

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

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

КИЇВ

Том 9, № 1, 2003

KYIV

ЗМІСТ

Конюхов С. Н., Дронь Н. М., Дубовик Л. Г., Журавлева Л. Д., Кондратьев А. И., Кулагин С. Н., Петренко А. Н., Стаценко В. И., Стаценко И. Н. Перспективы использования универсальных транспортных энергосиловых платформ для энергоемких космических задач

Белецкий В. М., Ефименко Н. В., Кудин Н. И., Пиза Н. Д., Швец К. В. Комплекс определения параметров ориентации космического аппарата «Січ-1М»

Дудник А. В., Малыхина Т. В. Компьютерное моделирование поглощенной энергии и пробегов частиц в спектрометре СТЭП космического проекта «Попередження»

Мельник В. Н., Каракун В. В. Пассивные методы уменьшения погрешностей гироинтегратора, обусловленных дифракцией звуковых волн на подвесе гироскопа

CONTENTS

- 3 *Konyukhov S. N., Dron' N. M., Dubovik L. G., Zhuravleva L. D., Kondrat'ev A. I., Kulagin S. N., Petrenko A. N., Statsenko V. I., Statsenko I. N.* Prospects of the use of universal transport power jet propulsion of platforms
- 8 *Beletskii V. M., Yefimenko N. V., Kudin N. I., Piza N. D., Shvets K. V.* Complex for the determination of the Sich-1M space vehicle orientation
- 15 *Dudnyk O. V., Malykhina T. V.* The computer simulation of deposited energies and stopping ranges of particles in the STEP spectrometer of the Warning space project
- 22 *Melnik V. N., Karachun V. V.* Passivemethods for decreasing gyroscopic integrator errors caused by the diffraction of sound waves on bracket of the gyro

- Черняк М. Г., Бондаренко О. М., Петровський С. І.** Проектування прецизійного вимірювального перетворювача тиску з пневмомеханічним резонатором
- Ковбасюк С. В., Ракушев М. Ю.** Пошук аналітичної залежності для опису незбуреного руху космічного апарату методом диференціальних перетворень
- Шатихін В. Є., Семенов Л. П., Борисенко В. М.** Вплив вібрацій космічного апарату дистанційного зондування Землі на роздільну здатність оптико-електронних пристрій спостереження
- Чепиженко А. І.** Оптические системы для подспутниковой заверки результатов космических исследований морских акваторий
- Шкуратов Ю. Г., Омельченко В. В., Станкевич Д. Г., Кайдаш В. Г., Питерс К., Пине П.** Прогноз складу лунної поверхні по даним КА «Клементина» і результатам лабораторних дослідів лунного ґрунта
- Дзюбенко М. І., Козак Л. В.** Вплив землетрусів на стан іоносфери
- Чженьюй Ху, Абраїмов В. В., Ши Юй Хэ, Де Чжуан Ян, Рассамакін Б. М.** Деградация параметров солнечных батарей под воздействием факторов космического пространства
- Літовка І. Г.** Ремоделювання кісткової тканини у низько- і високоактивних щурів в умовах 45-добової гіпокінезії та впливу дозованої кисневої депривації
- Носач Л. Н., Дяченко Н. С., Тарасшин Л. А., Жовновата В. Л., Бутенко С. І., Повніца О. Ю.** Определение в наземных условиях температурного режима, длительности пребывания аденонарода человека на орбитальных станциях и влияния клиностатирования на некоторые его свойства
- 29 Chernyack M. G., Bondarenko O. M., Petrovs'kyi S. I.** The design of precision pressure sensor with pneumomechanical resonator
- 35 Kovbasyuk S. V., Rakushev M. Yu.** Deriving an analytical relationship for the description of an undisturbed motion of a spacecraft by the method of differential transformations
- 40 Shatikhin V. E., Semenov L. P., Borysenko V. M.** The influence of vibrations of an Earth observation satellite on the resolution of optoelectronic observation devices
- 45 Chepyzhenko A. I.** Optical systems for subsatellite calibration of results of space investigations of marine harbour areas
- 54 Shkuratov Yu. G., Omel'chenko V. V., Stankevich D. G., Kaidash V. G., Pieters P., Pinet P.** Prognosis of lunar surface composition from laboratory studies of lunar samples and Clementine data
- 71 Dzyubenko M. I., Kozak L. V.** Influence earthquakes onto ionosphere state
- 81 Zhenyu Hu, Abraimov V. V., Shiyu He, Dezhuang Yang, Rassamakin B. M.** Degradation of parameters of solar cells under the influence of open space factors
- 92 Litovka I. G.** The remodelling of bone tissue for low- and high-activity rats under a 45-day hypokinesy and the influence of measured oxygen deprivation
- 96 Nosach L. M., Dyachenko N. S., Tarassishin L. O., Zhovnovata V. L., Butenko S. I., Povnitsa O. Yu.** Determination of the temperature mode, duration of presence of the human adenovirus on orbital space stations and influence of clinorotation on some properties of the virus

НАШІ АВТОРИ

102 OUR AUTHORS

УДК 629.76.023

С. Н. Конюхов¹, Н. М. Дронь², Л. Г. Дубовик²,
Л. Д. Журавлева², А. И. Кондратьев², С. Н. Кулагин²,
А. Н. Петренко², В. И. Стаценко², И. Н. Стаценко²

¹Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

²Дніпропетровський національний університет

Перспективы транспортных для энергоемких

использования энергосиловых космических

универсальных платформ задач

Надійшла до редакції 18.02.02

Розглядаються перспективи використання космічних універсальних транспортних енергосилових платформ (УТЭСП) на базі сонячних батарей та електрореактивних двигунів. Показано, що УТЭСП можуть бути використані для корекції орбіти та енергопостачання великих орбітальних станцій і виведення космічних апаратів з опорної орбіти на геостаціонарну. Наведені позитивні сторони використання УТЭСП і розглянуто балістичну ефективність засобу виведення космічних апаратів на геостаціонарну орбіту для РН «Зеніт», «Циклон» і «Маяк».

ВВЕДЕНИЕ

В ближнем и дальнем космосе с помощью универсальных транспортных энергосиловых платформ (УТЭСП) на базе солнечных батарей и электрореактивных двигателей может решаться ряд задач, в частности в ближнем космосе:

- коррекция орбиты и энергоснабжение больших орбитальных станций (БОС) [6];
- осуществление межорбитальных переходов, в том числе выведение космических аппаратов на геостационарную орбиту с низкой опорной орбиты [5];
- удержание космических аппаратов на рабочей орбите.

В дальнем космосе с помощью УТЭСП могут решаться маршевые задачи полетов к дальним планетам и увода в космос вредных продуктов производственной деятельности на Земле.

Соединение в одном комплексе УТЭСП функций обеспечения тягой и энергоснабжения космических объектов может дать новое качество — более эф-

ективное решение функциональных задач при лучших массогабаритных характеристиках и меньшей стоимости за счет объединения однотипных элементов и реализации оптимальных режимов управления.

КОРРЕКЦИЯ ОРБИТЫ И ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЕ БОЛЬШИХ ОРБИТАЛЬНЫХ СТАНЦИЙ

На невысоких орbitах вследствие аэродинамического торможения космических объектов происходит постоянное снижение высоты орбиты, поэтому необходима постоянная ее коррекция. Для компенсации аэродинамического торможения, например, Международной космической станции (МКС) [3] необходимо проведение четырех сеансов коррекции орбиты в год с помощью ЖРДУ. Для обеспечения работы ЖРДУ необходимо доставлять на МКС четыре раза в год по 3 т ракетного топлива. За 10 лет на орбиту нужно доставить 120 т топлива и произвести 40 запусков грузового корабля. Эти

внушительные цифры говорят о серьезности проблемы удержания БОС на постоянной орбите. Применение ЭРДУ может обеспечить значительное снижение массы расходуемого топлива (до 10 раз) за счет высоких значений удельного импульса тяги. Однако для работы ЭРДУ необходима затрата электрической энергии. Оценки показывают, что для обеспечения постоянной коррекции орбиты МКС с помощью ЭРДУ необходима постоянная затрата мощности около 35 кВт. При дефиците электроэнергии на БОС вряд ли возможно наращивание солнечных батарей для обеспечения этих затрат.

Можно рассмотреть новое решение проблемы коррекции орбиты БОС. Представим себе космический аппарат, находящийся на некотором удалении от орбитальной станции и движущийся на этой же орбите впереди нее. Этот аппарат (назовем его «тяговый» КА) соединен с орбитальной станцией тросом и тянет ее за собой, обеспечивая поддержание орбиты БОС в заданных пределах [2]. На этом аппарате, кроме служебной аппаратуры, обеспечивающей его работу, имеется УТЭСП, в состав которой входит система энергоснабжения (СЭС) и ЭРДУ. УТЭСП обеспечивает выработку электрической энергии для питания ЭРДУ и служебной аппаратуры КА, а ЭРДУ создает тягу для коррекции орбиты БОС и «тягового» КА. Значение тяги может быть определено по методике [1], а по значению цены тяги определяется мощность СЭС для электропитания ЭРДУ.

Можно рассмотреть случай выработки на УТЭСП мощности, достаточной для электропитания ЭРДУ, аппаратуры КА и систем БОС. В этом случае «тяговый» КА соединяется с БОС кабель-тросом, по которому передается на БОС электрическая энергия и тяга.

В рассматриваемом случае это решение построения космической системы будет иметь следующие положительные стороны:

- БОС за счет отсутствия солнечных батарей будет иметь лучшие моментные и жесткостные характеристики, что упростит ее управляемость и снизит стоимость;
- за счет применения на «тяговом» КА двухосной ориентации солнечных батарей (что более реально, чем на БОС) общая их площадь будет меньшей, чем на БОС, что снизит массу СЭС и ее стоимость;
- за счет отсутствия на БОС ЖРДУ исключается загрязнение поверхностей БОС, в том числе поверхностей оптических элементов, продуктами горения ракетного топлива;
- применение ЭРДУ обеспечит меньший расход рабочего тела для двигателей, что позволит

уменьшить число запусков грузовых кораблей, доставляющих топливо (рабочее тело ЭРДУ) до десяти раз.

ВЫВЕДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С ОПОРНОЙ ОРБИТЫ НА ГЕОСТАЦИОНАРНУЮ С ПОМОЩЬЮ УТЭСП

В настоящее время одним из основных средств выведения КА на геостационарную орбиту является тяжелый носитель «Протон», снабженный разгонным блоком с жидкостной ракетной двигательной установкой. С использованием разгонного блока 11С681 на геостационарную орбиту им выводятся КА массой до 2600 кг.

Однако РН «Протон» экологически «грязная» ракета, так как в ней используются токсичные компоненты АТ и НДМГ. Альтернативная ей экологически чистая РН «Зенит» использует кислород и керосин. С использованием разгонного блока РН «Зенит» может вывести на геостационарную орбиту КА массой до 1800 кг.

Интересным для задачи вывода КА на геостационарную орбиту является использование комбинированного разгонного блока, состоящего из ЖРДУ и УТЭСП. При этом большое время выведения при тенденции к увеличению времени активного существования КА до 10–15 лет уже не является ограничивающим фактором.

Представляет интерес также рассмотрение эффективности применения ЭРДУ на вновь разрабатываемых ракетах «Циклон-4» и «Маяк», являющихся РН меньшего класса, чем РН «Зенит».

Далее приводится оценка баллистической эффективности использования УТЭСП в комбинированных разгонных блоках упомянутых выше трех РН, т. е. определение возможной массы полезной нагрузки на геостационарной орбите при конкретных значениях параметров ЭРДУ (тяги, мощности, удельного импульса тяги).

Схема выведения КА на геостационарную орбиту состоит в следующем. РН с использованием разгонной ЖРДУ выводит на опорную орбиту ступень, включающую КА с УТЭСП. На опорной орбите включается ЭРДУ и производится выведение КА на геостационарную орбиту. Для различных РН высота и форма опорной орбиты различны. Также различными являются углы наклонения плоскости начальной орбиты в зависимости от места старта. Может также отличаться схема маневра.

Рассмотрим выведение КА с помощью РН «Зенит», угол наклонения плоскости орбиты 46.2° (старт с Байконура). Схема маневра следующая.

I этап. КА совместно с комбинированным разгонным блоком выводится на начальную орбиту высотой 200 км.

II этап. КА совместно с комбинированным разгонным блоком с помощью ЖРДУ переводится компланарно на круговую опорную орбиту (4000—6000 км).

III этап. КА совместно с УТЭСП переводится на геостационарную орбиту с поворотом плоскости орбиты.

Отличие схемы маневра при выведении КА с «Морского старта» заключается в отсутствии поворота плоскости орбиты.

Маневры при работе ЭРДУ оптимизированы из условия минимального расхода топлива на орбитальные переходы.

Были рассмотрены также способы выведения КА с помощью РН «Циклон-4» и «Маяк». Угол наклона плоскости орбиты составляет:

- для выведения с помощью РН «Циклон-4» — 2° (старт с Бразильского космодрома Алькантара);
- для выведения с помощью РН «Маяк» — 34° (старт с Южноафриканского полигона).

Схема маневра выведения принята раздельной и состоящей из четырех этапов.

I этап. КА совместно с комбинированным разгонным блоком выводится на начальную эллипти-

ческую орбиту с высотой перигея 150 км и апогея 35800 км.

II этап. КА совместно с комбинированным разгонным блоком включением апогейного ЖРДУ переводится на опорную эллиптическую орбиту с высотой перигея 400 км и апогея 35800 км.

III этап. КА совместно с УТЭСП с помощью ЭРДУ переводится с начального наклонения орбиты до 0°;

IV этап. КА совместно с УТЭСП с помощью ЭРДУ переводится с орбиты с высотой перигея 400 км до высоты перигея 35800 км.

Маневры поворота плоскости орбиты и выхода на геостационарную орбиту с помощью ЭРДУ оптимизированы по критериям минимизации расхода рабочего тела и времени выведения. Так как эти критерии противоположны, расчеты проведены из условия отклонения массы топлива от оптимальной не более 20 %. Этот вариант является одним из возможных подходов к выбору оптимальной стратегии применения ЭРДУ для таких задач. С использованием реальных характеристик ЭРДУ различных типов (СПД, ДАС, ПИД) и СЭУ возможные варианты оптимизации будут разрабатываться существующей кооперацией исследователей и разработчиков в зависимости от особенностей конкретных задач.

Таблица 1. Эффективность универсальной энергосиловой платформы для различных ракет-носителей при выводе КА на геостационарную орбиту

Характеристика	Ракеты-носители, старт			
	«Зенит-2», Байконур	«Зенит 3SL», Морской старт	«Циклон-4», Алькантара	«Маяк», Южная Африка
Начальная орбита:				
тип	200			
высота, км	46.2		150—35800	150—35800
наклонение, град			2.03	34
выводимая масса, кг			1700	2000
Опорная орбита:				
тип	круговая	эллиптическая	эллиптическая	эллиптическая
высота, км	4000	400—32000	400—35800	400—35800
наклонение, град	46.2	0	2.03	34
выводимая масса, кг	6860	5000	1680	1982
Характеристики УТЭСП:				
тяга, Н	1.25	9.0	0.32	0.5
удельный импульс, м/с	30000	25000	20000	30000
мощность, кВт	27	180	6.6	14
масса рабочего тела, кг	1273	320	206	183
полная масса, кг	3259	3450	530	946
Характеристики этапа выведения:				
масса рабочего тела, кг	1273	320	267	183
время, сут	424	25.6	162	228
конечная масса, кг	5587	4680	1550	1799
масса полезной нагрузки, кг	3600	1550	1310	1468

Критерием баллистической эффективности транспортного средства принята масса полезной нагрузки, т. е. масса служебной аппаратуры и аппаратуры целевого назначения КА на геостационарной орбите. Будем считать, что масса СЭС и УТЭСП не входит в массу полезной нагрузки. Однако система энергоснабжения на рабочей орбите может обслуживать аппаратуру КА, а образующийся запас по мощности позволит компенсировать падение эффективности СБ из-за их деградации. Некоторые результаты проведенных проработок приведены в табл. 1.

Анализируя данные таблицы, можно сделать следующие выводы.

1. РН «Зенит» с использованием комбинированного разгонного блока с УТЭСП может вывести на геостационарную орбиту полезную нагрузку, превышающую выводимую с помощью ЖРДУ на 1800 кг.

2. РН «Циклон» и «Маяк» могут вывести на геостационарную орбиту 1300—1470 кг полезной нагрузки, при этом с помощью ЖРДУ невозможно осуществить вывод сколь-нибудь значительной полезной нагрузки.

3. С использованием УТЭСП на геостационарной орбите (т. е. включая ее массу в массу полезной

нагрузки) например, для коррекции орбиты, эффективность комбинированного разгонного блока с УТЭСП увеличивается в 1.2—1.5 раза.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ БАЗА

В ГКБ «Южное» и Днепропетровском национальном университете имеется большой задел по разработке электрореактивных двигателей (ЭРД) различных типов — СПД, ДАС, ПИД. В НИИ энергетики Днепропетровского национального университета ведутся работы по созданию параметрического ряда модулей двигателей с замкнутым дрейфом электронов. Это наиболее перспективные ЭРД для обеспечения оптимальных решений широкого круга текущих и перспективных задач управления движением КА. В состав ряда входят модули стационарных плазменных двигателей Д-47, Д-60, Д-90, и одно- и двухступенчатые ДАС (двигатели с анодным слоем) Д-33, Д-50, Д-68, Д-100. Разработанные образцы этих двигателей позволяют перекрыть широкий диапазон тяги (20—100 мН) при удельном импульсе от 10000 до 25000 м/с. Рабочим веществом всех модулей является ксенон высокой чистоты [4].

Таблица 2. Характеристики ЭРД, разработанных в НИИ энергетики ДНУ

Тип двигателя	m , мг/с	U_p , В	I_p , А	P , мН	N , Вт	C , Вт/мН	J , м/с	КПД
Д-50	2.1	300	2.0	38	618	16.3	18095	0.55
Д-100	7.95	300	8.7	136	2712	18.9	17107	0.43
Д-33	2.4	210	1.62	20	350	17.5	8333	0.24
Д-47	1.7	150	2.0	20	350	15.0	11000	0.3
Д-60	3.5	150	2.0	40	700	17.5	10700	0.35
Д-90	3.2	180	3.7	50	710	14.0	15600	0.45
Д-68	1.0	300	3.0	18	1000	45.0	25000	0.25
ПИД-200К	2.5			100	3000	30.0	40000	0.65
ПИД-360К	3.7			150	5300	35.3	50000	0.70

Таблица 3. Характеристики горизонтальных вакуумных камер

Наименование характеристики	Номер камеры				
	1	2	3	4	5
Рабочий объем камеры, m^3	32.5	4	2.3	1.1	0.27
Габаритные размеры камеры, м	3.5×8	$\emptyset 1.25 \times 3.7$	$\emptyset 1.1 \times 3.5$	$\emptyset 1 \times 1.4$	$\emptyset 0.7 \times 0.7$
Габаритные размеры вакуумной установки, м	5.15×8	3.7×2.3	3.5×3.25	1×2.55	1.34×1.68
Общий объем барокамеры, m^3	36.5	4	3	1.1	0.27
Размеры рабочего отсека, м	$\emptyset 3.5 \times 3.3$	$\emptyset 1.25 \times 3.1$	$\emptyset 1.1 \times 2.5$	$\emptyset 1 \times 1.4$	$\emptyset 0.7 \times 0.7$
Размеры загрузочного люка, мм	900	900	500	1000	700
Размеры смотровых окон, мм	500	300	240	240	150
Рабочее давление (без натекания рабочего газа), мПа	3	3	7	7	7
Давление при натекании рабочего газа с массовым расходом 3 мг/с, мПа	13	—	27	27	—
Время достижения рабочего давления, ч	2	2	2	2	1.5

Для выполнения маршевых задач эффективными могут быть ЭРДУ на базе плазменно-ионного двигателя ПИД-200К, который может работать в диапазоне удельного импульса тяги от 30000 до 60000 м/с. В качестве рабочего тела для ПИД-200К и его модификаций может использоваться ксенон, щелочной металлический цезий, комбинация рабочих тел ксенон—цезий и др.

Результаты проведенных испытаний показывают, что на основе разработанных двигателей могут быть созданы ЭРДУ для использования их в УТЕСП, не уступающие по основным параметрам зарубежным аналогам.

В табл. 2 приведены следующие характеристики двигателей: секундный расход m рабочего тела, разрядное напряжение U_p , ток разряда I_p , тяга P , потребляемая мощность N , цена тяги C , удельный импульс тяги J .

Кроме этого, в Днепропетровском национальном университете имеется экспериментальная база для исследований и отработки ЭРД, состоящая из пяти стендов с вакуумными камерами, характеристики которых приведены в табл. 3.

В состав стендов, помимо вакуумных камер с вакуумным оборудованием, входят системы электропитания и измерений параметров ЭРД в широком диапазоне. Некоторые стены оборудованы системой измерения тяги в диапазоне от 0.01 до 1 Н с погрешностью, не превышающей 1.5 %.

1. Беляков А. И. Графоаналитический метод исследования движения космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1973.—С. 33.
2. Журавлева Л. Д., Кондратьев А. И., Стаценко И. Н. Новое решение проблемы управления движением и энергоснабжения больших космических орбитальных станций // Сб.

тезисов Первой украинской конференции по перспективным космическим исследованиям. — Киев: Национальное космическое агентство Украины, Ин-т космических исследований, 2001.—С. 41—42.

3. Международная космическая станция ISS: Информационно-аналитический обзор. — Киев: Национальное космическое агентство Украины, Ин-т космических исследований НАН и НКА Украины, 1998.—146 с.
4. Стаценко И. Н., Кондратьев А. И., Кулагин С. Н., Дубовик Л. Г. Состояние разработки ЭРД в НИИ энергетики ДНУ // Сб. тезисов Первой украинской конференции по перспективным космическим исследованиям. — Киев: Национальное космическое агентство Украины, Ин-т космических исследований, 2001.—С. 43—44.
5. Dron' N. M., Kondrat'ev A. I., Lyagushin S. F., Statsenko I. N. Space transportation system using electrical thruster // Proceeding of five Ukrainian-Russian-China Symp. on Space Science and Technology, Kharbine, September, 2000.—P. 35—38.
6. Gladilin V. S., Grinchisin Y. L., Dranovski V. I., et al. Solar power satellite in composition of an orbital research complex // Proceeding of SPS-97, Conference Space Power Systems Energy and Space Humanity, Montreal, 1997.—P. 53—55.

PROSPECTS OF THE USE OF UNIVERSAL TRANSPORT POWER JET PROPULSION OF PLATFORMS

S. N. Konyukhov, N. M. Dron', L. G. Dubovik,
L. D. Zhuravleva, A. I. Kondrat'ev, S. N. Kulagin,
A. N. Petrenko, V. I. Statsenko, I. N. Statsenko

The prospects of the use of space universal transport power jet propulsion of platforms (UTPJPP) with solar batteries and electric jet propulsion are discussed. It is shown that the UTPJPP can be used for the correction of orbits and power supply of large orbital stations, as well as for the injection of space vehicles from the basic orbit into a geostationary one. Good aspects of the use of the UTPJPP are given and the ballistic efficiency of the injection of space vehicles into a geo-stationary orbit in respect to the rocket vehicles «Zenit», «Cyclone», and «Mayak» is considered.

УДК 681.518.5

В. М. Белецкий¹, Н. В. Ефименко¹, Н. И. Кудин¹,
Н. Д. Пиза², К. В. Швец¹

¹Науково-виробниче підприємство «Хартрон-КОНСАТ», Запоріжжя

²Запорізький національний технічний університет

Комплекс определения параметров ориентации космического аппарата «Січ-1М»

Надійшла до редакції 16.09.02

Представлено програмно-апаратний комплекс визначення орієнтації космічного апарату, розроблений в науково-виробничому підприємстві «Хартрон-КОНСАТ» (м. Запоріжжя). Передбачається експлуатація комплексу в Національному центрі управління та випробувань космічних засобів при роботі з КА «Січ-1М». Приведено основні задачі, які вирішуються комплексом, описано функціональну структуру комплексу. Розглянуто алгоритми визначення орієнтації.

Непременным элементом управления полетом космического аппарата (КА) является определение параметров его движения. В работе приведено краткое описание программно-аппаратного комплекса определения ориентации КА «Січ-1М». Исходной информацией для определения ориентации являются показания магнитометра, солнечного датчика и углы отклонения гироскопов. Эта информация обрабатывается с помощью алгоритма [2], известного как «эллипсоидальный наблюдатель».

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ КОМПЛЕКСА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ

Программно-аппаратный комплекс определения ориентации предназначен для решения следующих задач:

- определения ориентации КА по телеметрической информации (ТМИ), получаемой с сервера вычислительного комплекса обработки ТМИ Национального центра управления и испытаний космических средств (НЦУИКС) и навигационно-баллистической информации (НБИ), получаемой с сервера группы баллистического обеспечения НЦУИКС;

© В. М. БЕЛЕЦКИЙ, Н. В. ЕФИМЕНКО, Н. И. КУДИН,
Н. Д. ПИЗА, К. В. ШВЕЦ, 2003

- выдачи параметров ориентации КА и информации о состоянии системы управления ориентацией и стабилизации (СУОС) на устройства отображения НЦУИКС;
- создания архивов обработанных массивов ТМИ, НБИ, результатов работы комплекса в части определения ориентации;
- оценки работоспособности СУОС;
- выдачи файлов, сформированных программно-аппаратным комплексом, на средства коллективного пользования.

Программно-аппаратный комплекс определения ориентации в процессе выполнения задач определения ориентации обеспечивает:

- автоматизированный сбор входной информации;
- обработку телеметрических параметров и данных НБИ;
- автоматизированную настройку работы комплекса и алгоритмов ориентации;
- проверку корректности вводимых оператором параметров;
- запуск алгоритмов определения ориентации;
- ведение архива входной и выходной информации;

- ведение баз данных (БД) входной и выходной информации;
- адаптацию к средствам сетевого взаимодействия в НЦУИКС;
- дружественный интерфейс.

Комплекс обеспечивает определение ориентации КА на освещенной части орбиты с точностью не хуже 1.5° по тангажу, крену и рысканию, на теневой части орбиты — с точностью не хуже 4° . При этом измерение магнитного поля Земли осуществляется с точно-

стью не хуже 1 мкТл ; углов отклонения гиродемпферов — с точностью не хуже 0.15° и координат Солнца — с точностью не хуже 0.17° .

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА И ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ КОМПЛЕКСА

Входными данными для комплекса являются файлы ТМИ и НБИ. Файл ТМИ содержит следующие

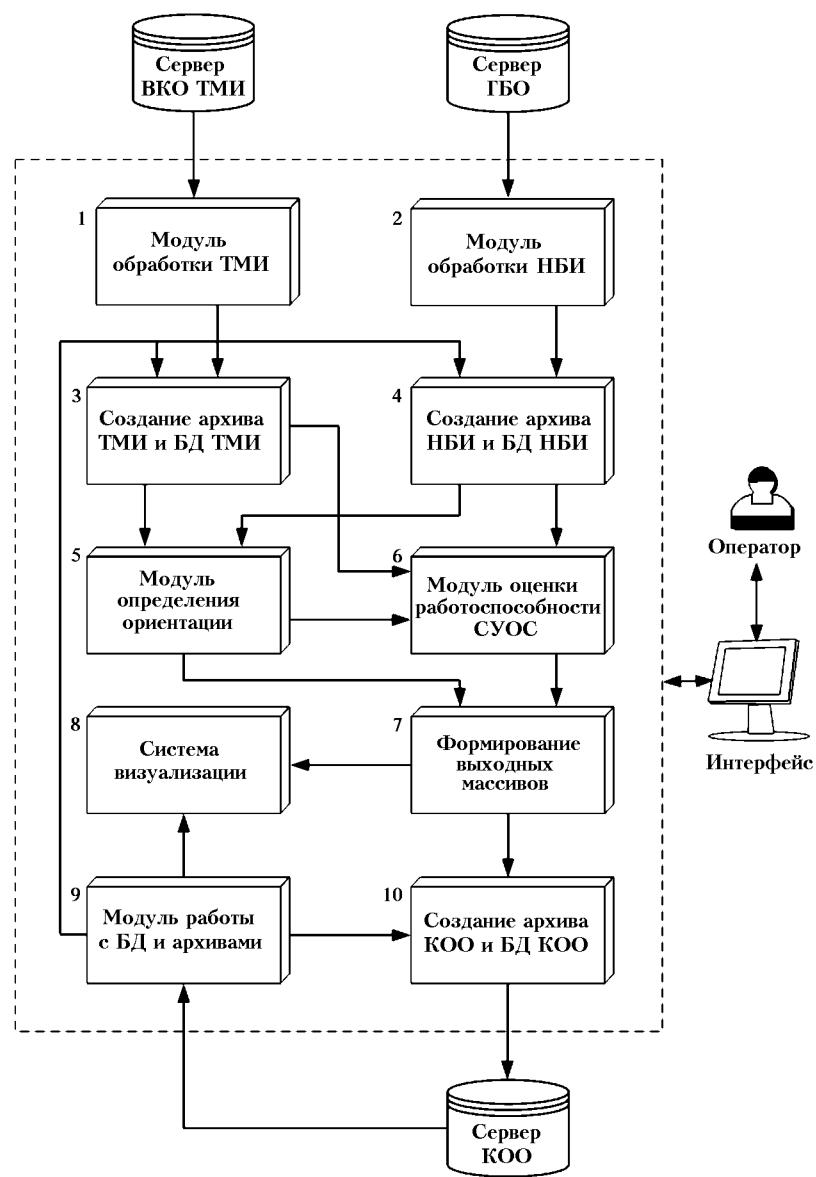


Рис. 1. Структура программно-аппаратного комплекса определения ориентации

телеметрические параметры:

- выходные сигналы трехканального магнитометра;
- показания солнечного датчика;
- углы отклонения гиродемпферов.

Файл НБИ содержит параметры движения КА по орбите в точке восходящего узла:

- декретное московское время;
- координаты центра масс КА в гринвичской (географической) системе координат [4];
- скорость движения центра масс КА в гринвичской системе координат.

На рис. 1 представлена структурная схема программно-аппаратного комплекса определения ориентации. Интерфейс (монитор) необходим для работы оператора со всеми модулями комплекса в режиме интерактивного взаимодействия. Модуль обработки ТМИ (модуль 1) осуществляет соединение с сервером вычислительного комплекса обработки ТМИ; копирует с него файл телеметрии, сформированный комплексом первичной обработки телеметрии в результате обработки полученной ТМИ с КА в сеансе связи; проверяет файл телеметрии на достоверность; формирует файлы для комплекса определения ориентации.

Модуль обработки НБИ (модуль 2) осуществляет соединение с сервером группы баллистического обеспечения; копирует с него файл баллистической информации, предварительно рассчитанный группой баллистического обеспечения для определенного интервала времени (одна неделя); проверяет файл НБИ на достоверность; формирует файлы для комплекса определения ориентации.

Модуль создания архива ТМИ и БД ТМИ (модуль 3), используя справочную информацию входного файла ТМИ, создает БД ТМИ, архивирует входную информацию и сохраняет ее в рабочей папке для последующей записи на сервер комплекса определения ориентации.

Модуль создания архива НБИ и БД НБИ (модуль 4) работает следующим образом: по информации, полученной из файла НБИ, создается БД НБИ (параметры орбиты на каждый виток), архивируется входная информация и сохраняется в рабочей папке для последующей записи на сервер комплекса определения ориентации.

Модуль определения ориентации (модуль 5), используя информацию, полученную с борта КА (напряженность магнитного поля Земли, углы отклонения гиродемпферов, единичный вектор положения Солнца) и априорную информацию о движении КА по орбите (положение и скорость на орбите), посредством применения алгоритма эллипсоидального наблюдателя, определяет параметры ориентации КА: углы или кватернионы, угловые скорости.

Модуль оценки работоспособности СУОС (модуль 6) проводит допусковый контроль параметров ориентации и углов отклонения гиродемпферов. Обобщенным параметром оценки работоспособности СУОС является параметр «норма СУОС».

Модуль формирования выходных массивов (модуль 7) сохраняет в выходных файлах следующие данные:

- параметры ориентации (углы крена, тангажа, рыскания или компоненты кватерниона) с привязкой к номеру витка, дате, времени и навигационным параметрам (x , y , z и V_x , V_y , V_z — координаты и составляющие скорости центра масс КА в гринвичской системе координат);
- величины угловых скоростей;
- оценки работоспособности СУОС.

Система визуализации [3] (модуль 8) реализует интерактивное графическое представление параметров движения КА на устройства отображения НЦУИКС. Каждый кадр визуализирует параметры, соответствующие определенному декретному московскому времени. Графическое окно системы визуализации (рис. 2 — см. цветную вклейку) состоит из трех подобластей вывода графической информации: для представления текстовой, двумерной и трехмерной информации. Текстовая информация отображает параметры орбитального и углового движения КА в обычном числовом виде. В 2D-подобласти визуализируется карта Земли, трасса полета и положение КА в виде точки, т. е. отображаются параметры орбитального движения КА. 3D-подобласть визуализирует взаимное положение орбитальной системы координат (ОСК) и связанной с КА системы координат (ССК), причем ОСК отображается в виде статических координатных осей OX_0 , OY_0 и OZ_0 , а ССК изображается в виде 3D-модели КА и связанных с ним координатных осей: ось OX — красная, ось OY — зеленая, ось OZ совпадает с гравитационным стабилизатором КА. Таким образом, 3D-подобласть отображает параметры углового движения КА.

Модуль работы с БД и архивами (модуль 9) реализует:

- просмотр баз данных ТМИ, НБИ, комплекса определения ориентации;
- выбор необходимого архива на сервере комплекса определения ориентации для просмотра информации в виде таблиц, графиков, визуализации параметров в виде трехмерного движения КА и двумерной трассы полета КА;
- редактирование БД с возможностью коррекции информации из архива.

Модуль создания архива комплекса определения ориентации и БД комплекса определения ориента-

ции (модуль 10) по результатам работы программно-аппаратного комплекса определения ориентации создает БД (признаки решения задачи определения ориентации и оценки работоспособности, привязка БД к архиву), архивирует выходную информацию (файлы комплекса определения ориентации, графики, файлы отчета оператора) и сохраняет ее в папке общего пользования (на сервере комплекса определения ориентации).

МОДУЛЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ

При разработке алгоритмов определения ориентации в качестве математической модели углового движения КА используется следующая система дифференциальных уравнений [5]:

$$\mathbf{J}\dot{\omega} + \omega \times \mathbf{J}\omega = \mathbf{M}_g + \mathbf{M}_{\text{gir}}, \quad (1)$$

$$2\dot{\Lambda} = (\Lambda \circ \omega - \omega_0 \circ \Lambda), \quad (2)$$

$$\mathbf{h}\dot{\epsilon} + \mathbf{q}\epsilon + \mathbf{H} \cdot \mathbf{A}(\epsilon)\mathbf{p}\omega + \mathbf{f} = 0, \quad (3)$$

где $\omega^T = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ — вектор абсолютной угловой скорости КА, заданный проекциями на оси связанного базиса, $\Lambda = \lambda_0 + \lambda$ — нормированный кватернион со скалярной частью λ_0 и векторной частью λ , определяющий взаимную ориентацию орбитального и связанного базисов, \mathbf{J} — матрица тензора инерции диагонального вида, ω_0 — угловая скорость орбитального движения, \circ — знак кватернионного умножения [1], \mathbf{M}_g — гравитационный момент, \mathbf{M}_{gir} — момент, действующий со стороны гиродемпферов на КА; $\mathbf{h} = \begin{pmatrix} h_1 & 0 \\ 0 & h_2 \end{pmatrix}$ — матрица коэффициентов демпфирования гиродемпферов; $\epsilon^T = (\epsilon_1, \epsilon_2)$ — вектор углов отклонения гиродемпферов, $\mathbf{q} = \begin{pmatrix} q_1 & 0 \\ 0 & q_2 \end{pmatrix}$ — матрица жесткости пружин гиродемпферов, $\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_1 & 0 \\ 0 & H_2 \end{pmatrix}$ — матрица кинетических моментов гиродемпферов, $\mathbf{f}^T = (f_1, f_2)$ — матрица сил предварительного натяжения пружин гиродемпферов, \mathbf{p} и \mathbf{A} — матрицы вида $\mathbf{p} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\mathbf{A}(\epsilon) = \begin{pmatrix} -\cos\epsilon_1 & \cos\epsilon_2 \\ \sin\epsilon_1 & \sin\epsilon_2 \end{pmatrix}$. Моменты \mathbf{M}_g и \mathbf{M}_{gir} рассчитываются по следующим формулам:

$$\mathbf{M}_g = 3\omega_0^2 \mathbf{e}_r \times (\mathbf{J}\mathbf{e}_r), \quad (4)$$

$$\mathbf{M}_{\text{gir}}^x = H_1(\omega_z \cdot \sin\epsilon_1 - \omega_y \cdot \cos\epsilon_1) + H_2(\omega_y \cdot \cos\epsilon_2 + \omega_z \cdot \sin\epsilon_2), \quad (5)$$

$$M_{\text{gir}}^y = H_1(\omega_x - \dot{\epsilon}_1) \cdot \cos\epsilon_1 - H_2(\omega_x + \dot{\epsilon}_2) \cdot \cos\epsilon_2, \quad (6)$$

$$M_{\text{gir}}^z = H_1(\omega_x - \dot{\epsilon}_1) \cdot \sin\epsilon_1 - H_2(\omega_x + \dot{\epsilon}_2) \cdot \sin\epsilon_2, \quad (7)$$

где \mathbf{e}_r — орт геоцентрической вертикали, заданный проекциями на оси связанной системы координат.

В качестве моделей измерений используются следующие уравнения:

$$\mathbf{B}_F = \mathbf{B}_O - 2\lambda_0 \mathbf{B}_O \times \lambda - 2\lambda \times \mathbf{B}_O \times \lambda + \xi^B, \quad (8)$$

$$\mathbf{S}_F = \mathbf{S}_O - 2\lambda_0 \mathbf{S}_O \times \lambda - 2\lambda \times \mathbf{S}_O \times \lambda + \xi^S, \quad (9)$$

$$\epsilon_F = \epsilon + \xi^{\epsilon}, \quad (10)$$

где \mathbf{B}_F — вектор выходных сигналов магнитометра, \mathbf{S}_F — вектор выходных сигналов солнечного датчика, ξ^B, ξ^S — погрешности измерений магнитометра и солнечного датчика, $\epsilon^T = (\epsilon_1, \epsilon_2)$ — углы отклонения гиродемпферов, ξ^{ϵ} — погрешность измерений гиродемпферов. Предполагается, что погрешности измерений ограничены по норме.

В алгоритме определения ориентации по вектору измерения

$$\mathbf{y} = [(\mathbf{B}_F \ \mathbf{S}_F \ \epsilon_F)]^T$$

оценивается следующий вектор состояния:

$$\mathbf{x} = [\lambda_0, \lambda^T, \omega^T, \epsilon^T]^T.$$

В пространстве состояний уравнения (1)–(10) можно представить в виде

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}), \quad \mathbf{y} = \mathbf{g}(\mathbf{x}) + \xi, \quad (11)$$

где $\mathbf{f}(\mathbf{x}) \in R^9$ и $\mathbf{g}(\mathbf{x}) \in R^7$ — вектор-функции, вид которых очевиден из правых частей уравнений (1)–(10).

По уравнениям (11) получена линеаризованная модель вида

$$\dot{\mathbf{e}} = \mathbf{Fe}, \quad \mathbf{z} = \mathbf{Ce}, \quad (12)$$

где

$$\mathbf{e} = \mathbf{x} - \mathbf{x}^-,$$

$$\mathbf{z} = \mathbf{y} - \mathbf{g}(\mathbf{x}^-),$$

$$\mathbf{F} = \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}^T} \Big|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^-},$$

$$\mathbf{C} = \frac{\partial \mathbf{g}(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}^T} \Big|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^-}.$$

Для этой модели построен регуляризованный эллипсоидальный наблюдатель. Оценивание вектора \mathbf{x} производится по традиционной для дискретной фильтрации схеме: прогноз оценки и ее коррекция по измерениям. Этап прогноза в общем случае

состоит из нескольких шагов интегрирования уравнений движения КА относительно центра масс:

$$\dot{\mathbf{x}}^- = f(\mathbf{x}^-), \quad \mathbf{x}^-(0) = \mathbf{x}_0^-.$$

Для коррекции оценки по текущему измерению используется наблюдатель вида [2]:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{i+1}^- &= \Phi_{i+1, i}^T \mathbf{P}_i^+ \Phi_{i+1, i}, \\ \mathbf{x}_{i+1}^+ &= \mathbf{x}_{i+1}^- + \beta_{i+1} \mathbf{K}_{i+1} \tilde{\mathbf{y}}_{i+1}, \\ \sigma_{i+1}^2 &= \mathbf{C}_{i+1} \mathbf{P}_{i+1}^- \mathbf{C}_{i+1}^T, \\ \mathbf{K}_{i+1} &= \mathbf{P}_{i+1}^- \mathbf{C}_{i+1}^T \sigma^{-2}, \\ \tilde{\mathbf{y}}_{i+1} &= \mathbf{y}_{i+1} - \mathbf{C}_{i+1} \mathbf{x}_{i+1}^-, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\beta_{i+1} = \begin{cases} 0, & |\tilde{\mathbf{y}}_{i+1}| \leq \delta, \\ \frac{1 - \delta_{i+1} / |\tilde{\mathbf{y}}_{i+1}|}{1 + h\sigma_{i+1}^{-1}}, & |\tilde{\mathbf{y}}_{i+1}| > \delta, \end{cases}$$

$$\rho_{i+1} = 1 + \beta_{i+1} \tilde{\mathbf{y}}_{i+1}^2 \sigma_{i+1}^{-2},$$

$$\mathbf{P}_{i+1}^+ = \rho_{i+1} (\mathbf{P}_{i+1}^- - \beta_{i+1} \mathbf{K}_{i+1} \mathbf{C}_{i+1} \mathbf{P}_{i+1}^-).$$

Здесь знаки «минус» и «плюс» в качестве верхнего индекса означают соответственно экстраполированную и уточненную оценку по $i+1$ измерению, $\Phi_{i+1, i}$ — переходная матрица системы (12), \mathbf{P} — матрица эллипсоида, гарантированно содержащая неизвестный вектор параметров углового движения, δ — гарантированная точность измерений.

Так как измерения представляют собой вектор, то при получении оценок координат углового движения КА используется метод последовательной обработки измерений.

Блок-схема модуля определения ориентации представлена на рис. 3.

На вход блока 1 поступает файл сеанса съема ТМИ. В блоке 1 из файла сеанса съема ТМИ осуществляется выборка измерений магнитометра, солнечного датчика и углов отклонения гиродемпферов, которые были проведены в очередной момент времени t_k . Выходной информацией блока 1 является время проведения измерения t_k и сами измерения $\mathbf{B}_F, \mathbf{S}_F, \varepsilon_F$.

Входной информацией для блока 2 является время проведения измерения t_k . В блоке 2 осуществляется расчет навигационных параметров путем численного интегрирования системы дифференциальных уравнений методом Рунге-Кутта четвертого порядка, описывающих движение центра масс КА по орбите. В начальный момент времени t_0 в

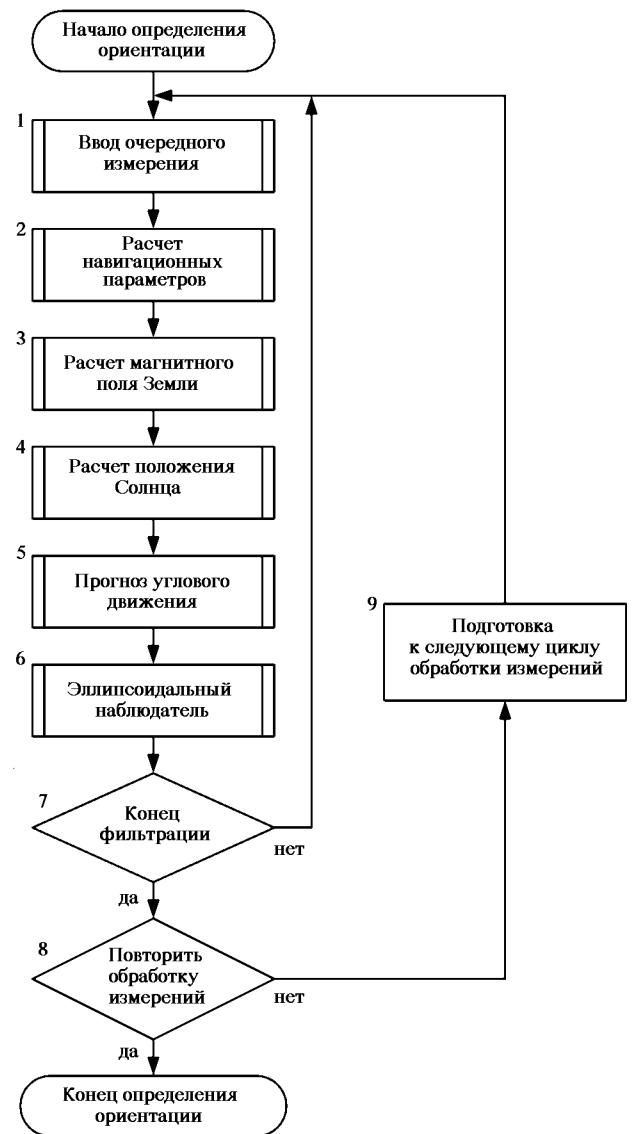


Рис. 3. Блок-схема модуля определения ориентации

качестве начальных условий для интегрирования системы дифференциальных уравнений, описывающих движение центра масс КА по орбите, использовалась НБИ группы баллистического обеспечения, рассчитанная для восходящего узла соответствующего витка. Выходными данными блока 2 являются параметры движения КА по орбите в момент t_k :

- r_x, r_y, r_z — проекции вектора местоположения спутника на оси гринвичской системы координат;
- v_x, v_y, v_z — проекции вектора скорости спутника на оси гринвичской системы координат.

В блоке 3 по аналитической модели геомагнитного поля Земли рассчитываются проекции вектора геомагнитной индукции. Входной информацией для блока 3 являются проекции вектора местоположения спутника на оси гринвичской системы координат — r_x , r_y , r_z . Выходной информацией блока 3 являются эталонные значения проекций вектора геомагнитной индукции B_{xo} , B_{yo} , B_{zo} на оси ОСК в моменты времени t_k .

Входными данными для блока 4 являются: календарная дата (d_{year} , год; d_{month} , мес; d_{day} , сут) и время t_k проведения измерения солнечным датчиком.

Выходной информацией блока 4 являются эталонные значения трех составляющих единичного вектора положения Солнца в ОСК в момент времени проведения измерения солнечным датчиком.

В блоке 5 осуществляется прогноз на время между моментами проведения измерений t_{k-1} и t_k углового движения спутника, переходной матрицы Φ линеаризованной системы (12) и эллипсоида P .

На вход блока 5 поступают значения времени t_k проведения очередного измерения и уточненные оценки вектора угловой скорости спутника $\omega^+(t_{k-1})$, углового положения спутника $\lambda^+(t_{k-1})$, углов отклонения гиродемпферов $\varepsilon^+(t_{k-1})$, матрицы эллипсоида $P^+(t_{k-1})$, вычисленные в блоке 6.

