геоінформатику та землевпорядкування.

INTERGEO має статус найбільшого форуму, який об'єднує кілька сотень здебільшого європейських провідних виробників геодезичних приладів, пристосувань, супутникових систем, програмного забезпечення. Переїжджана більшість відвідувачів форума — геодезисти, картографи, спеціалісти з геоінформаційних систем, студенти геодезичних спеціальностей.

Сьогодні геоінформаційні системи є основою для прийняття управлінських рішень у питаннях, що стосуються політики, соціальної сфери та бізнесу. Тому актуальність та важливість тематичного форуму INTERGEO є беззаперечною.

22—24 вересня 2009 р. в м. Карлсруе (Німеччина) проходив XV Міжнародний форум INTERGEO 2009. Дійство відбувалося у вигляді Міжнародної конференції та виставки з геодезії, геоінформаційних систем і технології управління земельними ресурсами. Цьогоріч у рамках INTERGEO 2009 у Німеччині проходив також 57 День картографа, у якому взяли участь 1450 фахівців. Головним організатором виступила Німецька асоціація геодезії, геоінформатики та управління земельними ресурсами (керівник — Вольфганг Шойбе).

За свою 15-річну історію INTERGEO перетворився у найпотужніший тематичний форум у Європі. Скромним його початком було дійство у Дортмунді в 1995 році — 178 учасників, 11 тис. відвідувачів і виставковий зал у холі площею 14.5 тис. м².

INTERGEO 2009 перевершив всі сподівання організаторів, очікування учасників і прогнози спеціалістів.

Вкотре був продемонстрований пріоритет INTERGEO серед інших світових фахових форумів, його міжнародний статус і важливе значення. З цього приводу керівник INTERGEO Оляф Фрайер сказав: «Вперше був перевищений рубіж «30» — за кількістю країн-учасниць та рубіж «20 %» — за часткою іноземних відвідувачів». Справді, 22 % із понад 16 тис. відвідувачів виставки та 1450 учасників Конгресу прибули з інших країн. А 475 учасників виставки із 30 країн (зокрема з далекого зарубіжжя — Японії та Китаю) розмістили свої експозиції на площах понад 25 тис. м² на території Карлсрує-Мессе — величезного новозбудованого виставкового комплексу. Майже 95 % учасників цьогорічного форума заявили про своє бажання взяти участь у наступному INTERGEO 2010 в Кольні.

Традиційно основними тематичними розділами INTERGEO є:

- **геодезія** (прилади, аксесуари та програмне забезпечення);
- **фотограмметрія** (аерознімальна апаратура, фотограметричні сканери, цифрові фотограмметричні станції);
- **геофізика;**
- **геоінформаційні технології** (програмне забезпечення);
- **супутникові технології** (супутникові геодезичні та навігаційні приймачі, базові станції в системах GPS, Галілео та ін.);
- **дистанційне зондування Землі** (супутникові та аерознімки);
- **лазерне сканування** (наземні і повітряні лазерні сканери, програмне забезпечення);
- **карографія** (поліграфічні і цифрові видання: топографічні і навігаційні карти, атласи, путівники; програмне забезпечення, устаткування);
- **будівництво** (інженерні рішення, проектування, спостереження за деформаціями, геодезичне забезпечення будівництва);
- **гірничодобувна галузь**, нафтогазова промисловість, геологорозвідка;
- **Земля і нерухомість** (кадастрова зйомка, землевпорядкування, технічна інвентаризація і оцінка об'єктів нерухомості, інформаційні кадастрові системи);
- **моніторинг довкілля** і природокористування.

Особливі акценти на INTERGEO 2009 були поставлені на дві важливі теми — охорона довкілля і ліквідація наслідків стихійних лих.

Три дні тривали переговори, демонстрації, доповіді, дискусії. Було проведено понад 100 спеціальних презентацій, які стосувалися питань ризиків і ліквідації наслідків стихійних лих, розвитку міських і сільських територій, використання відновлюваних джерел енергії, зміни клімату, дистанційного зондування Землі та супутникової технології, Web-технологій та ін.

Особлива увага на цьогорічному Картографічному конгресі приділялася питанням навчання молоді та отриманню фахової освіти. Були запропоновані спеці-

альні заходи, презентації для студентів (напр. «ГІС у школі»). На форумі були представлені студентські організації ARGEOS та KONVERS. Їхнє основне завдання — надавати інформацію для студентів. На INTERGEO випускники навчальних закладів шукають роботу і починають кар'єру в геодезії.

INTERGEO 2009, на думку учасників, які відвідують цей форум впродовж тривалого часу, є початком позитивних змін. Перші INTERGEO були організовані переважно для обговорення всіх проблем і питань, пов'язаних зі зйомкою. Стан геопросторових технологій у той час був орієнтований на збір даних — накопичення максимально великої кількості інформації і, за потреби, виведення її на монітор. Тепер пріоритети дещо змінилися. Технології та інноваційні рішення, які сьогодні пропонуються, стосуються отримання ефективного результату без затратомістких робіт зі збору даних. Такі технології настільки досконалі, що дозволяють створити потрібний геопродукт швидко і ефективно. Відвідавши виставку INTERGEO, будь-який фахівець може придбати і встановити прилад чи програмне забезпечення і розпочати власний бізнес. До того ж виробники програмних продуктів і відвідувачі знають, що INTERGEO є потенційним міжнародним ринком, який простягається далеко за межі Німеччини і Європи — на Близький Схід, в Азію і навіть в Америку.

Крім спеціалістів геодезичного та картографічного профілю Конференція і виставка INTERGEO цікава також для професіоналів з інших галузей — державних службовців, спеціалістів з кадастру, енергетиків, нафтовиків, екологів, спеціалістів з логістики, утилізації відходів, страхових компаній, рятівних служб та ін.

Для галузевих спеціалістів цей форум цікавий перш за все тим, що тут перетинаються попит і пропозиція. Саме на INTERGEO з'являються нові контакти, укладаються угоди. Тут представлено широкий спектр геодезичних приладів та аксесуарів (компаси, теодоліти, нівеліри, тахеометри, GPS-пристрої, детектори магнетизму). А також програмне забезпечення для роботи з геоінформаційними даними (інтернет- і мобільні системи), устаткування для фотограмметрії, засоби для цифрового картографування, прилади для дистанційного вимірювання даних, довідкові системи, різноманітні послуги та супутні товари. Серед учасників — світові лідери в галузі поставки даних ДЗЗ — «DigitalGlobe», «RapidEye», «Infoterra», «SPOT Image» та інші.

Починаючи з 1995 року, виставка INTERGEO традиційно проходить у вересні-жовтні у різних містах Німеччини. У 2005 р. INTERGEO проходив у Дюссельдорфі, у 2006 р. — у Мюнхені, у 2007 р. — в Лейпцигу, у 2008 р. — у Бремені. INTERGEO 2010 відбудеться 5—7 жовтня 2010 року в Кольні. У 2011 р. форум проходитиме у Нюрнбергу (27—29 вересня), а 9—11 жовтня 2012 р. столицею INTERGEO стане Ганновер.

Галина Панахід