Прогноз углового движения спутника заключается в численном интегрировании системы дифференциальных уравнений (1)–(3) методом Рунге–Кutta четвертого порядка. Для нахождения переходной матрицы $\Phi(t_k, t_{k-1})$ осуществляется численное интегрирование методом Рунге–Кutta четвертого порядка системы дифференциальных уравнений

$$\dot{\Phi}(t, t_{k-1}) = F \cdot \Phi(t, t_{k-1})$$

при начальном условии $\Phi(t_{k-1}, t_{k-1}) = E$, где E — единичная матрица, F — матрица частных производных от вектор-функций правой части системы уравнений (1)–(3) по вектору состояния.

Вычисление прогноза матрицы эллипсоида $P^+(t_{k-1})$ на момент времени t_k проводится по следующим формулам:

$$P^-(t_k) = \Phi(t_k, t_{k-1}) \cdot P^+(t_{k-1}) \cdot \Phi^T(t_k, t_{k-1}).$$

Выходной информацией с блока 5 являются экстраполированные оценки в момент времени t_k :

- вектора угловой скорости спутника $\omega^-(t_k)$,
- углового положения спутника $\lambda^-(t_k)$ и матрицы эллипсоида $P^-(t_k)$.

На вход блока 6 поступают следующие данные:

- измерение в момент t_k , выход блока 1 (B_F , S_F , ε_F);

- B_{xo} , B_{yo} , B_{zo} — значения проекций вектора геомагнитной индукции на оси ОСК в момент времени t_k , выход блока 3;
- s_{xo} , s_{yo} , s_{zo} — значения трех компонентов единичного вектора положения Солнца в ОСК в момент времени t_k , выход блока 4;
- $\omega^-(t_k)$ — экстраполированная оценка вектора угловой скорости спутника, выход блока 5;
- $\lambda^-(t_k)$ — экстраполированная оценка углового положения спутника, выход блока 5;
- $P^-(t_k)$ — экстраполированная оценка матрицы эллипсоида P , выход блока 5.

В блоке 6 осуществляется уточнение экстраполированной оценки по текущему измерению.

Выходной информацией с блока 6 являются уточненные оценки измерений в момент времени t_k :

- вектора угловой скорости спутника $\omega^+(t_k)$;
- углового положения спутника $\lambda^+(t_k)$;
- матрицы эллипсоида $P^+(t_k)$.

В блоке 7 осуществляется проверка — все ли измерения данного сеанса съема ТМИ обработаны. Если нет, то управление передается в блок 1; если да, то управление передается в блок 8.

В блоке 8 осуществляется проверка, нужно ли еще раз проводить цикл обработки измерений сеанса съема ТМИ. Если да, то управление передается в блок 9; если нет, то работа программы завершается.

В блоке 9 задаются новые начальные данные для выполнения вычислений в следующем цикле обработки измерений сеанса съема ТМИ.

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЕ СРЕДСТВА

Для программной реализации программно-аппаратного комплекса определения ориентации выбран язык программирования C++ (среда программирования Borland C++ Builder 5.0), программные интерфейсы Win32 и OpenGL. Интерфейс Win32 используется для организации работы комплекса под управлением операционной системы Windows 9x/2000. OpenGL [6, 7] является одновременно и стандартом для создания приложений двумерной и трехмерной графики, и реализацией данного стандарта. OpenGL не зависит от аппаратного обеспечения, операционной и оконной системы; именно независимость от оконной системы обеспечивает OpenGL переносимость на различные платформы. Библиотека OpenGL выполняет процесс рендеринга (воспроизведения) изображения в буфере кадра, а вывод изображения в окно осуществляется оконной системой самостоятельно.

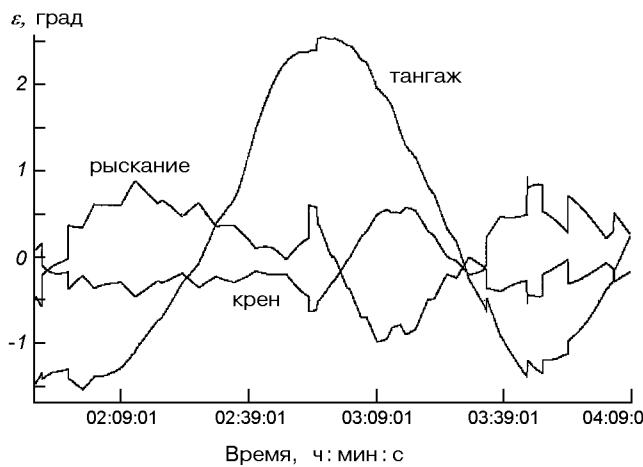


Рис. 4. Погрешность ε определения ориентации КА на теневой части орбиты

Для формирования файлов входной и выходной информации в сжатом виде используется архиватор RAR 2.80. Для просмотра таблиц, отчетов по работе оператора используется стандартное приложение WordPad, поставляемое с операционной системой Windows. При необходимости просмотра графиков результатов работы программы вне работы комплекса можно использовать стандартное приложение Windows Imaging.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный программно-аппаратный комплекс определения ориентации прошел первичную апробацию в НЦУИКС на основании информации реальных телеметрических измерений КА «Січ-1».

На рис. 4 приведены результаты определения ориентации КА «Січ-1» по данным ТМИ, полученной на витке № 27086. Как видно из графиков, погрешность ориентации КА не превышает 3° на теневой части орбиты, что хорошо согласуется с оценками параметров ориентации, полученными в процессе эксплуатации систем подобного класса.

В настоящее время комплекс готовится к сдаче в

опытную эксплуатацию в Национальный центр управления и испытаний космических средств.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

НБИ — навигационно-баллистическая информация
НЦУИКС — Национальный центр управления и испытаний космических средств
ОСК — орбитальная система координат
ССК — связанная система координат
СУОС — система управления ориентацией и стабилизацией
ТМИ — телеметрическая информация

1. Бранец В. А., Шмыглевский И. П. Применение кватернионов в задачах ориентации твердого тела. — М.: Наука, 1973.—320 с.
2. Ефименко Н. В., Новиков А. К. Регуляризованные эллипсоидальные наблюдатели и их применение в задаче определения ориентации космического аппарата // Проблемы управления и информатики.—1998.—№ 6.—С. 145—155.
3. Пиза Н. Д., Швец К. В. Подсистема визуализации параметров ориентации космического аппарата // Вісник технологічного університету Поділля.—2002.—2, № 3.—С. 113—117.
4. Решетнев М. Ф., Лебедев А. А., Бартенев В. А. и др. Управление и навигация искусственных спутников Земли на околокруговых орbitах. — М.: Машиностроение, 1988.—386 с.
5. Скотт Е. Д., Роден Дж. Дж. Летные характеристики гравитационно-гироскопических систем ориентации // Стабилизация искусственных спутников / Под ред. В. А. Сарычева: Пер. с англ. — М.: Мир, 1974.—С. 170—194.
6. Эйнджеle Э. Интерактивная компьютерная графика. Вводный курс на базе OpenGL: Пер. с англ. — М.: Изд. дом «Вильямс», 2001.—592 с.
7. Segal M., Akeley K. The OpenGL Graphics System: A Specification, Version 1.2.1, Silicon Graphics, April 1, 1999.—266 p.

COMPLEX FOR THE DETERMINATION OF THE SICH-1M SPACE VEHICLE ORIENTATION

V. M. Beletskii, N. V. Yefimenko, N. I. Kudin,
N. D. Piza, and K. V. Shvets

We present a soft and hardware complex for the determination of the orientation of a space vehicle. The complex was developed by the Hartron-CONSAT scientific and manufacturing company (Zaporozhye) and is targeted for using in the National Center of Space Facilities Control and Test for works with the Sich-1M space vehicle. The main tasks of the complex are listed and its functional structure is described. Algorithms for the determination of orientation are considered.

УДК 523.165+523.76

А. В. Дудник, Т. В. Малыхина

Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

Компьютерное моделирование поглощенной энергии и пробегов частиц в спектрометре СТЭП космического проекта «Попередження»

Надійшла до редакції 04.10.01

Розроблені комп'ютерні програми для моделювання процесів проходження енергійних частинок крізь різноманітні матеріали та середовища. Представлено результати моделювання методом Монте-Карло з використанням пакету GEANT4.2 процесів проходження електронів, протонів та α -частинок крізь детектори супутникового спектрометра-телескопа СТЭП космічного проекту «Попередження». Розраховані значення поглинення енергій, пробігів та числа оптичних фотонів заряджених частинок та γ -квантів у кожному з детекторів приладу. Моделювання показало, що прилад дозволить реєструвати потоки і спектри енергії електронів в діапазоні 0.2—23 MeВ, протонів — в діапазоні 3.5—76 MeВ і α -частинок — в діапазоні енергій 13.7—307 MeВ. Проведено зіставлення результатів розрахунків з вимірюваннями спектрів електронів і γ -квантів низьких енергій від радіоактивних джерел за допомогою лабораторної установки і детекторів приладу СТЭП. Отримано добру відповідність між лабораторними вимірюваннями і результатами комп'ютерного моделювання.

ВВЕДЕНИЕ

До недавнього времени проблема прогнозирования землетрясений была связана с исследованием деформации земной коры, изменения скорости сейсмических волн и других геофизических параметров. Научные лаборатории, размещенные на платформах космических аппаратов, быстро перемещаются в околосземном пространстве и позволяют выявить за короткий промежуток времени много очагов землетрясений в разных точках земной поверхности. Одним из возможных предвестников землетрясений являются особенности в распределениях энергичных заряженных частиц, захваченных магнитным полем Земли. Предварительные эксперименты, проведенные на борту орбитальной станции «Мир» и ИСЗ «Метеор-3», показали, что наблюдаются аномалии поведения захваченных радиационными поясами частиц за 2.5—3 ч до начала активной фазы землетрясения [1, 8]. Для подтверждения этих наблюдений и поиска более определенных взаимосвязей характеристик землетрясений с динамикой радиационных поясов Земли необходимо

дима постановка дополнительных спутниковых экспериментов.

В рамках международного космического проекта «Попередження», направленного на поиск предвестников землетрясений и сейсмической активности, Харьковский национальный университет разрабатывает спутниковый спектрометр-телескоп заряженных частиц высоких энергий СТЭП. Он предназначен для определения пітч-угловых и пространственно-временных распределений захваченных и высыпающихся частиц радиационных поясов Земли. Прибор состоит из блока детекторов, устанавливаемого на внешней обшивке космического аппарата (КА), и блока обработки цифровой информации, расположенного в гермоотсеке КА. Блок детекторов (рис. 1) содержит в себе два идентичных кремниевых позиционно-чувствительных матричных детектора (рис. 2) и два сцинтилляционных детектора на основе кристаллов CsI(Tl), просматриваемых фотодиодами большой площади. Среднее угловое разрешение в общем поле зрения телескопа $97^\circ \times 97^\circ$ составляет 8° . Активные площади полупроводниковых детекторов — 20 см^2 , сцинтилляцион-

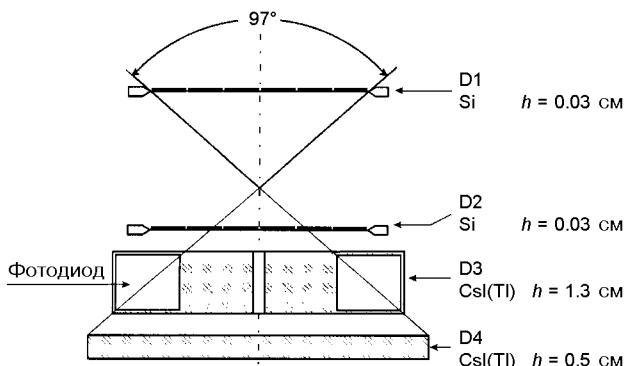


Рис. 1 Схема спектрометра-телескопа СТЭП. D1, D2 — кремниевые позиционно-чувствительные детекторы, D3, D4 — сцинтилляционные детекторы на основе кристаллов CsI(Tl)

ных кристаллических детекторов — 36 и 49 см². Геометрический фактор прибора является функцией энергии налетающих частиц и составляет 70—100 см²·стэр.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для регистрации проникающих частиц применяют детекторы, принцип действия которых основан на торможении частиц в рабочем веществе детектора и последующем преобразовании энергии, потерянной ими при торможении, в электрические импульсы [2, 4, 6]. В процессе разработки спектрометров и детекторов заряженных частиц высокой энергии возникает необходимость предварительного компьютерного моделирования откликов этих детекторов на процессы прохождения через них первичных космических частиц. В зависимости от сорта налетающей частицы и ее энергии этот отклик в виде амплитуды электрического импульса будет различным. В свою очередь, амплитуда импульса непосредственно связана с величиной энергии, поглощенной в материале детектора при прохождении через него первичной частицы. Таким образом, зная величины поглощенных энергий и пробегов заряженных частиц, можно определить диапазон регистрируемых энергий для конкретной конфигурации системы детекторов.

Целью работы является разработка компьютерных программ с использованием пакета GEANT4 для расчетов поглощенных энергий, пробегов энергичных частиц и числа генерированных в сцинтилляторах оптических фотонов; определение физических характеристик спектрометра-телескопа СТЭП с помощью разработанных программ, а также про-

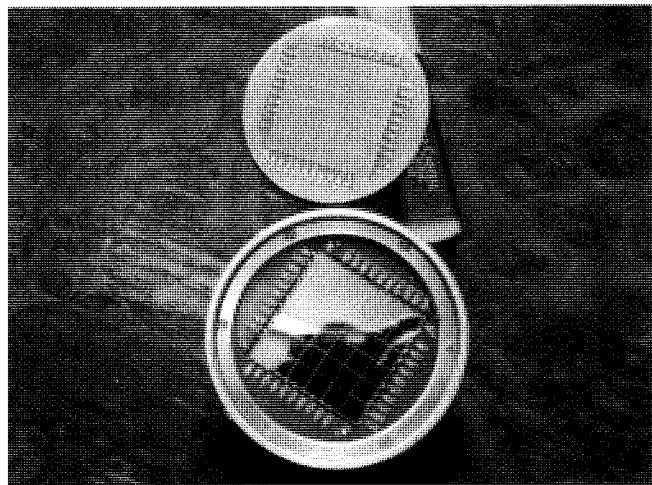


Рис. 2 Кремниевые матрицы, используемые в качестве детекторов D1 и D2 спектрометра СТЭП

верка правильности расчетов с помощью лабораторных измерений. Допустимые погрешности при моделировании зависят от характеристик детекторов, входящих в состав прибора, а также от параметров аналоговой электроники спектрометра. Например, средний квадратичный шум $\sigma_{\text{Еш}}$ детектора, зависящий от конструктивно-технических факторов, даже для кремниевых детекторов хорошего качества принимают $\sigma_{\text{Еш}} \approx 5$ кэВ [2]. Для сцинтилляционных детекторов основными характеристиками являются световой выход и энергетическое разрешение. Предельная относительная погрешность измерения светового выхода сцинтилляционных детекторов составляет от 6.9 до 9.8 % [10]. Исходя из указанных эксплуатационных характеристик, допустимые статистические погрешности расчетов по методу Монте-Карло не должны превышать: для кремниевых матриц — 5 %, для сцинтилляторов — 7 % при моделировании прохождения каждого типа частиц. Средняя квадратичная ошибка метода Монте-Карло равна

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{N}} \times 100\%,$$

где N — число событий [4]. Поэтому при расчетах значений поглощенных в детекторах прибора энергий для каждого типа частиц выбиралось число N первичных частиц таким образом, чтобы статистическая ошибка не превышала допустимые погрешности. Например, для достижения точности регистрации 1 % за 1 ч регистрации достаточно не менее 10^4 частиц в час. На реальном приборе точность регистрации частиц зависит от интенсивности космических лучей.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БИБЛИОТЕКИ ПРОГРАММ GEANT4 ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ДЕТЕКТОРЫ ПРИБОРА

Есть несколько методов моделирования ядерно-физических процессов взаимодействия заряженных частиц с веществом: аналитический и полуэмпирический, численное решение уравнений транспорта частиц, вероятностный метод. С использованием вероятностного метода, или метода Монте-Карло, разработаны различные программные средства [14, 15], например ITS, PENELOPE, EGS, ETRAN, GEANT. Каждый пакет разработчика имеет свою область применения, а также свои ограничения. Одним из наиболее развитых средств является библиотека программ GEANT4 — мощная библиотека для разработчика прикладных программ, созданная в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN). GEANT4 обеспечивает полную систему инструментальных средств для моделирования процессов взаимодействия излучения с веществом: создание геометрии детекторов и прибора в целом; описание частиц и физических процессов; транспорт и отслеживание частиц; отклик детектора; моделирование события; управление треком и т. д. GEANT4 применим в области физики высоких энергий, космической физики, медицинской физики и т. п. [11].

Выбор классов модели в соответствии со спецификой разрабатываемого прибора. Для моделирования ядерно-физических процессов прохождения электронов, протонов и α -частиц через прибор СТЭП разработан комплекс компьютерных программ на языке C++ с использованием пакета GEANT4.2. В качестве входных параметров при моделировании были выбраны следующие диапазоны энергий частиц, населяющих радиационные пояса Земли: для электронов — 0.1–30 МэВ, для протонов и α -частиц — 3–500 МэВ. Пороговые энергии E_{cut} образования вторичных δ -электронов, а также энергии первичных частиц, ниже которых частицы считаются остановленными, были выбраны с использованием метода SetCuts [12, 13]. Исходя из установленных при моделировании пробегов: 1 нм для электронов и α -частиц и 1 мкм для протонов, были выбраны пороговые энергии $E_{cut} = 990$ эВ для всех материалов, входящих в состав прибора, и для всех первичных или вторичных частиц.

При моделировании прохождения электронов учитывались ионизационные, радиационные потери энергии и процессы многократного кулоновского рассеяния. При прохождении протонов и α -частиц учитывались ионизационные потери энергии и неупругое рассеяние, т.е. основные процессы, влияю-

щие на энерговыделение, а значит, на амплитуду импульсов в детекторах телескопа. Ионизационные потери энергии частиц моделировались с поправкой на эффект плотности [12]. В процессах многократного рассеяния электронов использовались модели углового распределения Гоудсmita—Саундерсона, пространственного распределения Льюиса. Для моделирования движения вторичных частиц использовались соответствующие классы библиотеки CLHEP, входящей в состав GEANT4.

При движении α -частиц и протонов через материалы детекторов спутникового телескопа СТЭП могут происходить неупругие столкновения с ядрами атомов, приводящие к образованию квантов тормозного излучения, возбуждению ядерных уровней или ядерным реакциям. Относительное число неупругих столкновений с ядрами увеличивается с увеличением энергии налетающих частиц [9]. Несмотря на то, что роль неупругих столкновений с ядрами в ослаблении пучка заряженных протонов или α -частиц достаточно мала по сравнению с ролью ионизационных процессов в диапазоне энергий частиц, регистрируемых спутниковым телескопом СТЭП, программы моделирования прохождения протонов и α -частиц через телескоп учитывают процесс неупругих столкновений с ядрами атомов вещества.

С целью проверки достоверности ожидаемых результатов было проведено тестирование разработанных программ с помощью табличных данных пробегов частиц. Тестирование производилось для нескольких фиксированных значений энергий частиц в следующих диапазонах: для электронов — 0.01–30 МэВ, для протонов — 3–150 МэВ, для α -частиц — 10–500 МэВ. В качестве исследуемых

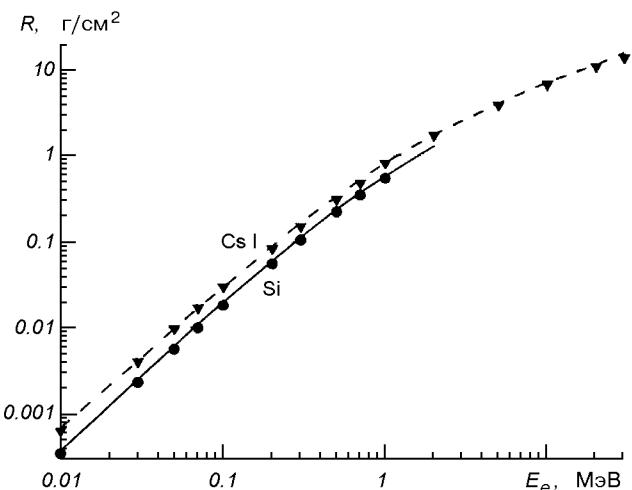


Рис. 3. Значения пробегов электронов в зависимости от их энергии: линии — модельные, точки и треугольники — экспериментальные данные для Si и CsI соответственно

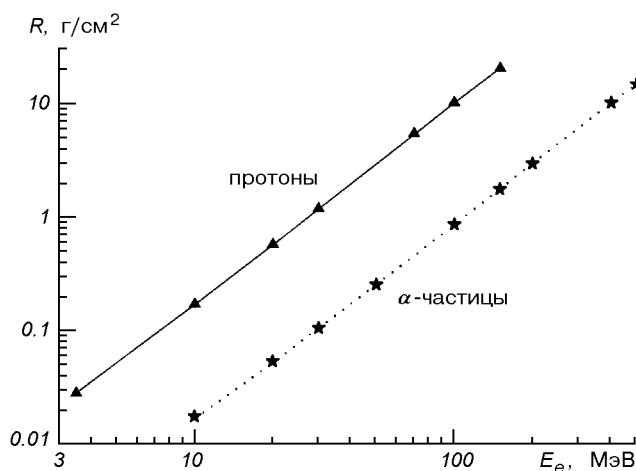


Рис. 4. Значения пробегов протонов и α -частиц в алюминии в зависимости от их энергий: линии — модельные, треугольники и звездочки — экспериментальные данные для протонов соответственно

материалов были выбраны материалы детекторов телескопа. Результаты расчетов пробегов частиц, а также соответствующие им табличные данные для электронов [3], протонов и α -частиц [7] приведены на рис. 3, 4. Видно хорошее соответствие результатов моделирования тестовых примеров опубликованным табличным данным во всем диапазоне рассматриваемых входных энергий.

Моделирование поглощенных энергий и пробегов частиц в детекторах прибора. Расчет значений поглощенных энергий проводился для конфигурации детекторов телескопа, показанной на рис. 1. В данной работе моделировалось прохождение частиц, первоначально направленных по нормали к поверхности детектора D1 и проходящих через один из его 36 элементов, расположенный в центральной части матрицы. Площадь элемента матрицы 0.73×0.73 мм². Детекторы D3 и D4 представляют собой цилиндры диаметрами 6 см и 7 см, и высотой 1.3 см и 0.5 см соответственно. Поскольку электроны низких энергий испытывают значительное влияние процессов многократного кулоновского рассеяния, наблюдаются заметные флюктуации потерь энергии. Чтобы статистическая погрешность метода Монте-Карло была небольшой, число первичных электронов было выбрано $N = 500000$ для каждого из значений входящих энергий в процессе определения наиболее вероятных поглощенных энергий в каждом из детекторов.

При этом даже для электронов низких энергий, для которых наиболее существенны процессы многократного рассеяния, получена статистическая погрешность $\delta < 3\%$. На рис. 5 представлены графики зависимости наиболее вероятных поглощенных

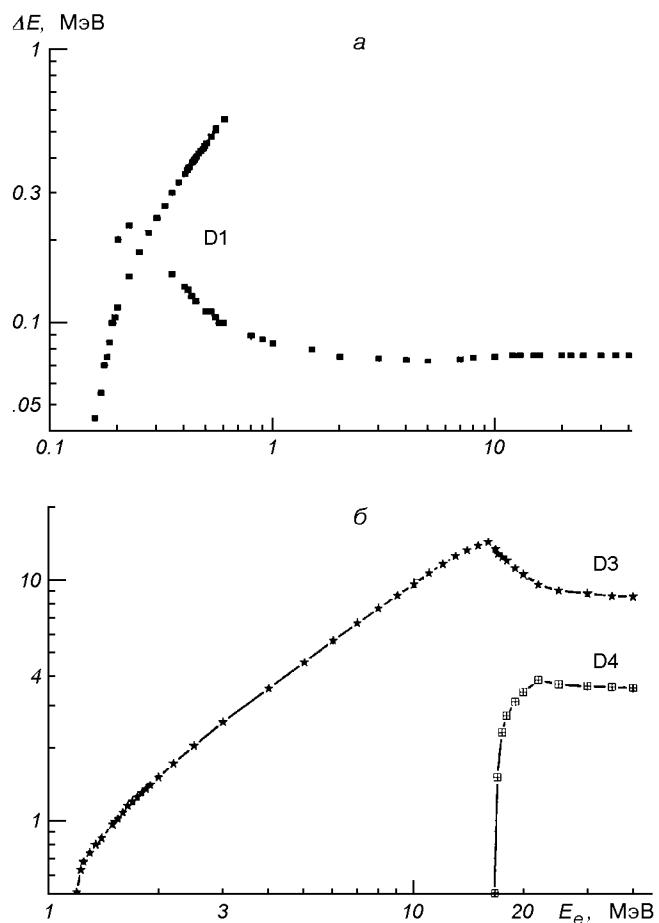


Рис. 5. Зависимость наиболее вероятных поглощенных энергий ΔE от энергии E_e первичных электронов в детекторах D1, D3 и D4

энергий ΔE от энергии E налетающих электронов при прохождении через детекторы телескопической системы. Отмечены также значения поглощенной энергии электронов для случаев полной остановки первичных электронов малой энергии, испытавших рассеяние на ядрах вещества детекторов D1 и D2, поэтому в диапазонах 0.2—0.6 МэВ для D1 и 0.55—0.6 МэВ для D2 есть два значения поглощенной энергии для одного значения энергии налетающего электрона.

При моделировании взаимодействия протонов и α -частиц с веществами детекторов спектрометра достаточно вычислить средние значения поглощенных энергий и пробегов, так как для протонов и α -частиц вероятные значения поглощенных энергий равны средним значениям [7, 9]. Исходя из этого, для моделирования прохождения протонов и α -частиц было выбрано число частиц $N = 5000$. Для каждой входной энергии частиц E_i вычислялось

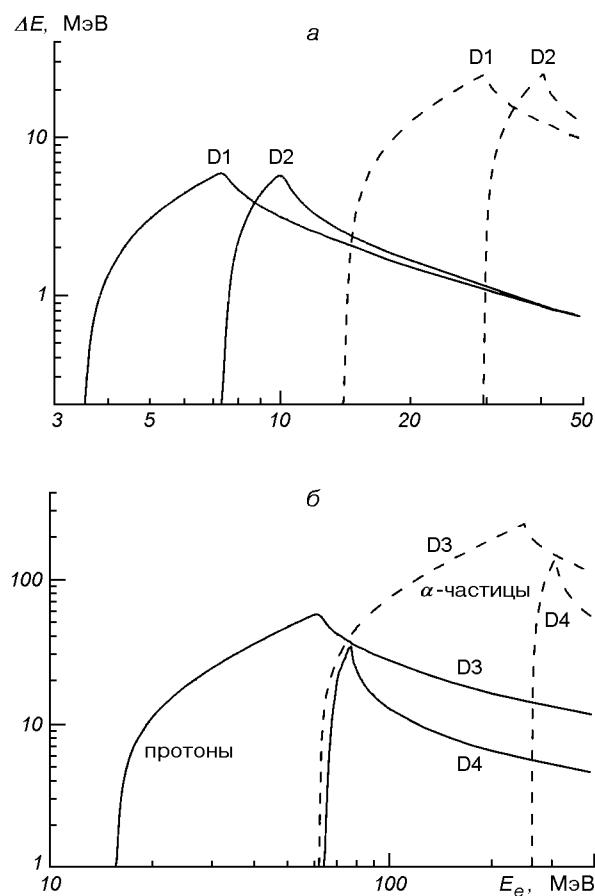


Рис. 6. Зависимость поглощенной энергии ΔE от энергии первичных протонов (сплошные линии) и α -частиц (штриховые) в детекторах D1—D4

среднее значение поглощенной энергии ΔE_i , среднее квадратичное отклонение σ_{Ei} , а также среднее значение пробега R_i и среднее квадратичное отклонение σ_{Ri} . На рис. 6 представлены результаты моделирования поглощенных энергий для активного слоя детекторов D1—D4. Погрешности расчетов поглощенных энергий ε_{Ei} и пробегов частиц ε_{Ri} вычислялись по формулам $\varepsilon_{Ei} = (\sigma_{Ei}/\Delta E_i) \times 100\%$ и $\varepsilon_{Ri} = (\sigma_{Ri}/R_i) \times 100\%$ соответственно. В указанных диапазонах энергий даже для сравнительно небольшого числа разыгрываемых событий ($N = 5000$) погрешности составляют: $\varepsilon_E, \varepsilon_R < 4\%$ для кремниевых детекторов при моделировании прохождения протонов и α -частиц; $\varepsilon_E, \varepsilon_R < 4\%$ для сцинтилляторов при моделировании α -частиц и $\varepsilon_E, \varepsilon_R < 6\%$ при моделировании прохождения протонов.

Из анализа результатов проведенных расчетов можно сделать вывод, что спектрометр-телескоп

СТЭП позволит регистрировать протоны в диапазоне энергий 3.5—76 МэВ, электроны — 0.2—23 МэВ, α -частицы — 13.7—307 МэВ. Протоны с энергией до 3.5 МэВ, электроны с энергией до 0.2 МэВ и α -частицы с энергией до 13.7 МэВ задерживаются тонким слоем защитной алюминиевой фольги, находящейся перед детектором D1. Протоны в диапазонах энергий 9.9—14.5 МэВ, 61—64 МэВ, электроны в диапазонах энергий 0.55—1.2 МэВ, 16—16.8 МэВ, а также α -частицы в диапазонах 40.5—62 МэВ, 248.5—262 МэВ задерживаются упаковочным материалом сцинтилляционных детекторов D3 и D4.

В таблице представлены диапазоны энергий частиц, которые регистрируются детекторами спектрометра, полученные в результате анализа данных моделирования.

Диапазоны энергий частиц, которые регистрируются детекторами прибора

Тип частиц	Диапазоны энергий частиц, МэВ			
	D1	D2	D3	D4
электроны	0.2—0.45	0.45—0.55	1.2—16	16.8—23
протоны	3.5—7.7	7.7—9.9	14.5—61	64—76
α -частицы	13.7—26	26—40.5	62—248.5	262—307

СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ЛАБОРАТОРНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

С целью проверки правильности результатов моделирования были проведены измерения спектров электронов низких энергий от β -радиоактивного источника ^{207}Bi . Измерения проводились при помощи лабораторного стенда, включающего в себя вакуумную камеру, спектрометрические усилители-формирователи, 12-разрядный АЦП и персональный компьютер с соответствующим программным обеспечением. В качестве детектора использовался один из элементов позиционно-чувствительной кремниевой матрицы. Общее энергетическое разрешение системы — не хуже 50 кэВ при энергии первичных электронов 554 кэВ. Для сравнения было проведено моделирование наиболее вероятных потерь энергии электронов при прохождении их через кремниевый детектор толщиной $h = 0.3$ мм, находящийся в вакууме. Число разыгрываемых событий $N = 50000$, диапазон энергий налетающих электронов — 0.04—5 МэВ.

Моделирование показало, что электроны с энергией до 275 кэВ полностью поглощаются детекто-

ром, а в диапазоне энергий электронов от 300 до 625 кэВ необходимо учитывать два значения поглощенных энергий ΔE при одном значении входной энергии электронов. Например, при анализе значений потерь энергии электронов с энергией 600 кэВ можно заметить два пика — наиболее вероятное значение 111 кэВ и пик полного поглощения 600 кэВ, возникший вследствие кулоновского рассеяния в кремнии. При этом число событий для пика $\Delta E = 600$ кэВ составляет всего лишь 5 % от полного числа событий под кривой распределений ΔE с наиболее вероятным $\Delta E_b = 111$ кэВ. Средняя квадратичная погрешность метода Монте-Карло, вычисленная по формуле (1), составляет $\delta = 0.023$ при $N_1 = 1894$. Таким образом, в расчетах необходимо учитывать частицы, остановившиеся в детекторе.

На графике зависимости поглощенной энергии от энергии налетающих электронов (рис. 7) в диапазоне входных энергий 650—950 кэВ мелкими точками отмечены значения поглощенной энергии для случаев полной остановки электронов в детекторе, а крестиками — экспериментальные данные измерений спектров β -частиц с энергиями 75, 482, 554 и 977 кэВ от радиоактивного источника ^{207}Bi . Видно, что амплитуды сигналов, измеренные с помощью лабораторного стенда, хорошо соответствуют рассчитанным наиболее вероятным значениям потерянных энергий.

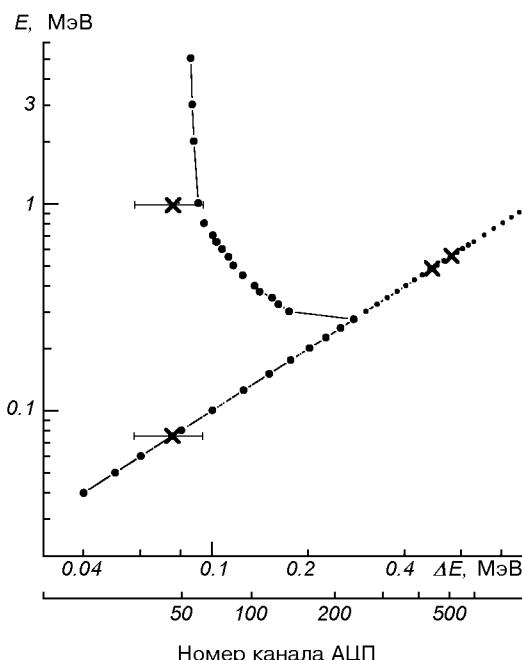


Рис. 7. Зависимость наиболее вероятных поглощенных энергий ΔE в кремни толщиной $h = 0.3$ мм от энергии E налетающих электронов: крестики — результаты измерений, точки — расчет

Разработанные компьютерные программы были адаптированы не только к расчету поглощенных энергий и пробегов частиц в любых материалах и веществах, но и к расчету числа оптических фотонов, генерированных в сцинтиляционных детекторах. Таким образом, появилась возможность моделирования амплитуды световой вспышки в виде полного числа оптических фотонов в сцинтиляторах на основе кристаллов $\text{CsI}(\text{TI})$. Используя лабораторную установку, описанную выше, мы получили энергетические спектры от γ -квантов радиоактивных источников ^{22}Na , ^{134}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu , ^{137}Cs , регистрируя световые вспышки с помощью сцинтиляционного детектора D3 и фотодиода большой площади спектрометра-телескопа СТЭП. Полученные значения каналов АЦП, соответствующие максимумам в распределениях спектров, отображены на рис. 8. Показана также расчетная кривая числа оптических фотонов, генерированных в детекторе при прохождении одного γ -кванта. Заметно хорошее совпадение результатов моделирования с экспериментальными значениями.

Таким образом, в области низких энергий электронов и γ -квантов результаты моделирования с помощью метода Монте-Карло совпали с экспериментальными данными измерений спектров радиоактивных источников полупроводниковыми и сцинтиляционными детекторами. Зная соответствие уровней поглощенных энергий и числа оптических фотонов номерам каналов АЦП (а значит, ампли-

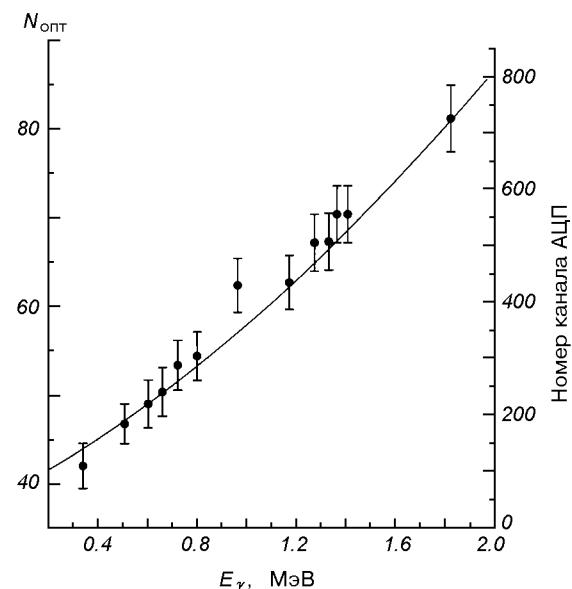


Рис. 8. Число $N_{\text{опт}}$ оптических фотонов, приходящееся на один первичный γ -квант, в сцинтиляционном детекторе D3 в зависимости от энергии γ -квантов: сплошная линия — расчет, точки — результаты измерений

тудам электрических импульсов), можно рассчитать эти амплитуды на выходах усилителей-формирователей импульсов при больших энергиях первичных космических частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате моделирования методом Монте-Карло прохождения космических электронов, протонов и альфа-частиц через спутниковый спектрометр-телескоп СТЭП с помощью разработанных компьютерных программ и пакета GEANT4 был определен диапазон энергий частиц, регистрируемых прибором. Выяснилось, что разрабатываемый прибор позволит регистрировать потоки и направления прихода в каждый момент времени электронов — в диапазоне 0.2—23 МэВ, протонов — в диапазоне 3.5—76 МэВ и α -частиц — в диапазоне энергий 13.7—307 МэВ. Наличие упаковочного и светоотражающего материалов сцинтилляционных детекторов не дает возможности регистрировать электроны в диапазонах энергий 0.55—1.2 МэВ и 16—16.8 МэВ, протоны — в диапазоне 9.9—14.5 и 61—64 МэВ, α -частицы — в диапазоне 40.5—62 МэВ, 248.5—262 МэВ. Эти диапазоны не являются столь широкими, чтобы можно было говорить о потере значительной части научной информации.

Правильность учета физических процессов, происходящих в детекторах, их геометрии и параметров материалов, подтверждена сравнением рассчитанных значений с результатами лабораторного тестирования для электронов и γ -квантов низких энергий от стандартных радиоактивных источников. Достоверность разработанных программ при высоких энергиях может быть проверена только после калибровки прибора СТЭП на ускорителе заряженных частиц.

Работа поддержана Украинским научно-техническим центром (Грант УНТЦ № 1578).

1. Алепшина М. Е., Воронов С. А., Гальпер А. М. и др. Высыпания высокоэнергичных заряженных частиц из радиационного пояса Земли и сейсмическая активность // Изв. РАН. Сер. Физ.—1993.—57, № 7.—С. 97—99.
2. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Спектрометрия ионизирующих излучений на космических аппаратах. — М.: Атомиздат, 1979.—245 с.
3. Доклад 37 МКРЕ. Тормозная способность электронов и позитронов. — М.: Энергоатомиздат, 1987.—327 с.
4. Дорман Л. И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. — М.: Наука, 1975.—464 с.

5. Источники и действие ионизирующей радиации // Доклад НКДАР ООН по действию атомной радиации за 1977 г. Генеральной Ассамблее с приложениями: В трех томах. — Нью-Йорк, 1978.—Т. 1.
6. Калашникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. — М.: Наука, 1966.—408 с.
7. Немец О. Ф., Гофман Ю. В. Справочник по ядерной физике. — Киев: Наук. думка, 1975.—416 с.
8. Пустоветов В. П., Малышев А. Б. Пространственно-временная корреляция землетрясений и вариаций потока высокоэнергичных частиц во внутреннем поясе // Космич. исследования.—1993.—31, вып. 5.—С. 84—89.
9. Стародубцев С. В. Полное собрание научных трудов. Т. 2. Ядерная физика. Кн. 2. Взаимодействие излучений с веществом. — Ташкент: ФАН, 1970.—379 с.
10. Цирлин Ю. А., Глобус М. Е., Сысоева Е. П. Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами. — М.: Энергоатомиздат, 1991.—152 с.
11. Daly E., Evans H., Lei F., et al. Space Applications of the GEANT4 Simulation Toolkit // Proc. of Monte Carlo 2000, Intern. Conf. on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications. — Lisbon, Portugal, 2000.—P. 9.
12. GEANT4 Collaboration. GEANT4 User's Guide For Application Developers. Application Software Group. — CERN, Geneva, 2001.—294 p.
13. GEANT4 Collaboration. GEANT4 Physics Reference Manual. Application Software Group. — CERN, Geneva, Switzerland, 2002.—316 p.
14. Halbleib I. A., Melhorn, T. A. // ITS: The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte-Carlo Transport Codes. Sandia Rep. SAND84-0073. Sandia National Laboratories, Albuquerque. — New Mexico, 1984.
15. Salvat F., Fernandez-Varea J. M., Acosta E., Sempau J. // PENELOPE — A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport // Workshop Proc. Issyles-Moulineaux, France, 5—7 November 2001. OECD/NEA Data Bank.

THE COMPUTER SIMULATION OF DEPOSITED ENERGIES AND STOPPING RANGES OF PARTICLES IN THE STEP SPECTROMETER OF THE WARNING SPACE PROJECT

O. V. Dudnyk, T. V. Malykhina

The software for simulating the processes of energetic particle passage through various materials is developed. We present the results of the Monte Carlo simulation of the processes of electron, proton, and α -particle passage through the detectors of the STEP satellite spectrometer of the Warning space mission with the use of the GEANT4.2 code. For each of the detectors, deposited energies, stopping ranges, as well as number of optical photons of charge particles and γ -quanta were calculated. The simulation shows that the device will allow one to detect fluxes and energy spectra of electrons in the range of 0.2—23 MeV, protons in the range of 3.5—76 MeV, and α -particles in the energy range of 13.7—307 MeV. We compared simulated results with the measurements of spectra of low energy electron and γ -quanta from radioactive sources using the laboratory setup and STEP device detectors. The laboratory measurements and of computer simulation results are found to be in rather good agreement.

УДК 629.7.54

В. Н. Мельник, В. В. Каракун

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

Пассивные методы уменьшения погрешностей гироинтегратора, обусловленных дифракцией звуковых волн на подвесе гироскопа

Надійшла до редакції 18.12.02

Наведено результати експериментальних досліджень засобів пасивної звукоізоляції гироинтегратора. Зроблено порівняльний аналіз ефективності екранів в умовах акустичних полів високого рівня.

Гироскопические интеграторы линейных ускорений нашли широкое применение в баллистических ракетах для формирования сигнала отключения двигателей в конце активного участка движения.

Интегратор представляет собой гироскоп с тремя степенями свободы. Ось наружной рамки (скобы) является осью чувствительности прибора и устанавливается параллельно продольной оси РН. Ось кожуха гироскопа не пересекается с осью наружной рамки, она конструктивно вынесена на расстояние $l = 1...2$ см [1].

Таким образом, центр масс гиromотора и кожуха смешены относительно оси подвеса кожуха вдоль главной оси гироскопа на величину l . Центр масс системы ротор-кожух-наружная рамка (при отсутствии поворота кожуха относительно входной оси) расположен на оси подвеса наружной рамки.

Другими словами, подвижная часть прибора сбалансирована (с точностью до погрешности регулировки) относительно оси наружной рамки, но имеет предумышленный дебаланс относительно оси поворота кожуха. Техническая реализация этого факта обеспечивается выполнением осей подвеса в виде перекрещивающихся осей.

Прибор имеет систему коррекции по перпендикулярности рамок. Она включает в себя датчик угла и датчик момента (стабилизирующий двигатель). Датчик момента управляется предварительно усиленным сигналом датчика угла, который исходно выставлен таким образом, что его сигнал равен нулю при совпадении главной оси с плоскостью скобы. Система коррекции, при условии правильного ее включения, стремится свести к нулю угол

поворота гироскопа вокруг оси подвеса кожуха. Точность межрамочной коррекции в гироинтеграторе достаточно высока. Предельные углы отклонения главной оси от перпендикуляра к плоскости наружной рамки не превышают долей градуса.

Наличие перекрещивающихся осей карданового подвеса гироскопа при работе прибора в замкнутом реверберационном акустическом пространстве приводит к появлению особенностей функционирования гироинтегратора в натурных условиях. Эти особенности в своей совокупности, как оказалось, служат причиной дополнительной погрешности измерений.

Рассмотрим подвес как совокупность абсолютно твердых недеформируемых тел.

Под действием плоской звуковой волны давления P кожух с гиromотором будут испытывать возмущающее действие двух моментов: $M_1(P)$ и $M_2(P)$ (рис. 1). Первый направлен вдоль оси наружной рамки и равен

$$M_1(P) = PS\cos(\hat{n}, \hat{Oy})l_1, \quad (1)$$

где P — давление в падающей волне; S — площадь поверхности кожуха; l_1 — расстояние от оси вращения кожуха до точки приложения равнодействующей сил акустического давления.

Второй момент $M_2(P)$ направлен вдоль оси вращения внутренней рамки и равен

$$M_2(P) = PS\cos(\hat{n}, \hat{Ox})l_2, \quad (2)$$

где l_2 — расстояние до центра приложения равнодействующей сил акустического давления.

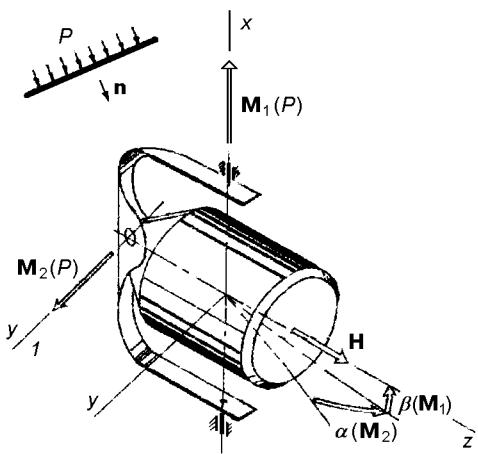


Рис. 1. Влияние звуковой волны на динамику гироинтегратора

Наличие возмущающего момента $M_1(P)$ приводит к отклонению главной оси на угол $\beta(M_1)$, нарушающему требование перпендикулярности оси фигуры и оси наружной рамки. Это, в свою очередь, сказывается на искажении входного сигнала

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

и следовательно, на появлениях погрешности измерений.

Возникновение возмущающего момента $M_2(P)$ вызывает прецессию подвижной части на угол $\alpha(M_2)$, который вносит изменения в выходной сигнал, также соответствующий погрешности измерений.

Наличие в подвесе гироскопа перекрещивающихся осей приводит к тому, что кожух с гиромотором по сути является физическим маятником, подверженным действию волны давления. Причем наиболее опасной является ее антисимметричная составляющая

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

приводящая к раскачке гироскопа относительно осей подвеса. Очевидно, что симметричная составляющая давления P_c не представляет серьезной опасности для подвеса.

Точку приложения равнодействующей сил акустического давления наиболее точно для конкретного типа приборов можно определить только в акустической камере. Для качественной оценки явления достаточно воспользоваться понятием площади лобового сопротивления (миделя). Величину давления в отраженной и прошедшей волнах (P_{20} и P_{30}) можно оценить приближенно.

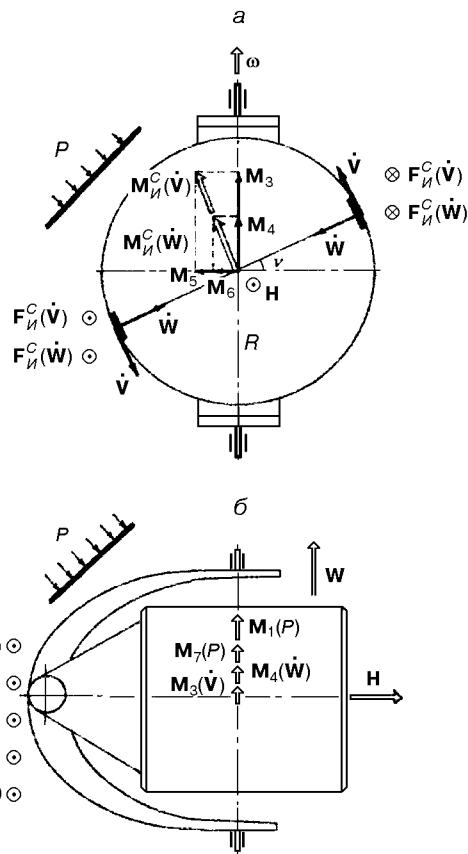


Рис. 2. Природа возникновения возмущающих моментов при дифракции звуковых волн на подвесе гироинтегратора

Таким образом, наличие геометрической асимметрии (парусности) может быть причиной возникновения дополнительных моментов-помех, и следовательно, — дополнительных погрешностей гирокинетического интегратора линейных ускорений.

Проанализируем влияние упругих перемещений поверхности внутренней рамки под действием прошедшей внутрь прибора звуковой волны на появление дополнительных возмущающих моментов и, следовательно, на дополнительные погрешности измерений.

В качестве внешнего возмущающего фактора рассмотрим широкую применяемую для такого типа задач плоскую волну давления. Кроме того, корпус ракеты-носителя считаем совершающим угловые колебания, что имеет место в натурных условиях как во время старта, так и при движении. Возникновение особенностей динамики других элементов подвеса и комплектующих здесь не изучается. Кожух интегратора можно представить в виде шарнирно соединенных с круговым цилиндром двух

торцевых крышек. Проанализируем природу прохождения звука через эти элементы, возникающую в них акустическую вибрацию и появление возмущающих моментов.

Начнем с цилиндрической части кожуха.

Под воздействием звуковой волны P упругая поверхность кожуха получает радиальные $\mathbf{W}(t)$ и касательные $\mathbf{V}(t)$ перемещения. Ввиду малости, перемещения вдоль образующей цилиндра не учитываются.

Пусть векторы скоростей $\dot{\mathbf{V}}(t)$ и $\dot{\mathbf{W}}(t)$ направлены как указано на рис. 2, *a*. Тогда вследствие углового движения корпуса ракеты-носителя со скоростью ω элементы поверхности, совершая сложное движение, будут испытывать действие ускорения Кориолиса $2\omega \times \dot{\mathbf{V}}$ и $2\omega \times \dot{\mathbf{W}}$ и соответственно сил инерции Кориолиса $F_i^c(\dot{\mathbf{V}})$, $F_i^c(\dot{\mathbf{W}})$. Последние образуют пары сил с моментами $M_i^c(\dot{\mathbf{V}})$ и $M_i^c(\dot{\mathbf{W}})$, которые выступают возмущающими факторами для кожуха интегратора.

Представив векторы этих ускорений в виде составляющих M_3 , M_4 , M_5 , M_6 , легко установить, девиация относительно какой оси подвеса имеет место (рис. 2, *б*).

Величины этих моментов известны [1]:

$$\begin{aligned} M_3(\dot{\mathbf{V}}) &= \frac{2A\omega\dot{V}(t)}{R}, & M_4(\dot{\mathbf{W}}) &= \pi \frac{2A\omega\dot{W}(t)}{R}, \\ M_5(\dot{\mathbf{V}}) &= \pi \frac{2B\omega\dot{V}(t)}{R}, & M_6(\dot{\mathbf{W}}) &= \frac{2B\omega\dot{W}(t)}{R}, \end{aligned} \quad (3)$$

где A , B — моменты инерции кожуха. То есть, моменты $M_5(\dot{\mathbf{V}})$, $M_6(\dot{\mathbf{W}})$ вызовут прецессию гирокопа относительно оси наружной рамки, а моменты $M_3(\dot{\mathbf{V}})$, $M_4(\dot{\mathbf{W}})$, — относительно оси подвеса кожуха. Первые вносят искажение в полезный сигнал непосредственно, вторые — опосредованно, вызывая нарушение перпендикулярности главной оси и оси наружной рамки.

Акустическая вибрация торцов кожуха в направлении их нормали приведет к появлению возмущающего момента $M_7(P)$ —

$$M_7(P) = 2m_T L \omega \dot{W}_{T0} \sin[\omega, \hat{\mathbf{W}}_{T0}], \quad (4)$$

где m_T — масса торца кожуха; $\dot{\mathbf{W}}_{T0}$ — скорость изгибного движения пластины.

Перемещения поверхности цилиндра под действием акустического излучения удобно представлять в виде рядов Фурье:

$$V = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} V_{mn} \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x}{L},$$

$$W = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} W_{mn} \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x}{L},$$

Здесь согласно [2]

$$V_{mn} = -im \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}},$$

$$W_{mn} = \left[\omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2 \right] \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}},$$

$$\Delta_{mn} = m^2 + \left[\omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \right] \times$$

$$\times \left\{ (\omega^2 \rho + 1) + c^2 \left[\left(\frac{m}{R} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \right] \right\},$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, n = 0, 1, 2, \dots,$$

$$F_{mn} = l_{mn} P_0 \exp(i\omega t),$$

$$l_{mn} = \frac{2n\pi [1 - (-1)^n]}{(n\pi)^2 - (k_0 L)^2} \times$$

$$\times \begin{cases} 1, & \text{если } k_0 R q = -m, \\ i \frac{\exp[i(-2\pi k_0 R_i(q + \cos\beta \cos\epsilon_1))] - 1}{2\pi [k_0 R_i(q + \cos\beta \cos\epsilon_1) + m]}, & \text{если } k_0 R_i q \neq -m, \end{cases}$$

где $q = \sin\beta \sin\epsilon_1 \sin\epsilon_2$, $k_0 L \neq n\pi$, β — центральный угол в плоскости шпангоута, $k_0 = \omega/c_0$ — волновое число, м^{-1} , P_0 — давление в падающей звуковой волне, дБ;

$$W_T = W_{T0} \exp(i\omega t), \quad W_{T0} = c^j u_j, \quad j = 1, \dots, 6,$$

$$u_1 = \left(1 - \frac{x^2}{R^2} - \frac{y^2}{R^2} \right)^2, \quad u_2 = \frac{x}{R} u_1, \quad u_3 = \frac{y}{R} u_1,$$

$$u_4 = \frac{x^2}{R^2} u_1, \quad u_5 = \frac{y^2}{R^2} u_1, \quad u_6 = \frac{xy}{R^2} u_1,$$

$$C = (c^1, c^2, \dots, c^N)^T = G^{-1} F =$$

$$= \frac{R^4 P_0}{64D} \begin{vmatrix} 4 & 0 & 0 & 5 & 5 & 0 \\ 0 & 9 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 9 & 0 & 0 & 0 \\ 5 & 0 & 0 & 19 & 7 & 0 \\ 5 & 0 & 0 & 7 & 19 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6 \end{vmatrix}^{-1} \cdot \begin{vmatrix} 4 - 2 \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 \\ i 6 \frac{\lambda}{2} \cos\epsilon \\ -i 6 \frac{\lambda}{2} \sin\epsilon \\ 5 - 8 \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 \cos^2\epsilon \\ 5 - 8 \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 \sin^2\epsilon \\ 2 \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 \sin 2\epsilon \end{vmatrix},$$

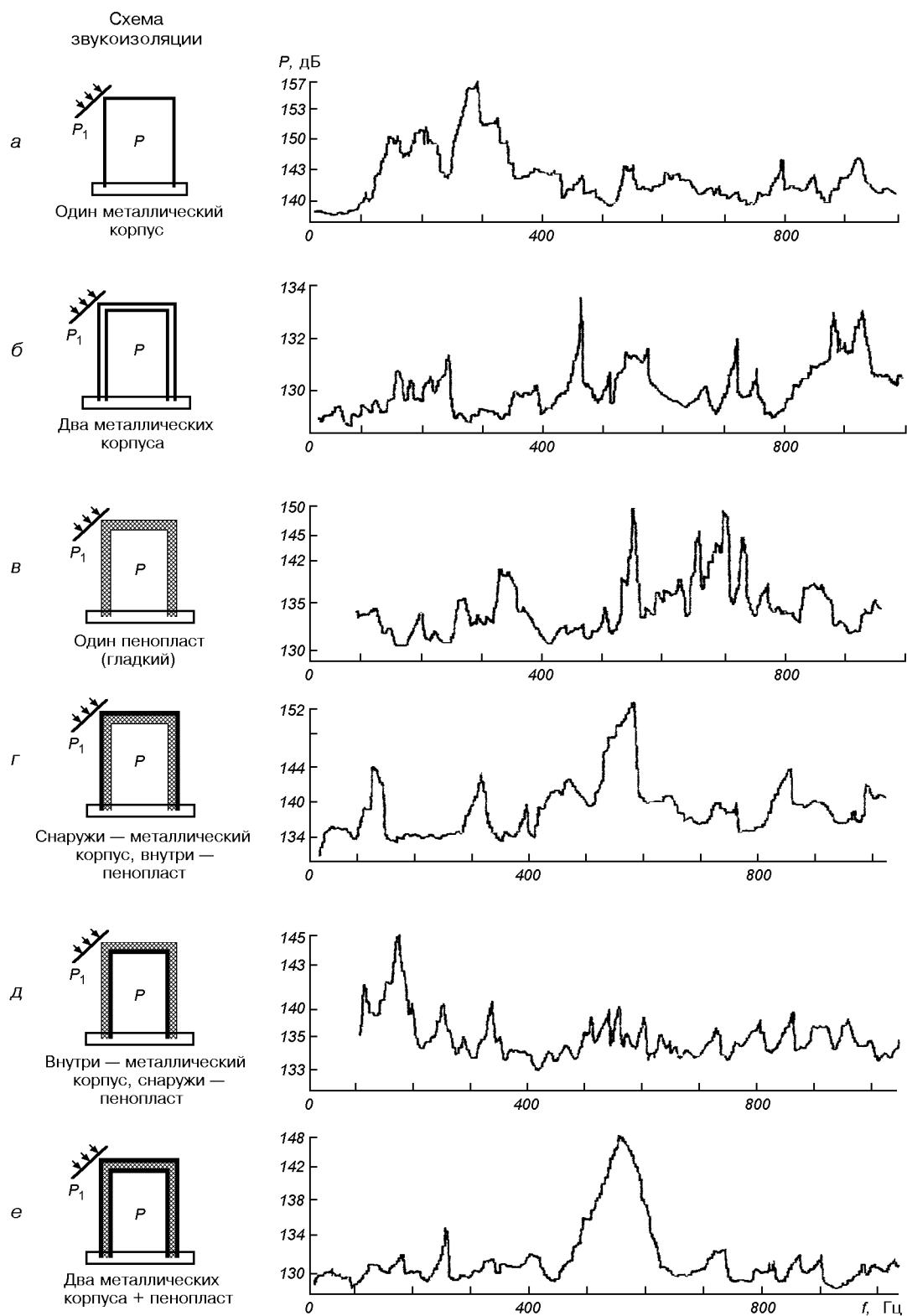


Рис. 3. Звуковое давление внутри прибора при различных схемах пассивной звукоизоляции

где $D = Eh/[12(1 - \sigma)]$ — цилиндрическая жесткость крышки торца кожуха, $(\lambda_i/2)^2 = 1/4(\cos^2\theta_1\sin^2\theta + \sin^2\theta_1)(k_0R_i)^2 \ll 1$, θ, θ_1 — углы падения и отражения звуковой волны; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — числовые параметры. Чтобы оценить характер акустического поля внутри гироскопического интегратора линейных ускорений, на модели прибора, представляющей массо-габаритный эквивалент реальной конструкции, были проведены натурные испытания в реверберационной камере на установке «Сирена» Института проблем прочности Национальной академии наук Украины.

Источником звуковой нагрузки являлась мощная роторная динамическая сирена, генерирующая широкополосный аэродинамический шум, приближающейся к реальному звуковому нагружению. Внутри прибора устанавливался микрофон, незначительные геометрические размеры которого не вносили искажений в структуру звукового поля.

Чистота проведения эксперимента обеспечивалась исключением резонансных проявлений в подвесе гироскопа путем сдвига опасной зоны влево, то есть в область низких частот.

Исследования показали, что при уровне внешнего звукового поля в 163—165 дБ средняя мощность акустического воздействия внутри прибора распределяется неравномерно вдоль оси частот (рис. 3, а). На частотах $f = 200$ Гц и $f = 300$ Гц имеют место явно выраженные пики давления, а в диапазоне $f = 350\ldots1000$ Гц распределение энергии звукового воздействия можно считать равномерным по оси частот. Характерные всплески уровней обусловлены «раскачкой» крышки корпуса и резонансом внутреннего столба воздуха, что служит причиной более интенсивной трансляции энергии внешнего звукового поля внутрь прибора.

Практика борьбы с аэrodинамическим шумом показывает, что наиболее эффективными средствами шумогашения в настоящее время являются средства пассивной звукоизоляции, которые наряду с простотой технической реализации позволяют достичь желаемого эффекта при минимальных затратах (рис. 3).

Наличие пиков говорит о преобладании частот прошедшего внутрь звукового излучения (либо полосы). Для оценки эффективности шумогашения использовались пористые конструкции (рис. 4: а — сплошной экран; б — экран с полостями типа резонатора Гельмгольца), перфорированный с косыми насечками (рис. 5), а также перфорированный с продольными насечками и сплошной (рис. 6).

Проиллюстрируем возможность уменьшения уровня звукового воздействия внутри заданного объема с помощью устройства, отвечающего предъ-

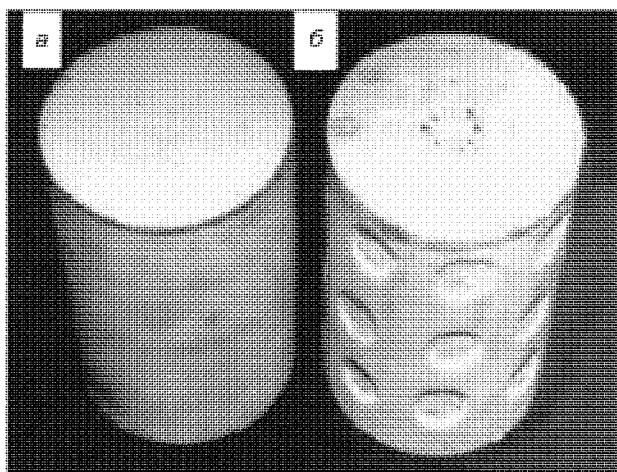


Рис. 4. Пористый экран: а — сплошной; б — с резонансными полостями

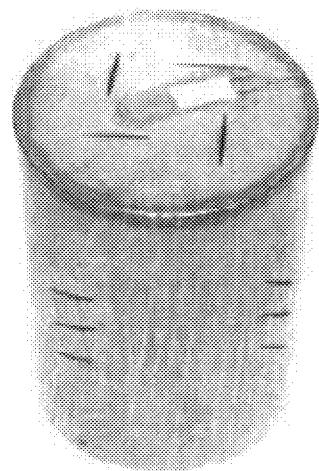


Рис. 5. Перфорированный экран с косой перфорацией

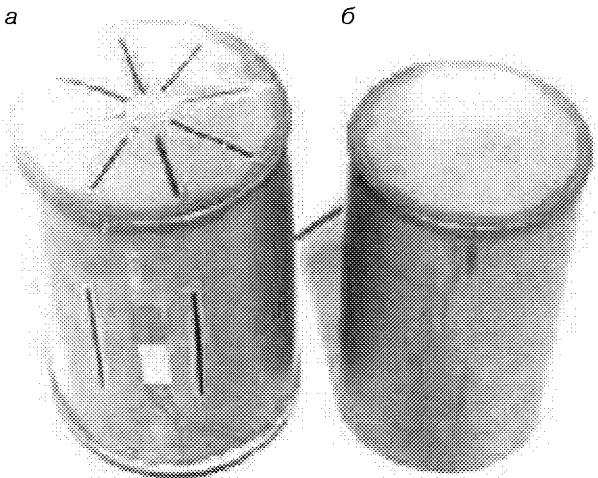


Рис. 6. Экранирующий кожух: а — с продольной перфорацией, б — сплошной

являемым требованиям и лишенного недостатков известных методов и средств [3]. Это устройство представляет собой систему из двух коаксиальных цилиндров, выполненных для конкретности исследований в том же массо-габаритном исполнении, что и серийный прибор.

Устройство крепится к тяжелому основанию (чтобы исключить перекачку энергии), по краям которого находятся два полукольца для подвеса испытуемого изделия внутри реверберационной камеры с целью исключения влияния стен и пола установки на качество эксперимента (рис. 7). В месте крепления к основанию устанавливается прокладка из упругого материала для подавления взаимного влияния цилиндров и основания.

Уровень звука внутри устройства измерялся пьезокерамическим датчиком звукового давления типа ЦПД-10А, разработанным ЦАГИ. Датчик имеет небольшие габаритные размеры, что практически исключило его влияние на структуру акустического поля. Интенсивность звука измерялась вольтметром типа ВЗ-20 по сигналу датчика звукового давления. Входное сопротивление вольтметра выше 1 МОм, что позволило использовать его как измерительный прибор при работе с пьезокерамическим приемником.

Деформации торцевой и боковой поверхностей звукоизолирующего цилиндра измерялись тензорезисторами типа 2ПКБ-10.100в, ТУ 2506.1382.78, сигналы которых поступали на тензоусилитель типа 8.АНЧ-7М.

Устройство содержит коаксиально расположенные внутренний металлический цилиндр и наружный цилиндр (перфорированный экран), имеющий равное количество продольных на боковой поверхности и радиальных на торцевой поверхности сквозных щелей заданных типоразмеров (рис. 7). Оба цилиндра разделены воздушным пространством. В месте крепления устройства к основанию между ними установлена прокладка 6 с большим коэффициентом внутреннего поглощения, например, резиновая. При воздействии интенсивного звукового давления на наружный цилиндр 2 около 5—7 % звуковой энергии излучения (в зависимости от суммарной площади щелей) проходит сквозь щели 3 и 4 и попадает непосредственно на поверхность внутреннего цилиндра 1. Часть этой энергии передается внутрь цилиндра, а другая, отражаясь, попадает на внутреннюю поверхность наружного цилиндра и создает с этой стороны противодавление интенсивному аэродинамическому шуму. Это существенно снижает уровень шума внутри устройства. Диаграмма звукового давления представлена на рис. 8 (пунктирная линия). Максимальное пони-

жение шума в такой конструкции, как видно, осуществляется до 114 дБ (в среднем на всем частотном диапазоне — до 116 дБ), за исключением локальных экстремумов. Таким образом, рассматриваемое устройство позволяет обеспечить во внутреннем объеме прибора «акустический комфорт».

Нанесение сквозных щелей на боковой поверхности наружного цилиндра перпендикулярно к его образующей и под углом $\pi/4$ существенных изменений в структуру звукового поля не вносит.

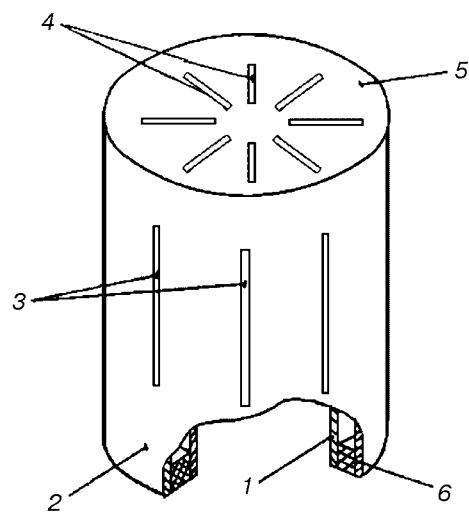


Рис. 7. Перфорированный экран: 1 — внутренний металлический цилиндр, 2 — наружный цилиндр (перфорированный экран), 3 — продольные сквозные щели, 4 — радиальные сквозные щели, 5 — торцевая поверхность, 6 — прокладка

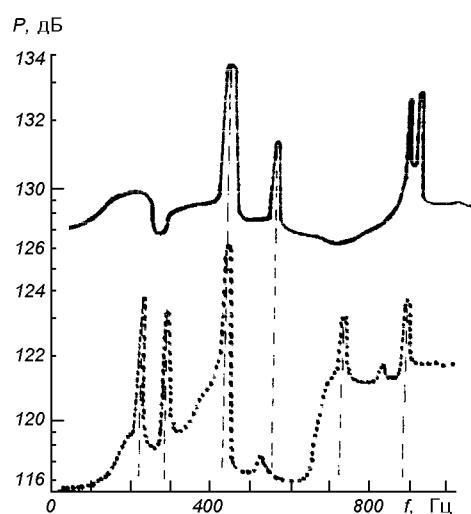


Рис. 8. Звукоизоляция с помощью двух коаксиальных цилиндров: сплошная — сплошная линия; наружный с продольными щелями — пунктирная линия

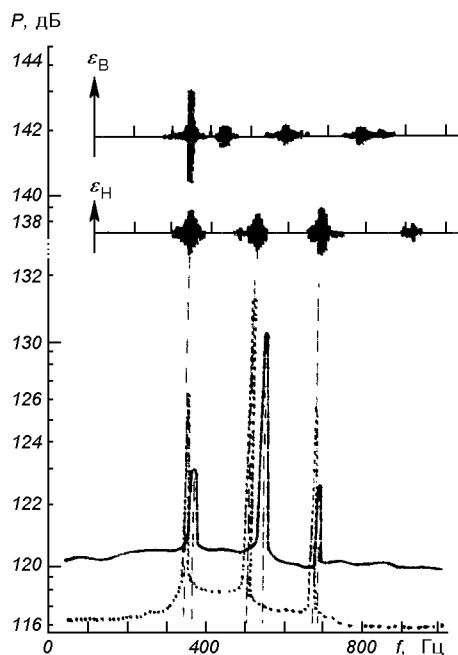


Рис. 9. Уровень звука внутри двойного цилиндра: сплошная линия — косые щели, пунктирная линия — поперечные щели. Верхние диаграммы — деформации внутреннего и наружного торцов цилиндров

Если провести синхронную запись уровня акустического давления внутри устройства для подавления интенсивного аэродинамического шума и тензометрических измерений величин деформаций ε_i поверхностей обоих цилиндров, то оказывается, что локальным экстремумам на диаграмме акустического давления сопутствуют во времени возбуждения торцевой поверхности наружного цилиндра (рис. 9, наружный цилиндр с поперечными щелями). Боковая поверхность цилиндров при этом не возбуждается, что объясняется ее достаточно высокой жесткостью на изгиб. Вместе с тем, как видно из диаграмм, возбуждение торцевой поверхности внутреннего цилиндра (ε_i на верхнем графике) не оказывает существенного влияния на уровень акустического давления внутреннего объема меньшего цилиндра, за исключением частоты $f = 350$ Гц, на которой возбуждаются обе торцевые поверхности. Из этого факта можно сделать вывод о возможности корректирования диаграммы акустического давления внутреннего цилиндра с помощью, например, варьируемого значения жесткости торцевой

поверхности наружного цилиндра. Техническая реализация этого пути может быть различной.

Использование щелевых резонаторов и резонаторов Гельмгольца с резонирующими полостями, выполненными в пенопласте, как показали исследования, качественно не изменяют картины шумогашения по сравнению с системой из металлического и однородного пенопластового цилиндров (рис. 3, г).

Таким образом, наиболее эффективным, с точки зрения понижения уровня звукового поля в заданном внутреннем реверберационном объеме, является система двух коаксиальных цилиндров, внутренний из которых цельный, а наружный имеет сквозные щели заданных типоразмеров (рис. 7). Этот вывод можно распространить также на иные массогабаритные характеристики гироскопов.

Роль внутреннего цилиндра может выполнять собственно корпус прибора.

Наружный цилиндр с прорезями выполняет роль перфорированного экрана, акустические свойства которого, как известно, оцениваются его сопротивлением продуванию, имеющему, вообще говоря, комплексный характер. Для прорезей шириной более 1.5 мм действительной частью этого сопротивления можно пренебречь и считать сопротивление экрана чисто мнимой величиной, пропорциональной присоединенной массе воздуха в щелях.

Сопротивление перфорированного экрана с отверстиями сложной конфигурации, в том числе прорезей, определяют, как правило, экспериментально.

- Мельник В. Н., Дилнар Махмут, Каракун В. В., Кундеревич Е. К. Погрешности измерений продольных скоростей ракет-носителей гироскопическим интегратором // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 1.—С. 61—85.
- Многомерные задачи нестационарной упругости подвеса поплавкового гироскопа / В. В. Каракун, В. Г. Лозовик, Е. Р. Потапова, В. Н. Мельник / Под ред. В. В. Каракуна.—Киев: Корнейчук, 2000.—128 с.
- Пат. 39600 А, Україна, МКІ⁴ G 10 K 11/00. Шумозахисний екран / В. В. Каракун, М. М. Тривайло, В. М. Мельник.—№ 2000116168; Заявл. 01.11.00; Опубл. 15.06.01.—Бюл. № 5.

PASSIVEMETHODS FOR DECREASING GYROSCOPIC INTEGRATOR ERRORS CAUSED BY THE DIFFRACTION OF SOUND WAVES ON BRACKET OF THE GYRO

V. N. Mel'nik, V. V. Karachun

The results of experimental investigations of ways of passive sound insulation of a gyroscopic integrator are presented. A comparative analysis of the efficiency of screens under conditions of acoustic fields of a high level is carried out.

УДК 531.768

М. Г. Черняк, О. М. Бондаренко, С. І. Петровський

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

Проектування прецизійного вимірювального перетворювача тиску з пневомомеханічним резонатором

Надійшла до редакції 20.10.02

Описано методику та наведено основні розрахункові залежності для проектування первинного і вторинного перетворювальних елементів прецизійного вимірювального перетворювача тиску з пневомомеханічним резонатором для авіаційної і космічної ракетної техніки. За результатами числових розрахунків одного з варіантів конструкції приладу показані висока технологічність його виготовлення і можливості прецизійного вимірювання тиску.

Прецизійні вимірювальні перетворювачі тиску хоч і не є масовою продукцією, та саме вони визначають точність, надійність і собівартість високоточних систем повітряних сигналів і барометричних висотомірів, систем автоматичного регулювання і діагностики двигунів літальних апаратів і засобів їхньої атестації. Тому розробка такого вітчизняного приладу є актуальною.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Вимірювальні перетворювачі тиску (ВПТ) з пневомомеханічним резонатором (ПМР) мають високу чутливість до вимірюваної величини, стабільність метрологічних характеристик, доступну технологічність виготовлення. Це обумовлює їхнє широке виробництво в країнах з розвиненим приладобудуванням (США, Великобританія, Росія, Японія). Найперспективнішими [4] є ВПТ із ПМР з первинним перетворювальним елементом у вигляді розділювальної мембрани 1 із жорстким центром 2 (рис. 1). До жорсткого центра 2 прикріплено плоский газонепроникний екран 3, а до нерухомої частини приладу (корпусу 4) — плоский резонаторний елемент. Резонаторний елемент виконано у вигляді системи з зосередженими параметрами: жорсткої ефективної частини 5, закріпленої на

пружних елементах 6. Обернені одна до одної поверхні ефективної частини резонаторного елемента і газонепроникного екрану є стінками плоскої пневмокамери 7, настільки тонкої, що газ не встигає витікати з неї (чи натікати в неї) за півперіод коливань резонаторного елемента у вакуумі. В такому випадку газ у пневмокамері стискується (чи розширяється), вносячи додаток до жорсткості резонаторного елемента. Резонаторний елемент і газ у пневмокамері утворюють пневомо-

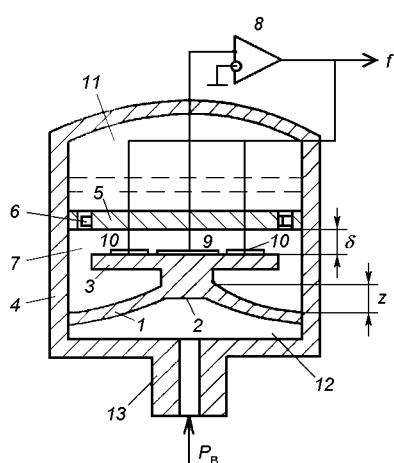


Рис. 1. Функціональна схема прецизійного вимірювального перетворювача тиску з пневомомеханічним резонатором

ханічний резонатор. Величина пружного додатку залежить від тиску P_0 газу в пневмокамері, її геометрії, форми прогину резонаторного елемента і впливає на власну частоту f коливань ПМР. Незначний вплив на власну частоту коливань ПМР дає приєднана маса резонаторного елемента. Це маса частини газу навколо резонаторного елемента, яка захоплюється ним під час коливань.

Вторинним перетворювальним елементом вимірювача є пневмомеханічна автоколивальна система, яка утворюється підключенням ПМР за допомогою системи реєстрації (електрод 9) і системи збурення (електрод 10) в контур додатного зворотного зв'язку широкосмугового підсилювача 8. Вихідна частота автоколивальної системи близька до власної частоти коливань ПМР. Перебудова цієї частоти f відбувається внаслідок зміни зазору δ між ефективною частиною резонаторного елемента 5 і газонепроникнім екраном 3 (рис. 1) на величину прогину жорсткого центра 2 мембрани 1. Мембрана прогинається внаслідок перепаду тиску на ній між незмінним тиском P_0 у герметичній підмембраний порожнині 11 і вимірюваним тиском P_b в надмембраний порожнині 12 ВПТ з ПМР. Підмембраний порожнині з'єднується через штуцер 13 з контрольним середовищем.

Маса газу в пневмокамері протягом півперіоду коливань резонаторного елемента залишається незмінною, якщо виконується умова роботоздатності:

$$\delta < \delta_{rp} = k^* L \sqrt{\frac{\eta \omega_0}{\gamma P_0}}, \quad (1)$$

де δ_{rp} — гранична товщина пневмокамери, k^* — числовий коефіцієнт (теоретичне значення $6^{0.5} \approx 2.45$ [4]), L — менший характерний розмір (ширина) ефективної частини резонаторного елемента, γ і η — коефіцієнти Пуассона і динамічної в'язкості газу, що заповнює пневмокамеру; ω_0 — кругова частота коливань резонаторного елемента у вакумі.

Власна частота f коливань ПМР залежить від вимірюваного тиску P_b [4]:

$$f = \frac{f_0}{\sqrt{1 + \eta_m}} \times \left\{ 1 + \gamma P_0 / \left[2\pi f_0 \rho h \left(\delta - z_0 \frac{P_b - P_0}{P_{bm} - P_0} \right) \right] \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

де $f_0 = \omega_0 / (2\pi)$, ρ і h — щільність матеріалу і товщина резонаторного елемента; η_m — коефіцієнт впливу приєднаної маси на частоту коливань ПМР, яким в інженерних розрахунках можна знехтувати [4], P_{bm} і z_0 — верхня межа вимірювання тиску і прогин первинного перетворювального елемента

при ньому; δ_0 — зазор між газонепроникним екраном і резонаторним елементом, який слід дотримувати при складанні ВПТ [4]. Величини z_0 , δ_0 і δ_{rp} зв'язані між собою такими залежностями [4]:

$$\delta_0 = \delta_{min} + z_0, \quad (3)$$

$$z_0 \leq (\delta_{rp} - \delta_{min}) \frac{P_{bm} - P_0}{P_{bm}}, \quad (4)$$

де δ_{min} — мінімальний зазор між резонаторним елементом і рухомим газонепроникним екраном, сумірний з амплітудою коливань резонаторного елемента і похибками складання ВПТ.

Згідно з виразом (1) величина допустимого зазору ПМР визначається підмембраним тиском P_0 , що не залежить від вимірюваного P_b . Верхня межа вимірювання ВПТ забезпечується необхідним прогином z_0 (див. (4)), що залежить від параметрів мембрани первинного перетворювального елемента [4].

Форма вихідної характеристики ВПТ із ПМР, побудованої згідно з виразом (2), показана на рис. 2. Вона показує однозначність залежності вихідної частоти f від вимірюваного тиску. Але поряд з такими позитивними якостями, як незалежність умови (1) роботоздатності ПМР від верхньої межі вимірювання P_{bm} , можливість вимірювання тиску не тільки газів, але і рідин, вимірювальний перетворювач тиску описаної конструкції має й істотні недоліки. Це температурна і довгострокова нестабільність підмембраниого тиску, які є причиною нестабільноти вихідної характеристики ВПТ. Температурна нестабільність зумовлена ізохорним термодинамічним процесом в герметичній підмембраний порожнині ВПТ. Довгострокова нестабільність пов'язана з дуже малим, але все-таки відчутним у часі натіканням газу в герметичну підмембраний порожнину крізь її стінки і з'єднання між обмежуючими її корпусними деталями.

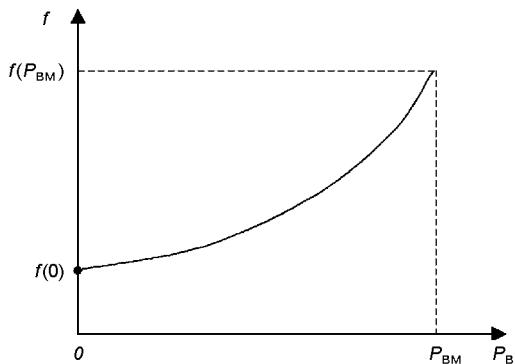


Рис. 2. Форма вихідної характеристики прецизійного вимірювального перетворювача тиску з пневмомеханічним резонатором

Ефективним способом усунення зазначених недоліків є побудова ПМР на резонаторному елементі спеціальної форми, що дозволяє по черзі чи одночасно збурювати декілька видів коливань резонаторного елемента. Власні частоти цих коливань несуть інформацію про впливаючі фактори, які включають вимірюваний тиск P_b , тиск P_0 і зміну температури ΔT газу у підмембраний порожнині ВПТ. Ця інформація при подальшій обробці алгоритмічно чи структурно розділяється.

Цілями даної статті є:

- одержання залежностей, на основі яких можна вибрати основні параметри первинного і вторинного перетворювальних елементів ВПТ з ПМР;
- оцінка можливостей побудови ПМР із декількома власними частотами коливань резонаторного елемента спеціальної форми.

ВИХІДНІ ПОЛОЖЕННЯ

При розгляді елементів вимірювача скористаємося наступними вихідними положеннями.

1. Прогин мембрани і пружних елементів менший, ніж їхня товщина, тому їхня жорсткість не залежить від величин прогинів, напружень в матеріалі; прогини лінійно залежать від прикладених до них зовнішніх зусиль, рівномірні напруження розтягнення у серединній поверхні дуже малі.

2. Діапазон робочих температур невеликий: $\pm 55^{\circ}\text{C}$. Температурні зміни модуля Юнга і лінійних розмірів елементів ВПТ у такому діапазоні вважаються лінійними, залежності динамічної в'язкості η і коефіцієнта Пуассона γ газу від температури не враховуються ($\gamma = 1.4$, $\eta = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/\text{м}^2\text{c}$).

3. Натікання газу в підмембраний порожнину відбувається дуже повільно (у межах 5–30 % від її обсягу за увесь час гарантійного терміну роботи ВПТ) і не позначається на його діездатності.

ПРОЕКТУВАННЯ ПЕРВИННОГО ПЕРЕТВОРЮВАЛЬНОГО ЕЛЕМЕНТА

Параметри мембрани 1 первинного перетворювального елемента (рис. 1) повинні забезпечити необхідний прогин z_0 (5) і задовільнити умову міцності (6) при максимальному перепаді тиску $P_{\text{вм}} - P_0$ на ній [2]:

$$z_0 = \frac{3}{16} \frac{(1 - \nu^2) R_n^4}{E h_n^3} (1 - \xi^2) (1 - \xi)^3 (P_{\text{вм}} - P_0), \quad (5)$$

$$\sigma_{\max} = \frac{3}{4} (1 - \xi^2) \left(\frac{R_n}{h_n} \right)^2 \sqrt{1 - \nu + \nu^2} (P_{\text{вм}} - P_0) < \sigma_{\text{тр}} \quad (6)$$

де E_n і ν — модуль Юнга і коефіцієнт Пуассона матеріалу мембрани, $\xi = r_n/R_n$, h_n , r_n і R_n — товщина, радіус жорсткого центру і защемлення мембрани первинного перетворювального елемента, $\sigma_{\text{тр}} = \sigma_T/n$ — гранично допустимі напруження, σ_T і n — границя текучості і запас міцності матеріалу мембрани, σ_{\max} — максимальне еквівалентне напруження в мембрані за критерієм питомої потенційної енергії формозміни [1].

Фізичними параметрами матеріалу мембрани (модулем Юнга, коефіцієнтом Пуассона, границею текучості) варіювати досить складно. Матеріал вибирається з міркувань необхідної міцності, безгістерезисності, пружності, корозійної стійкості, температурної стабільності. В Україні доступні технології обробки таких металів: сплави 36НХТЮ і 12Х18Н10Т, бронза БрБ-2.

Радіус жорсткого центру r_n вибирається малим, щоб зменшити його вплив на характеристики мембрани чутливого елементу, але реалізованим із застосуванням найменшої кількості технічних засобів, часу і зусиль фрезерувальника. Величина $r_n = 5 \dots 10 \text{ мм}$ задовільняє обидві вказані вище вимоги.

Залишаються два конструктивних параметри (h_n і R_n), для вибору яких достатньо виразів (5) і (6). Якщо піднести нерівність (6) до степеня 1.5 і підставити в неї відношення $(h_n/R_n)^3$ з рівності (5), одержимо область значень R_n :

$$R_n \geq 2\sqrt{3} \sqrt{\frac{1 + \xi}{(1 - \xi)^5}} \frac{(1 - \nu + \nu^2)^{0.75}}{1 - \nu^2} E \frac{z_0}{\sigma_{\max}^{1.5}} \sqrt{P_{\text{вм}} - P_0}. \quad (7)$$

Обране з області (7) значення радіуса R_n підставляється до виразу (5), звідки знаходиться необхідне значення h_n :

$$h_n = \sqrt[3]{\frac{3}{16} \frac{(1 - \nu^2)}{E_n} \frac{R_n^4}{Z_0} (1 - \xi^2) (1 - \xi)^3 (P_{\text{вм}} - P_0)}. \quad (8)$$

Вирази (7) і (8) доповнюють вирази (3) і (4), на основі яких вибираються конструктивні параметри первинного перетворювального елемента.

ПРОЕКТУВАННЯ ВТОРИННОГО ПЕРЕТВОРЮВАЛЬНОГО ЕЛЕМЕНТА

Розглянемо вторинний перетворювальний елемент з чотирьохкруговим резонаторним елементом 1, схема якого зображена на рис. 3. ПМАС збурює і підтримує наступні коливання резонаторного еле-

мента I : поступальне уздовж осі OX , перпендикулярної до серединної поверхні резонаторного елемента (рис. 4, a), і кутові коливання навколо осей OY і OZ резонаторного елемента, що поділяють круги навпіл (рис. 4, b і c). Круги, що лежать на різних осіх симетрії, різні, а на одній осі симетрії — одинакові.

Вводиться додатковий газонепроникний екран 2 (рис. 4), закріплений в нерухомій частині приладу. Система рівнянь, що описує власні частоти коливань ПМР, має вигляд

$$\begin{aligned} f_x^2 &= f_{0x}^2(1 + \alpha_E \Delta T) + k_{1x} \frac{\gamma P_0}{\rho h \delta_{01}} + \\ &+ k_{2x} \frac{\gamma P_0}{\rho h \left[\delta_{02} - \frac{z_0(P_B - P_0)}{P_{BM} - P_0} \right]}, \\ f_y^2 &= f_{0y}^2(1 + \alpha_E \Delta T) + k_{1y} \frac{\gamma P_0}{\rho h \delta_{01}} + \\ &+ k_{2y} \frac{\gamma P_0}{\rho h \left[\delta_{02} - \frac{z_0(P_B - P_0)}{P_{BM} - P_0} \right]}, \\ f_z^2 &= f_{0z}^2(1 + \alpha_E \Delta T) + k_{1z} \frac{\gamma P_0}{\rho h \delta_{01}} + \\ &+ k_{2z} \frac{\gamma P_0}{\rho h \left[\delta_{02} - \frac{z_0(P_B - P_0)}{P_{BM} - P_0} \right]}, \end{aligned} \quad (9)$$

де α_E — температурний коефіцієнт модуля пружності матеріалу резонаторного елемента; δ_{01} і δ_{02} — товщини пневмокамер під резонаторним елементом I з боку нерухомого 2 і рухомого 3 газонепроникного екрану; f_{0j} — власні частоти коливань резонаторного елемента у вакуумі ($j = x, y, z$); k_{ij} — числові коефіцієнти, що залежать від коефіцієнтів жорсткості і масових характеристик ПМР ($i = 1, 2$). Шуканими величинами в системі (9) є вимірюваний тиск P_B , підмембраний тиск P_0 і відхилення температури ΔT від нормального значення. Додатковий газонепроникний екран 2 вводить у рівняння системи (9) другий доданок. Спеціальним чином підібрані характерні розміри кругів резонаторного елемента L_1 і L_2 та величини зазорів δ_1 і δ_2 дозволяють створити необхідну відмінність у власних частотах f_{0j} і значеннях коефіцієнтів k_{ij} ($i = 1, 2$). Це дає лінійну незалежність системі рівнянь (9).

Розв'язок системи (9) доручається обчислювальному пристрою, на вхід якого безперервно чи з необхідною періодичністю подаються вихідні часто-

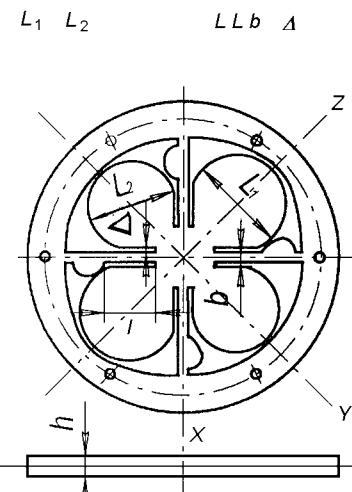


Рис. 3. Чотирьохкруговий резонаторний елемент

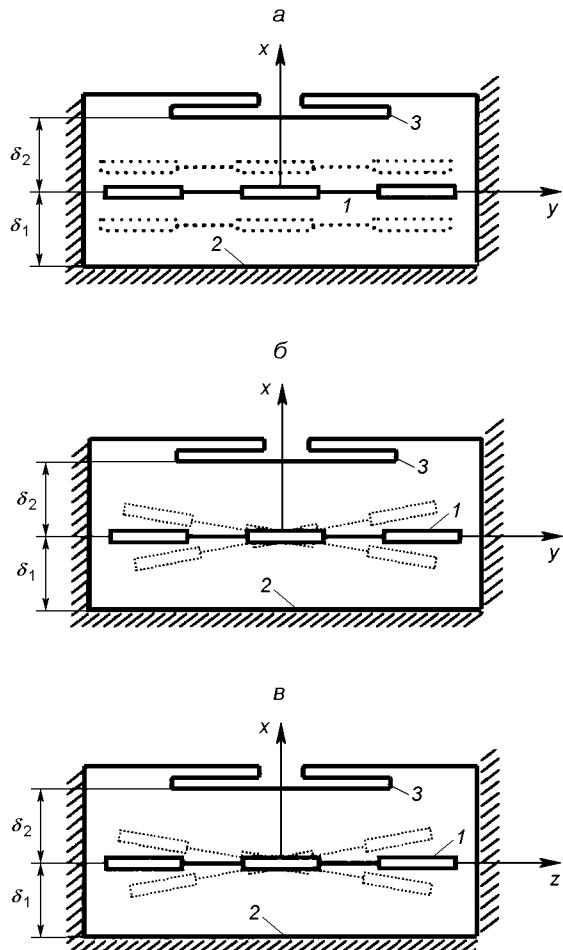


Рис. 4. Види коливань резонаторного елемента

ти ПМАС f_x , f_y і f_z , а з виходу знімаються сигнали, пропорційні до величин P_b , P_0 і ΔT .

Сформулюємо критерій підбору числових коефіцієнтів системи (9). Візьмемо попарно відношення між коефіцієнтами при однакових доданках довільних двох рівнянь і частотами f_{0j} . Одне зі відношень повинне суттєво відрізнятися від двох інших. Чим більша відмінність відношень, тим вища точність обчислення величин P_b , P_0 і ΔT за відомими f_x , f_y і f_z . Щоб правильно підібрати коефіцієнти системи (9), необхідно проводити числове моделювання конкретної конструкції вторинного перетворювального елемента.

Для розгляду конструкції вторинного перетворювального елемента, представленого на рис. 3, вводилися деякі спрощення. Ефективні частини великого і меншого кругів і центральної ділянки резонаторного елемента (рис. 3) замінювалися геометричними кругами з діаметрами, рівними їхнім характерним розмірам (L_1 — більшого круга, L_2 — меншого круга, L_{II} — центра, $L_1 > L_2 > L_{II}$). З конструктивних міркувань пов'язувалися між собою розміри частин резонаторного елемента:

$$\begin{aligned} l &= 0.5L_2, \quad b = 0.2l, \\ L_{II} &= L_1 \left[\sqrt{2} \left(1 + \frac{2\Delta + b}{L_1} \right) - 1 \right], \\ Z_C &= \frac{L_1 + 2\Delta + b}{\sqrt{2}}, \quad Y_C = \frac{L_2 + 2\Delta + b}{\sqrt{2}}, \end{aligned}$$

$$\frac{L_2}{L_1} = \lambda, \quad \lambda < 1,$$

$$k_{1j} \approx k_{2j}(1 + \Delta_j),$$

де l — довжина пружного елементу (рис. 3), b — ширина пружного елемента; Z_C і Y_C — центри мас більших і менших кіл відносно осей відповідно OY і OZ ; Δ — ширина прорізів у резонаторному елементі; λ — числовий коефіцієнт, що вводиться для зручності і наочності моделювання; Δ_j — відносні доданки від впливу приєднаної жорсткості під малими елементами резонаторного елемента, що вносять різницю в числові коефіцієнти останніх двох доданків кожного з рівнянь системи (9). Останнє означає, що вони фізично змінюють характер залежностей приєднаних жорсткостей у меншому зазорі в порівнянні з характером залежностей у більшому зазорі на якусь постійну величину. Пружні елементи лежать на взаємно ортогональних осіах. Осі симетрії резонаторного елемента теж взаємно ортогональні (осі OY і OZ на рис. 3). Зазор δ_{01} між резонаторним елементом і нерухомим газо-

непроникним екраном формується більшим від допустимого зазору δ_2^{sup} доп між резонаторним елементом і рухомим газонепроникним екраном 4 (рис. 4).

Величини зазорів δ_1 і δ_2 , характерних розмірів L_1 і L_2 і підмембранного тиску P_0 підбиралися так, щоб забезпечити:

- для поступального коливання резонаторного елемента I (уздовж осі OX , рис. 4, a) виконання умови роботоздатності (1) в обох зазорах δ_1 і δ_2 під час довільних прогинів z мембрани первинного перетворювального елемента;
- для кутового коливання резонаторного елемента навколо осі, що ділить більші круги навпіл (вісь OZ , рис. 4, б) виконання умови роботоздатності (1) під усіма кругами в зазорі δ_2 і його невиконання під більшими кругами в зазорі δ_1 при довільних прогинах первинного перетворювального елемента.

Лише так ми зможемо задоволити критерії підбору коефіцієнтів системи (9).

Бажано також для кутового коливання резонаторного елемента навколо осі OY (рис. 4, в), щоб виконувались умова (1) під більшими кругами і не виконувалась під половинками менших кругів в обох зазорах. Велику роль у тім, що умова (1) під меншими кругами не виконується, відіграє те, що вісь цих коливань ділить менші круги навпіл, зменшууючи істотно (у два рази) їхній характерний розмір, який входить до формули (1).

Назвемо останні умови необхідними умовами проектування вторинного перетворювального елемента.

Розрахунок параметрів вторинного перетворювального елемента проводився в декілька етапів. Спочатку визначалися власні частоти коливань резонаторного елемента у вакуумі і по них вибиралася зазор δ_2 між резонаторним елементом I і рухомим газонепроникним екраном 3. Далі з урахуванням збільшення частоти коливань резонаторного елемента від його взаємодії з газом у меншій пневмокамері (між резонаторним елементом I і рухомим газонепроникним екраном 3), обчислювався більший допустимий зазор δ_1 (між резонаторним елементом I і нерухомим газонепроникним екраном 2). Наприкінці перевірялося виконання умови роботоздатності під половинками кругів з врахуванням ще більшого збільшення частоти коливань ПМР від наявності жорсткості газу у пневмокамерах вже з двох сторін резонаторного елемента. Результатом останнього етапу може бути лише відповідність необхідним умовам проектування вторинного перетворювального елемента. В іншому випадку вхідні параметри проектування змінювалися, і проектування повторювалося.

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ КОНСТРУКЦІЇ ВПТ

Розрахунок декількох варіантів (числове моделювання) побудови вторинного перетворювального елемента провадився з використанням прикладного пакета MathCad. В одному з кращих варіантів обрані такі вхідні параметри проектування.

1. Параметри вторинного перетворювального елемента

- конструктивні: $L_1 = 2$ см, $\lambda = 0.8$, $\Delta = 0.2$ мм, $l = 5$ мм, $b = 2$ мм, $h = 0.3$ мм, $\delta_{\min} = 40$ мкм;
- фізичні: матеріал резонаторного елемента — бронза БрБ2, $E = 1.28 \cdot 10^{11}$ Па; $\nu = 0.28$; $\rho = 8260$ кг/м³, підмембраний тиск $P_0 = 10$ кПа.

2. Параметри первинного перетворювального елемента: $R_n = 29$ мм, $r_n = 5$ мм, $E_n = 1.9 \cdot 10^{11}$ Па, $\nu = 0.29$, $\sigma_T = 1500$ МПа, $n = 3$ (сплав 36НХТЮ).

Обчислювалися наступні параметри ВПТ: частоти $f_{0x} = 507$ Гц, $f_{0y} = 298$ Гц, $f_{0z} = 420$ Гц, коефіцієнти $k_{y1} = 0.875$, $k_{z1} = 0.751$, доданки $\Delta_1 = 0.166$, $\Delta_2 = 0.029$, жорсткості резонаторного елемента кутова 1.56 Н·м і лінійна 27.6 кН/м, маса резонаторного елемента 2.7 гр, сила, необхідна для збурення коливань уздовж осі OX $F_x = 0.08$ Н, початкова амплітуда коливань 3 мкм, зазори $\delta_2 \approx 70$ мкм, $\delta_1^{\text{доп}} \approx 130$ мкм, $L_{\Pi} = 9$ мм, мінімальні частоти коливань ПМР ($P_b = 0$) $f_x^{\text{HM}} = 1.83$ кГц, $f_y^{\text{HM}} = 1.7$ кГц, $f_z^{\text{HM}} = 1.66$ кГц; максимальні девіації частоти $\Delta f_x = 390$ Гц, $\Delta f_y = \Delta f_z = 380$ Гц, $z_0 = 30$ мкм при $P_{\text{вм}} = 130$ кПа, $h_n = 1.3$ мм, $\sigma_{\max} = 2 \cdot 10^7$ Па < $\sigma_{\text{рп}} = 6.5 \cdot 10^8$ Па.

ВИСНОВКИ

Наведені числа доводять можливість практичної реалізації прецизійного ВПТ із ПМР навіть для невеликого діапазону вимірювання (статичного тиску атмосфери). Фрезерування мембрани товщиною в 1.3 мм не буде складним, тоді як власна частота коливань жорсткої мембрани буде істотно перевищувати частоти коливань ПМР. Зазори $\delta_2 = 70$ мкм і $\delta_1 = 130$ мкм при діаметрах кругів $L_2 = 2$ см і $L_1 = 1.6$ см можна реалізувати за допомогою калібровочних шайб при досить невисоких допусках на складання (порядку ± 0.01 мкм).

Оцінено похибкові можливості ВПТ з ПМР. При вимірюванні вихідної частоти ВПТ за періодом з

похибкою $\delta_f = 0.1$ Гц, характерною для бортових вимірювачів частоти, і девіації частоти порядку 400 Гц одержуємо чутливість приладу до вимірюваного тиску на рівні 0.025 % від верхньої межі вимірювання. Одночасне вимірювання підмембраниого тиску і температури резонаторного елемента навіть при отриманій різниці відносних добавок Δ_z і Δ_y у 13 % дозволяє компенсувати температурну похибку до рівня порога чутливості ВПТ і дозволяє без втрати точності приладу збільшення тиску в підмембраний порожнині на 10 % від довгострокового просочування газу в ній. Традиційні технології герметизації приладу забезпечують таке натікання не раніше декількох (до 10) років.

Для досягнення максимальної різниці між числовими значеннями доданків Δ_y і Δ_z та між частотами коливань резонаторного елемента у вакуумі питання проектування ВПТ із ПМР вимагає подальшої доробки, у тому числі із застосуванням відомих методів оптимального проектування [3].

Отримані високі характеристики точності приладу разом з невисокою їхньою собівартістю, яка досягається простотою і високою технологічністю виготовлення, надає ВПТ з ПМР перспективності подальшої розробки та конкурентоспроможності на вітчизняному і зарубіжному ринках датчикової апаратури для авіаційної і ракетно-космічної техніки.

1. Справочник по сопротивлению материалов / Писаренко Г. С., Яковлев А. П., Матвеев В. В. — Киев: Наук. думка, 1988.—472 с.
2. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластиинки и оболочки. — М.: Физматгиз, 1963.—472 с.
3. Хог Э., Аорра Я. Прикладное оптимальное проектирование. — М.: Мир, 1983.—356 с.
4. Черняк М. Г., Бондаренко О. М., Коваленко Т. В. Фізико-математичне моделювання вимірювальних перетворювачів тиску з пневмомеханічним резонатором // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 5/6.—С. 92—102.

THE DESIGN OF PRECISION PRESSURE SENSOR WITH PNEUMOMECHANICAL RESONATOR

M. G. Chernyack, O. M. Bondarenko, S. I. Petrovs'kyi

We describe the procedure of the design of the primary and secondary transducers of the precision pressure sensor with pneumomechanical resonator. The main calculated relations for the design is presented. The pressure sensor is characterized by a design uncomplexity and high technological efficiency. A high manufacturability and the possibilities for precision pressure measurements of the device are showed on the basis of numerical estimates.

УДК 621.396

С. В. Ковбасюк, М. Ю. Ракушев

Житомирський військовий інститут радіоелектроніки імені С. П. Корольова

**Пошук аналітичної залежності
для опису незбуреного руху космічного апарату
методом диференціальних перетворень**

Надійшла до редакції 15.07.02

Розглянуто варіант розв'язку задачі двох тіл та отримання виразів для координат незбуреного кеплерівського руху у вигляді явних функцій часу методом диференціальних перетворень. Наведено результати математичного моделювання.

У небесній механіці розглядається задача двох тіл, що полягає у вивченні руху двох матеріальних точок під дією їхнього взаємного тяжіння. Рух, що отримується на основі цієї задачі, називається незбуреним кеплерівським рухом. У подальшому розглянемо задачу двох тіл на прикладі незбуреного руху КА навколо Землі.

Загальний розв'язок задачі двох тіл дає координати КА у вигляді неявних функцій часу [6], оскільки зв'язок між координатами та часом встановлюється через посередництво допоміжних змінних типу ексцентричної аномалії, що пов'язана з часом трансцендентним рівнянням Кеплера:

$$E - e \sin(E) = \sqrt{\frac{\mu_3}{a^3}} (t - t_n), \quad (1)$$

де E — ексцентрична аномалія, e — ексцентриситет, $\mu_3 = 3.986 \cdot 10^5 \text{ км}^3/\text{s}^2$ — гравітаційний параметр Землі, a — велика піввісь, t_n — час проходження перигею. Однак в деяких випадках при розгляді незбуреного кеплерівського руху виникає необхідність мати вирази для координат КА у вигляді явних функцій часу. Такі вирази можуть бути отримані тільки у вигляді рядів (головним чином тригонометричних за кратними середньої аномалії та за ступенями ексцентриситету). Способи розкладу в такі ряди описані в курсах небесної механіки [3, 6].

Згідно з другим законом Кеплера радіус-вектор КА за рівні проміжки часу описує рівні площини [6]:

$$r^2(t) \frac{d\nu(t)}{dt} = \text{const},$$

або

$$\dot{\nu}(t) = \sqrt{\frac{\mu_3}{a^3(1-e^2)^3}} [1 + e \cos(\nu(t))]^2. \quad (2)$$

Диференціальне рівняння (2), що пов'язує істинну аномалію ν з часом t , є нелінійним, і розв'язати його у вигляді явних функцій часу в кінцевому вигляді неможливо, крім окремих часткових випадків (наприклад, для кругового руху).

Ефективним підходом до вирішення цієї проблеми є застосування математичного апарату диференціальних перетворень [4, 5]. Диференціальні перетворення — це новий операційний метод, оснований на переході з області оригіналів в область зображень за допомогою операції диференціювання, на відміну від відомих інтегральних перетворень Лапласа і Фур'є. Метод дозволяє при значному спрощенні процедури проведення математичного моделювання фізичних процесів (об'єктів), що описуються нелінійними інтегро-диференціальними рівняннями (спрощенні математичних викладок та зменшенні обчислювальної складності), отримувати для них в області зображень точні P -моделі задач, що розв'язуються, і при цьому зберігає потенційну можливість отримання точного розв'язку (відновлення) в області оригіналів.

У статті пропонується варіант аналітичного обчислення координат незбуреного руху КА методом

диференціальних перетворень академіка НАН України Г. Є. Пухова.

Диференціальними перетвореннями в загальному випадку називають функціональні перетворення такого вигляду [5]:

$$Z(K) = P\{z(t)\}_{t_0} = \frac{H^k}{K!} \left[\frac{d^k z(t)}{dt^k} \right]_{t_0}, \quad (3)$$

$$z(t) = P^{-1}\{Z(K)\} = f(t, c), \quad (4)$$

де t_0 — момент часу, в який розраховуються перетворення, $Z(K)$ — дискретна функція цілочислового аргументу $K = 0, 1, 2, \dots; H$ — відрізок аргументу, на якому розглядається функція $z(t)$, $f(t, c)$ — відновлююча або апроксимуюча функція, c — сукупність вільних коефіцієнтів.

Вираз (3) визначає пряме перетворення, яке дозволяє за оригіналом $z(t)$ знайти зображення $Z(K)$. Обернене перетворення, що відновлює оригінал $z(t)$ у вигляді апроксимуючої функції, визначається виразом (4). При подальшому розгляді диференціальні зображення $Z(K)$ називатимемо диференціальним спектром або P -спектром, а значення функції $Z(K)$ при конкретних значеннях аргументу K — дискретами диференціального спектра, або P -дискретами.

Вигляд апроксимуючої функції підбирається, виходячи з апріорного знання її виду або апріорного знання розвитку процесу (поведінки об'єкта) у часі дляожної задачі окремо. Коефіцієнти цієї функції підбирають шляхом прирівнювання диференціального спектру апроксимуючої функції та диференціального спектру, що отримується зі спектральної моделі процесу (об'єкта).

Застосуємо до рівняння (2) P -перетворення та отримаємо з урахуванням властивостей диференціальних перетворень [4] P -модель руху КА в площині орбіти:

$$\begin{aligned} P\{\dot{v}(t)\}_{t_0} &= \sqrt{\frac{\mu_3}{a^3(1-e^2)^3}} P\{[1+e\cos(\nu(t))]^2\}_{t_0} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \begin{cases} \frac{K+1}{H} \nu(K+1) = \sqrt{\frac{\mu_3}{a^3(1-e^2)^3}} \times \\ \times \left[\tau(K) + 2e\cos\nu(K) + e^2 \sum_{l=0}^K (\cos\nu(K-l)\cos\nu(l)) \right], \\ \sin\nu(K+1) = \sum_{l=0}^K \left[\frac{l+1}{K+1} \nu(l+1) \cos\nu(K-l) \right], \\ \cos\nu(K+1) = - \sum_{l=0}^K \left[\frac{l+1}{K+1} \nu(l+1) \sin\nu(K-l) \right], \\ \nu(0) = \nu_0, \end{cases} \quad (5) \end{aligned}$$

де $\tau(K) = \begin{cases} 1, & K = 0, \\ 0, & K \neq 0 \end{cases}$ — тейлорівська одиниця, «теда»; $\sin\nu(K)$, $\cos\nu(K)$ — P -синус і P -косинус відповідно; $\nu_0 = \nu(t)|_{t=t_0}$ — початкова умова, яка задає точку розрахунку P -спектру. Момент часу, в який розраховується P -спектр, визначимо так:

$$\begin{aligned} E_0 &= \arctg \left[\sqrt{\frac{(1-e)}{(1+e)}} \operatorname{tg} \left(\frac{\nu_0}{2} \right) \right], \\ t_0 &= \sqrt{\frac{a^3}{K_3}} [E_0 - e\sin(E_0)] + t_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Для спрощення математичних викладок покладено $t_0 = 0$.

P -модель руху КА (5) є системою рекурентних алгебраїчних рівнянь, з якої послідовно можна визначити дискрети диференціального спектру при заданні значення цілочислового аргументу K , починаючи з нульового.

Запишемо перші три P -дискрети, взагалі кажучи, нескінченного диференціального спектру (5):

$$\begin{aligned} \nu(0) &= \nu_0, \\ \nu(1) &= \sqrt{\frac{\mu_3}{a^3(1-e^2)^3}} [1 + e\cos(\nu_0)]^2 H, \\ \nu(2) &= -\sqrt{\frac{\mu_3}{a^3(1-e^2)^3}} e\sin(\nu_0) [1 + e\cos(\nu_0)] \nu(1) H = \\ &= -\frac{\mu_3}{a^3(1-e^2)^3} e\sin(\nu_0) [1 + e\cos(\nu_0)]^3 H^2, \dots \end{aligned} \quad (7)$$

Під час відновлення оригіналу в найпростішому випадку задача зводиться до додавання дискрет спектра $\nu(K)$ у вигляді відрізу ряду Тейлора за ступенями функції $T = (t - t_0)/H$, при цьому апроксимуюча функція має вигляд багаточлена. Недоліком такого підходу є те, що відновлення можливе тільки на невеликих часових інтервалах, оскільки тейлорівський ряд в загальному випадку має обмежений радіус збіжності. Цей недолік має місце і для опису незбуреного руху КА по еліптичній орбіті, тому при розгляді відновлення функцій застосовуватимемо інший підхід.

Проаналізуємо вигляд графіка функції істинної аномалії $\nu(t)$ (рис. 1). З наведеної залежності видно, що $\nu(t)$ — непарна періодична функція з періодом $T_{ka} = \sqrt{\mu_3/a^3}$, яка має характерні точки перетину з прямою $n_{ka}t$ (де n_{ka} — середня кутова швидкість руху КА). Це точки на відрізку одного витка: A' ($\nu = \pi$, $t = -T_{ka}/2$), O ($\nu = 0$, $t = 0$), A ($\nu = \pi$, $t = T_{ka}/2$).

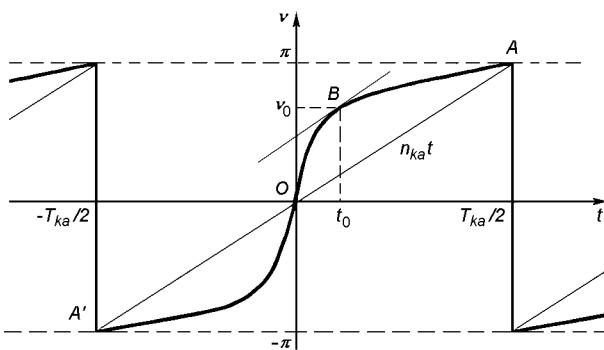


Рис 1. Вигляд функції істинної аномалії

Виходячи з проведеного аналізу, P -спектр (6) відновлюватимемо на проміжку половини витка (від перигею до апогею) $0 \leq t \leq 0.5T_{\text{ka}}$ у вигляді функції

$$f(t) = \frac{a_0 + a_1(t - t_0) + a_2(t - t_0)^2 + a_3(t - t_0)^3}{1 + b_1(t - t_0) + b_2(t - t_0)^2} \times \sin(n_{\text{ka}}t) + n_{\text{ka}}t, \quad (8)$$

де $a_0, a_1, a_2, a_3, b_1, b_2$ — вільні коефіцієнти; $n_{\text{ka}} = 2\pi/T_{\text{ka}} = \sqrt{\mu_3/a^3}$ — середня кутова швидкість руху КА. Вид функції (8) обрано з таких міркувань: другий член ($n_{\text{ka}}t$) визначає «характер зміни» $v(t)$, він розраховується апріорно і відповідає за рух умовного КА за круговою орбітою з таким самим періодом обертання. Перший член утворює «додаток» до руху умовного КА. «Додаток» в характерних точках перетину (O, A) нульовий, для чого введено множник $\sin(n_{\text{ka}}t)$, а решта — це використовувана у широкому колі інженерних задач [1] дробово-раціональна функція.

Визначимо вільні коефіцієнти шляхом прирівнювання P -спектру апроксимуючої функції (8) та P -спектру, отриманого зі спектральної моделі задачі (7):

$$P[f(t)]_{t_0} = v(K). \quad (9)$$

Враховуючи властивості диференціальних перетворень [4, 5], запишемо:

$$\begin{aligned} P &\left[\frac{a_0 + a_1(t - t_0) + a_2(t - t_0)^2 + a_3(t - t_0)^3}{1 + b_1(t - t_0) + b_2(t - t_0)^2} \times \right. \\ &\quad \left. \times \sin(n_{\text{ka}}t) + n_{\text{ka}}t \right]_{t_0} = v(K) \Rightarrow \\ &\Rightarrow P \left[\frac{a_0 + a_1(t - t_0) + a_2(t - t_0)^2 + a_3(t - t_0)^3}{1 + b_1(t - t_0) + b_2(t - t_0)^2} \right]_{t_0} * \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} * P[\sin(n_{\text{ka}}t)]_{t_0} &= v(K) - P[n_{\text{ka}}t]_{t_0} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \sum_{k=0}^3 a_k T_-^k(K) * P[\sin(n_{\text{ka}}t)]_{t_0} = \\ &= \left(\bar{v}(K) + \sum_{k=1}^2 b_k T_-^k(K) \right) * [v(K) - n_{\text{ka}}t_0 \bar{v}(K) - \right. \\ &\quad \left. - n_{\text{ka}} \bar{v}(K - 1) H], \end{aligned} \quad (10)$$

де $T_-^m(K) = H^m \bar{v}(K - m)$; зірочкою позначено операцію згортки, наприклад:

$$P[x(t) \cdot y(t)] = X(K) * Y(K) = \sum_{l=0}^K X(l) \cdot Y(K - l).$$

Рівняння (10) для перших шести дискрет диференціального спектру запишемо у вигляді

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{A} = (\mathbf{N}_0 \quad \mathbf{N}_1) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \mathbf{B} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

де $(\mathbf{N}_0 \quad \mathbf{N}_1)$ — блокова матриця [2];

$$\mathbf{M} =$$

$$= \begin{pmatrix} \sin \gamma_0 & 0 & 0 & 0 \\ n_{\text{ka}} \cos \gamma_0 & \sin \gamma_0 & 0 & 0 \\ -\frac{n_{\text{ka}}^2}{2} \sin \gamma_0 & n_{\text{ka}} \cos \gamma_0 & \sin \gamma_0 & 0 \\ \frac{n_{\text{ka}}^3}{3!} \cos \gamma_0 & -\frac{n_{\text{ka}}^2}{2} \sin \gamma_0 & n_{\text{ka}} \cos \gamma_0 & \sin \gamma_0 \\ \frac{n_{\text{ka}}^4}{4!} \sin \gamma_0 & \frac{n_{\text{ka}}^3}{3!} \cos \gamma_0 & -\frac{n_{\text{ka}}^2}{2} \sin \gamma_0 & n_{\text{ka}} \cos \gamma_0 \\ \frac{n_{\text{ka}}^5}{5!} \cos \gamma_0 & \frac{n_{\text{ka}}^4}{4!} \sin \gamma_0 & \frac{n_{\text{ka}}^3}{3!} \cos \gamma_0 & -\frac{n_{\text{ka}}^2}{2} \sin \gamma_0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma_0 = n_{\text{ka}} t_0,$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{N}_0 = \begin{pmatrix} v(0) - \gamma_0 \\ v(1) - n_{\text{ka}} \\ v(2) \\ v(3) \\ v(4) \\ v(5) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{N}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v(0) - \gamma_0 & 0 \\ v(1) - n_{\text{ka}} & v(0) - \gamma_0 \\ v(2) & v(1) - n_{\text{ka}} \\ v(3) & v(2) \\ v(4) & v(3) \end{pmatrix}.$$

Рівняння (11) — це система з шести лінійних алгебраїчних рівнянь відносно $a_0, a_1, a_2, a_3, b_1, b_2$,

розв'язати яку з використанням властивостей матриць [2] можна так:

$$(\mathbf{M} - \mathbf{N}_1) \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} = \mathbf{N}_0. \quad (12)$$

Наведені залежності (5)–(7), (12) дозволяють отримати аналітичну залежність для функції істинної аномалії $\nu(t)$ на часовому інтервалі половини витка $0 \leq t \leq 0.5T_{\text{ka}}$ (від перигею до апогею). Для отримання залежності $\nu(t)$ на другій половині витка $-0.5T_{\text{ka}} \leq t \leq 0$ (від апогею до перигею) потрібно в (5) початкову умову задати $\nu_0^* = -\nu_0$. Після проведення всіх розрахунків (в силу непарності $\nu(t)$) отримаємо результатуючу залежність у вигляді

$$f^*(t) = \frac{a_0 - a_1(t + t_0) + a_2(t + t_0)^2 - a_3(t + t_0)^3}{1 - b_1(t + t_0) + b_2(t + t_0)^2} \times \sin(n_{\text{ka}}t) + n_{\text{ka}}t. \quad (13)$$

Виходячи з аналізу залежностей (8), (13), можна записати вираз для функції істинної аномалії на проміжку цілого витка:

$$\nu(t) = \frac{a_0 + sa_1(t - st_0) + a_2(t - st_0)^2 + sa_3(t - st_0)^3}{1 + sb_1(t - st_0) + b_2(t - st_0)^2} \times \sin(n_{\text{ka}}t) + n_{\text{ka}}t, \quad s = t/|t|, \quad (14)$$

при $-0.5T_{\text{ka}} \leq t \leq 0.5T_{\text{ka}}$.

Якщо виникає необхідність розгляду функції $\nu(t)$ на інтервалах часу, більших за період обертання КА, потрібно враховувати періодичний характер її зміни.

Значення дискрет диференціального спектру (7) залежить від вибору початкової умови (або точки розрахунку P -спектру) ν_0 . При переході з області зображенень до області оригіналів точка розрахунку диференціального спектру впливає на точність відновлення функції $\nu(t)$.

На рис. 2 наведені графіки абсолютної похибки відновлення істинної аномалії на інтервалі половини витка для КА з параметрами орбіти: $a = 7346$ км, $e = 0.0715$ — при різних значеннях

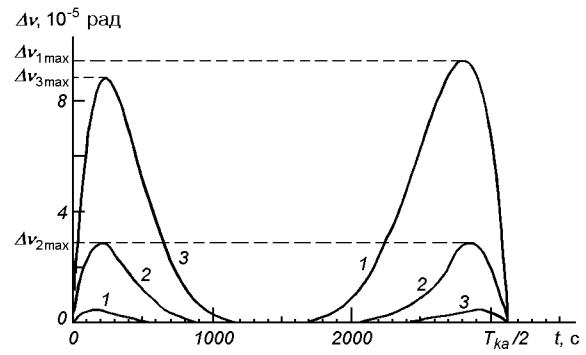


Рис. 2. Графіки абсолютної похибки відновлення істинної аномалії

початкової умови ($\nu_{10} < \nu_{20} < \nu_{30}$).

Проводитимемо відновлення оригіналу, виходячи з критерію мінімуму максимальної абсолютної похибки апроксимації істинної аномалії. З наведених графіків видно, що така початкова умова ν_0 існує (другий графік). Це виконується для точки на графіку $\nu(t)$, в якій тангенс нахилу дотичної дорівнює середній кутовій швидкості руху КА (в точці B на рис. 1). При цьому значення ν_0 розраховується з виразу

$$\nu_0 = \arccos \left(\frac{\sqrt{1 - e^2} - 1}{e} \right).$$

Результати математичного моделювання наведені в таблиці, де $h_{a(n)}$ — висота апогею (перигею) КА, T_{ka} — період обертання КА, $\Delta\nu_{\text{max}}$, $\delta\nu_{\text{max}}$ — максимальні абсолютнона та відносна похибки відновлення істинної аномалії. Для прикладу наведено максимальні (Δr_{max} , δr_{max} — абсолютнона та відносна) похибки відновлення радіуса-вектора КА при використанні виразу (14).

З результатів моделювання видно, що отримана залежність (14) для обчислення координат кеплерівського руху КА апроксимує з досить високою точністю функцію істинної аномалії від часу.

Таким чином, запропонований в статті варіант визначення координат незбуреного руху КА за

Результати математичного моделювання

Параметри орбіти КА		Додаткові відомості про КА			Похибки відновлення			
a , км	e	h_a , км	b_p , км	T_{ka} , с	$\Delta\nu_{\text{max}}$, рад	$\delta\nu_{\text{max}}$	Δr_{max} , км	δr_{max}
7346	0.0715	1500	450	$6265.8 = 1$ год 44.43 хв	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$7.5 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$6.7 \cdot 10^{-7}$
9096	0.2501	5000	450	$8633.2 = 2$ год 23.89 хв	$0.9 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-4}$	0.9	$9 \cdot 10^{-5}$
14096	0.5161	15000	450	$17266.4 = 4$ год 47.77 хв	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	29	$1.4 \cdot 10^{-3}$

допомогою методу диференціальних перетворень дозволяє отримати вирази для координат КА у вигляді явних функцій часу. Отримані залежності можуть знайти використання у теорії збурень та в розвитку теорії похибок визначення положення КА, а також в ряді практичних задач розрахунку сеансів управління та зв'язку або загального аналізу угруповань КА різного призначення, де критичним є час обчислення.

1. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1974.—832 с.
2. Ланкастер П. Теория матриц: Пер. с англ. — М.: Наука, 1982.—272 с.
3. Основы теории полета космических аппаратов / Под ред. Г. С. Нариманова, М. К. Тихонравова. — М.: Воениздат, 1977.—240 с.
4. Пухов Г. Е. Дифференциальные преобразования и математическое моделирование физических процессов. — Киев: Наук. думка, 1986.—159 с.
5. Пухов Г. Е. Дифференциальные спектры и модели. — Киев: Наук. думка, 1990.—184 с.
6. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике / Под ред. Г. Н. Дубошина. — М.: Наука, 1976.—864 с.

-
- Наук. думка, 1986.—159 с.
5. Пухов Г. Е. Дифференциальные спектры и модели. — Киев: Наук. думка, 1990.—184 с.
6. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике / Под ред. Г. Н. Дубошина. — М.: Наука, 1976.—864 с.

**DERIVING AN ANALYTICAL RELATIONSHIP
FOR THE DESCRIPTION OF AN UNDISTURBED MOTION
OF A SPACECRAFT BY THE METHOD OF DIFFERENTIAL
TRANSFORMATIONS**

S. V. Kovbasyuk, M. Yu. Rakushev

We consider a solution of two-body problem and deriving expressions for undisturbed Keplerian motion coordinates in the form of explicit functions by the method of differential transformations. Results of a mathematical simulation are presented.

В. Є. Шатіхін, Л. П. Семенов, В. М. Борисенко

Національне космічне агентство України, Київ

**Вплив вібрацій космічного апарату
дистанційного зондування Землі
на роздільну здатність оптико-електронних
приладів спостереження**

Надійшла до редакції 16.09.02

Розглянуто питання впливу вібрацій на роздільну здатність оптико-електронних приладів спостереження Землі. Наведено фактори, що пояснюють ускладнення отримання та обробки зображень з роздільністю 1 м і краще. Класифікуються джерела вібрацій сучасних КА, зроблено оцінки вібрацій зарубіжних КА.

Сучасні світові тенденції розвитку космічних систем (КС) дистанційного зондування Землі (ДЗЗ) передбачають подальший розвиток КС з підвищеним розрізненням, тобто на рівні 0.3—1 м в панхроматичному режимі та 3—4 м в багатоспектральному режимі. Дослідження провідних фірм-виробників КС моніторингу Землі вказують на те, що майже 90 % потреб ринку зображень до 2005 р. включно становитимуть КС з роздільною здатністю 1 м і менше. Попит на цю інформацію зростатиме перш за все за рахунок розвідувальних та військових відомств, державних замовників та приватних фірм — власників, співвласників та операторів КС.

Кажучи про наявний прогрес в розвитку оптико-електронних приладів спостереження Землі, які забезпечують отримання зображень високої роздільної здатності, необхідно відзначити численні фактори, що ускладнюють отримання та обробку зображень високого розрізнення.

Це зокрема:

- ускладнення конструкції знімальної камери;
- вузька смуга огляду;
- вплив атмосфери;
- переміщення об'єктива бортової апаратури внаслідок коливань та вібрацій КА;

— термомеханічні деформації елементів конструкції та бортової апаратури КА.

Останній фактор особливо актуальний, оскільки світові тенденції розвитку сучасних КА передбачають активний термін існування КА в 10—15 років і вплив цього чинника зростатиме адекватно збільшенню терміну експлуатації КА.

Необхідно відзначити, що на цей час в оптико-електронних приладах спостереження Землі, встановлених на КА ДЗЗ, вказуються технічні характеристики, що були отримані в наземних умовах без повного урахування факторів, що впливають на технічні характеристики приладів спостереження під час польоту КА. Тому характеристики отриманого зображення під час польоту КА можуть відрізнятися від передбачених на виконання цільового завдання.

Основними факторами, що впливають на якість зйомки, зокрема на роздільну здатність оптико-електронних приладів, є:

- фактори космічного простору (ФКП);
- конструкція оптико-електронної системи (ОЕС);
- динаміка польоту КА.

Вплив ФКП та конструкції оптико-електронних систем спостереження Землі на роздільну здатність

на прикладі КС «Ikonos» та IRS-1C описано в роботі [10].

Метою нашої статті буде розгляд впливу на роздільну здатність приладів спостереження Землі вібрацій КА.

Якщо ФКП та конструктивні особливості апаратури спостереження КА враховуються при проектуванні оптико-електронних приладів спостереження, то питання комплексного впливу динаміки польоту КА, зокрема вібрацій КА на якість зображення також необхідно оцінювати та враховувати при проектуванні КС ДЗЗ.

Розглянемо рух КА ДЗЗ в польоті. Він визначається рівняннями [19]:

$$M \cdot a = F_{\text{вз}} + F_r + F_s;$$

$$J \cdot \frac{dw}{dt} = M_{\text{вз}} + M_r + M_s,$$

де M — маса КА, a — прискорення КА, J — момент інерції КА, w — кутова швидкість КА, $F_{\text{вз}}$, $M_{\text{вз}}$ — сили та моменти, що збурюють коливання КА внаслідок процесів внутрішньої взаємодії КА, тобто незрівноваженість ланок механізмів КА, перехідні процеси в приводах механізмів КА, нерівномірність ходу механізмів, коливання палива в паливних баках тощо, F_s , M_s — сили та моменти зовнішньої взаємодії з КА, тобто ті сили та моменти, що враховують вплив аеродинамічних характеристик КА, дію світового тиску і т. д., F_r , M_r — сили та моменти взаємодії КА з гравітаційним полем Землі, Місяця та Сонця.

Визначення параметрів руху КА зводиться до вирішення цього рівняння. Очевидно, що амплітуда коливань та вібрацій КА залежить від його масових та інерційних характеристик.

На цей час спостерігається стабільна тенденція досягнення роздільної здатності в 1 м та менше при виготовленні КА зі зменшеною масою у порівнянні зі своїми попередниками. Хоча виготовлення КА з масою в кілька тонн та більше продовжується, особливо в інтересах військових та розвідувальних відомств, впровадження новітніх технологій космічної техніки, композиційних матеріалів, нових компоновочних схем сприятиме перш за все розвитку КА зі зменшеною масою.

На підтвердження цього наведемо такі приклади: для КА «Ikonos» становить 817 кг, а роздільна здатність становить 1 м (дані приводяться для панхроматичного режиму), для КА GDE — 400 кг та 1 м, для КА «QuickBird-2» — 400 кг та 0.8 м [2]. Така тенденція спостерігається і для нових КА, запуск яких заплановано у 2002—2005 рр.

Наведене вище вказує на необхідність оцінки

впливу коливань та вібрацій КА на якість зображення ДЗЗ на стадії проектування апаратури.

Фактори динаміки польоту КА призводять до коливань та вібрацій КА, які викликають лінійні та кутові переміщення об'єктиву бортової апаратури КА відносно його осей. Внаслідок цього утворюється зсув зображення, що погіршує якість отриманих знімків. Зсув зображення визначається переміщенням точки оптичного зображення на фоточутливому елементі приймального пристрою протягом часу накопичення заряду.

В залежності від джерел виникнення розділяють наступні види зсувів.

1. Лінійний зсув, виникає внаслідок:
 - поступального руху КА;
 - зміщення КА перпендикулярно до лінії руху;
 - зміни висоти польоту КА.
2. Кутовий зсув, зумовлений: обертанням КА навколо повздовжньої осі z ;
3. Вібраційний зсув, зумовлений вібраціями КА внаслідок зовнішніх та внутрішніх збурень.

Розглянемо детальніше вплив вібрацій КА на параметри ОЕС та причини їхнього виникнення. Актуальність проблеми зумовлена ще й тим, що прогнозування вібрацій КА важливе для проектування супутників лазерного зв'язку. Вібрації КА спричиняють коливання лазерного променя, внаслідок чого приймач отримує ослаблений сигнал, що безпосередньо впливає на якість зв'язку. Зрозуміло, що у випадку мережі супутників лазерного зв'язку втрати сигналу будуть ще більшими, а якість зв'язку — ще гіршою.

Вплив вібрацій на необхідну потужність випромінювання передавача для забезпечення оптичного зв'язку із заданими параметрами для двох супутників LEO наведено в табл. 1 [23].

Вібрації КА мають також негативний вплив на хід наукових експериментів на борту. Так, експерименти на станції «Скайлеб» показали наявність вібрації в інтервалі від одного до кількох тисяч герц. Найбільші амплітуди вібрацій було зафіксовано в інтервалі низьких частот — 100—200 Гц [14].

Таблиця 1. Залежність потужності випромінювання передавача від амплітуди вібрацій

Потужність випромінювання, мВт	Амплітуда вібрацій, мкрад
0.1	30
1.0	50
10.0	60
100.0	70
1000.0	80

Розглянемо класифікацію джерел вібрацій КА. В залежності від природи джерел вібрації КА умовно розділяють на внутрішні та зовнішні.

Зовнішні джерела вібрацій фізично пов'язані з дією ФКП та гравітаційних сил. Тому їх класифікація здійснена за цими чинниками. До ФКП відносять дію аеродинамічних сил, термомеханічні деформації, дію сонячного тиску та сонячної радіації, перепад температур «дня» та «ночі», зіткнення з мікрометеоритами та уламками КА, так званим «космічним сміттям».

Ймовірність зіткнення з уламками КА в останні роки в кілька разів перевищує ймовірність зіткнення з мікрометеоритами. Вібрації КА, і навіть пошкодження, можуть викликатися зіткненнями з уламками КА, розміри яких не перевищують десятих та сотих долей сантиметра. За даними [14] в космічному просторі знаходяться трильйони дрібних частинок фарби, що також можуть бути джерелами вібрацій та пошкоджень КА.

Другий чинник пов'язаний з внутрішньою гомогенністю гравітаційних сил. Це гравітаційна дія Сонця та Місяця, еліптичність орбіти, сплющеність Землі, дія центрального гравітаційного поля Землі.

Отже, основними зовнішніми джерелами вібрацій КА можуть бути:

1. Дія гравітаційного поля Землі.
2. Сонячний тиск.
3. Гравітаційна дія Сонця та Місяця.
4. Дія аеродинамічних сил.
5. Перепад температур дня та ночі, якому підлягає КА ДЗЗ протягом короткого проміжку часу (приблизно 45 хв для близької навколоземної орбіти).
6. Термомеханічні деформації КА.
7. Еліптичність орбіти КА.
8. Несферичність Землі біля полюсів.
9. Зіткнення з мікрометеоритами та мікроуламками КА.

Основними внутрішніми джерелами вібрацій КА у польоті під час виконання завдань ДЗЗ можуть бути, крім елементів конструкції КА, різноманітні пристрії та механізми, що забезпечують функціонування основних систем КА, а також виконання КА завдань спостереження та дослідження Землі. Наведемо основні внутрішні джерела вібрацій КА без пояснень призначення наведених нижче елементів конструкції КА, механізмів та пристрій.

1. Панелі сонячних батарей (СБ) та антени КА.
2. Привід та механізм орієнтації СБ.
3. Механізм висування гравітаційного стабілізатора (ГС).
4. Пристрій та механізми, що забезпечують функціонування науково-дослідницької апаратури

та апаратури спостереження, а також пристрой і механізми управління телескопа, різноманітні маніпулятори тощо.

5. Привід та механізм розвороту антенно-фідерних пристрій (АФП) КА.

6. Вентилятори системи забезпечення терморегулювання КА (СЗТР КА).

7. Гіроскопічна силова платформа КА.

8. Система управління та забезпечення стабілізації з електромаховиковими виконавчими органами.

9. Вібрації, що виклиkanі функціонуванням двигунної установки (ДУ).

10. Коливання рідинного палива.

Наведений у п. 2—5 перелік механізмів не є повним, він зумовлюється завданнями, що стоять перед КА, а також конструктивними особливостями КА. Проте цей перелік є достатнім для аналізу та опрацювання загального підходу для визначення причин вібрацій КА.

Очевидно, що вищезгаданий перелік враховує тільки ті чинники виникнення вібрацій, що впливають на технічні характеристики бортових оптико-електронних пристрій спостереження Землі під час їхнього функціонування, тобто під час виконання цільового завдання. У зв'язку з цим до цього переліку не увійшли механізми розвороту спецпанелей, натягу АФП і т. д., тобто пристрій та механізми, що можуть функціонувати одноразово і не викликають вібрації КА.

Основні причини, що викликають вібрації КА від внутрішніх джерел, такі.

1. Дисбаланс роторів двигунів приводу механізмів КА.
2. Дисбаланс силових маховиків в СУЗС КА.
3. Віброактивність механізмів КА.
4. Переходні процеси двигунів приводу механізмів КА, тобто наявність прискорень під час розгону та вибігання ротора двигунів.

Кожна з наведених причин потребує детального дослідження та аналізу, для чого необхідно мати дані про тип та характеристики механізмів, двигунів приводу, силових маховиків, розміри панелей СБ, АФП, вентиляторів, гіроскопічних силових платформ та їхніх елементів, характеристики та величини сил, що діють на КА та викликають збурення тощо.

Оцінка коливань, що викликані дисбалансом силових маховиків та роторів двигунів приводу механізмів КА, є дуже важливою для визначення вібрацій КА. На цей час залишається актуальним питання щодо розробки ефективної методики визначення впливу дисбалансу електромаховикових виконавчих органів СУЗС КА на параметри коли-

Таблиця 2. Внутрішні джерела вібрації

Джерело вібрацій	Діапазон збурюючої сили (дин)	Тривалість вібрації, мс
Платформа	1	
Механізм комутації хвильоводу	80	14
Привід та механізм орієнтації СБ	3	56
Двигунна установка	33	30
Механізм орієнтації АФП	3	3600

вання КА, оскільки передбачено серед нових КА ДЗЗ в Україні також розробку КА з СУЗС з електромаховиковими виконавчими органами.

Результати дослідження вібрацій з урахуванням впливу окремих механізмів та конструкції КА за даними [23] на супутнику зв'язку «Olympus» Європейського космічного агентства приведено в табл. 2.

Одним з основних факторів зменшення вібрацій КА є зниження рівня віброактивності механізмів КА, тобто їх здатності створювати коливальні процеси, що через ланки, опори механізмів передаються на корпус КА.

Причиною віброактивності механізмів КА є наявність сил та моментів інерції, що викликані внаслідок незрівноваженості ланок механізмів КА, а саме — обертання незрівноважених мас, незрівноважені силові дії механізмів під час поступального руху ланок, биття зубчатих передач, центркова валів, муфт, підшипників і т.д.

Причини віброактивності механізмів КА та заходи щодо зменшення рівня віброактивності розглядаються також в залежності від роз положення механізмів в КА, функціональних завдань, режимів роботи та навантаженості. Про загальні методи зменшення віброактивності викладено зокрема в [3, 12].

Складність нових розроблюваних на цей час механізмів КА підвищується. Проектуються нові механізми та пристрої для розгортання на орбіті та керування ними, реалізації точного позиціювання та орієнтації компонентів антен, розгортання панелей СБ, управління орієнтацією астрономічних та інших дослідницьких пристріїв. В конструкції цих механізмів реалізуються новітні космічні технології та останні напрацювання в галузі механіки та динаміки машин і механізмів.

Зокрема, при створенні багатодзеркальних конструкцій для регулювання взаємного положення елементів передбачено виконавчі механізми — стрижні з регульованою довжиною. Застосовуються розкривані мачти, на яких встановлюється апаратура за

межами КА. Замість кутових шарнірів використовуються властивості пружної деформації самих стрижнів; виключення люфтів у шарнірах підвищує точність розкриття мачти. Звичайно, наведений перелік нових механізмів та пристрій не є повним, їхня номенклатура зростає з кожним роком.

Збільшення номенклатури та усладнення конструкції механізмів та пристрій КА для вирішення поставлених завдань підтверджує необхідність подальшого дослідження вібрацій КА. Незалежність багатьох джерел вібрації зумовлює випадковий характер вібрації та складність її математичного опису.

Аналітичне визначення рівня вібрацій особливо важливе для великих космічних конструкцій (ВКК), оскільки є суттєва різниця між умовами наземних випробувань та реальним функціонуванням на орбіті, а також внаслідок неможливості проведення повного тестування ВКК в наземних умовах через їх значні розміри [7].

Розглянувши стисло основні фактори, що створюють вібрації КА та впливають на роздільну здатність приладів спостереження КА ДЗЗ, констатуємо, що теретичне опрацювання та аналіз комплексного впливу наведених вище факторів на роздільну здатність КС дасть змогу визначити «реальну» роздільну здатність бортового оптико-електронного обладнання на стадії проектування КС ДЗЗ з її подальшим практичним підтвердженням на спеціалізованому калібрувальному полігоні.

1. Балк М. Б. Элементы динамики космического полета. — М.: Наука, 1965.—340 с.
2. Волошин В. І., Драновський В. Й., Бушуев Є. І. Стан, перспективи та проблеми ринку послуг дистанційного зондування Землі з космосу // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 2/3.—С. 41—51.
3. Вульфсон И. И., Ерихов М. Л., Коловский М. З. Механика машин. — М.: Высшая школа, 1996.—510 с.
4. ГОСТ 24346-80. Вибрация. Термины и определение.
5. Добронравов В. В., Никитин Н. Н., Дворников А. Л. Курс теоретической механики. — М.: Высшая школа, 1974.—526 с.
6. Добрынин С. А., Фельдман Н. С., Фирсов Г. И. Методы автоматизированного исследования вибраций машин. — М.: Машиностроение, 1987.—224 с.
7. Згуровский М. З., Бидюк П. И. Анализ и управление большими космическими конструкциями. — Киев: Наук. думка, 1997.—450 с.
8. Ивахненко А. Г. Моделирование сложных систем. — Киев: Вища школа, 1987.—64 с.
9. Кініцький Я. Т. Теорія механізмів і машин. — Київ: Наук. думка, 2002.—660 с.
10. Кононов В. И. Обоснование методики определения разрешения на местности аэродинамических систем с дискретным фотоприемником // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 2/3.—С. 91—102.
11. Кореневский Д. Г. Устойчивость динамических систем при случайных возмущениях параметров. — Київ: Наук. думка, 1989.—208 с.

12. Красковский Е. Я., Дружинин Ю. А., Филатов Е. М. Расчет и конструирование механизмов приборов и вычислительных систем. — М.: Высшая школа, 1991.—480 с.
13. Левантовский В. И. Механика космического полета в элементарном изложении. — М.: Наука, 1974.—488 с.
14. Мелуга А. И. Старт космической технологии. — М.: Наука, 1990.—185 с.
15. Разыграев А. П. Основы управления полетом космических аппаратов и кораблей. — М.: Машиностроение, 1977.—472 с.
16. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. — М.: Наука, 1967.—444 с.
17. Черноусько Ф. И., Акуленко Л. Д., Соколов Б. Н. Управление колебаниями. — М.: Наука, 1984.—384 с.
18. Яблонский А. А., Корейко С. С. Курс теории колебаний. — М.: Высшая школа, 1966.—254 с.
19. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1985.—512 с.
20. Якушевенков Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. — М.: Машиностроение, 1989.—360 с.
21. Bernstein E. L. Natural frequencies of an orbiting space station // J. Spacecraft and rockets.—1972.—9, N 9.—P. 622—630.
22. Shlomi Arnon. Power versus stabilisation for laser satellite communication // Appl. Opt.—1999.—38, N 15.—P. 3229—3233.
23. Shlomi Arnon, Kopeika N. S. Laser Satellite Communications Network — Vibration Effect and Possible Solutions // Proc. IEEE.—1997.—85, N 10.—P. 1646—1661.

THE INFLUENCE OF VIBRATIONS OF AN EARTH OBSERVATION SATELLITE ON THE RESOLUTION OF OPTOELECTRONIC OBSERVATION DEVICES

V. E. Shatikhin, L. P. Semenov, V. M. Borysenko

The influence of vibrations of an Earth observation satellite on the resolution of optoelectronic observation devices is considered. The influence of satellite vibrations on the quality of images increases in connection with improving the spatial resolution of modern satellites up to 1 m and more. We discuss the factors influencing on the quality of images derived from satellites and present the classification of vibration sources. An analysis of the main causes of vibrations of the modern satellites is carried out and examples of numerical estimates for vibrations of foreign spacecrafsts are given.

УДК. 528.8.04

А. И. Чепыженко

Морський гідрофізичний інститут НАН України, Севастополь

Оптические системы для подспутниковой заверки результатов космических исследований морских акваторий

Надійшла до редакції 09.12.03

Описано прилади, призначенні для вимірювання гідрооптичних характеристик морського середовища. Приведено результати порівняння досліджень акваторій в районі острова Змійний і Севастопольської бухти з космічними знімками цих районів.

Для заверки результатов космических исследований морских акваторий и корректировки методик дешифрирования космических снимков морской поверхности необходимо на специально выбранных тестовых участках водной поверхности проводить подспутниковые контрольно-калибровочные измерения различных гидрофизических характеристик, в том числе в оптическом диапазоне спектра.

Морская поверхность является тем природным интегратором информации, который позволяет судить о процессах, происходящих не только на водной поверхности, но и в толще воды. При этом большинство дистанционно регистрируемых с космических аппаратов (КА) параметров водной среды являются оптически активными компонентами. Поэтому в качестве информативных признаков используются такие оптические характеристики, как коэффициенты спектрального отражения и излучения, коэффициенты спектральной яркости и их отношения.

Цель данной работы заключается в рассмотрении оптико-электронных систем, специально разработанных в Морском гидрофизическом институте НАН Украины и используемых для подспутниковой заверки результатов морских исследований космическими системами.

Исследуемые районы (прибрежные зоны, эстуарии рек, акватории бухт и портов) характеризуются высокой временной и пространственной изменчивостью, многочисленностью и разнообразием ис-

точников природных и загрязняющих веществ антропогенного происхождения. Компонентами, обуславливающими поглощение и отражение света водной средой, являются: чистая вода, растворенные органические вещества, пигменты фитопланктона, взвешенное вещество и другие загрязняющие водную среду вещества [3, 4]. В прибрежной зоне и акваториях бухт доминирующими являются загрязнения антропогенного происхождения. Соотношение между этими оптически активными компонентами и определяет спектр отраженного и поглощенного водой света.

Для измерения концентрации загрязняющих веществ в водной среде, толщины поверхностной пленки углеводородов и характеристик естественного светового поля в водной среде были разработаны и изготовлены различные гидрооптические приборы: гидролого-оптико-химический комплекс ОГХ (рис. 1), спектральный измеритель показателя ослабления ЛИПО и две модификации измерителя спектральных характеристик ИСХ-ИПО и ИСХ-П (табл. 1), измеритель толщины поверхностной пленки «Слой», измерители фотосинтетически активной радиации (ФАР) «Квант» и характеристики естественного светового поля «Спектр».

Измерения спектральных характеристик водной среды выполняются как непосредственно *in situ* (гидролого-оптико-химический комплекс ОГХ, «Квант», «Спектр»), так и по пробам воды, отобранным с помощью батометра или с применением

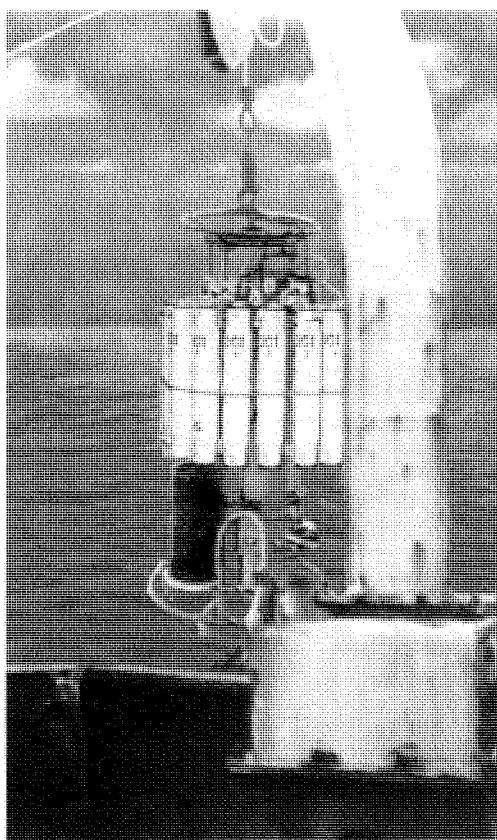


Рис. 1. Гидролого-оптико-химический комплекс ОГХ



Рис. 2. Измеритель спектральных характеристик ИСХ-ИПО

Таблица 1. Технические характеристики приборов

Измеряемый параметр		Комплекс ОГХ	Измеритель ИСХ-ИПО
Прозрачность	Диапазон 5 %	0.01—1.0 418, 660	0.01—20 380—700
Температура	диапазон, нм Диапазон, °С Погрешность, °С	—2...—35 0.004	— —
Соленость (расчетная)	Диапазон Погрешность	10—45 0.004	— —

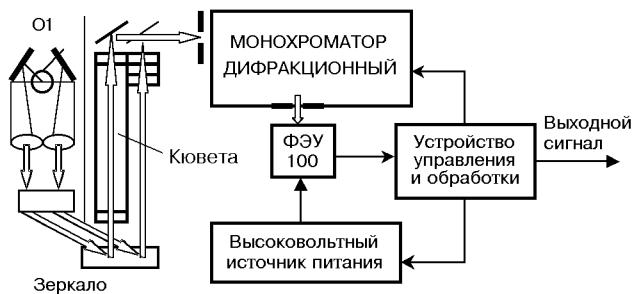


Рис. 3. Структурная схема измерителя ИСХ-ИПО

проточной системы (измерители ИСХ-ИПО и ИСХ-П). Процедура отбора проб и условия их хранения не должны влиять на оптические свойства исследуемой воды. При хранении проб не более 5–6 ч погрешность измерения составляет порядка 12–15 %. Для проточной системы, при всех ее достоинствах, необходимым требованием является соблюдение определенной скорости протока воды и контроль за возможным образованием на внутренней поверхности кюветы пузырьков воздуха, приводящих к повышенному светорассеянию и погрешности измерения.

Измеритель спектральных характеристик ИСХ-ИПО (рис. 2, 3) состоит из оптико-механического блока, двухбазовой кюветы, дифракционного монохроматора, фотоприемного блока ФЭУ-100, высоковольтного источника питания и устройства управления и обработки информационного сигнала. Коллимированные световые потоки, сформированные оптико-механическим блоком, ослабляются водной средой в двухбазовой кювете и, после спектрального разложения дифракционным монохроматором, регистрируются фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Спектральное ослабление каждого из

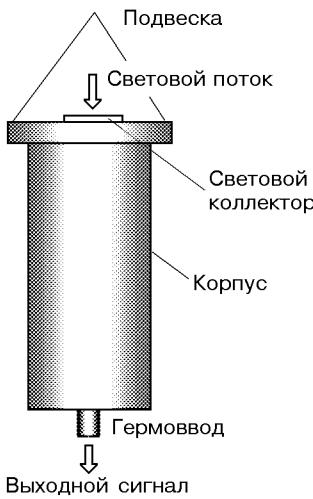


Рис. 4. Квантометр «Квант»

световых потоков определяется длиной пути, которое они проходят в водной среде (оптической базой). При идентичности каналов формирования световых потоков и их измерения это позволяет с помощью формулы (1) непосредственно, без внесения эмпирических коэффициентов, измерять спектральный показатель ослабления ε_λ (прозрачность водной среды):

$$\varepsilon_\lambda = \frac{1}{L_B - L_M} \cdot \lg \frac{E_B}{E_M}, \quad (1)$$

где E_B , E_M — значения световых потоков на выходе большой и малой базы двухбазовой кюветы, L_B , L_M — длина большой и малой базы кюветы, λ — длина световой волны.

Спектральное разрешение диспергирующего устройства в диапазоне измерения $\lambda\lambda 380...700$ нм определяется задачей восстановления концентраций конкретных веществ и составляет 5 (10) нм. Вещества, имеющие монотонную одновершинную спектральную характеристику поглощения (РОВ) надежней регистрируются, чем хлорофилл, имеющий двухвершинное спектральное распределение. Наличие в водной среде веществ, обусловленных антропогенным фактором, значительно усложняет решение поставленной задачи [7].

Измеритель фотосинтетически активной радиации — квантометр «Квант» [6] (рис. 4) предназначен для изучения условий биоценоза и физического процесса, происходящего в биологической системе при фотосинтезе в водной среде. Структурная схема квантометра приведена на рис. 5. Оптическая система квантометра, содержащая косинусный кол-

лектор, корректирующий светофильтр и нормализующее спектральное устройство, формирует в плоскости ФЭУ световой поток с определенной спектральной характеристикой.

Измерительное устройство преобразует входной световой поток в электрический сигнал. Широкий динамический диапазон измерения (8 порядков) и высокое быстродействие (250 мс) обеспечено применением трехкомпонентной системы стабилизации анодной чувствительности ФЭУ [1]. При этом полностью исключается или снижается до допустимого значения влияние на результат измерения нестабильности фотоприемника — ФЭУ (временная, температурная, зонная и «усталость» фотокатода, вызывающая снижение чувствительности фотоприемника после воздействия больших засветок).

Спектральная характеристика квантометра в диапазоне $\lambda\lambda 380...700$ нм пропорциональна длине волны λ . Его показания, связанные с числом квантов, определяются выражением (2):

$$Q = \text{const} \cdot h \cdot C \cdot \int_{380}^{700} N(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где Q — квантовая освещенность (квант \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$), N — количество квантов, h — постоянная Планка ($6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж \cdot с), c — скорость света ($3 \cdot 10^8$ м/с), λ — длина световой волны (нм).

Измерение нисходящей или восходящей квантовой освещенности обеспечивается ориентацией квантометра (вверх или вниз коллектором).

Нефтепродукты относятся к числу наиболее распространенных и опасных веществ, загрязняющих водную поверхность. Нефтяная пленка, являясь одной из миграционных форм нефтепродуктов в водной среде, существенно изменяет ее физические и световые характеристики, регистрируемые дистанционно, коэффициенты спектрального отражения и спектральной яркости.

Принцип работы автономного измерителя толщины нефтяной пленки на водной поверхности (рис. 6) основан на вариациях спектрального индекса поглощения светового потока при прохождении света через границу раздела водной среды и углеводородной поверхностной пленки. Толщина H нефтяной пленки зависит от спектрального индекса показателя поглощения T и показателя поглощения углеводородов X , составляющих поверхностную пленку и определяется выражением (3):

$$H = \frac{-\ln T - 0.065}{2} X. \quad (3)$$

Показатель истинного поглощения света в водной среде относится к наиболее важным гидрооптическим характеристикам. Непосредственное измере-

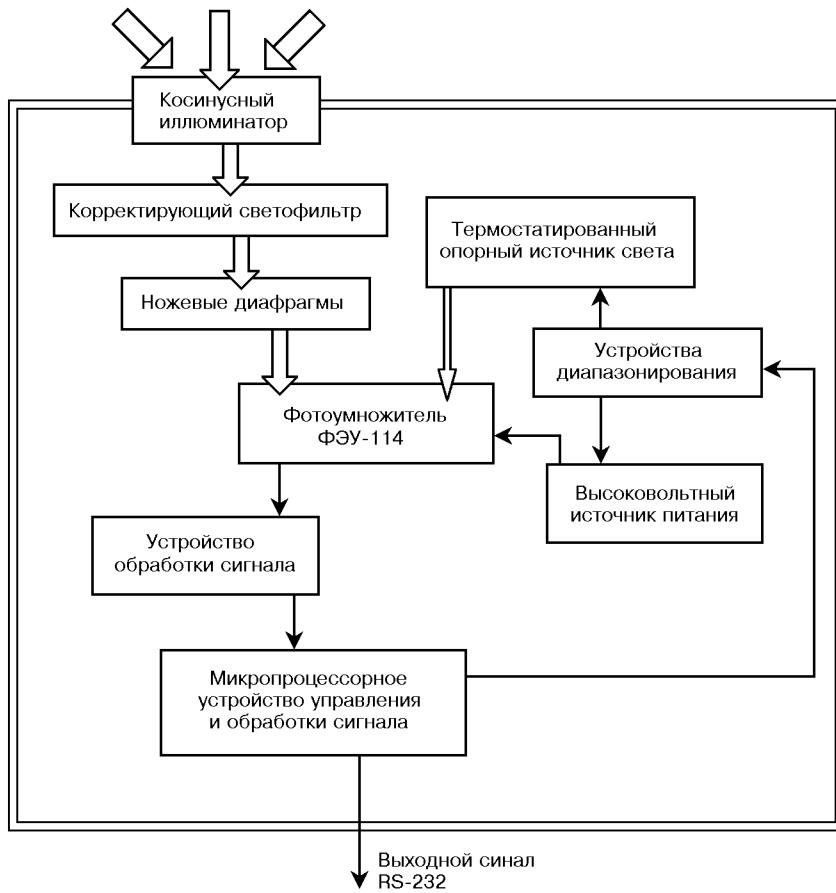


Рис. 5. Структурная схема квантометра «Квант»

ние его невозможно, а расчет показателя поглощения X как разность показателя ослабления ε и показателя рассеяния σ : $X = \varepsilon - \sigma$ приводит к низкой точности его определения.

Известно [4], что при неконтактных измерениях показателя поглощения основным методом является метод обратного рассеяния. Измеряя три фотометрические величины: яркость моря в nadir, облученность моря и яркость неба в зените, можно рассчитать показатель поглощения. Измерение показателя поглощения непосредственно в среде основано на измерении основных характеристик светового поля на двух разнесенных по глубине горизонтах и расчете спектральной энергии, поглощенной в данном слое. В основе этого метода лежит уравнение для дивергенции светового вектора H : $\text{div}H = -XE_0$, где E_0 — пространственная облученность. Применяя это уравнение, можно получить формулы для определения X , содержащие непосредственно измеряемые световые величины [5].

В большинстве случаев с погрешностью 5—6 % применима формула $X = \mu\alpha_0$, где μ — средний косинус тела яркости, α_0 — пространственный показатель вертикального ослабления.

Учитывая зависимость между значениями среднего косинуса тела яркости μ , коэффициентом диффузного отражения моря R и степенью вытянутости тела яркости, средний косинус тела яркости μ определяется как функция коэффициента диффузного отражения моря R [2].

Непосредственное измерение спектральной облученности сверху E_\downarrow , спектрального показателя вертикального ослабления нисходящего естественного светового потока λ_\downarrow и спектрального коэффициента диффузного отражения R на разнесенной по глубине оптической базе измерителем «Спектр» (рис. 7) позволяет измерять спектральную облученность, поглощенную слоем воды, и рассчитать истинную концентрацию хлорофилла и спектральное поглощение света пигментами фитопланктона —

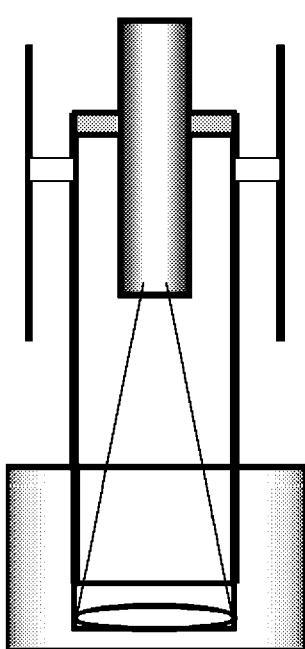


Рис. 6. Измеритель толщины нефтяной пленки

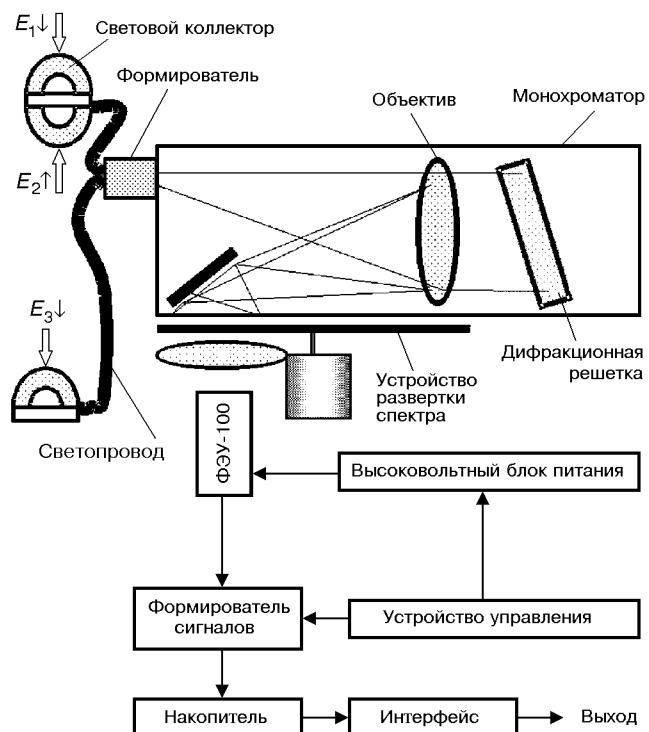


Рис. 8. Структурная схема измерителя истинного поглощения света.

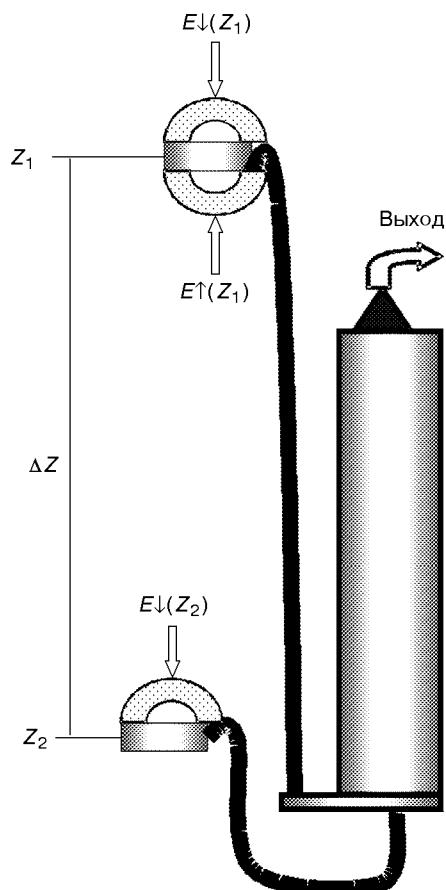


Рис. 7. Измеритель истинного поглощения света

Таблица 2. Технические характеристики измерителя истинного поглощения

Спектральный диапазон, нм	380—700
Спектральное разрешение, нм	5
Время сканирования спектра, мс	50
Диапазон изменения оптической базы, м	0—2
Коэффициент поглощения, м ⁻¹	0.005—0.5
Погрешность измерения, %	5
Диаграмма направленности коллекторов	косинусная
Динамический диапазон изменения естественного светового потока	10 ⁷
Глубина погружения, м	200

концентрацию пигментной энергии (N_n). При измерении энергии Q облученности в квантах квантотометром «Квант» [6] можно оценить уровень первичной продукции $P = f(Q, N_n, T_{\phi})$ за эффективное время исследования в фотической зоне (T_{ϕ}). Измеритель «Спектр» [8] состоит из световых коллекторов, спектрального и измерительного устройства (рис. 8). Световой поток из двух разнесенных по глубине горизонтов через световые коллекторы по-

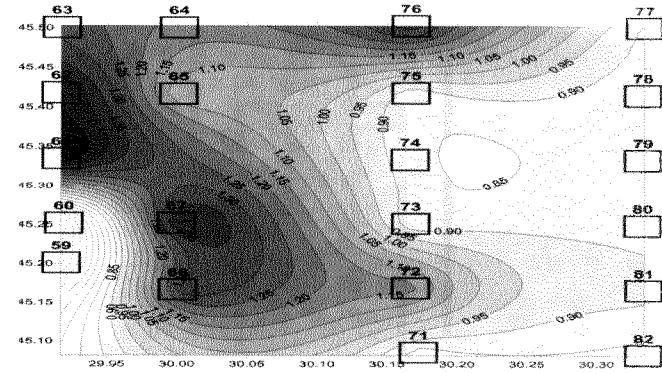
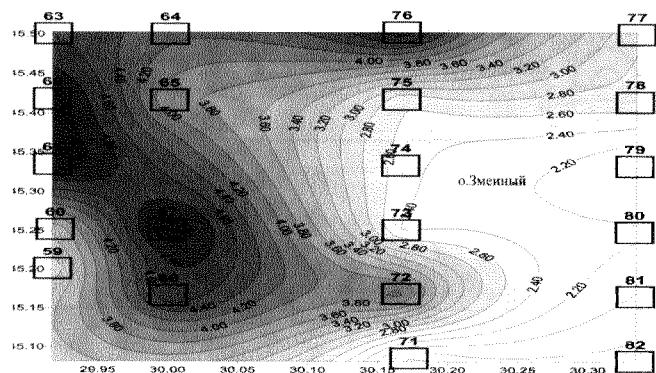


Рис. 9. Пространственное распределение концентрации взвешенного вещества Свв, мг/л для района о. Змеиный (07.10.1997 г.)

Рис. 10. Пространственное распределение концентрации растворенного органического вещества, отн. ед. для района о. Змеиный (07.10.1997 г.)

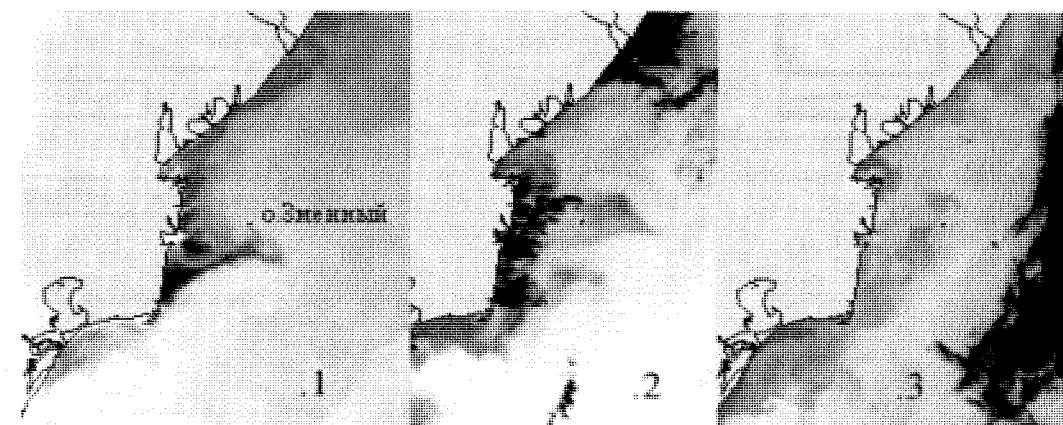


Рис. 11. Космические снимки КС AVNRR ИСЗ NOAA (0.725—1.1 мкм), района о. Змеиный (а — 8.10.1997 г., б — 17.10.1997 г., в — 21.10.1997 г.).

ступает на сканирующий дифракционный монохроматор. Сформированный монохроматический световой поток измерительным устройством регистрируется и преобразуется в частотно-модулированный электрический сигнал, а затем — в последовательный код (табл. 2).

Разработанные оптико-электронные приборы были испытаны в районе острова Змеиный и Севастопольской бухты.

Район о. Змеиный динамически активен. Время проведения натурных исследований (с 10 по 12 октября) совпало с изменением метеорологической обстановки (увеличение ветра (до 15 м/с) и волнения моря (до 4—5 баллов)). Особенностью циркуляции вод данной акватории являлась двухслойная структура и перенос вод в северо-восточном направлении вдоль береговой черты в верхнем слое. Известно, что акваториям, подверженным влиянию

речного стока, свойственна наибольшая изменчивость поверхностной солености. Распресняющее действие рек распространяется на десятки миль. Основная часть крупнодисперсной взвеси осаждается в зоне стоковых фронтов — в непосредственной близости к берегу, а оставшаяся часть взвеси, сохраняя относительно устойчивое взвешенное состояние, переносится течением. Преобладающий южный и юго-западный ветер заблокировал перенос пресных вод с высоким содержанием взвеси к югу, что способствовало продвижению стоковых фронтов в восточном направлении (рис. 9, 10). Верхний слой (до 10 м) более подвержен ветровой нагрузке. Пространственное распределение взвеси в придонном слое (глубже 15 м) существенно отличалось от верхнего. Здесь взвесь распространяется двумя потоками, огибая остров Змеиный, при доминирующем влиянии южного потока. В целом про-

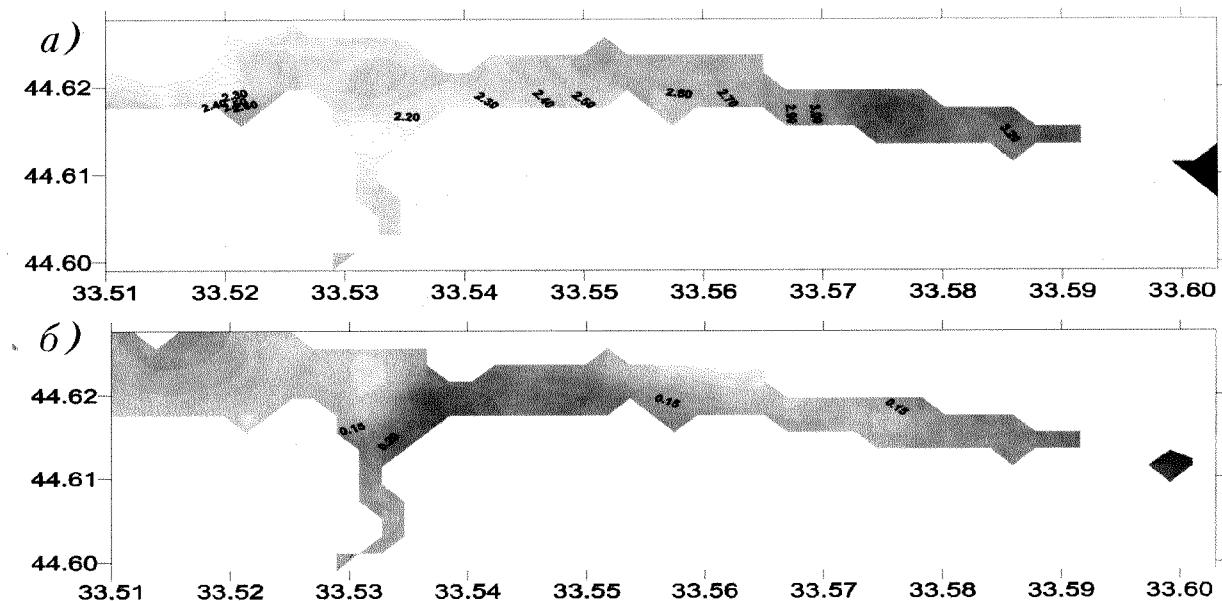


Рис. 12. Пространственное распределение концентрации взвешенного вещества Свв, мг/л (а) и растворенного органического вещества Сров, отн. ед. (б) в Севастопольской бухте (12.10.2000 г.)

странственное распределение как взвешенного вещества, так и растворенного органического вещества в верхнем и придонном слоях существенно различались между собой. Перестройка гидрологической структуры (с 8 по 17 октября) по данным космических снимков КС AVNRR ИСЗ NOAA сопровождалась разрушением неоднородности поверхностного распределения взвешенного вещества (рис. 11, а, б), и формированием к 21 октября (рис. 11, в), однородного слоя в районе исследования. По всем 20 станциям полигона отмечается взаимосвязь концентрации взвешенного вещества, рассчитанного по данным измерения спектральной прозрачности и плотности фототона космического снимка сканера AVHRR ИСЗ NOAA (0.725—1.1 мкм) за 08.10.1997 г. (коэффициент детерминации 0.86) (табл. 3). Причем наибольшее различие, за-вышение значения концентраций взвеси, отмечается в северо-восточной части полигона (станции 76, 77, 78), где по данным космических снимков (рис. 11, б) происходило фактическое увеличение взвеси.

Исследования в Севастопольской бухте выполнялись по плану исследований 2000—2001 гг. (05.08.2000, 12.10.2000, 17.07.2001) на судах «Профессор Вяземский» (ИНБЮМ НАН Украины) и «Порыв» (УкрНИГМИ). Севастопольская бухта соответствует требованиям тестового полигона с интенсивной антропогенной нагрузкой: пространственные масштабы — 2 × 8 км; многочисленность

Таблица 3. Концентрация взвешенного вещества и плотность фототона космического снимка КС AVNRR ИСЗ NOAA (0.725—1.1 мкм), 08.10.1997 г. район о. Змеиный

Номер станции	Концентрация взвеси, мг/л	Плотность фототона, отн. ед.	Номер станции	Концентрация взвеси, мг/л	Плотность фототона, отн. ед.
59	3.039	39.902	72	4.109	50.282
60	3.42	47.978	73	2.362	29.371
61	6.213	100	74	2.51	26.467
62	6.126	82.724	75	2.638	27.6
63	4.596	51.136	77	2.819	28.176
64	4.248	32.248	78	2.714	26.812
65	3.823	33.028	79	1.993	25.819
66	4.779	45.721	80	2.234	26.872
67	5.204	53.38	81	1.988	26.557
71	1.547	23.607	82	1.721	25.161

источников поступления загрязняющих веществ в бухту при доминировании одного из них (р. Черная); непосредственный выход в Черное море; зависимость водообмена от метеорологических условий; протяженная, используемая в хозяйственной деятельности береговая черта; используемая для судоходства и стоянки судов акватория бухты.

Оптические характеристики водной среды Севастопольской бухты имеют сложный характер, определяемый многочисленностью источников и различным фактором воздействия поступающих веществ. Малые глубины (до 25 м) и особенности

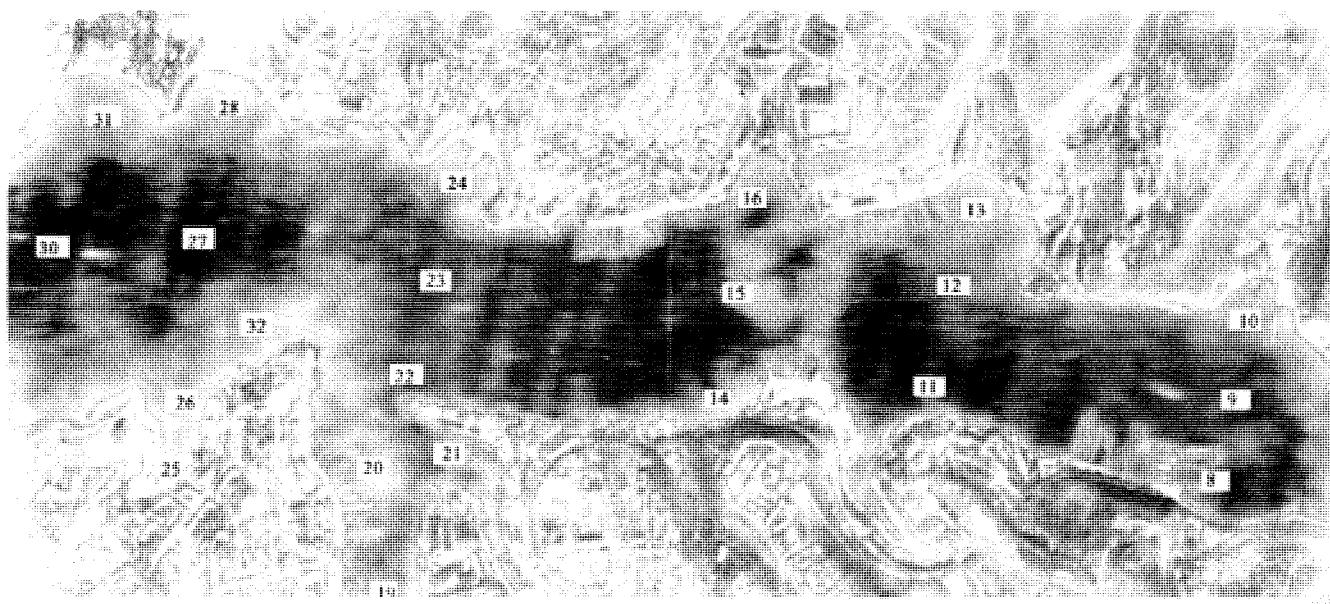


Рис. 13. Космический снимок КС LISS-3 ИСЗ IRS (панхром) района Севастопольской бухты

Таблица 4. Концентрация взвешенного вещества и плотность фототона космического снимка КС LISS-3 ИСЗ IRS (панхром) района Севастопольской бухты. 12.10.2000 г.

Номер станции	Концентрация взвеси, мг/л	Плотность фототона, отн.ед.	Номер станции	Концентрация взвеси, мг/л	Плотность фототона, отн.ед.
8	2.78	34.651	22	2.48	35.289
9	3.15	41.679	23	2.69	42.774
10	3.074	28.203	24	2.245	23.503
11	2.670	45.727	25	2.026	20.395
12	2.710	33.321	26	2.550	24.935
14	2.352	24.826	27	4.581	100
15	2.593	33.653	28	2.149	21.271
16	2.650	26.479	30	3.919	94.482
19	2.320	28.334	31	2.050	23.359
20	2.100	20.309	32	2.288	23.438
21	2.331	25.261			

рельефа берега приводят к значительной изменчивости пространственной структуры природных и антропогенных загрязнений, их быстрой перестройки в зависимости от интенсивности и направления ветра. Пространственное распределение концентрации взвешенного и растворенного органического вещества (рис. 12), характерно для северозападного ветра (8—10 м/с). Использование данных КС ИСЗ типа NOAA или SeaWiFS для анализа акваторий, имеющих протяженную береговую черту и малые

пространственные масштабы, невозможно, потому что они соизмеримы или меньше пространственного разрешения космического сканера 1.1 км, и следовательно, погрешность, обусловленная береговой чертой, будет доминирующей. Космический снимок КС LISS-3 (12.10.2000 г.) охватил часть Севастопольской бухты (21 станцию из 31 стандартного полигона) (рис. 13). Сопоставление результатов наземных измерений концентрации взвешенного вещества (по спектральной прозрачности рис. 12, а) с плотностью фототона космического снимка показало удовлетворительное совпадение результатов этих измерений (табл. 4).

Кроме расчета концентраций взвешенного и растворенного органического вещества, был выполнен расчет концентрации хлорофилла, растворенных нефтепродуктов и интегральных загрязняющих веществ. В результате выявлено, что в водной среде есть целый спектр веществ, обусловленных антропогенным фактором. Эти вещества, наряду с природными, — растворенным органическим веществом, хлорофиллом, взвешенным веществом, имеют индивидуальные особенности спектральных характеристик поглощения.

Использование разработанных оптико-электронных измерительных систем для заверки результатов космических исследований позволит верифицировать данные космических измерений и открывает новые возможности для проведения мониторинга

прибрежной зоны морских акваторий на качественно новом уровне.

1. А. с. 1500855 СССР, МКИ Фотоприемное устройство / А. И. Чепыженко А. И. — Заявл. 10.06.87; Опубл. 15.04.89.
2. Ефименко И. Д., Пелевин В. Н. Угловое распределение яркости солнечного излучения в водах Индийского океана // Гидрофизические и гидрооптические исследования в Индийском океане. — М.: Наука, 1975.—С. 124—132.
3. Иванов А. П. Физические основы гидрооптики. — Минск: Наука и техника, 1975.—503 с.
4. Оптика океана. — М.: Наука, 1983.—Т. 1.—357 с.
5. Пелевин В. Н. Об измерении показателя истинного поглощения света в море // Физика атмосферы и океана.—1965.—1, № 5.—С. 539—544.
6. Чепыженко А. И. Измерение спектральной подводной освещенности с помощью квантотметра // Системы контроля окружающей среды. — Севастополь: МГИ, 1999.—С. 118.
7. Chepyzhenko A. I. Optical methods and tools in a system ecological monitoring // Current Problems in Optics of Natural

Waters: ONW-2001. — St-Peterburg, Russia, 2001.—P. 323—328.

8. Chepyzhenko A. I., Haltrin V. I. A Submersible Probe to Measure Spectral Diffuse Attenuation and Diffuse Reflectance of Light by Natural Waters // Proceedings of the Seventh International Conference on Remote Sensing for Marine and Coastal Environments, 20-22 May, 2002, Miami, Florida, USA. — Published by: Veridian, P.O. Box 134008, Ann Arbor, MI 48113-4008, USA, 2002.—P. 1—5, paper N 00121.

**OPTICAL SYSTEMS FOR SUBSATELLITE CALIBRATION
OF RESULTS OF SPACE INVESTIGATIONS OF MARINE
HARBOUR AREAS**

A.I.Chepyzhenko

The devices designed for determining hydrooptical characteristics of marine areas are described. We give the results of a comparison of investigations of the marine areas in the regions of the Zmiinyi island and Sevastopol's'ka bay with space data for these regions.

УДК 523.3

Ю. Г. Шкуратов^{1, 2}, В. В. Омельченко¹, Д. Г. Станкевич¹,
В. Г. Кайдаш¹, К. Питерс³, П. Пине⁴

¹Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

²Радіоастрономічний інститут НАН України, Харків

³Університет Брауна, Провіденс, США

⁴Університет П. Сабатьє, Тулуса, Франція

Прогноз состава лунной поверхности по данным КА «Клементина» и результатам лабораторных исследований лунного грунта

Надійшла до редакції 30.01.03

Предложен метод дистанционного определения состава лунной поверхности, основанный на спектрофотометрических и химико-минералогических данных, которые были получены Lunar Soil Characterization Consortium для нескольких размерных фракций образцов лунного грунта из всех мест посадок КК Аполлон. С использованием фотометрических мозаик Луны километрового разрешения, созданных Геологической службой США для пяти длин волн, с помощью этого метода построены карты прогноза содержания основных породообразующих окислов (SiO_2 , FeO , TiO_2 , Al_2O_3), минералов (пироксена, оливина, плагиоклаза и ильменита), а также степени зрелости (I_s / FeO) и характерного размера частиц. Анализ карт показывает, в частности, что реголит молодых морских кратеров характеризуется высоким содержанием пироксена, большим размером частиц и низкой степенью зрелости.

ВВЕДЕНИЕ

Спектрофотометрия является мощным дистанционным методом исследования поверхностей безатмосферных тел Солнечной системы. Спектральные измерения дают информацию о первых нескольких миллиметрах лунной поверхности. Спектральная оптическая съемка пока обеспечивает наивысшее пространственное разрешение по сравнению с другими методами дистанционного зондирования, что важно для геологических исследований Луны.

После долгого перерыва в изучении Луны космическими средствами в начале 1990-х гг. космический эксперимент «Галилео» дал новый импульс комплексным исследованиям лунной поверхности, проведя спектральную съемку западного лимба Луны и части обратной стороны в пяти узких спектральных полосах [3]. Анализ данных КА «Галилео» выявил аномалии состава лунной поверхно-

сти в бассейне Южный полюс — кратер Эйткен. Это дало основание предположить, что удар, образовавший этот крупнейший бассейн, извлек темный материал нижней коры или мантии [5]. Данные КА Галилео также позволили исследовать криптомуоры — регионы, содержащие древние базальты, которые скрыты ударными выбросами другого материала [5].

В 1994 г. был запущен КА «Клементина», который с помощью камеры UVVIS провел пятицветную спектральную съемку лунной поверхности с высоким пространственным разрешением, покрыв более чем 90 % лунной поверхности [11]. Данные КА «Клементина» позволили значительно продвинуться в понимании истории и эволюционных процессов лунной поверхности [7, 8, 14, 16]. Данные КА «Клементина» в сочетании с наземными наблюдениями и лабораторными измерениями образцов лунного грунта позволили продолжить разработку методов дистанционной оценки химического соста-

ва лунной поверхности. Широко применяемый в настоящее время подход для оценки содержания TiO_2 и FeO , а также степени зрелости лунной поверхности был сравнительно недавно предложен Люси и др. [7, 8]. Однако продолжаются попытки найти другие более надежные алгоритмы предсказания [15, 21]. В частности, детальный химико-минералогический и спектральный анализ образцов лунного грунта, проведенный Lunar Sample Characterization Consortium (LSCC) [22], предоставил уникальную возможность такого рода.

Настоящая статья является развитием нашей работы [15]. В ней представлена новая методика дистанционного определения состава лунной поверхности по данным камеры UVVis KA «Клементина» и данным LSCC; также приведены карты прогноза химико-минералогического состава для одного участка лунной поверхности и дано их описание.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

Мы использовали изученные LSCC образцы лунного морского грунта, доставленного КК «Аполлон-11, -12, -15 и -17» [22]. Материковый реголит представлен образцами «Аполлон»-14 и «Аполлон-16». В исследования LSCC включены образцы лунного грунта, отобранные так, чтобы представлять различные типы реголитов, имеющих разную степень зрелости. Спектральные и химико-минералогические измерения каждого образца были проведены для трех размерных фракций: менее 10 мкм, 10–20 мкм и 20–45 мкм. В общей сложности использовались данные по 42 фракциям образцов. Следует отметить, что реголит с размером частиц менее 45 мкм является оптически доминирующим материалом лунной поверхности [13], поэтому фракции лунного грунта с более крупными частицами не были включены в анализ. В этой работе мы ограничились анализом 10 вещественных характеристик: содержание TiO_2 , FeO , SiO_2 и Al_2O_3 (химический состав), содержание пироксена, оливина, ильменита, плагиоклаза (минералогический состав), степень зрелости (I_s/FeO) и характерный размер d частиц. Измерения отражательной способности образцов реголита, имитирующие наблюдения Луны при фазовом угле 30°, были проведены с помощью прибора RELAB (Университет Брауна, США) в спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 300–2600 нм. Затем эти данные были свернуты с кривыми пропускания фильтров и кривой чувствительности ПЗС-камеры UVVis KA «Клементина»; использовались все пять спектральных каналов камеры ($\lambda\lambda$ 415, 750, 900, 950, 1000 нм).

Главным в нашем подходе является поиск статистических взаимосвязей, которые дают наиболее высокие коэффициенты корреляции между двумя типами данных. Первый тип — это различные комбинации оптических параметров. Второй тип — это состав лунного грунта по данным лабораторных измерений, приведенным в спектральную систему камеры UVVis KA «Клементина». Мы выбрали следующий набор оптических параметров:

$$\begin{aligned} A_R &= A(750 \text{ нм}), \\ C_{br} &= A(415 \text{ нм})/A(750 \text{ нм}), \\ C_{IR1} &= A(900 \text{ нм})/A(750 \text{ нм}) \\ C_{IR2} &= A(950 \text{ нм})/A(750 \text{ нм}), \\ C_{IR3} &= A(1000 \text{ нм})/A(750 \text{ нм}) \end{aligned}$$

и глубина полосы

$$D = A(750 \text{ нм})A(1000 \text{ нм}) / [A(900 \text{ нм})]^2.$$

Выбор альбедо A_R и колор-индексов C_{br} , C_{IR1} , C_{IR2} , C_{IR3} вполне понятен; эти параметры давно используются для лунной спектрофотометрии. Менее очевиден параметр D . В первом приближении он характеризует глубину пироксеновой полосы. Картирование этого параметра по данным KA «Клементина» оказалось полезным для поиска регионов с неморским лунным вулканализмом [17]. Набор оптических параметров, которые мы используем, не является единственным возможным, однако это обстоятельство не сильно влияет на результаты [12]. Для получения высоких коэффициентов корреляции хорошо подошло уравнение

$$\lg P = aA_R + bC_{br} + cC_{IR1} + hC_{IR2} + fC_{IR3} + eD + g, \quad (1)$$

где P — изучаемый параметр, a, b, c, h, f, e, g — коэффициенты, которые находятся методом наименьших квадратов по набору лабораторных образцов. Эти коэффициенты представлены в табл. 1. Здесь же даны коэффициенты корреляции k , которые характеризуют взаимосвязи между предсказанными и измеренными значениями исследуемых параметров. Во всех случаях коэффициенты корреляции достаточно велики, что говорит о надежности предложенного подхода.

Результатом наших исследований являются карты прогноза распределений химико-минералогического состава лунной поверхности и других характеристик. В качестве исходных данных для прогнозирования мы использовали спектральные мозаики с разрешением 1 км, составленные Геологической службой США на основе изображений высокого разрешения, полученных камерой UVVis KA «Кле-

ментина». Эти мозаики покрывают примерно 75 % площади лунной поверхности. Мы исследуем район северо-западной части лунного диска, который охватывает большую часть Океана Бурь (рис. 1).

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ

Связь между содержанием TiO_2 в лунном морском грунте и наклоном непрерывного спектра в видимом диапазоне была впервые надежно установлена в работе [4]. Были предложены различные объяснения этой эмпирической закономерности, в частности Ю. Г. Шкуратовым [2], но до полного понимания природы этой взаимосвязи еще далеко. Используя формулу (1) с соответствующими коэффициентами из табл. 1 и данные КА «Клементина», мы оценили распределение содержания TiO_2 по лунной поверхности.

Результат показан на рис. 2. Качественно это распределение очень похоже на то, что опубликовано в работах [7, 21]. По нашим данным содержание TiO_2 варьирует в пределах 0.1–12 %, что выглядит вполне правдоподобно. На изображении различаются границы некоторых морских участков; это говорит о вариациях состава лавовых потоков, излившихся из разных источников.

Железо — очень важный пордообразующий элемент. Он входит в состав нескольких важнейших минералов и существенно влияет на альбедо лунной поверхности. В ближней ИК-области ион двухвалентного железа имеет полосы поглощения, соответствующие пироксену и оливину. В частности, в спектре альбедо Луны хорошо видна полоса поглощения Fe^{2+} , находящаяся вблизи 1 мкм. Следовательно, можно ожидать корреляцию альбедо и колор-индексов вблизи 1 мкм с содержанием FeO.

Результаты нашего прогноза FeO приведены на рис. 3. Как можно было ожидать, содержание железа в материковом материале значительно ни-

же, чем в морском. Вариации FeO в морях менее заметны, чем в случае титана. Отметим схожесть изображений, отвечающих распределениям FeO и TiO_2 . Отчасти это может быть связано с тем, что оба окисла, входя в состав ильменита (наиболее темного лунного минерала), варьируют одновременно при изменениях содержания ильменита в лунном грунте.

Отметим еще одну интересную особенность распределений FeO и TiO_2 . На них почти не выделяются большинство небольших молодых кратеров, имеющих высокое альбедо. Этого следовало ожидать, поскольку высокое альбедо молодых кратеров обусловлено в основном наличием незрелого грунта, а не аномалиями состава. Однако не все молодые кратеры исчезают на описываемых изображениях. Наиболее крупные из них хорошо заметны, например кратер Аристарх. Отличие таких кратеров от окружающих морских областей указывает на то, что в ходе кратерообразующего события из глубины был извлечен материковый материал с низким содержанием железа и титана.

Мы также построили распределение содержания Al_2O_3 . Алюминий не хромофорный элемент (т. е. сам по себе Al_2O_3 не проявляется спектрально), но он сильно антикоррелирует с содержанием такого хромофора, как железо [15]. Таким образом, содержание Al_2O_3 может быть сравнительно надежно оценено по оптическим измерениям. Распределение Al_2O_3 представлено на рис. 4. Хорошо видно, что этот параметр действительно связан обратной зависимостью с содержанием FeO: чем больше количество Al_2O_3 (материковый материал), тем ниже содержание FeO.

На рис. 5 представлено распределение основного пордообразующего окисла SiO_2 . Он также не является хромофором; его картографирование по оптическим измерениям возможно благодаря косвенным корреляциям, когда формальная взаимозависимость SiO_2 и оптических параметров генерируется, с одной

Таблица 1. Коэффициенты уравнения (1) и коэффициенты корреляции k для рассматриваемых параметров лунного грунта (альбедо в процентах)

Параметр	a	b	c	d	e	f	g	k
Содержание TiO_2	-0.045	2.114	61.522	-29.290	-9.528	14.793	-37.988	0.87
Содержание FeO	-0.023	0.349	24.664	-15.632	-1.233	5.190	-11.968	0.86
Содержание SiO_2	0.0018	-0.214	-2.091	-0.554	1.597	-0.736	3.511	0.87
Содержание Al_2O_3	0.014	-0.119	-16.289	9.812	1.476	-3.378	9.498	0.86
Содержание ильменита	-0.049	3.273	75.175	-31.233	-16.225	18.239	-47.110	0.8
Содержание оливина	-0.031	3.284	12.939	-7.416	-0.226	4.690	-11.405	0.74
Содержание пироксена	-0.023	0.079	16.771	-19.487	4.959	1.666	-2.782	0.83
Содержание плагиоклаза	0.016	0.861	-6.888	7.360	-1.527	-0.322	1.972	0.71
I_s/FeO	-0.013	-2.466	-35.496	17.736	5.303	-10.710	26.712	0.87
d	-0.025	2.081	-35.245	18.137	3.931	-7.031	20.836	0.75

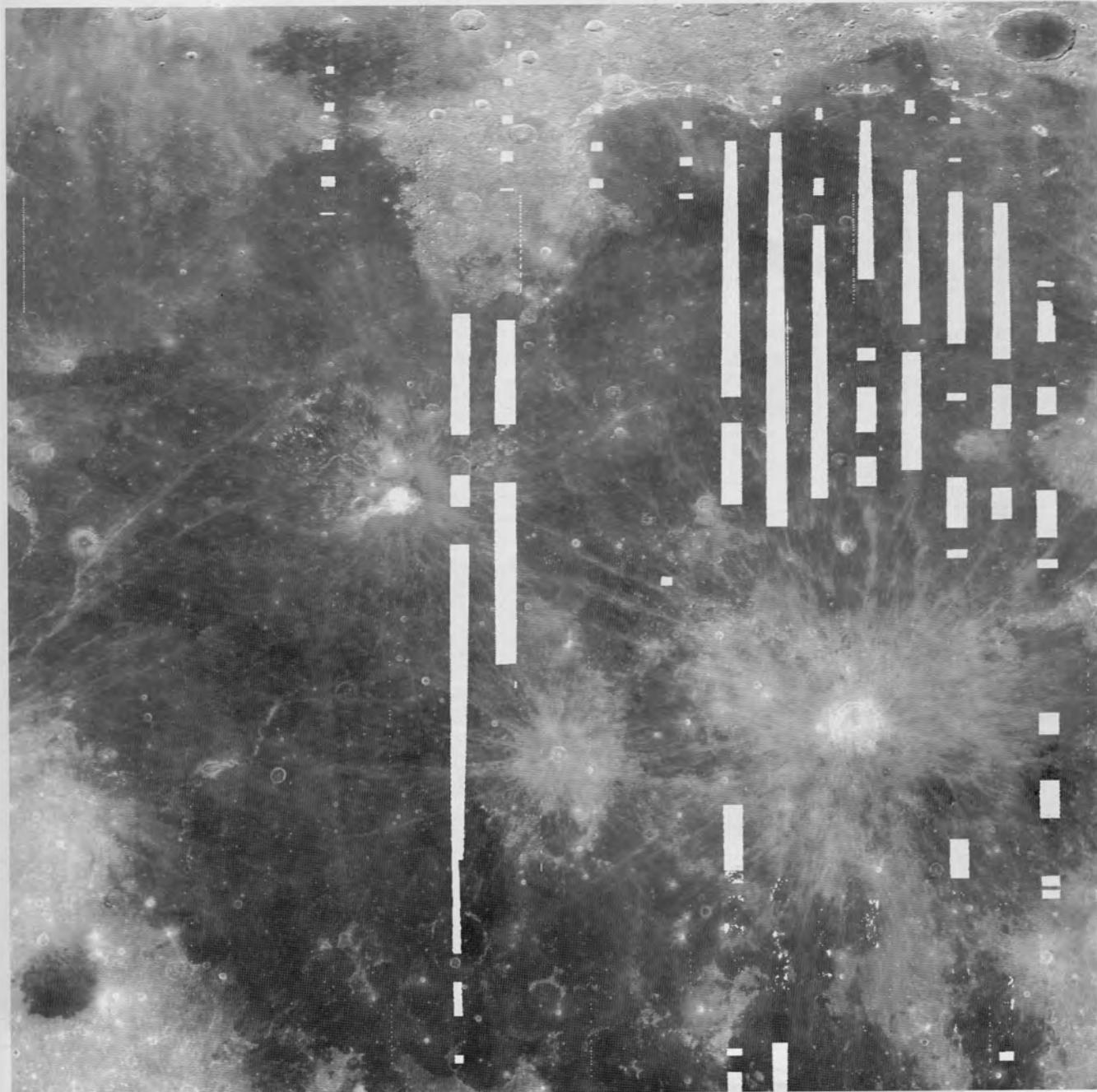


Рис. 1. Северо-западная часть видимого полушария Луны по данным КА «Клементина». Темные и светлые вертикальные полосы соответствуют районам, для которых отсутствуют данные

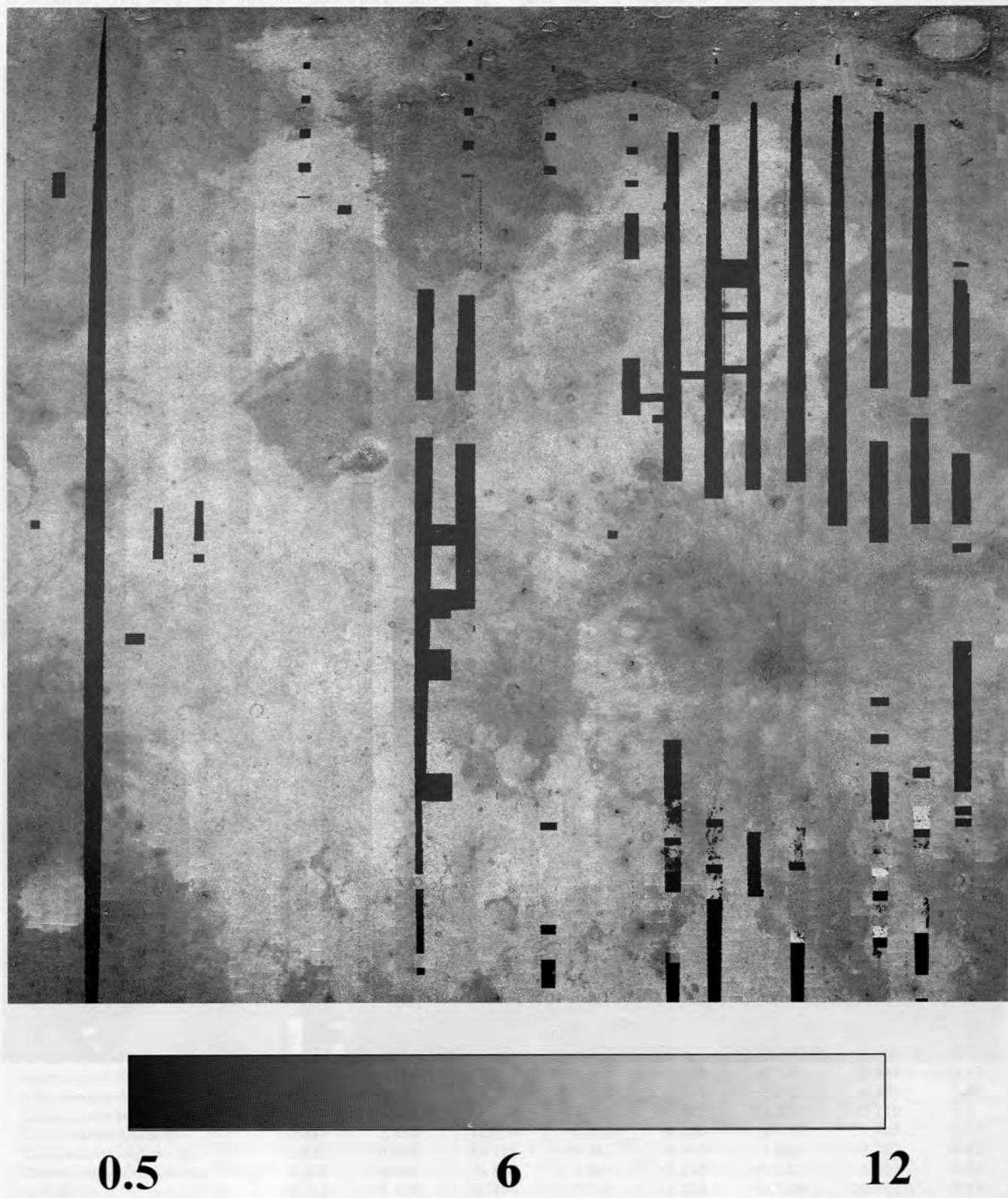
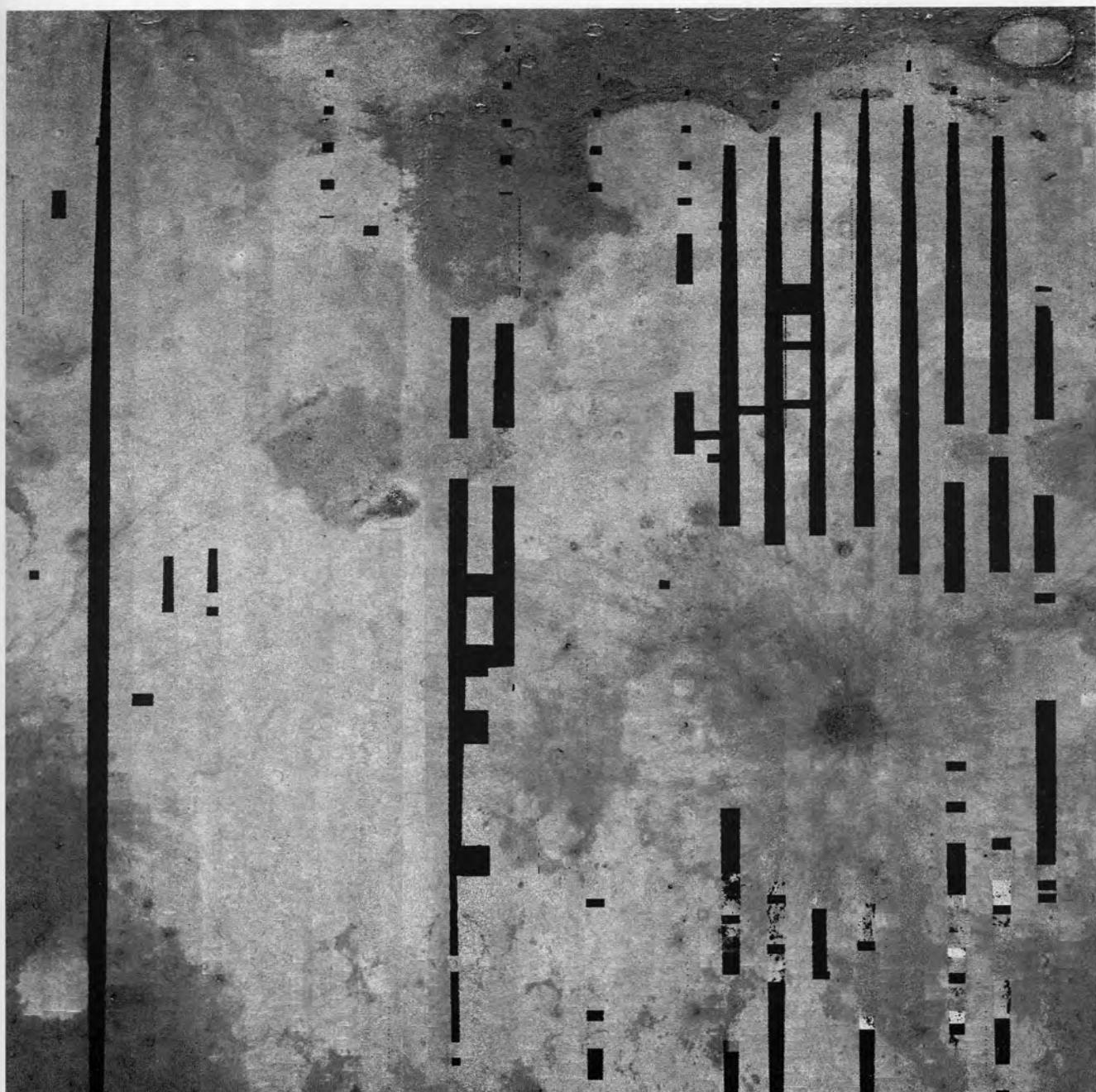


Рис. 2. Карта прогноза распределения TiO_2 , %



5

13.5

22

Рис. 3. Карта прогноза распределения FeO , %

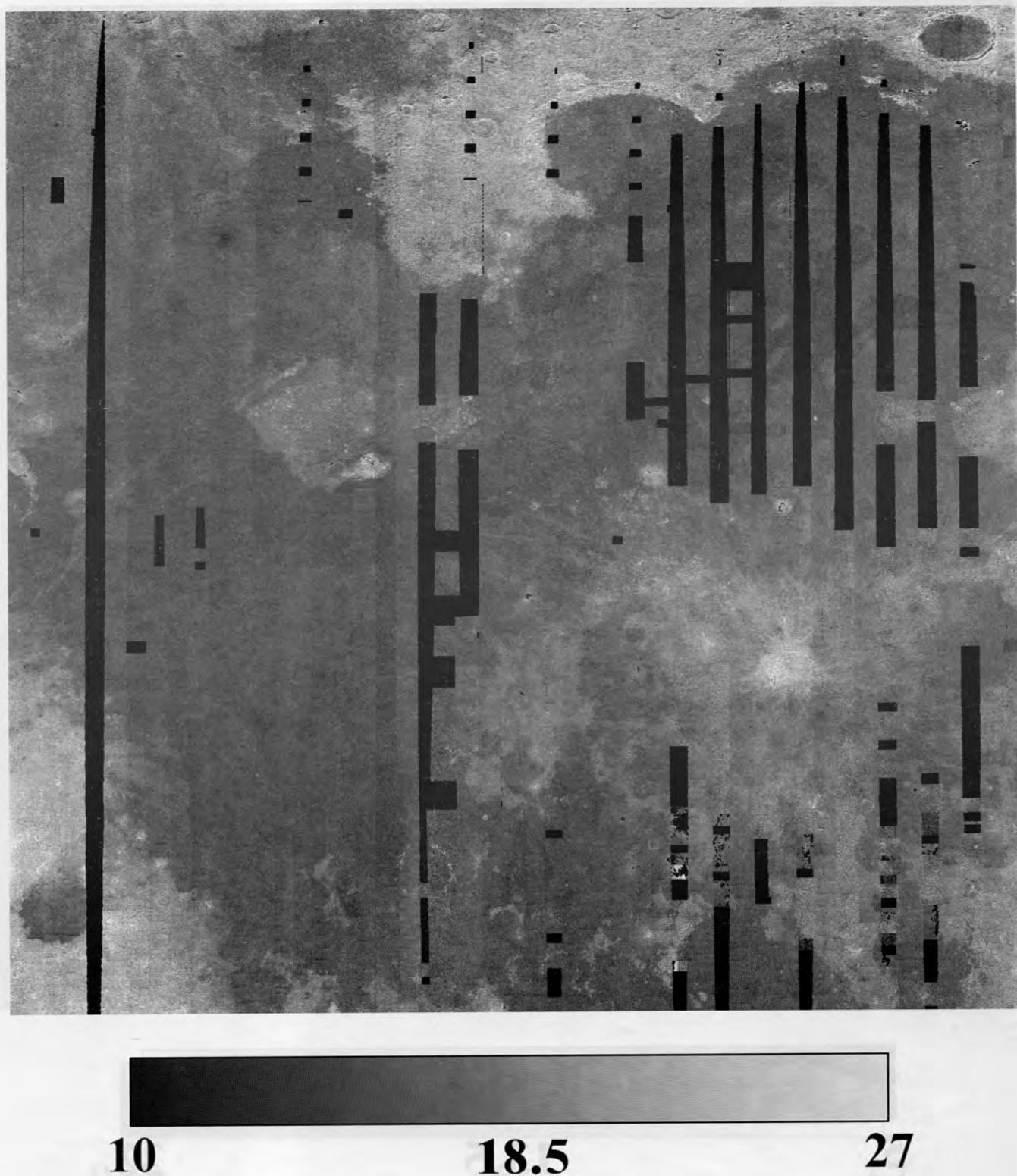
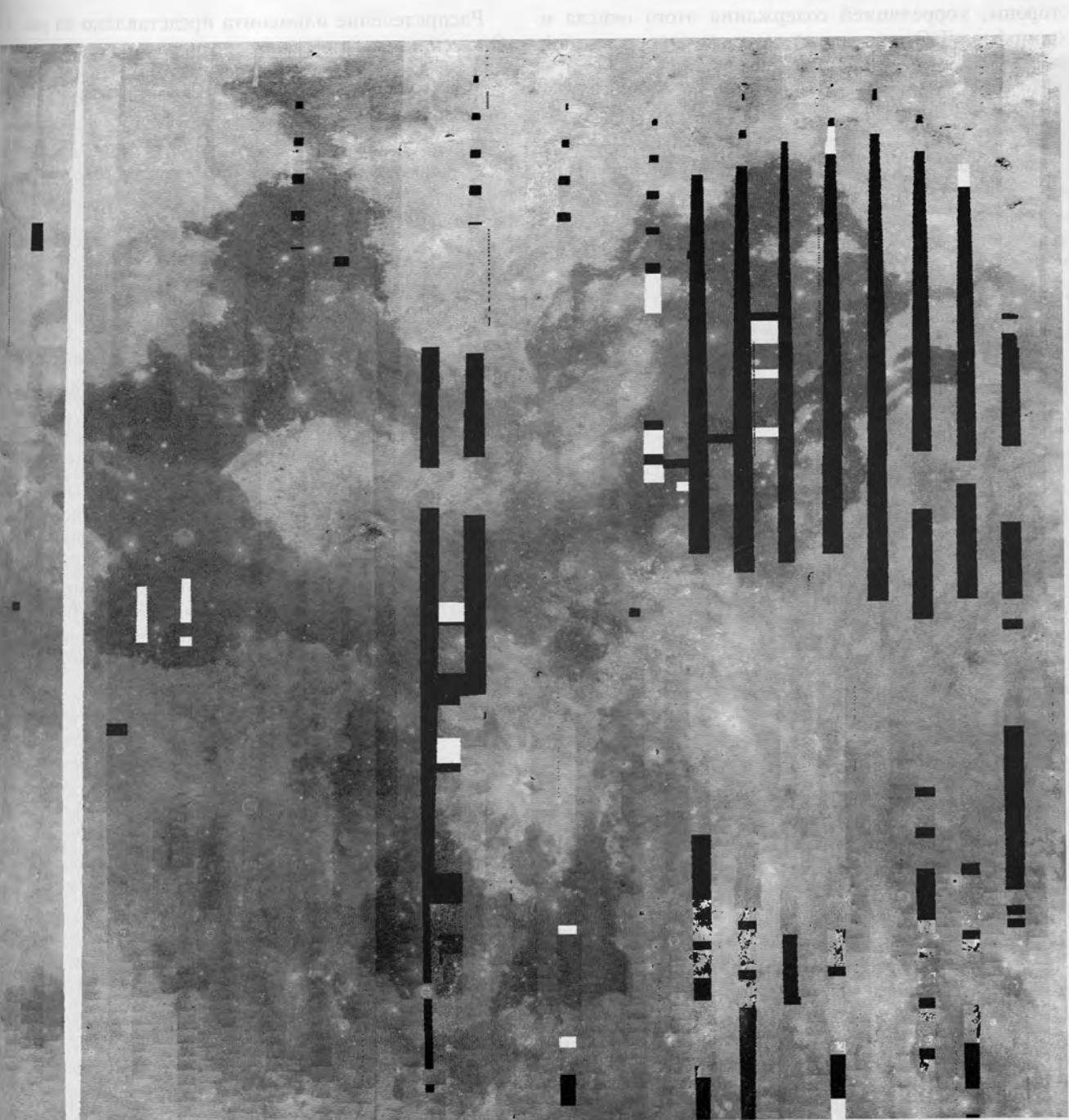


Рис. 4. Карта прогноза распределения Al_2O_3 , %

**38****43****48**Рис. 5. Карта прогноза распределения SiO_2 , %

стороны, корреляцией содержания этого окисла и хромофора TiO_2 , а с другой стороны — корреляцией этого хромофора и оптических параметров.

По данным карты прогноза распределения SiO_2 его вариации лежат в узких пределах от 38 % до 47 %. Наиболее выражены вариации SiO_2 в морских районах. Лавы в северной части Океана Бурь и западной части Моря Дождей являются ультраосновными. Материковый материал имеет более кислый состав, особенно районы к северо-западу от Моря Дождей. Отметим исчезновение границы море-материк в некоторых местах. Так, Залив Радуги слился с материком, хотя по распределению других параметров этого не происходит.

МИНЕРАЛОГИЧЕСКИЙ СОСТАВ

На рис. 6 показано распределение пироксена, полученное при помощи формулы (1). Среднее значение содержания пироксена для рассматриваемого региона — 12.5 %. Вариации содержания пироксена от 3 % до 20 % выглядят вполне приемлемо. Региональное распределение пироксена похоже на распределение железа. Это объясняется тем, что пироксен содержит довольно много железа и именно благодаря этому проявляется спектрально в области полосы поглощения $\lambda = 1 \text{ мкм}$.

Карта распределения пироксена показывает, что молодые морские кратеры, например кратер Аристарх, имеют более высокое содержание этого минерала в материале валов и зон выбросов, чем окружающие области. Это объясняется различиями возраста: свежий кристаллический материал кратеров не успел перейти в агглютинаты за счет микрометеоритной переработки, тогда как для соседних морских областей это произошло.

Представляется интересным прогноз распределения оливина по лунной поверхности. Рис. 7 показывает, что морской регион содержит множество сравнительно небольших участков, различающихся содержанием оливина, а граница море/материк имеет довольно низкий контраст. Обращает на себя внимание то, что среднее прогнозируемое значение содержания оливина составляет всего около 2.5 %; это кажется слишком малым. Однако если проанализировать имеющиеся в нашем распоряжении данные по лунным образцам, то это содержание окажется типичным. Таким образом, возможно, по оливину используемый нами набор данных оказывается не представительным. Тем не менее, можно надеяться, что, по крайней мере качественно, прогнозируемое распределение оливина соответствует действительному.

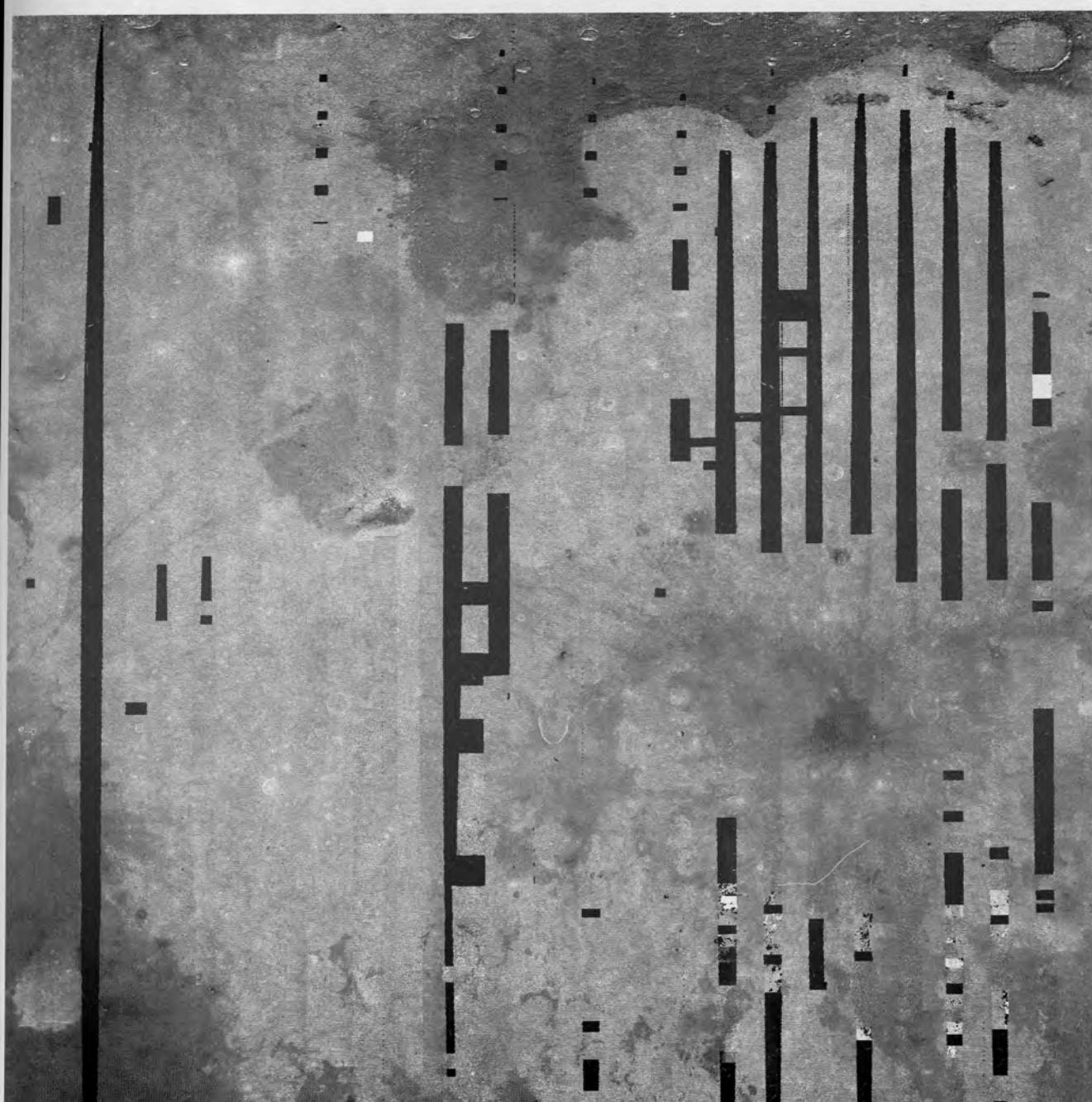
Распределение ильменита представлено на рис. 8. Оно сильно напоминает распределение основных хромофорных окислов TiO_2 и FeO , что не удивительно, поскольку химическая формула ильменита $FeTiO_3$. Среднее содержание ильменита около 10 % выглядит приемлемо. Распределение плагиоклаза (рис. 9), как и следовало ожидать, очень сильно коррелирует с альбено — в материковом материале содержание плагиоклаза значительно выше, чем в морском.

ЗРЕЛОСТЬ И РАЗМЕР ЧАСТИЦ

Есть различные определения степени зрелости лунного грунта, см., например [8]. Здесь мы используем степень зрелости, определенную как I_s/FeO , которая была введена и изучалась в работе [6]. Эта характеристика представляет отношение содержания нанофазного металлического железа I_s , измеренного методом ферромагнитного резонанса, к содержанию оксида железа в образце. Зерна нанофазного железа могут формироваться несколькими процессами: восстановление водородом (его источником являются протоны солнечного ветра), селективным распылением атомов кислорода частицами солнечного ветра и селективной конденсацией продуктов испарения (железа) при микрометеоритной бомбардировке [10]. Метод ферромагнитного резонанса способен обнаруживать металлические вкрапления с размером более 4 нм, но менее чем 30 нм [10]. Отметим также метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [1], который широко применялся для исследований нанофазного железа в образцах лунного реголита, доставленного в ходе американских и советских космических миссий к Луне.

Количество FeO пропорционально объему частицы. Если I_s строго пропорционально площади поверхности частицы, то величина I_s/FeO будет обратно пропорциональна среднему размеру частиц реголита. В работе [10] найдено, что это справедливо для незрелого грунта. Для зрелого грунта такой зависимости практически нет; это подразумевает, что нанофазное железо распределено в основном в объеме частицы.

Исследования лунного грунта LSCC сделали возможным существенно улучшить предсказание параметра I_s/FeO . На рис. 10 показано распределение величины I_s/FeO , полученное с помощью формулы (1). Молодые морские кратеры (их выбросы и валы) имеют низкую степень зрелости. Формация Reiner-γ (свирль) также является примером области с очень незрелым грунтом (в среднем величина



5

15

25

Рис. 6. Карта прогноза распределения пироксена, %

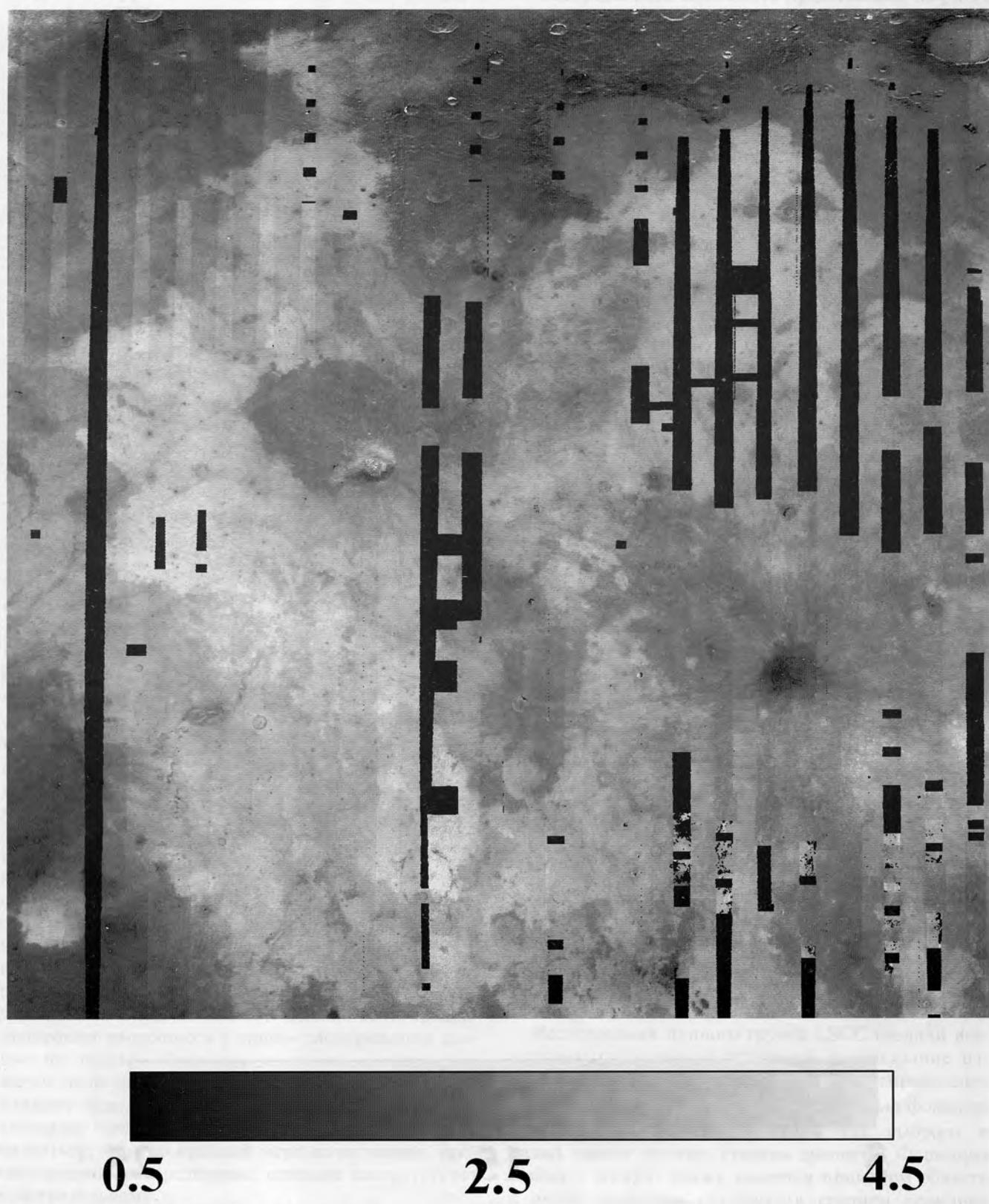


Рис. 7. Карта прогноза распределения оливина, %

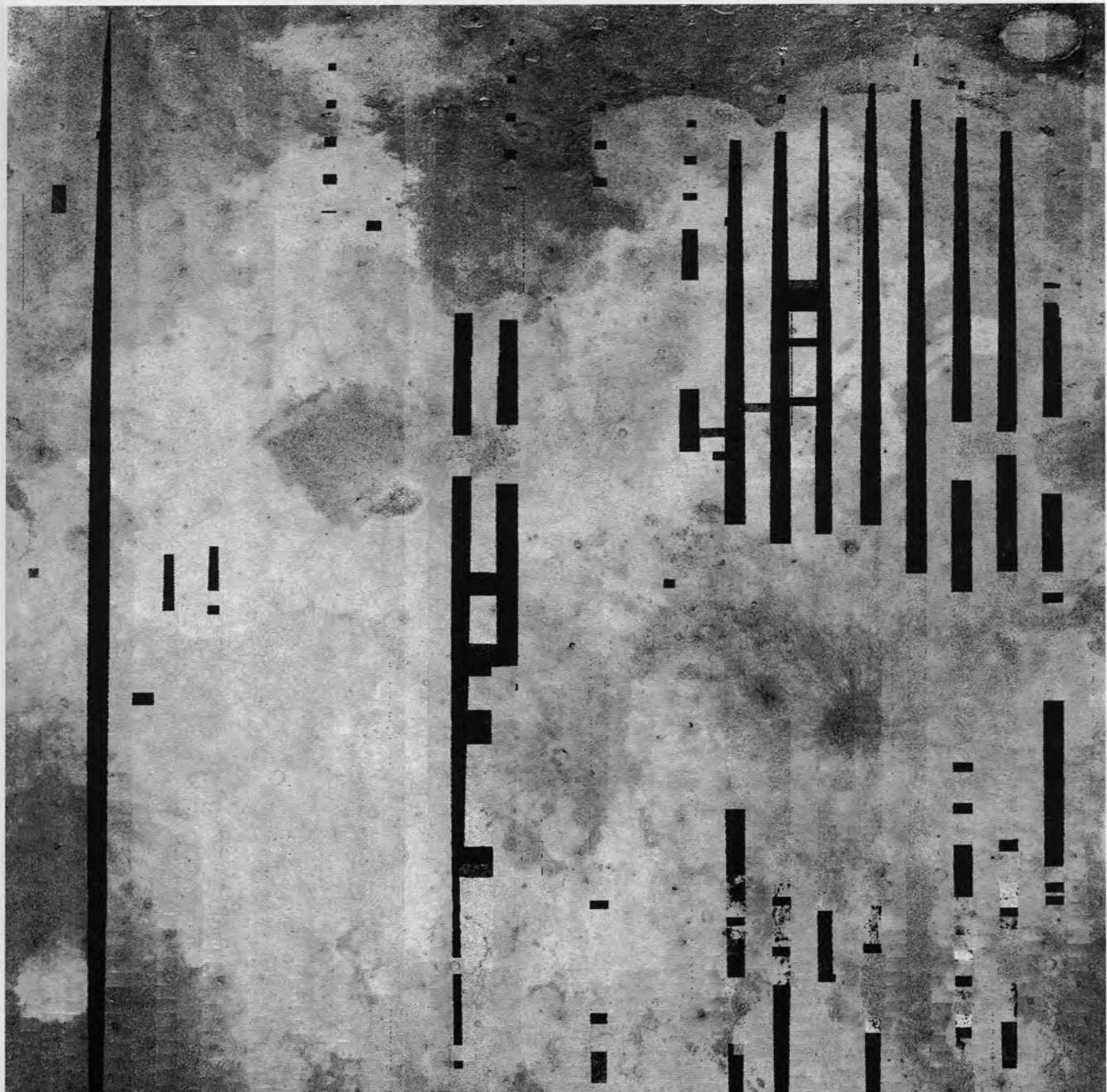


Рис. 8. Карта прогноза распределения ильменита, %.

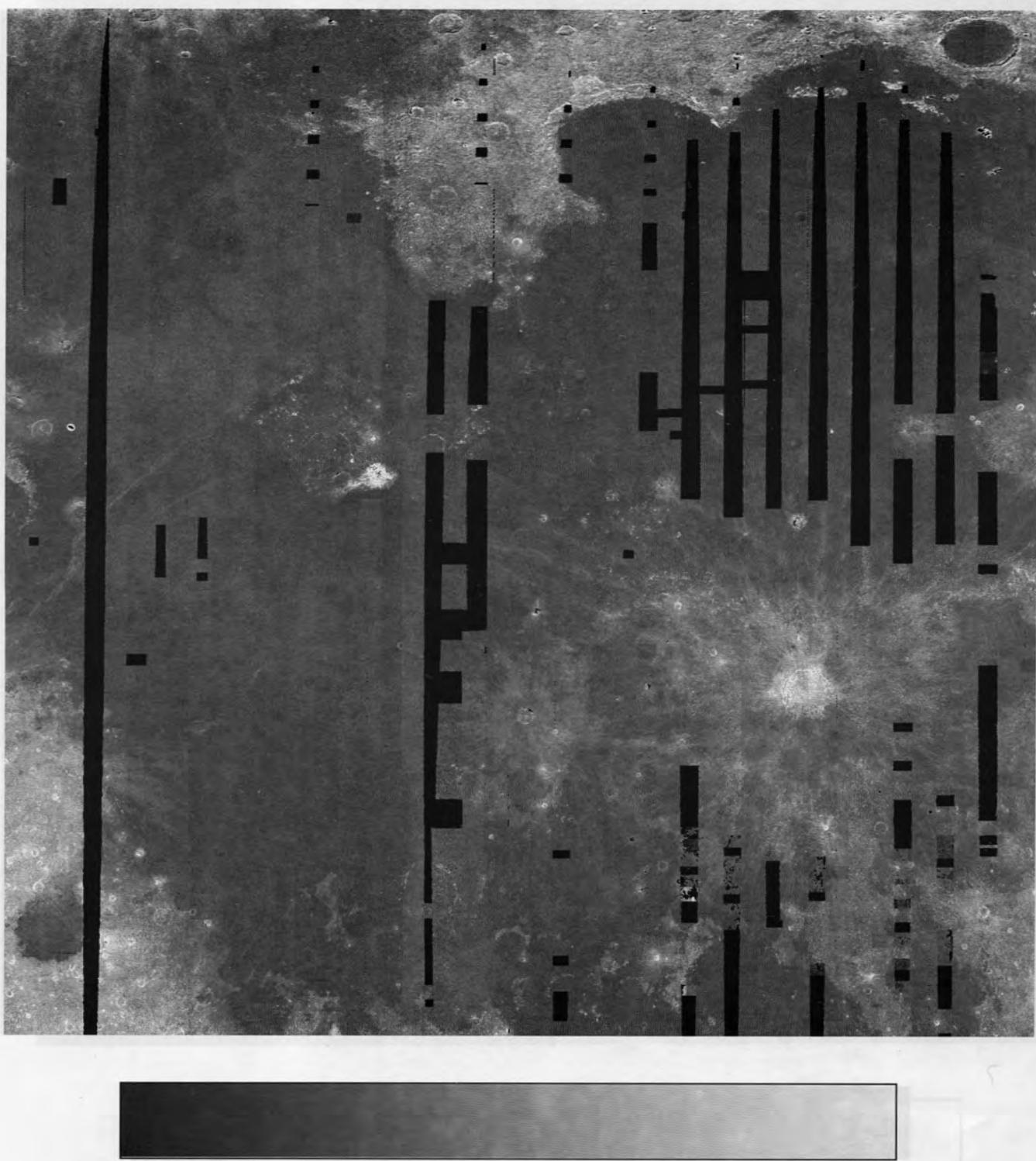
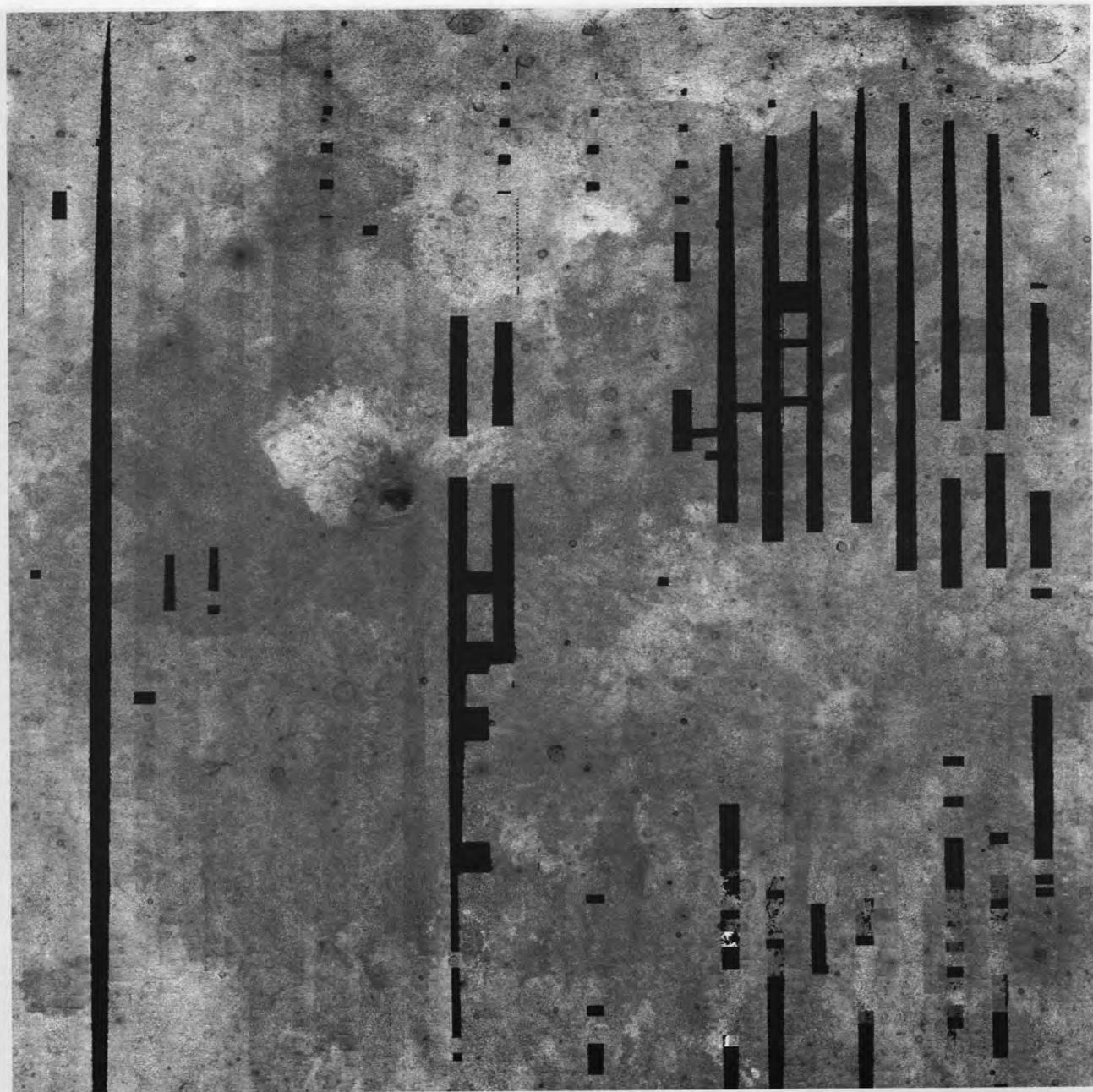


Рис. 9. Карта прогноза распределения плагиоклаза, %



10

70

130

Рис. 10. Карта прогноза распределения I_S / FeO

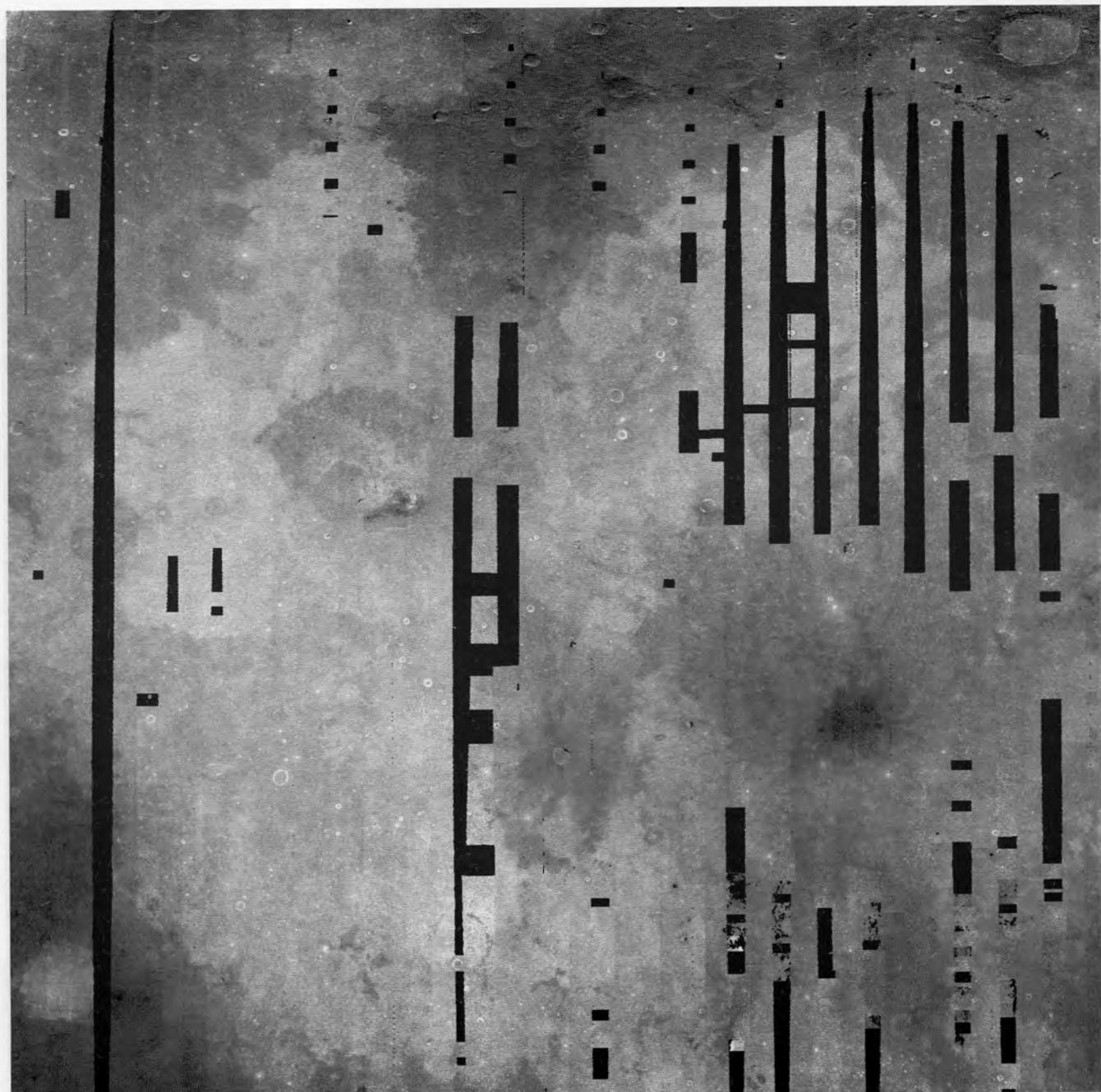


Рис. 11. Карта прогноза распределения характерного размера частиц (мкм)

I_s/FeO здесь около 25—40); это согласуется с выводами [16] о том, что образование Reiner- γ молодое. Если по карте I_s/FeO сравнивать молодые кратеры с их морским окружением, то это будет сильно напоминать ситуацию с распределением пироксена. Это вполне естественно, так как количество кристаллического материала коррелирует со степенью зрелости реголита. Все известные районы пирокластических отложений, например Плато Аристарха или мыс Лапласа, имеют высокую степень зрелости. Однако едва ли это обусловлено реальными аномалиями отношения I_s/FeO ; скорее причина состоит в том, что пирокластический материал практически не представлен в используемой нами базе данных для лунных образцов и потому проявляет себя как аномальный. Тем не менее, карты прогноза I_s/FeO могут быть формально использованы как хороший индикатор для поиска новых мест пирокластических отложений.

Хотя для нашего анализа были доступны всего три размерные фракции частиц образцов лунного грунта, мы решили рассмотреть характерный размер частиц d , отвечающий этим фракциям, как независимый параметр. Результаты нашей оценки характерного размера частиц для лунной поверхности показаны на рис. 11. Большой размер частиц получился для валов и выбросов свежего материала, что вполне естественно, так как незрелый грунт Луны более крупнозернистый [9]. Материки имеют сравнительно малый характерный размер частиц. Такое различие между материковым и морским реголитами известно по результатам исследований образцов: плагиоклаз, который преобладает в материковом материале, разрушается более эффективно при микрометиоритной бомбардировке, чем магматический материал, преобладающий в морских регионах. Об этом свидетельствуют данные, представленные в нашем распоряжение О. Д. Роде (ГЕОХИ РАН), которая изучала гранулометрический состав морских образцов АМС «Луна-24» (24118, 24160, 24176, 24214) [18] и материковых образцов «Луна-20» и «Аполлон-16» (65501). Было показано, что материковый грунт имеет повышенное содержание

пыли по сравнению с морским (см. табл. 2). В частности, оказалось, что весовой процент частиц размером менее 10 мкм более чем в три раза выше для материкового грунта, чем для морского.

Мы отмечаем заметные вариации параметра d в морских регионах. Районы, сравнительно крупнозернистого реголита, расположены к юго-западу от Плато Аристарха и к юго-западу от кратера Кеплер. Эти районы уже характеризовались ранее как содержащие крупнозернистый грунт по данным поляриметрических измерений [19]. Они также обнаруживались как фотометрические аномалии [20].

К сожалению, карта распределения размера частиц является единственной в своем роде, и нет возможности ее сравнить с другими результатами. Средние значения параметра d составляют 21 мкм, а его вариации лежат в пределах от 10 мкм до 45 мкм. Следует подчеркнуть, что параметр d не следует отождествлять со средним размером частиц лунного реголита, который примерно в 2.5 раза выше [9]. Такое различие связано с тем, что мы использовали в своем анализе только данные для фракций лунного грунта с размером частиц менее 45 мкм, поскольку именно эти фракции наиболее существенно влияют на оптические свойства лунной поверхности. Можно, однако, надеяться, что параметр d дает качественно правильное представление о гранулометрическом составе реголита в том или ином районе лунной поверхности. Если исключить из рассмотрения области незрелого грунта, параметр d довольно слабо коррелирует с отношением I_s/FeO . Это согласуется с выводами работы [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы предлагаем новый подход к дистанционному прогнозированию состава лунной поверхности по данным спектральной съемки. Он основан на использовании спектрофотометрических и химико-минералогических данных Lunar Soil Characterization Consortium для 42 образцов лунного грунта. С помощью изображений, полученных КА «Клементина» для северо-западной части лунного диска, мы сделали прогноз распределений содержания TiO_2 , FeO , SiO_2 и Al_2O_3 (химический состав), содержания пироксена, оливина, ильменита, плагиоклаза (минералогический состав), степени зрелости (I_s/FeO) и характерного размера частиц d .

Распределения содержаний TiO_2 и FeO хорошо коррелируют между собой и антикоррелируют с Al_2O_3 . Карта содержания SiO_2 , построенная впервые, выявила заметные вариации этой характеристики в лунных морях; эти вариации во многих

Таблица 2. Весовое содержание фракций с разным размером частиц d для материкового и морского грунта

Образцы	$d < 70 \text{ мкм}$	$d < 10 \text{ мкм}$	$d < 2 \text{ мкм}$
65501	59.5 %	30.7 %	3.8 %
«Луна-24»	50 %	10 %	1-2 %

Примечание. «Луна-24» включает данные для образцов 24118, 24160, 24176 и 24214

случаях превосходят различия между морским и материковым материалом.

Карта прогноза содержания пироксена показала, что молодые морские кратеры имеют более высокое содержание пироксена, чем соседние районы. Это согласуется с низкой степенью зрелости молодых кратеров, которая характеризуется отношением I_s/FeO . На карте распределения параметра I_s/FeO хорошо выделяются пирокластические районы. Это позволяет использовать наши данные для поиска неизвестных ранее пирокластических районов.

Впервые выполнено картографирование характерного размера частиц лунной поверхности. Прогноз этого параметра показал, что относительно крупнозернистый реголит находится в молодых кратерах и зонах их выбросов, что согласуется с общепринятыми представлениями. Для материкового материала размер частиц оказался меньше, чем для морского. Это связано с тем, что материковые плагиоклазы разрушаются микрометоритной бомбардировкой более эффективно, чем морской мафический материал.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда INTAS (грант 2000-0792).

1. Немошканенко В. В. Дослідження місячного реголіту // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 1/2.—С. 16—23.
2. Шкуратов Ю. Г. Цветовые различия и содержание химических элементов в грунтах лунной поверхности // Астрон. вестн.—1982.—16, № 2.—С. 69—76.
3. Belton M., Head J., Pieters C., et al. Lunar impact basins and crustal heterogeneity: new western limb and far side data from Galileo // Science.—1992.—255.—P. 570—576.
4. Charette M., McCord T., Pieters C., Adams J. Application of remote spectral reflectance measurements to lunar geology classification and determination of titanium content of lunar soils // J. Geophys. Res.—1974.—79.—P. 1605—1613.
5. Head J., Murchie S., Mustard J., et al. Lunar impact basins: New data for the western limb and farside (Orientale and South Pole — Aitken basins) from the first Galileo flyby // J. Geophys. Res.—1993.—98, N E9.—P. 17,149—17,181.
6. Housley R., Grant R., Paton N. Origin and characteristics of excess Fe metal in lunar glass welded aggregates // Proc. Lunar Sci. Conf., 4th. — Houston: LPI, 1973.—P. 2737—2749.
7. Lucey P. G., Blewett D. T., Jolliff B. L. Lunar iron and titanium abundance algorithms based on final processing of Clementine ultraviolet-visible images // J. Geophys. Res.—2000.—105, N E8.—P. 20,297—20,306.
8. Lucey P. G., Blewett D. T., Taylor G. J., Hawke B. R. Imaging of the lunar surface maturity // J. Geophys. Res.—2000.—105, N E8.—P. 20,377—20,386.
9. McKay D. G. Heiken A. Basu, et al. The lunar regolith // Lunar source-book. — NY., Cambridge Univ. Press, 1991.—P. 285—356.
10. Morris R. Origin and size distribution of metallic iron particles in the lunar regolith // Proc. Lunar Sci. Conf. 11-th. — Houston: LPI, 1980.—P. 1697—1712.
11. Nozette S., Rustan P., Pleasance L. D., et al. The Clementine

mission to the Moon: Scientific overview // Science—1994.—266.—P. 1835—1839.

12. Omelchenko V., Shkuratov Yu., Stankevich D., et al. A comparison of two approaches using three NIR-VIS wavelengths for predicting the lunar surface composition // Abstracts of papers of 36-th International Microsymposium on Planetology. — Moscow, 2002.—Abstract MS074.
13. Pieters C., Fischer E., Rode O., Basu A. Optical effects of space weathering: The role of the finest fraction // J. Geophys. Res.—1993.—98 N E11.—P. 20,817—20,824.
14. Pieters C., Stade M., Fischer E., et al. A sharper view of the craters from Clementine data // Science.—1994.—266.—P. 1844—1848.
15. Pieters C. M., Stankevich D. G., Shkuratov Yu. G., Taylor L. A. Statistical analysis of the links between lunar mare soil mineralogy, chemistry and reflectance spectra // Icarus.—2002.—155.—P. 285—298.
16. Pinet P., Shevchenko V., Chevrel S., et al. Local and regional lunar regolith characteristics at Reiner GAMMA formation: Optical and spectroscopic properties from Clementine and Earth-based data // J. Geophys. Res.—2000. 105, N E4.—P. 9457—9475.
17. Raitala J., Kreslavsky M., Shkuratov Yu., et al. Non-mare volcanism on the Moon: characteristics from remote sensing data // Lunar and Planet. Sci. 30th. — Houston: LPI, 1999.—Abstract 1457.
18. Rode O. D., Ivanov A. V. Grain size of Luna-24 core samples: new data // Lunar Planet. Sci. Conf., 14th. — Houston: LPI, 1983.—P. 648—649.
19. Shkuratov Yu. G., Opanasenko N. V. Polarimetric and photometric properties of the Moon: Telescope observation and laboratory simulation. 2. The positive polarization // Icarus.—1992.—99.—P. 468—484.
20. Shkuratov Yu. G., Starukhina L. V., Kreslavsky M. A., et al. Principle of perturbation invariance in photometry of atmosphereless celestial bodies // Icarus.—1994.—109.—P. 168—190.
21. Shkuratov Yu. G., Kaydash V. G., Opanasenko N. V. Iron and titanium abundance and maturity degree distribution on lunar nearside // Icarus.—1999.—137.—P. 222—234.
22. Taylor L. A., Pieters C. M., Morris R. V., et al. Lunar mare soils: Space weathering and the major effects of surface-correlated nanophase Fe // J. Geophys. Res.—2001.—106, N E11.—P. 27,985—28,000.

PROGNOSIS OF LUNAR SURFACE COMPOSITION FROM LABORATORY STUDIES OF LUNAR SAMPLES AND CLEMENTINE DATA

Yu. G. Shkuratov, V. V. Omel'chenko, D. G. Stankevich, V. G. Kaidash, P. Pieters, P. Pinet

A new approach to remote sensing determination of the lunar surface composition is presented. The technique is based on the Clementine UVVIS data as well as on the results of spectral and chemical/mineral studies of lunar samples by the Lunar Soil Characterization Consortium. The distributions of the main rock-forming oxides (SiO_2 , FeO , TiO_2 , Al_2O_3), minerals (pyroxene, olivine, plagioclase, ilmenite), maturity degree (I_s/FeO), and characteristic particle size are mapped with a resolution of 1 km. Our analysis shows that young crater regoliths are characterized by a high pyroxene content, large size of particles, and a low degree of maturity.

УДК 551.510

М. І. Дзюбенко, Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Вплив землетрусів на стан іоносфери

Надійшла до редакції 31.07.02

Розглянуто вплив землетрусів на стан іоносфери. Зміни висотних температурних профілів, інтенсивності емісій нічного неба, яскравості дискретних форм полярних сяйв та поглинання космічного радіовипромінювання отримують пояснення в рамках концепції інтенсифікації турбулентності на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів. Підсилення турбулентності відбувається в результаті дисипації внутрішніх гравітаційних хвиль на висоті 90 км.

ВСТУП

В останній час досить широко обговорюються спостереження, що прямо чи опосередковано вказують на існування літосферно-іоносферного зв'язку, який проявляється, зокрема, у відгуках іоносфери на землетруси (див., наприклад, [4]). Під час землетрусу і безпосередньо перед ним, на стадії його підготовки, спостерігалися варіації світіння верхньої атмосфери [25], зміни електронної концентрації в Е та F-шарах [16], аномалії НЧ-випромінювання та збурення атмосферного електричного потенціалу [14], висипання енергійних частинок [16], зміни яскравості дискретних форм полярних сяйв [30] та ін.

Обговорюються можливі механізми передачі енергії від осередку землетрусу, що готується чи вже триває. Розглядалися електричні поля літосферного походження, інфразвукові хвилі, внутрішні гравітаційні хвилі (ВГХ), електромагнітні хвилі низьких частот. До певної міри кожен з цих підходів заслуговує на увагу. Проте фахівці все більше схиляються до того, що саме ВГХ можуть забезпечити основний канал переносу енергії від областей сейсмічної активності до іоносферних висот [4]. Джерелом ВГХ в епіцентральній області можуть бути довгоперіодичні коливання земної кори, нестационарне газовиділення, локальний парниковий ефект. Розповсюджуючись вгору в адіабатичному режимі, така хвilia нарощує свою амплітуду по мірі зменшення густини атмосфери [12, 26]. На висотах біля 100 км умови адіабатичності розповсюдження хвилі порушуються, її енергія ін-

тенсивно витрачається на генерацію турбулентності в атмосфері. Підсилення турбулентних рухів на рівні мезопаузи та нижньої термосфери інтенсифікує процеси турбулентного переносу, що в умовах значних вертикальних градієнтів температури і складу призводить до реконструкції термічної та хімічної структури атмосфери. Турбулентне нагрівання (енергія турбулентних вихорів переходить в теплову) теж дає свій внесок у ці процеси. Модельні розрахунки [2, 3], наприклад, показали, що в нижній термосфері ($h < 100\ldots 105$ км) при збільшенні інтенсивності турбулентних рухів температура атмосфери збільшується, а на $h \geq 105$ км — зменшується. Дані супутниковых спостережень температурних змін над осередками землетрусів у переважній більшості показали саме такий характер реконструкції висотних температурних профілів [9], підтвердживши тим самим концепцію турбулентної інтенсифікації на висотах мезопаузи та нижньої термосфери.

Мета нашої роботи — на основі саме цієї концепції дати інтерпретацію деяких спостережень (див. таблицю) та нових можливих ефектів.

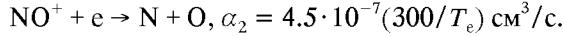
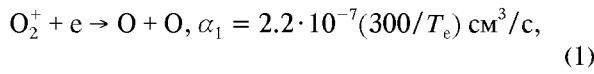
АНАЛІЗ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ ТА СПОСТЕРЕЖНИХ ДАНИХ

1. Трансформація вертикального профілю $N_e(h)$ в умовах інтенсифікації турбулентності на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів. Розглянемо ситуацію в шарі Е іоносфери, вірніше в його нижній

Спостережні дані, проаналізовані в роботі

№	Параметр	Спостереження	Висота, км	Відгук на сейсмічну активність	Посилання
1.	Температура	Супутник UARS	< 100	зростання	[9]
2.	Температура	Супутник UARS	100—150 (шар Е)	зменшення	[9]
3.	Поглинання радіохвиль	Ріометр, іонозонд	70—90	зростання	Дана робота
4.	Світіння нічного неба $\lambda = 557.7$ нм	Фотометр	≈ 100	зростання	[25]
5.	Світіння нічного неба $\lambda = 630$ нм	Фотометр	≈ 250 (шар F)	зменшення	[25]
6.	Критична частота шару F2 (f_0F2)	Іонозонд	шар F2	зменшення	[7]
7.	Яскравість дискретних форм полярних сяйв	Візуальні, фотографічні	шар Е	зменшення	[30]

частині на рівні нижньої термосфери. Основні іони тут молекулярні — O_2^+ та NO^+ . Вони рекомбінують у процесах дисоціативної рекомбінації:



Як видно із (1), коефіцієнти швидкості цих реакцій (α_1 та α_2) зв'язані з температурою ($T_e \approx T$) атмосфери обернено пропорціональною залежністю.

Рівноважне значення електронної концентрації в шарі Е становить

$$N_e = (q/\alpha_{\text{еф}})^{1/2}, \quad (2)$$

де q — швидкість іоноутворення, а

$$\alpha_{\text{еф}} \approx \frac{\alpha_1 [O_2^+] + \alpha_2 [NO^+]}{[O_2^+] + [NO^+]} \quad (3)$$

— ефективний коефіцієнт рекомбінації; $[O_2^+]$ та $[NO^+]$ — концентрації вказаних іонів.

Із (1)—(3) випливає, що зменшення температури в шарі Е над осередками землетрусів [9] може привести до зменшення електронної концентрації завдяки інтенсифікації рекомбінаційних процесів (1).

Поздовжня (біркеландівська) електропровідність на висотах шару Е визначається виразом

$$\sigma_{||} = \left[\frac{1}{m_e v_e} + \frac{1}{m_i v_i} \right] e^2 N_e, \quad (4)$$

а поперечна (педерсенівська) — виразом

$$\sigma_p = \left[\frac{\nu_e \omega_{ec}}{\nu_e^2 + \omega_{ec}^2} + \frac{\nu_i \omega_{ic}}{\nu_i^2 + \omega_{ic}^2} \right] \frac{e N_e}{B}, \quad (5)$$

де v_e , v_i — частоти зіткнень для електронів та іонів, ω_{ec} , ω_{ic} — циклотронні частоти, B — індукція геомагнітного поля.

На висотах 100—130 км частоти зіткнень v_e та v_i визначаються зіткненнями електронів та іонів з нейтралами [23]. При цьому

$$v_e \propto T^{1/2}, \quad (6)$$

а v_i для O_2^+ і NO^+ від температури залежить слабо. Оскільки на вказаних висотах $m_e v_e \ll m_i v_i$, то з виразу (4) можна записати $\sigma_{||} \approx e^2 N_e / m_e v_e$. Із виразів (1)—(3) одержуємо (в рамках прийнятої схеми процесів) $N_e \propto T^{1/2}$, що разом з (6) дає дуже слабку залежність (або взагалі незалежність) поздовжньої електропровідності від температури. Проте поздовжня електропровідність в іоносфері завжди перевищує поперечну (іноді на багато порядків), і не вона звичайно лімітує інтенсивність іоносферних струмових систем, в тому числі і авроральних.

Повернемось до педерсенівської електропровідності (5). На $h \approx 100...130$ км можна використати її приблизне значення $\sigma_p \approx e^2 N_e / m_i v_i$, звідки, зважаючи на слабку залежність $v_i(T)$ та $N_e \propto T^{1/2}$, одержуємо висновок: зменшення температури в шарі Е, де відбувається замикання іоносферних струмових систем, обумовлює зменшення N_e та електропровідності Педерсена.

Для шару D всі міркування можна повторити, зваживши на те, що над осередками землетрусів на цих висотах ($h < 100$ км) температура переважно збільшується. Це обумовить зростання N_e і електропровідності.

2. Вертикальний турбулентний перенос маліх складових на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів. Вертикальний дифузійний потік малої складової атмосфери дается формулою

$$F_n = -D \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_n} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right] - K \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_c} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right], \quad (7)$$

де n — концентрація малого компонента; T — температура; $H_n = kT/mg$ — висота однорідної атмосфери для нього; D і K — коефіцієнти молеку-

лярної та турбулентної дифузії відповідно. Величина H_n входить в (7) як параметр, що залежить від маси m частинок малого компонента і температури T , але в загальному випадку не характеризує реальний вертикальний профіль $n(h)$, дифузійна незрівноваженість якого визначається інтенсивністю джерел малої складової та її стоків. H_c — середня шкала висоти атмосфери.

Принаймні до висоти 100 км $K \gg D$ [22], і вираз (7) можна переписати у вигляді

$$F_n = -K \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_c} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right]. \quad (8)$$

Швидкість зміни концентрації малого компонента в результаті його вертикальної дифузії через основний газ становить

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{dF_n}{dh} = \frac{d}{dh} \left\{ K \left[\frac{dn}{dh} + \frac{n}{H_c} + \frac{n}{T} \frac{dT}{dh} \right] \right\}, \quad (9)$$

а характерний час вертикального дифузійного переносу малої складової можна оцінити як

$$\tau_d = \frac{H_c}{\langle v_d \rangle} = \frac{H_c n}{F_n}, \quad (10)$$

де $\langle v_d \rangle = F_n/n$ — середня швидкість дифузійного потоку частинок малої складової у полі земного тяжіння.

3. Нагрівання атмосфери на висотах мезопаузи і поглинання радіохвиль. Частота зіткнень електронів на висотах мезопаузи (70—90 км)

$$\nu_e \approx kNT_e^{0.5}, \quad (11)$$

де k — приблизно сталій коефіцієнт, N — концентрація нейтралів, T_e — електронна температура, яка на вказаних висотах змінюється разом зі зміною температури нейтрального газу.

Коефіцієнт поглинання радіохвиль у високочастотному наближенні (робоча частота ω значно більша, ніж плазмова та циклотронна для електронів):

$$\kappa = \frac{4\pi e^2 N_e \nu_e}{m_e \omega (\omega^2 + \nu_e^2)}. \quad (12)$$

Звичайно при ріометричних спостереженнях іоносферного поглинання радіохвиль $\omega^2 \gg \nu_e^2$, і тоді із (12) маємо $\kappa \propto N_e \nu_e$.

Отже, виходячи з (12) та міркувань п. 1, одержуємо висновок: збільшення температури на висотах мезопаузи над осередком землетрусу призводить (через збільшення N_e та ν_e) до зростання поглинання радіохвиль.

Методом накладання епох нами проведено аналіз матеріалів спостережень іоносферного поглинання

космічного радіошуму ($f = 32$ МГц) на ріометрі Полярної космофізичної обсерваторії (бухта Тіксі) в 1973—1974 рр. [19—21] під час близьких землетрусів [13]. В обробку включені 20 землетрусів енергії $10^8 — 10^{12}$ Дж, епіцентри лежать не далі 800 км від Тіксі. Нуль-пункт часовій шкали в процедурі накладання епох суміщався з моментом головного удару землетрусу. Результати обробки подані на рис. 1.

На рис. 2 в тій же часовій шкалі подано хід частоти появи невідхиляючого поглинання на іоносферній станції Тіксі [19—21] під час тих же землетрусів.

Як за матеріалами ріометричних, так і іоно-зондових спостережень, у бухті Тіксі впевнено реєструється чіткий відгук в іоносферному поглинанні на близькі сейсмічні події, — як і було прогнозовано в результаті аналітичних оцінок. Се-

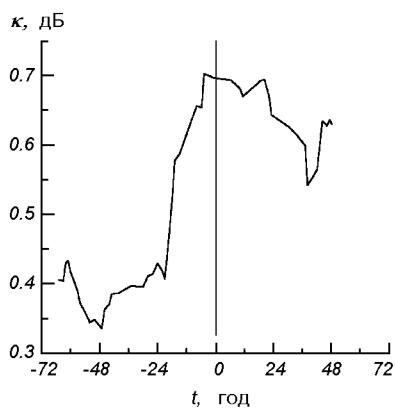


Рис. 1. Хід середнього поглинання космічного радіошуму на частоті $f = 32$ МГц за спостереженнями на ріометрі в б. Тіксі (1973—1974 рр.). Метод накладання епох. Момент $t = 0$ відповідає головному поштовху близького землетрусу

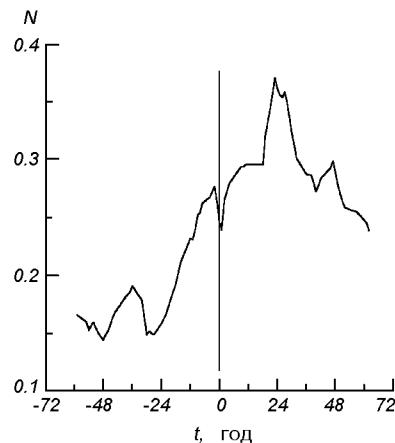
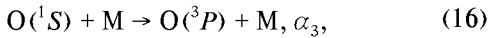
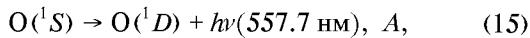
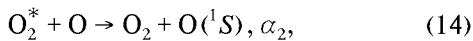
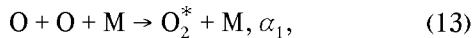


Рис. 2. Частота появи невідхиляючого поглинання N на іоносферній станції б. Тіксі (1973—1974 рр.). Момент $t = 0$ відповідає головному поштовху землетрусу

реднє іоносферне поглинання під час землетрусів суттєво збільшується, досягаючи максимальних величин уже через одну добу після головного удару землетрусу. Мабуть, слід звернути увагу і на збільшення поглинання уже протягом доби перед землетрусом, тобто на стадії його підготовки.

4. Варіації світіння нічного неба над осередками землетрусів в лінії О I λ 557.7 нм. Максимум об'ємної світимості атмосферного кисню в лінії О I λ 557.7 нм лежить на висоті $h \approx 100$ км. Емісія забезпечується механізмом Барта:



$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — коефіцієнти швидкості відповідних реакцій, A — коефіцієнт Ейнштейна. Для умов фотохімічної рівноваги ця послідовність реакцій дає об'ємну світимісті в лінії λ 557.7 нм:

$$i_{557.7} = \frac{\alpha_1 [\text{O}]^2 [\text{M}]}{1 + \alpha_3 [\text{M}] / A}. \quad (17)$$

Зрозуміло, що на висотах максимуму $i_{557.7}$ реакція гасіння (16) суттєво менш інтенсивна, ніж реакція радіативної дезактивації рівня 1S атомного кисню (15). Тому в (17) можна вважати $\alpha_3 [\text{M}] / A < 1$ і записати

$$i_{557.7} \propto \alpha_1 [\text{O}]^2 [\text{M}], \quad (18)$$

тобто інтенсивність емісії в зеленій лінії атомного кисню особливо чутлива до концентрації [O].

Коефіцієнт швидкості реакції (13)

$$\alpha_1 = 4.7 \cdot 10^{-33} (300/T) \quad (19)$$

залежить від температури атмосфери. В цілому, як показують модельні розрахунки [2] та дані спостережень [9], на висотах максимуму $i_{557.7}$ в умовах інтенсифікації турбулентного переносу над осередками землетрусів температура атмосфери поводиться досить консервативно. Проте на більших висотах, де формується значна доля світіння атмосфери в λ 557.7 нм зниження температури [2, 9] обумовлює згідно з (19) збільшення α_1 , а отже і $i_{557.7}$ (18). На $h < 100$ км і модель [2], і спостереження [9] вказують на можливе збільшення температури в умовах інтенсифікації турбулентних рухів. Але тут уже не можна нехтувати процесами

газіння збуджених станів типу (16), а отже, для аналізу слід використовувати принаймні формулу (17). А такий аналіз, зрозуміло, в рамках спрощеної схеми реакцій (13)–(16), і без урахування змін концентрацій О та М, призводить до деякого зменшення $i_{557.7}$ на малих висотах.

Дійсно, збільшення T , з одного боку обумовлює згідно з (19) зменшення α_1 , а з іншого боку, при цьому в (17) може збільшитись знаменник за рахунок збільшення частоти дезактивуючих $\text{O}^{(1S)}$ зіткнень (збільшується α_3).

Виходячи з того, що переважна більшість квантів $i_{557.7}$ (процес (15)) генерується вище 100 км, ми схильні думати, що трансформація вертикального температурного профілю в термосфері над областю сейсмічної активності [9] скоріше всього викличе деяке підвищення яскравості нічного неба в лінії О I λ 557.7 нм.

Все ж, як можна бачити з (18), основну роль у варіаціях $i_{557.7}$ має відігравати концентрація атомарного кисню [O]. Як показують модельні розрахунки [27] максимум концентрації атомарного кисню на висотах 90–95 км формується в результаті турбулентного переносу зверху. При збільшенні коефіцієнта турбулентного переносу K максимальне значення концентрації О збільшується, а поширення його вниз збільшується на кілька кілометрів.

Отже, з приведених вище результатів і міркувань можна констатувати: в результаті інтенсифікації турбулентних рухів у нижній термосфері над осередками землетрусів і відповідної перебудови вертикальних профілів температури і концентрації атомарного кисню слід очікувати збільшення яскравості світіння нічного неба в лінії О I λ 557.7 нм.

Характерний час перебудови вертикального профілю [O] в полі інтенсивної турбулентності на висотах нижньої термосфери можна оцінити із виразів (8), (10):

$$\tau_d = \frac{H_c}{\left| K \left(\frac{1}{[\text{O}]} \frac{d[\text{O}]}{dh} + \frac{1}{H_c} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dh} \right) \right|}. \quad (20)$$

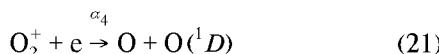
На висотах максимуму [O] можна прийняти: $d[\text{O}]/dh \approx 0$, $T \approx 210$ К, $dT/dh \approx 5$ К/км, $H \approx 10$ км, що при значенні коефіцієнта турбулентної дифузії $K = 10^7$ см²/с дає згідно з (20) $\tau_d \approx 20$ год, а при збільшенні K до значення $5 \cdot 10^7$ см²/с одержуємо $\tau_d \approx 4$ год.

Таким чином, концепція турбулентної інтенсифікації в нижній термосфері приводить до висновку про досить оперативне збільшення яскравості світіння нічного неба в емісії О I λ 557.7 нм над

осередками землетрусів, що цілком відповідає спостережним даним [25].

5. Про варіації світіння нічного неба в лінії О I λ 630 нм над осередками землетрусів. Спостереження [25] вказують на систематичне зниження інтенсивності цієї емісії над осередками наростиючої сейсмічної активності. З іншого боку, за матеріалами спостережень в Якутії було показано [7], що на фоні загального зростання збуреності в шарі F2 іоносфери після головного удару землетрусу переважають негативні збурення — середня електронна концентрація зменшується. Через те що і максимум i_{630} , і максимум N_e формуються приблизно в одному інтервалі висот шару F2 (250 км), повинен мати місце фізичний зв'язок між цими двома спостереженнями.

Основний механізм збурення вихідного рівняння емісії О I λ 630 нм — реакція дисоціативної рекомбінації:

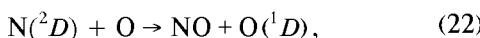


з виходом

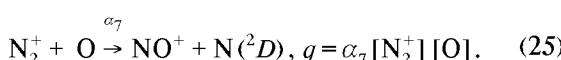
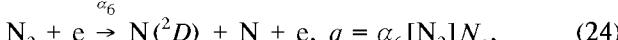
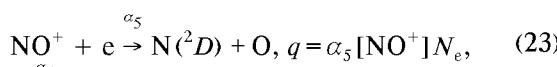
$$q = \alpha_4 [\text{O}_2^+] N_e,$$

де $\alpha_4 = 0.66 \alpha_1$ (див. (1)).

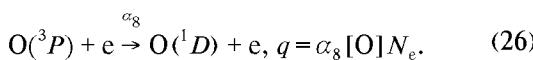
В [10] пропонується додатковий механізм утворення $\text{O}^{(1)D}$:



а метастабільні атоми $\text{N}^{(2)D}$, в свою чергу, утворюються в реакціях



Крім того, працює механізм прямого збудження тепловими електронами:



Видно, що продуктивність q всіх приведених реакцій прямо пов'язана з концентрацією N_e зарядів в іоносфері. Отже спостережувана депресія N_e в шарі F над осередками землетрусів повинна приводити до відповідної депресії в концентрації $\text{O}^{(1)D}$, а отже, і в яскравості червоної лінії кисню, бо

$$i_{630} = A [\text{O}^{(1)D}], \quad (27)$$

де A — коефіцієнт Ейнштейна.

6. Зменшення яскравості дискретних форм полярних сяйв над осередками землетрусів. В роботах [29, 30] показано, що в досить широкій області авроральної іоносфери над осередками землетрусів спостерігається зменшення яскравості дискретних форм полярних сяйв. Ефект чітко фіксується принаймні протягом доби після моменту головного удару землетрусу. В [29, 30] були використані обширні масиви сейсмічних та авроральних спостережень в регіоні бухти Тіксі (Якутія) та на Алясці (рис. 3).

Такий відгук в яскравості полярних сяйв знаходить коректне пояснення в рамках концепції інтенсифікації атмосферної турбулентності над осередками землетрусів на висотах нижньої термосфери. А саме: структуровані форми сяйв збуджуються пучками електронів високої енергії, які прискорюються і формуються в магнітосфері Землі і проникають в іоносферу. Електронний пучок, що вторгається в іоносферу зверху, еквівалентний струму, що тече вверх. Замикання таких струмів відбувається через фонову іоносферну плазму в основному на висотах 100—130 км. При низькій електропровідності фонової іоносфери (в основному поперечної — педер-

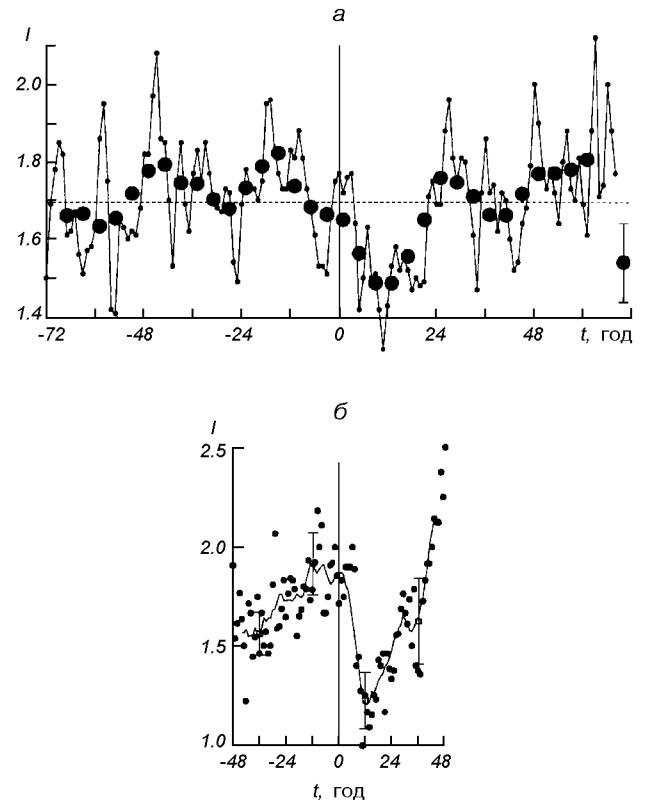


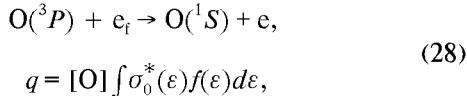
Рис. 3. Варіації середньої яскравості полярних сяйв поблизу моменту головного поштовху землетрусу ($t = 0$), для б. Тіксі (а) та для Аляски (б)

сенівської) режим вторгнення відбувається на рівні низького струму пучка, що еквівалентно низькій інтенсивності авори (див. [8, 29]).

В п. 1 було показано, що інтенсифікація турбулентності на висотах нижньої термосфери (шар Е) над осередками землетрусів обумовлює зменшення фонової електронної концентрації і електропровідності. В світлі викладеного в попередньому абзаці це призводить до зменшення яскравості дискретних сяйв, що, власне, і підтверджується спостереженнями [30].

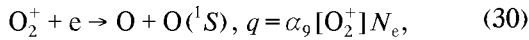
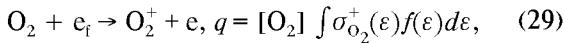
Для ґрутовнішого аналізу розглянемо можливі механізми збудження найінтенсивнішої емісії О I λ 557.7 нм в дискретних полярних сяйвах та їхню продуктивність:

1. Збудження атомарного кисню електронним ударом на рівень 1S



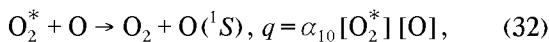
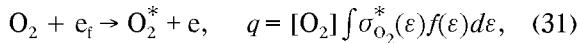
де e_f — надтепловий авроральний електрон (первинний чи вторинний); q — продуктивність процесу збудження ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$); $\sigma_0^*(\varepsilon)$ — поперечний переріз в залежності від енергії електрона ε ; $f(\varepsilon)$ — функція розподілу збуджуючих електронів; інтеграл — по всьому енергетичному спектру збуджуючих електронів.

2. Двоступеневий процес:



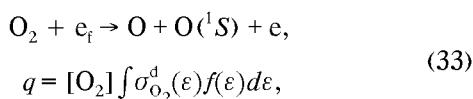
де $\sigma_{\text{O}_2^+}(\varepsilon)$ — поперечний переріз процесу іонізації O_2 електронним ударом; α_9 — коефіцієнт швидкості реакції дисоціативної рекомбінації (30) з виходом $\text{O}({}^1S)$. Про ефективність таких реакцій в області авори див. роботу [11].

3. Процес переносу збудження [17]:



$\sigma_{\text{O}_2^*}(\varepsilon)$ — переріз процесу збудження O_2 , α_{10} — коефіцієнт швидкості реакції передачі збудження (32).

4. Дисоціація O_2 електронним ударом з виходом $\text{O}({}^1S)$:



де $\sigma_{\text{O}_2^d}(\varepsilon)$ — переріз процесу дисоціації кисню з виходом $\text{O}({}^1S)$.

Як видно, у всіх приведених механізмах заселення 1S -рівня О I продуктивність

$$q \sim \int \sigma(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (34)$$

де $\sigma(\varepsilon)$ — переріз відповідного процесу.

Пучок авроральних електронів при інтенсивному гальмуванні в іоносфері за рахунок накопичення негативного просторового заряду на його нижньому краї створює деяке гальмівне для нього ж електричне поле. В зоні вторгнення, таким чином, авроральні електрони втрачають енергію не тільки на створення аврорального збурення (в тому числі і світіння), але і на подолання деякого потенціального бар'єру ΔU . По суті, в (34) функція розподілу $f(\varepsilon)$ виявляється зсунутою в область менших енергій, і тим більше, чим більше ΔU . Компенсаційні струми, що розмишають скачок ΔU (зменшують його величину), течуть через фонову іоносферу. При зменшенні її електропровідності ΔU збільшується, більше енергії пучка іде на подолання цього потенціального бар'єру, а яскравість сяйва зменшується.

ІНШІ МОЖЛИВІ МЕХАНІЗМИ ВПЛИВУ НА СТАН ІОНОСФЕРИ

1. Вертикальний перенос аерозолів над осередками землетрусів та його можливий вплив на стан іоносфери. На висотах іоносфери аерозольний компонент має в основному космічне походження — космічні пилинки як такі, або як ядра конденсації. Якщо прийняти, що стаціонарний висотний розподіл аерозолю в атмосфері визначається процесами турбулентного перемішування та дифузії, то в (7) можна прийняти $F_n = 0$. Для приблизного аналізу постулюємо також ізотермію ($dT/dh = 0$), а розподіл малого компонента (аерозолю) приймемо $n = n_0 \exp(-h/H_a)$. Тоді одержуємо із (7) співвідношення

$$H_a = \frac{D + K}{\frac{D}{H_n} + \frac{K}{H_c}}. \quad (35)$$

Якщо турбулентним перемішуванням можна знехтувати ($D \gg K$), то із (35) одержуємо $H_a \approx H_n$, тобто в стаціонарному випадку малий компонент розподіляється по висоті відповідно до його теоретичної шкали висоти $H_n = kT/m_n g$. Якщо ж турбулентне перемішування переважає молекулярну дифузію ($K \gg D$), одержуємо $H_a \approx H_c$, тобто в

стаціонарі малий компонент має таку ж шкалу висоти, як і в середньому для атмосфери — повне перемішування.

З цих міркувань випливає: при слабкій інтенсивності турбулентних рухів на висотах мезопаузи та нижньої термосфери аерозоль, в рамках нашої апроксимації, розподіляється експоненціально зі шкалою висоти $H_n = kT/m_n g$; при різкому збільшенні турбулентності розподіл $n(h)$ трансформується до нової шкали висоти $H_c = kT/m g$ з характерним часом 1—10 год (див. п. 4 попереднього розділу). Через те що середня маса аерозольних частинок m_n значно більша за середню масу атмосферних молекул ($m_n \gg m$, а отже, $H_n \ll H_c$), то зрозуміло, що мова йде про збільшення запиленості атмосфери вище деякого критичного рівня і одночасне зменшення її («просвітлення») на менших висотах. Іншими словами, нарastaюча турбулентність на висотах нижньої термосфери обумовлює вертикальний перерозподіл пилу шляхом її перенесення вгору.

Якщо прийняти висотний профіль $K(h)$ в апроксимації [31]:

$$K(h) = K_m \exp[-S_1(h - h_m)^2] \text{ на } h \geq h_m,$$

$$K(h) = (K_m - K_0) \exp[-S_2(h - h_m)^2] + \\ + K_0 \exp[-S_3(h - h_m)], \quad h < h_m$$

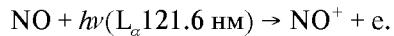
(h — висота в км; $h_m = 105$ км — висота максимуму K ; $K_m = 10^7$ см²/с — значення K в максимумі на висоті h_m ; $K_0 = 2 \cdot 10^6$ см²/с; $S_1 = S_2 = 0.05$ км⁻²; $S_3 = 0.07$ км⁻¹; напівширина турбулентного шару (на рівні $K = K_m/2$) $\Delta h_{1/2} = 7$ км) і постулювати стабільність його форми при інтенсифікаціях (збільшенні K_m і K_0), то можна зробити висновок, що висота означеного в попередньому абзаці критичного рівня буде $h_k \approx 100$ —107 км.

Враховуючи, що дрібнодисперсний пил діє як досить ефективний плазмагасник [6], слід очікувати підсилення ефектів, розглянутих нами в пп. 1, 3, 4, 6 попереднього розділу, в умовах підсилення турбулентності в нижній термосфері над осередками сейсмічної активності. Тонкий аерозольний шар, що часто спостерігається поблизу мезопаузи ($h \approx 80$ —85 км) [15], розпливаючись у висотному напрямку при збільшенні K , обумовить таку ж дію.

2. Вертикальний перенос NO над осередками землетрусів в умовах турбулентної інтенсифікації. За спостереженнями (див., наприклад, [18]) на висотному профілі концентрації окису азоту $[NO]_h$ реєструється виразний максимум ($[NO]_{max} \approx 10^8$ см⁻³) на висотах $h \approx 105$ —110 км і мінімум

($[NO]_{min} \approx 10^7$ см⁻³) на $h \approx 80$ —85 км. Інтенсифікація турбулентних рухів (перемішування в більш загальному аспекті) на цих висотах над областями високої сейсмічної активності обумовлює перенос NO на рівень мезопаузи, в основному зверху, де його концентрація максимальна і де зосереджені його джерела [5]. Такий висотний перерозподіл [NO] в полі інтенсивної турбулентності демонструється рис. 4.2 в [18].

Збільшення концентрації окису азоту на $h \leq 90$ км приведе до збільшення електронної концентрації за рахунок іонізації NO в потоці сонячного L_α -випромінювання:



Цей механізм іоноутворення в шарі D іоносфери є одним із найважливіших [1].

В свою чергу, збільшення N_e в нижній іоносфері в результаті вертикального переносу NO приведе до збільшення іоносферного поглинання радіохвиль, що, власне, і спостерігається (див. п. 3 попереднього розділу).

3. Про можливу роль кластерних іонів на висотах мезопаузи над осередками землетрусів. Будемо опиратися на якісний аналіз динаміки іонів-в'язок (кластерів), приведений відомим фахівцем в області фотохімії А. Д. Даниловим [5]. Іонів-в'язки — це багатоатомні комплекси типу $H^+(H_2O)_n$, $NO^+(H_2O)_n$, $NO^+(CO_2)$, $NO^+(N_2)$ ($n = 1, 2, 3...$) та інші. Особливістю таких іонів є високий коефіцієнт швидкості реакції їх дисоціативної рекомбінації $\alpha_k \sim 10^{-6}...10^{-5}$ см³/с. Тому поява в іоносферному середовищі таких іонів приводить до суттевого зниження електронної концентрації N_e .

Розглянемо задачу в фотохімічному наближенні, ввівши, як і в [5], деякий усереднений іон-кластер Cv^+ , який в нижній іоносфері співіснує з основними іонами NO^+ та O_2^+ ; при цьому концентрація кластерів $[Cv^+] = \sum_i [Cv_i^+]$, де сумування ведеться по всіх сортах іонів-кластерів. Продуктивність реакції дисоціативної рекомбінації іонів кластерів

$$q_k = \alpha_k [Cv^+] N_e, \text{ см}^{-3} \text{с}^{-1};$$

в стані фотохімічної рівноваги вона дорівнює продуктивності процесів утворення іонів-в'язок $Q_k = q_k$. Отже, рівноважна концентрація кластерів:

$$[Cv^+] = \frac{Q_k}{\alpha_k N_e}. \quad (36)$$

Згідно з [5] Q_k дуже сильно залежить від температури атмосфери:

$$Q_k \propto T^{-(14 \div 18)} \quad (37)$$

за різними оцінками.

На висоті $h \approx 80$ км вдень відношення концентрацій становить

$$f^+ = \frac{[\text{Cv}^+]}{[\text{NO}^+] + [\text{O}_2^+]} \sim 1,$$

але вночі воно зростає майже на два порядки ($f^+ \sim 100$). На $h \leq 80$ км величина f^+ стає ще більшою, а на $h \geq 80$ км вона залишається значною, принаймні вночі і до висот 90–100 км. На висотах шару D, отже, ефективний коефіцієнт рекомбінації слід розраховувати не за формулою (3), а з урахуванням іонів-кластерів:

$$\alpha_{\text{еф}} = \frac{\alpha_1 [\text{O}_2^+] + \alpha_2 [\text{NO}^+] + \alpha_k [\text{Cv}^+]}{[\text{O}_2^+] + [\text{NO}^+] + [\text{Cv}^+]}, \quad (38)$$

звідки видно, що на висотах, де концентрація $[\text{Cv}^+]$ значна, в силу того, що $\alpha_k \gg \alpha_1$ та α_2 , при зменшенні $[\text{Cv}^+]$ може суттєво зменшуватись $\alpha_{\text{еф}}$.

Таким чином, при підвищенні температури на висотах мезопаузи над осередками землетрусів, як це випливає із спостережень [9], різко зменшується продуктивність механізмів утворення іонів-в'язок Q_k (37), що в свою чергу обумовлює зменшення їхньої концентрації $[\text{Cv}^+]$ (36). Зменшення $[\text{Cv}^+]$ згідно з (38) призводить до зменшення ефективного коефіцієнта рекомбінації $\alpha_{\text{еф}}$ і відповідного збільшення N_e (2).

В результаті наявність іонів-в'язок на висотах шару D іоносфери і їхня динаміка над осередками землетрусів, як ми її тут подали в фотохімічному наближенні, призводить до ще суттєвішого збільшення N_e і поглинання радіохвиль, ніж на рівні міркувань п. 3. попереднього розділу.

Характерний час існування кластерних іонів визначається швидкими реакціями дисоціативної рекомбінації:

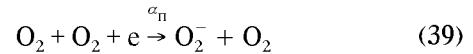
$$\tau_k = 1/\alpha_k N_e.$$

Неважко показати, що на висотах шару D він буде значно меншим характерного часу турбулентного вертикального переносу $\tau_T \approx H_c^2/K$. Тому використане в попередніх оцінках ситуації наближення фотохімічної рівноваги є виправданим.

4. Динаміка негативних іонів у верхній мезосфері і на мезопаузі над осередками землетрусів. Негативні іони виникають в результаті процесу прилипання електрона до нейтральних атомів та молекул. Більшість атомів і молекул мають більш чи менш глибоку потенціальну яму для електрона в своїх околицях. Глибина цієї енергетичної ями

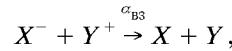
називається спорідненістю атома чи молекули до електрона і визначає стійкість відповідного негативного іона.

Первинним механізмом утворення негативних іонів на висотах шару D вважається реакція



з продуктивністю $q = \alpha_n [\text{O}_2]^2 N_e$, $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. Величина q зв'язана з концентрацією $[\text{O}_2]$ квадратичним законом, тому концентрація негативних іонів круто зменшується з висотою. Первинні іони O_2^- у складній і мало вивченій послідовності хімічних реакцій трансформуються в негативні іони інших молекул, аж до іонів-в'язок типу $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{CO}_3^-(\text{H}_2\text{O})$, $\text{NO}_2^-(\text{HNO}_2)$, $\text{CO}_4^-(\text{H}_2\text{O})$, $\text{NO}_2^-(\text{HNO}_2)\text{H}_2\text{O}$ та інших, які зареєстровані в мас-спектрометрических космічних експериментах.

Наявність негативних іонів у нижній іоносфері обумовлює збільшення ефективного коефіцієнта рекомбінації за рахунок швидких реакцій взаємної нейтралізації:



які мають високий коефіцієнт швидкості $\alpha_{\text{B3}} \sim 10^7 \text{ cm}^3/\text{s}$.

Якщо позначити

$$\lambda = \sum_i X_i^- / N_e,$$

де X_i^- — негативний іон сорту i , то ефективний коефіцієнт рекомбінації для умов фотохімічної рівноваги становить

$$\alpha_{\text{еф}} = (1 + \lambda)(\alpha_d + \lambda\alpha_{\text{B3}}), \quad (40)$$

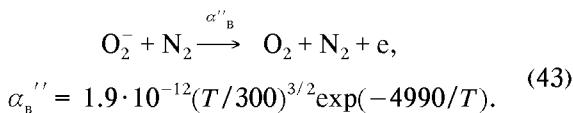
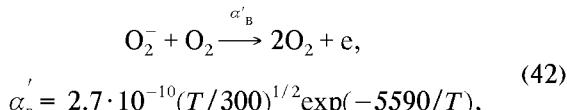
де α_d обраховується за формулою (38) і визначається лише реакціями дисоціативної рекомбінації NO^+ , O_2^+ та Cv^+ .

За сучасними даними [5] вдень в незбурений іоносфері $\lambda \sim 1$ на висоті 75 км, а вже на $h = 80$ км $\lambda \ll 1$. Вночі $\lambda \sim 1$ на $h \approx 80$ км і теж швидко зменшується з висотою. В деяких ракетних експериментах зареєстровані шари негативних іонів на $h \approx 90$ км. Хімічний склад негативних іонів суттєво відрізняється за даними різних експериментів.

Для розробки адекватної моделі динаміки негативних іонів в шарі D іоносфери не вистачає даних. Тому розглянемо спрощений варіант на рівні первинних іонів O_2^- , що утворюються в процесі (39). Коефіцієнт швидкості цієї реакції при $195 < T < 600$ К [18, 24]:

$$\alpha_n \approx 1.4 \cdot 10^{-29} \left(\frac{300}{T} \right) e^{-\frac{600}{T}}, \text{ см}^6/\text{s}. \quad (41)$$

Відлипання, будемо вважати, відбувається при зіткненнях з основними нейтральними молекулами:



Коефіцієнти швидкості цих реакцій визначені експериментально і подані залежностями (42), (43) в інтервалі $375 < T < 600$ К [24]. Все ж в роботі [24] вважається, що їхня екстраполяція на нижчі температури можлива.

Виходячи з (39), (41)–(43), можна записати

$$\frac{\partial [\text{O}_2^-]}{\partial t} = \alpha_n [\text{O}_2]^2 N_e - \alpha'_B [\text{O}_2^-] [\text{O}_2] - \alpha''_B [\text{O}_2^-] [\text{N}_2],$$

а для умов хімічної рівноваги ($[\text{O}_2^-] = \text{const}$) одержуємо

$$[\text{O}_2^-] = \frac{\alpha_n [\text{O}_2]^2 N_e}{\alpha'_B [\text{O}_2] + \alpha''_B [\text{N}_2]}. \quad (44)$$

Внесемо в (44) значення α_n , α'_B та α''_B в їхньому емпіричному вигляді (41)–(43):

$$[\text{O}_2^-] = \frac{0.52 \cdot 10^{-19} [\text{O}_2] N_e (300/T)^{3/2} e^{4390/T}}{e^{-600/T} + 0.7 \cdot 10^{-2} (T/300) [\text{N}_2] / [\text{O}_2]}. \quad (45)$$

Звідси чітко випливає зменшення концентрації негативних іонів $[\text{O}_2^-]$ при збільшенні температури атмосфери, або зменшення λ , а разом з ним, згідно з (40), і ефективного коефіцієнта рекомбінації. Електронна концентрація збільшується, таким чином, не лише за рахунок інтенсифікації процесів відлипання, але і за рахунок зменшення темпу рекомбінації.

Отже, збільшення температури на висотах мезопаузи над осередками землетрусів обумовлює деяке збільшення N_e , а разом з ним і поглинання радіохвиль.

ВИСНОВКИ

Спостережувані в сейсмоактивних регіонах зміни вертикальних температурних профілів верхньої атмосфери, яскравості емісій нічного неба та дискретних форм полярних сяїв, поглинання космічного радіовипромінювання одержують задовільне обґрунтування в рамках концепції інтенсифікації

турбулентності на висотах мезопаузи та нижньої термосфери над осередками землетрусів.

Автори вдячні Р. Дерев'янко за первинну обробку спостережень іоносферного поглинання радіохвиль під час землетрусів.

Робота виконана при частковій підтримці INTAS грант № 99-0078 і INTAS-CNES грант № 97-1769.

1. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. — М.: Наука, 1988.—528 с.
2. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н. О роли турбулентности и инфракрасного излучения в тепловом балансе нижней термосфера // Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982.—С. 29—47.—(Труды ФИАН, Т. 130).
3. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н., Марков М. Н., Маров М. Я. Численное моделирование нагрева и охлаждения газа в околоземном космическом пространстве // Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982.—С. 3—28.—(Труды ФИАН, Т. 130).
4. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле.—2000.—2, № 1.—С. 3—26.
5. Данилов А. Д. Популярная аэрономия. — Л.: Гидрометеоиздат, 1989.—230 с.
6. Дзюбенко М. І. Вступ до фізики навколоземного середовища. — Київ, 1994.—240 с.
7. Дзюбенко М. І., Козак Л. В. Збудження іоносфери під час близького землетрусу // Вісник Київ. нац. ун-ту. Астрономія.—2000.—№ 36.—С. 63—65.
8. Дзюбенко Н. І. Исследование влияний состояния ионосферы на структуру и динамику полярных сияний: Дис. ... док. фіз.-мат. наук. — Київ, 1989.—313 с.—Машинопись.
9. Дзюбенко Н. І., Івченко В. Н., Козак Л. В. Вариации температуры над очагами землетрясения по измерениям спутника UARS // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 94—99.
10. Жерард Ж.-К. Обзор оптических процессов в слое Е полярной атмосферы // Полярная верхняя атмосфера / Под ред. Ч. Дир, Я. Холтет. — М.: Мир, 1983.—С. 177—188.
11. Игнатьев В. М., Югов В. А. Интерферометрия крупномасштабной динамики высокосиротной термосфера. — Якутск, 1995.—209 с.
12. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. — Новосибирск: Наука, 1979.—344 с.
13. Кочетков В. М. Сейсмичность Якутии. — М.: Наука, 1966.—92 с.
14. Ларкина В. И., Наливайко А. В., Гершензон Н. И. и др. Наблюдения на спутнике «Интеркосмос-19» ОНЧ-излучений, связанных с сейсмической активностью // Геомагнетизм и аэрономия.—1983.—23, № 5.—С. 842—846.
15. Лебединец В. Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.—272 с.
16. Липеровский В. А., Похотовов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. — М.: Наука, 1992.—304 с.
17. Ллевеллин Е. Ж., Солхейм Б. Х. Оптические эмиссии полярной авроральной Е-области // Полярная верхняя атмосфера / Под ред. Ч. Дир, Я. Холтет. — М.: Мир, 1983.—С. 169—176.
18. Мак-Ивен М., Філліпс Л. Хімія атмосфери. — М.: Мир, 1978.—376 с.

УДК 539.385.669.7215

Ху Чженьюй¹, В. В. Абраимов^{1,2}, Хэ Ши Юй¹,
Ян Де Чжуан¹, Б. М. Рассамакин³

¹Центр космічного матеріалознавства та імітації факторів космічного простору
Харбінського політехнічного інституту, Харбін (КНР)

²Харківський національний університет ім. В. Н. Каразина, Харків,

³Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

Деградация параметров солнечных батарей под воздействием факторов космического пространства

Надійшла до редакції 26.07.01

Представляются результаты экспериментального исследования воздействия потоков протонов (P^+) и электронов (e^-) радиационных поясов Земли, а также ионов азота верхней атмосферы Земли N^+ , (имитируемых лабораторно в комплексных имитаторах факторов космоса КИФК и УПИ), с энергией частиц $E = 60—200$ кэВ на основные параметры солнечных батарей КА: ток короткого замыкания I_{K3} и напряжение холостого хода U_{xx} . Получена большая серия вольт-амперных характеристик $I(U)$ открытых и защищенных стеклом К-208 фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) в широком интервале поглощенных доз: $\Phi = 10^{10}—10^{16}$ част/см², соответствующих временам эксплуатации КА $\Delta t = 1—20$ лет для орбит в интервале высот $H = 300—36000$ км. Показано, что для открытых ФЭП при дозах, превышающих $\Phi = 5 \cdot 10^{14}$ част/см², происходит существенная деградация основных параметров солнечных батарей; при этом I_{K3} и U_{xx} уменьшаются в 2 и более раз. Совместное облучение протонами и электронами защищенных ФЭП при дозах $\Phi = 10^{16}$ част/см² (соответствующих 20 годам эксплуатации КА на GEO-орбите) уменьшает I_{K3} и U_{xx} на 25 %. Облучение открытых ФЭП ионами азота N^+ при дозах облучения $\Phi = 10^{16}$ см² приводит к практически полной деградации основных параметров солнечных батарей ($I_{K3} \rightarrow 0$). Полученные результаты трактуются в рамках современных теорий генерации радиационных дефектов в полупроводниках в поле космической радиации и их влияния на время жизни τ неосновных носителей. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных деградационных характеристик для тока I_{K3} с предсказаниями теории деградации солнечных батарей Г. Раушенбаха.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в настоящее время полупроводниковые фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) являются одним из основных источников электрической энергии на космических аппаратах (КА) [2—8]. Эксперименты показали, что под воздействием экстремальных факторов космического пространства — потоков протонов (P^+) и электронов (e^-) радиационных поясов Земли, ионов верхней атмосферы Земли (N^+ , O^+ , He^+ , Ar^+) — происходит весьма существенная деградация полупроводниковых фотопреобразователей, проявляющаяся в уменьшении их фоточувствительности и тока. В

ряде работ экспериментально показано, что облучение протонами вызывает более значительные повреждения солнечных батарей (СБ), чем электронами. При облучении ионизирующими излучениями в кристаллах ФЭП возникают радиационные дефекты, концентрация которых зависит от дозы (интенсивности) излучения, т. е. от времени эксплуатации КА на разных высотах H в радиационных поясах Земли. Возникновение радиационных дефектов в кристаллах полупроводников сопровождается изменением равновесной концентрации носителей тока (электронов и дырок) вследствие захвата их дефектами, уровни которых лежат в запрещенной зоне полупроводника. При освещении

облученных протонами и электронами солнечных батарей КА заатмосферным Солнцем, это проявляется в уменьшении их основных параметров: тока короткого замыкания I_{KZ} и напряжения холостого хода U_{xx} .

В большинстве работ [2, 3, 6–8] по исследованию деградации I_{KZ} и U_{xx} облучение протонами и электронами, доводилось до эквивалентных доз ($D_{\text{ЭК}}$), соответствующих времени эксплуатации КА в течение 3–4 лет на разных орбитах в интервале высот $H = 300\ldots36000$ км.

Весьма актуальной в настоящее время является задача комплексного исследования процессов деградации основных параметров солнечных батарей космических аппаратов при больших временах их активного существования ($\Delta t \approx 10\ldots20$ лет), т. е. в условиях ускоренной наземной имитации факторов космического пространства и их воздействия на основные параметры фотоэлектрических преобразователей.

Именно это являлось целью и задачей настоящей работы.

В данной работе исследовано воздействие имитируемых лабораторно потоков протонов и электронов радиационных поясов Земли, а также ионов азота верхней атмосферы Земли с энергией частиц $E = 60\ldots200$ кэВ в широком интервале флюенсов $\Phi = 10^{10}\ldots10^{16}$ част/см², соответствующих временам эксплуатации КА $\Delta t = 1\ldots20$ лет для орбит в интервале высот $H = 300\ldots36000$ км, на основные параметры солнечных батарей КА: ток короткого замыкания I_{KZ} и напряжение холостого хода U_{xx} .

Исследования были проведены на солнечных батареях двух типов: I тип фотопреобразователей изготавливается в КНР (Китайская академия космических технологий, г. Пекин), II тип фотопреобразователей производился в Украине (в Киевском политехническом институте).

МЕТОДИКА НАЗЕМНОЙ УСКОРЕННОЙ ИМИТАЦИИ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА, ИЗМЕРЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

Объектами исследования I типа солнечных батарей являлись четыре серии открытых кремниевых фотоэлектрических преобразователей п-р-типа, по 10 образцов в каждой серии с размерами $S = 20 \times 20$ мм². Толщина кристалла кремния составляла $d = 150$ мкм (с базовой областью р-типа), глубина залегания п-р-перехода равна $\delta \approx 0.4$ мкм. На нижнюю поверхность образцов ФЭП был нанесен проводящий слой серебра толщиной $\delta_1 \approx 100$ мкм. Все исследованные в работе солнечные батареи КА, изготовленные в КНР, являлись экспериментальными и были предназначены для космических миссий нового поколения.

Объектами исследования II типа солнечных батарей были четыре серии фотоэлектрических преобразователей по четыре образца в каждой серии. В данных сериях три образца были защищены кварцевым стеклом К-208, толщиной $\delta = 200$ мкм. Один образец ФЭП в каждой серии оставался открытый. Фрагменты фотоэлектрических преобразователей были приклешены к панели сотовой конструкции солнечной батареи, изготовленной из углепластиковых пластин с алюминиевым «сотовым» заполнителем. На углепластиковую пластину была приклешена для диэлектрической изоляции ФЭП полиимидная пленка типа ПММ (американское название KAPTON), толщиной $\delta = 25$ мкм. На поверхность пленки из полиимида были приклешены кремниевые фотоэлектрические преобразователи размером $S = 10 \times 10$ мм² с глубиной залегания п-р-перехода $\delta = 0.35$ мкм.

Облучение фрагментов солнечных батарей производили в ускорителе протонов и электронов с совмещенными пучками частиц на комплексных имитаторах факторов космического пространства КИФК и УПИ с энергией частиц $E = 30\ldots200$ кэВ. Методика облучения материалов, а также фрагментов солнечных батарей КА была описана ранее в работах [1, 9].

Для облучения фрагментов солнечных батарей потоками протонов и электронов в вакуумной камере имитатора КИФК были созданы ряд приспособлений для крепления образцов ФЭП на специальном поворотном устройстве. Неравномерность распределения плотности протонов и электронов на облучаемой поверхности ФЭП в режиме сканирования имела величину менее 3 %. Для устранения вторичных электронов перед образцами ФЭП устанавливали диафрагму, на которую подводилось задерживающее напряжение $U = -250$ В. Количество частиц, падающих на облучаемую поверхность, измерялось при помощи электронного пересчетного прибора типа ПСТ-100.

Постоянный ток с облучаемого фрагмента солнечной батареи подводился к импульльному преобразователю тока БИТ-1. Импульсы считывались при помощи декадной системы. Измерение общего потока протонов и электронов производилось по току пучка $\sum I_{\text{P,E}}$ и времени облучения t .

Поскольку число протонов (электронов), падающих на образец за одну секунду при токе пучка $J = 1$ мкА/см² составляет $N = 6.25 \cdot 10^{12}$ част/см², то

время облучения солнечных батарей при фиксированной дозе D и площади образца S будет равно

$$t = DS / 6.25 \cdot 10^{12} J \quad (1)$$

Методика измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) солнечных батарей космических аппаратов. Измерение вольт-амперных характеристик $I(U)$ исходных и облученных фрагментов ФЭП производили в вакуумной камере имитатора КИФК, используя источник заатмосферного Солнца типа ИС-160.

Световой поток на облучаемые ФЭП составлял величину $I_0 = 0.14 \text{ Дж/см}^2\text{с}$, что соответствовало единичной солнечной освещенности. Интервал длин волн имитатора ИС-160 составлял $\lambda\lambda = 200...2500 \text{ нм}$, и был максимально приближен к спектру Солнца.

Контроль интенсивности излучения производили с помощью фотометра типа ТЕС-0693, а также радиометра энергетической освещенности РАТ-2П-КВАРЦ-41, который измерял полный энергетический поток падающего солнечного излучения. Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) исследуемых ФЭП производили в поле излучения заатмосферного Солнца при равновесной (уставившейся) температуре элементов СБ $T = 50^\circ\text{C}$. Электрическая схема измерения вольт-амперных характеристик приведена на рис. 1.

Расчет эквивалентных доз при облучении ФЭП протонами и электронами на высотах $H = 300...36000 \text{ км}$. Полные флюенсы частиц рассчитывали, исходя из следующих условий.

Глубина проникновения в веществе (в кристаллах кремния) частиц с энергией $E = 60...200 \text{ кэВ}$ составляет: $\xi_p = 0.6...3 \text{ мкм}$ для протонов и $\xi_e = 30...200 \text{ мкм}$ для электронов.

Следует подчеркнуть, что для случая облучения открытых фотоэлектрических преобразователей (который был реализован в настоящих исследованиях) протоны и электроны проходили область $p-n$ -перехода, ширина которого составляла $d \approx 0.4 \text{ мкм}$, и поглощались в базовой области кри-

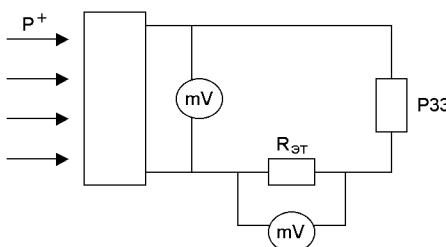


Рис. 1. Электрическая схема измерения вольт-амперных характеристик солнечных батарей

сталлов кремния на глубинах, указанных выше.

Особенно отметим, что для протонов и электронов с энергией $E = 60...200 \text{ кэВ}$ все падающие на образец частицы поглощались материалом солнечной батареи. В этом случае реализовывалась ситуация, когда поглощенная образцами доза ионизирующего излучения ΣD_{Π} была равна величине полного флюенса частиц, падающих на ФЭП:

$$\Sigma D_{\Pi} = \Sigma \Phi_0.$$

Энергетические спектры протонов и электронов средних энергий радиационных поясов Земли согласно [2] хорошо аппроксимируются функцией

$$N(E) = N_0 \exp(-E/E_0), \quad (2)$$

где N_0 — средняя плотность потока частиц на данной высоте, $E_0 = 100...150 \text{ кэВ}$ для протонов и $E_0 \approx 200 \text{ кэВ}$ для электронов.

Полный флюенс частиц Φ_0 , падающих на образец ФЭП, для фиксированной высоты H и времени t полета КА в радиационных поясах Земли определяли из выражений

$$\Phi = \sum D = N_k t_k = N_i t_i, \quad (3)$$

где N_k — средняя плотность потока частиц протонов и электронов в космосе (в радиационных поясах Земли) на данной высоте H полета КА, t_k — время жизни КА в радиационных поясах ($t_k = 1...20 \text{ лет}$), N_i — средняя плотность потока частиц (протонов, электронов, ионов) в наземном имитаторе, t_i — время облучения образцов ФЭП в имитаторе КИФК.

Величину, соответствующую средней плотности потока протонов и электронов N_k для каждой из высот в интервале $H = 300...36000 \text{ км}$, брали из экспериментальных данных по измерениям плотности потока частиц в радиационных поясах с помощью искусственных спутников Земли, приведенных в [2] для соответствующих энергий частиц в интервале $E = 60...200 \text{ кэВ}$.

При облучении образцов ФЭП протонами, электронами, а также ионами азота в имитаторах КИФК и УПИ плотность тока J_p и J_e имела значение $J_p = J_e \leq 0.1 \text{ мкА/см}^2$.

Отметим, что перед облучением элементов солнечных батарей в криогенные экраны вакуумных камер имитаторов КИФК и УПИ заливали жидкий азот (N_2), при этом равновесная (исходная) температура на поверхности солнечных батарей имела значение $T_0 = -80^\circ\text{C}$.

При включении пучков температура образцов ФЭП увеличивалась не более чем на $\Delta T = 5...6^\circ\text{C}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проведенные эксперименты можно разбить на четыре серии.

Первая серия образцов ФЭП (I тип, КНР) подвергалась последовательному облучению отдельно протонами с энергиями $E = 60\ldots200$ кэВ и флюенсами $\Phi_i = 10^{14}\ldots10^{16}$ част/ см^2 , соответствующих эквивалентным поглощенным дозам материалами КА на геостационарной орбите в течение времени $\Delta t_K = 1\ldots20$ лет.

Вторая серия ФЭП подвергалась облучению отдельно электронами с энергиями $E = 60\ldots200$ кэВ и дозами $\Phi_i = 10^{14}\ldots10^{16}$ част/ см^2 .

Третья серия образцов ФЭП облучалась отдельно ионами азота с энергией частиц $E = 175$ кэВ и дозами облучения в интервале $\Phi_i = 10^{15}\ldots10^{16}$ част/ см^2 .

Четвертая серия образцов ФЭП (II тип, КПИ) подвергалась совместному облучению протонами и электронами с энергией частиц $E = 175$ кэВ и флюенсами $\Phi_i = 10^{10}\ldots10^{16}$ част/ см^2 , соответствующих эквивалентным поглощенным дозам материалами КА на высотах $H = 670\ldots36000$ км в течение времени $\Delta t = 1\ldots20$ лет эксплуатации космических аппаратов в радиационных поясах Земли.

На рис. 2 представлены результаты экспериментов *первой серии образцов ФЭП*. Приведены типичные зависимости вольт-амперных характеристик $I(U)$ открытых фотопреобразователей, соответствующих исходным образцам (кривая 1) и облученным фотопреобразователям (кривые 2—4) потоками протонов с энергией $E = 60, 120, 175$ кэВ при интегральных флюенсах облучения $\Phi_i = 10^{14}\ldots10^{16}$ част/ см^2 . Каждая кривая построена по данным измерений и усреднений на трех образцах ФЭП. Максимальная доза облучения $\Phi_i = 10^{16}$ част/ см^2 соответствовала эквивалентной поглощенной дозе материалами КА на геостационарной орбите ($H = 36000$ км) в течение 20 лет. При всех трех энергиях протонов в исследованном интервале флюенсов происходит существенная деградация тока короткого замыкания и напряжения холостого хода с увеличением полного флюенса падающих на ФЭП частиц. Кривые 4 демонстрируют, например, уменьшение I_{K3} и U_{xx} практически в два раза при дозе облучения протонами $\Phi_i = 10^{16}$ част/ см^2 .

Вторая серия экспериментов. В данной серии экспериментов облучение открытых фотопреобразователей первого типа (КНР) потоками электронов с энергией частиц $E = 60\ldots200$ кэВ и флюенсами $\Phi_i = 10^{14}\ldots10^{16}$ част/ см^2 не приводило к изменениям хода вольт-амперных характеристик исследо-

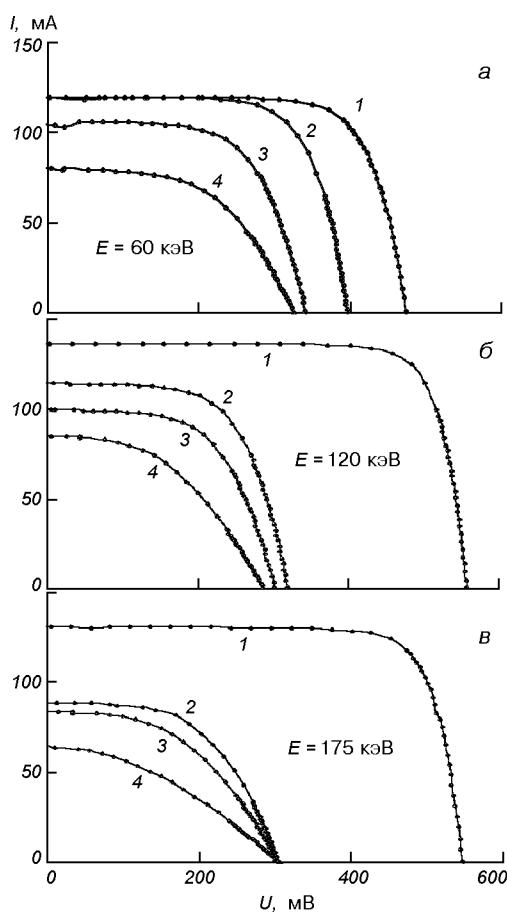


Рис. 2. Вольтамперные характеристики $I(U)$ открытых исходных и облученных протонами фотопреобразователей при различных энергиях частиц: 1 — до облучения; 2, 3, 4 — при дозах облучения протонами: $\Phi = (0.5; 1; 10) \cdot 10^{15}$ част/ см^2

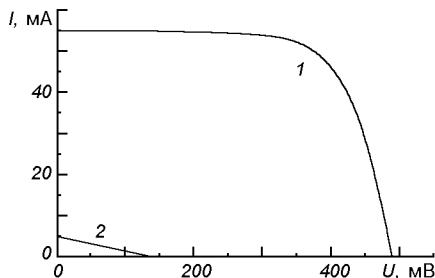


Рис. 3. Вольтамперные характеристики $I(U)$ открытых исходных и облученных ионами азота N^+ фотопреобразователей при энергиях частиц $E = 175$ кэВ: 1 — до облучения, 2 — при дозе облучения ионами N^+ : $\Phi = 1.4 \cdot 10^{16}$ част/ см^2

ванных солнечных батарей. Основные параметры фотопреобразователей оставались в этом практически без изменений.

Эксперименты третьей серии. На рис. 3 представлена типичные вольт-амперные характеристики

ки исходных открытых фотопреобразователей первого типа (кривая 1), а также облученных ФЭП ионами азота с энергией частиц $E = 175$ кэВ интегральной дозой $\Phi = 1.4 \cdot 10^{16}$ част/ см^2 . Видно, что в случае облучения солнечных батарей ионами азота дозами, эквивалентными 20 годам полета КА на высоте $H = 300$ км, происходит практически полная деградация I_{K3} и U_{xx} ; ток короткого замыкания в этом случае стремится к нулю.

Эксперименты четвертой серии. На рис. 4, а приведены типичные зависимости вольт-амперных характеристик $I(U)$ открытых фотопреобразователей II типа (КПИ) исходных образцов (кривая 1) и облученных ФЭП (кривые 2—4) совместными потоками протонов и электронов с энергией $E = 175$ кэВ при интегральных флюенсах облучения $\Phi_i = 10^{10} - 10^{14}$ част/ см^2 , соответствующих эквивалентным дозам, поглощенным в течение 1—5 лет на высоте $H = 670$ км. Даже при малых поглощенных дозах $\Phi = 2 \cdot 10^{13}$ част/ см^2 (пять лет эксплуатации КА) происходит существенная деградация тока короткого замыкания и напряжения холостого хода. На рис. 4, б приведены типичные вольт-амперные

характеристики защищенных ФЭП (стеклом К-208 с толщиной 200 мкм) исходных образцов и облученных дозами $\Phi = 1.8 \cdot 10^{13}$ част/ см^2 , соответствующих пяти эквивалентным годам полета КА на высоте $H = 670$ км. Видно, что деградация защищенных ФЭП существенно меньше, чем незащищенных. В этом случае имеет место уменьшение тока короткого замыкания, тогда как напряжение холостого хода не изменяет своей величины при воздействии протонов и электронов.

На рис. 5, а представлены зависимости вольт-амперных характеристик открытых фотопреобразователей, облученных протонами и электронами при интегральных флюенсах $\Phi \leq 6 \cdot 10^{15}$ част/ см^2 , эквивалентных 1—5 годам эксплуатации солнечных батарей на высоте $H_2 = 8000$ км. Как и для случая открытых ФЭП, соответствующих высоте $H_1 = 670$ км (рис. 4, а), в данном случае происходит существенная деградация параметров солнечных батарей. Величина U_{xx} , например, уменьшается почти в два раза.

Аналогичные вольт-амперные характеристики облученных протонами и электронами открытых и

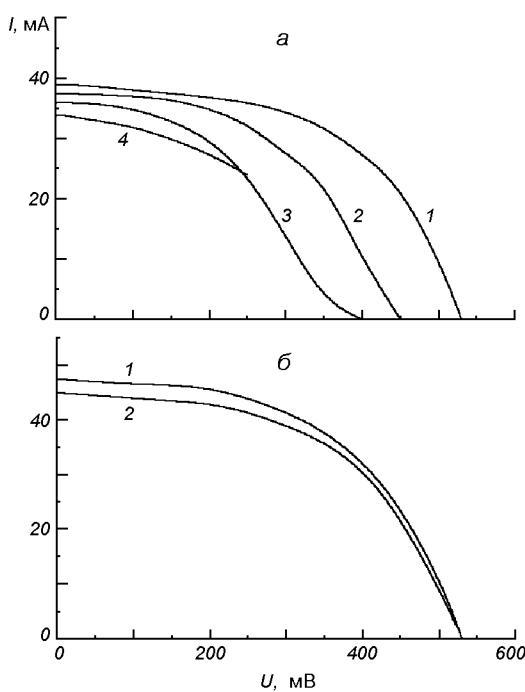


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики $I(U)$ открытых (а) и защищенных (б) фотопреобразователей. Кривые 1 — исходные образцы. Кривые 2, 3, 4 (а) — после совместного облучения протонами и электронами с энергией $E = 175$ кэВ дозами, эквивалентными: 1, 3, и 5 годам полета КА на высоте $H = 670$ км. Кривая 2 (б) соответствует пяти годам полета

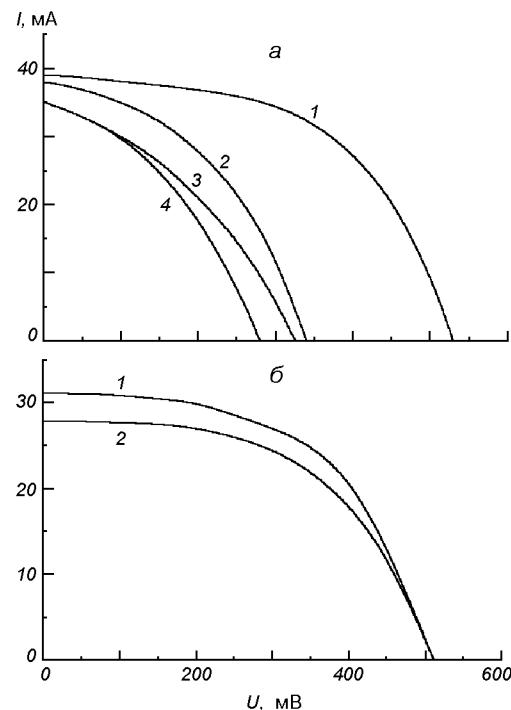


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики $I(U)$ открытых (а) и защищенных (б) фотопреобразователей. Кривые 1 — исходные образцы. Кривые 2, 3, 4 (а) — после совместного облучения протонами и электронами с энергией $E = 175$ кэВ дозами, эквивалентными: 1, 3, и 5 годам полета КА на высоте $H = 8000$ км. Кривая 2 (б) соответствует пяти годам полета

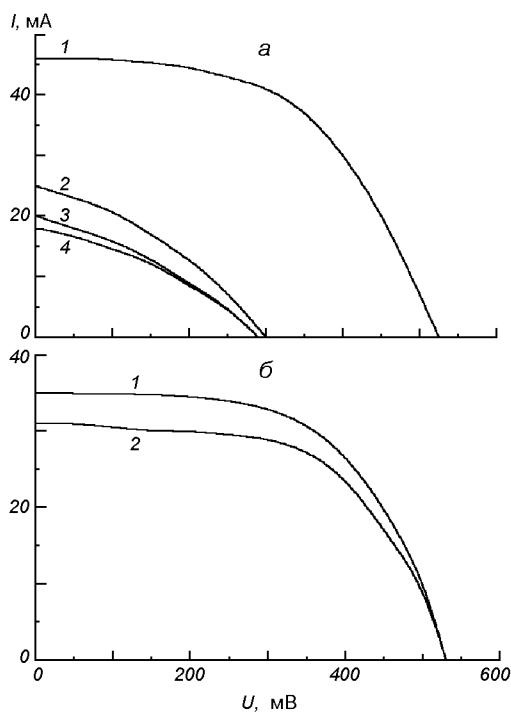


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики открытых (а) и защищенных (б) фотопреобразователей. Кривые 1 — исходные образцы. Кривые 2, 3, 4 (а) — после совместного облучения протонами и электронами энергией $E = 175$ кэВ дозами, эквивалентными: 5, 10, и 15 годам полета КА на геостационарной орбите ($H = 36000$ км). Кривая 2 (б) соответствует 15 годам

защищенных ФЭП, представлены на рис. 6 для геостационарной орбиты (GEO, высота $H_3 = 36000$ км). На рис. 6, а приведены характеристики для открытых ФЭП, соответствующих исходным образцам (кривая 1), а также облученным ФЭП совместно протонами и электронами при флюенсах $\Phi_i = 3 \cdot 10^{15} - 10^{16}$ част./см², соответствующих дозам на высотах $H_3 = 36000$ км в течение времени $\Delta t = 1 \dots 20$ лет. Видно, что в этом случае ток короткого замыкания и напряжение холостого хода уменьшаются в два раза.

Отметим, что экспериментальные результаты по деградации параметров солнечных батарей I типа (КНР) при их облучении протонами с энергией $E = 175$ кэВ и флюенсами $\Phi_i = 10^{14} - 10^{16}$ част./см² (рис. 2, а), аналогичны экспериментальным данным по деградации солнечных батарей II типа (КПИ) при совместном облучении протонами и электронами с энергией $E = 175$ кэВ в интервале флюенсов $\Phi_i = 10^{14} - 10^{16}$ част./см² (ср. рис. 2, а и 6 а).

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим теперь полученные экспериментальные результаты с точки зрения современных представлений о взаимодействии ионизирующих излучений с полупроводниковыми материалами в рамках теорий деградации фотоэлектрических преобразователей [2, 3, 6—8].

Оценим вначале поглощенные дозы исследованных ФЭП для флюенсов протонов и электронов в интервале величин $\Phi_i = 10^{14} \dots 2 \cdot 10^{16}$ част./см² и их энергий $E = 60 \dots 200$ кэВ, а также соответствующий указанным флюенсам число эквивалентный срок пребывания космического аппарата в радиационных поясах Земли на геостационарной орбите.

Величина поглощенной дозы исследованных образцов ФЭП определяется известным соотношением

$$D = \Phi E / \rho \xi, \quad (4)$$

где Φ — полный флюенс частиц ρ — плотность полупроводника, ξ — глубина проникновения частиц в вещество, которая зависит от типа материала и энергии падающих частиц. В нашем случае для протонов $E = 60 \dots 200$ кэВ, $\Phi_i = 10^{10} - 10^{16}$ част./см², $\rho = 2.33$ г/см³ (кремний), $\xi_p = 0.6 \dots 2$ мкм. Расчет поглощенной дозы для энергии протонов $E_1 = 60$ кэВ и флюенса $\Phi_1 = 10^{16}$ част./см² дал значение $D_1 = 5 \cdot 10^{10}$ рад, а для энергии $E_2 = 175$ кэВ и флюенса $\Phi_2 = 10^{16}$ част./см² — значение $D_2 = 10^{11}$ рад, т. е. в два раза больше.

Для геостационарной орбиты GEO ($H = 36000$ км) согласно [2] средняя плотность потока протонов для энергии $E = 175$ кэВ, имеет значение: $J_p = 1.6 \cdot 10^7$ част./см². Соответственно этой величине эквивалентная поглощенная доза материалами КА в течение одного года будет иметь значение $D_1 = J_p t = 5 \cdot 10^{14}$ част./см². Полный флюенс протонов $\Phi_1 = 10^{16}$ част./см² будет соответствовать в нашем случае 20 эквивалентным годам полета КА на геостационарной орбите. Таким образом, здесь при ускоренном облучении протонами был реализован случай наземной имитации воздействия факторов космоса на деградацию фотопреобразователей в течение интервала времени $\Delta t_K = 1 \dots 20$ эквивалентных лет на геостационарной орбите.

Последующее сравнение эксперимента с теоретическими моделями деградации солнечных батарей будем проводить для случая геостационарной орбиты, имеющей важное значение для полетов КА в радиационных поясах Земли.

Результаты по измерению вольт-амперных характеристик исходных и облученных протонами открытых ФЭП (рис. 2) позволили получить экспе-

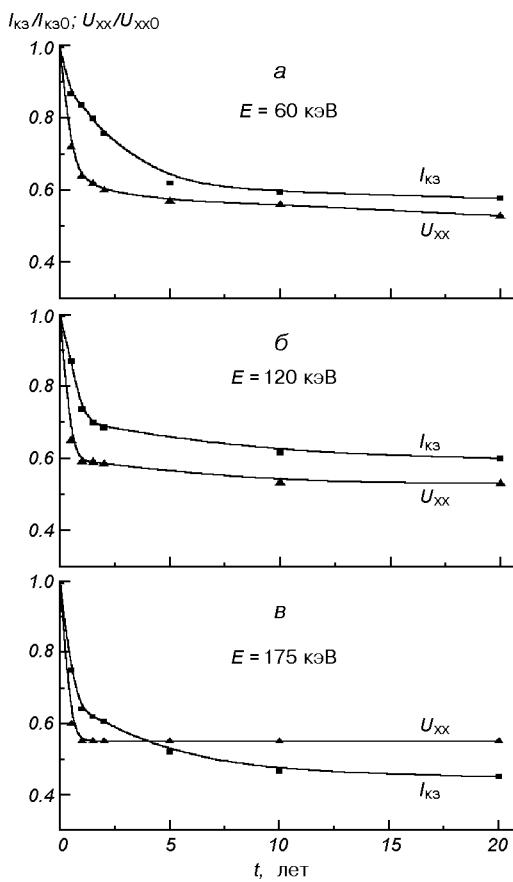


Рис. 7. Деградационная зависимость тока короткого замыкания $I_{K3}(D)/I_{K3}(0)$ и напряжения холостого хода $U_{xx}(D)/U_{xx}(0)$ солнечных батарей от их времени эксплуатации на GEO-орбите ($0 = 36000$ км) при различных энергиях протонов $E = 60...175$ кэВ. *a*, *b*, *c* — экспериментальные значения в сравнении с расчетными кривыми I для тока $I_{K3}(D)/I_{K3}(0)$ по формуле (8) теории [6], соответственно для параметров φ и θ : $\varphi_1 = 0.625$, $\theta_1 = 2.91$ г.; $\varphi_2 = 0.6$; $\theta_2 = 1.44$ г.; $\varphi_3 = 0.45$, $\theta_3 = 1.265$ г.

Экспериментальные деградационные характеристики исследованных солнечных батарей, т. е. зависимости нормированной величины тока короткого замыкания $I_{K3}(D)/I_{K3}(0)$ и нормированной величины напряжения холостого хода $U_{xx}(D)/U_{xx}(0)$ от времени эксплуатации материалов КА на GEO-орбите в условиях наземной ускоренной имитации факторов космического пространства. На рис. 7 представлены экспериментальные зависимости нормированной величины тока короткого замыкания $I_{K3}(D)/I_{K3}(0)$ и нормированной величины напряжения холостого хода $U_{xx}(D)/U_{xx}(0)$ от времени полета КА на геостационарной орбите в течение $\Delta t_K = 1...20$ лет для трех энергий протонов: $E = 60, 120$ и 175 кэВ. Анализ деградационных кривых показывает, что

снижение тока короткого замыкания и напряжения холостого хода происходит по-разному для трех энергий протонов. В работах [1—8] принято считать, что критической величиной деградации солнечных батарей является уменьшение их тока короткого замыкания, и напряжения холостого хода на 25 % от исходной величины $I_{K3}(0)$ и $U_{xx}(0)$ при некоторой критической дозе облучения D_{KP} , соответствующей «времени жизни» фотопреобразователей в космическом пространстве.

Из рис. 7 видно, что для тока $I_{K3}(D)/I_{K3}(0)$ «время жизни» открытых ФЭП (I типа) на уровне деградации 25 % при облучении их протонами с энергией $E = 60, 120, 175$ кэВ составляет $\Delta t^* = 3.2, 1.3, 0.8$ г. При энергии протонов $E = 175$ кэВ наблюдается самое сильное уменьшение (более чем в два раза) тока короткого замыкания и напряжения холостого хода, а также имеет место максимальная скорость уменьшения основных параметров. Для энергии протонов $E = 175$ кэВ практически в два раза уменьшается «время жизни» солнечных батарей на уровне 25 % их деградации в сравнении с «временем жизни» для энергии $E = 60$ кэВ.

Обсудим теперь вопрос, связанный с существенной деградацией основных параметров открытых ФЭП двух типов (кривые рис. 2 и рис. 4—7), т. е. проанализируем полученные экспериментальные данные в рамках микроскопических [2, 7, 8] и феноменологической [6] теорий деградации солнечных батарей в поле космической радиации.

В настоящее время в качестве солнечных батарей космических аппаратов наибольшее распространение получили кремниевые фотоэлектрические преобразователи, изготовленные из кремния p-типа проводимости для базовой области (т. е. батареи n-p-типа). Эксперименты показали, что батареи с базовой областью кремния p-типа обладают существенно меньшей радиационной стойкостью, чем батареи из кремния p-типа проводимости. На поверхности кремния p-типа проводимости толщиной от 100 до 500 мкм формируют тонкий (порядка $\delta \approx 0.1\text{--}2$ мкм) высоколегированный слой с проводимостью обратного типа (n-типа). В нашем случае для исследованных батарей двух классов n-p-переходы имели толщину $\delta_1 = 0.4$ мкм, и $\delta_2 = 0.35$ мкм. При попадании солнечного света сквозь поверхность ФЭП в объем солнечной батареи неосновные носители, рожденные светом в легированном слое, устремляются к n-p-переходу за счет диффузии и дрейфа в электрическом поле. Носители, образованные светом в базовой области ФЭП, — в основном за счет диффузии. Электронно-дырочные пары разделяются n-p-переходом под действием контак-

тного электрического поля E_k . Разность потенциалов, возникающая на омических контактах к п-области и р-области фотопреобразователя обуславливает при этом ток во внешней цепи солнечной батареи.

Известно, что ширина запрещенной зоны для кристаллов кремния имеет значение $E_g = 1.107$ эВ. При поглощении света с длинами волн $\lambda < 115$ нм (т. е. при $h\nu > E_g$) происходит процесс эффективного образования электронно-дырочных пар. При этом, на границе раздела между п-р-переходом и базовой областью ФЭП формируется повышенная концентрация неосновных носителей тока величиной N_{S0} .

В теориях деградации солнечных батарей [2, 7, 8], вводится ряд параметров, описывающих кинетику миграции электронно-дырочных пар в необлученных и облученных ФЭП. Одним из параметров теории является диффузионная длина L неосновного носителя, которая равна среднему расстоянию от места образования неосновного носителя (в базовой области) до п-р-перехода. Величина L определяет тот эффективный объем, из которого рожденные светом носители собираются п-р-переходом. С диффузионной длиной L однозначно связано время жизни τ неосновных носителей: $\tau = L^2/D$, где D — коэффициент диффузии носителей тока.

Согласно теории деградации [2], основной причиной ухудшения фотоэлектрических характеристик облучаемых солнечных батарей является уменьшение времени жизни τ неосновных носителей тока. При облучении кремниевых фотопреобразователей в первую очередь меняется τ в базовой области, исходная величина которого обычно превышает несколько микросекунд. В легированном слое время жизни, составляющее $\tau \approx 1$ нс, падает лишь при высоких флюенсах облучения. Снижение времени жизни τ носителей обусловлено возрастанием скорости их объемной рекомбинации вследствие возникновения радиационных дефектов, имеющих глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника.

Время жизни τ связано с вероятностью рекомбинации W неосновных носителей тока соотношением: $W = 1/\tau$. Тогда согласно теории деградации солнечных батарей [2] для вероятности рекомбинации W^* неосновных носителей в облученных полупроводниках можно записать выражение

$$W^* = W_0 + W_j \quad (5)$$

где W_0 — вероятность рекомбинации неосновных носителей на центрах, существовавших до облучения; W_j — вероятность рекомбинации носителей на

центрах, генерированных радиацией. Соотношение (5) с учетом связи: $W = 1/\tau$ можно записать в виде

$$1/\tau^* = 1/\tau_0 + K^1 \Phi, \quad (6)$$

где τ_0 и τ^* — время жизни носителей до и после облучения флюенсом Φ , K^1 — коэффициент повреждения ФЭП, характеризующий эффективность введения дефектов единичным потоком частиц и вероятность рекомбинации на них. В теории деградации ФЭП [2] представляются выражения для коэффициентов повреждения K^1 солнечных батарей в случае одиночных точечных дефектов, которые образуют один рекомбинационный уровень в запрещенной зоне, а также для случая, когда облучение создает несколько уровней рекомбинации неосновных носителей в запрещенной зоне.

Эксперименты показали, что при облучении кремниевых фотопреобразователей электронами нижний порог их электронного повреждения лежит при $E_E = 145$ кэВ. Данная энергия соответствует пороговой энергии смещения атома из узла кристаллической решетки ($E_{CM} = 12.9$ эВ). Это значение было установлено в опытах по облучению электронами п-кремния [2]. Для р-кремния при электронном облучении приводится значение пороговой энергии дефектообразования $E_{PP} = 220$ кэВ [2], что соответствует минимальной энергии смещения двух атомов, т. е. образованию в кремнии дивакансии.

С этих позиций становятся понятными эксперименты II серии образцов, в которых облучение открытых ФЭП производили потоками электронов с энергиями $E = 60, 120, 175$ кэВ. Для указанных ФЭП (I группы) с базовой областью р-типа уровень энергии падающих на ФЭП электронов ($E \leq 175$ кэВ) был ниже пороговой энергии дефектообразования ($E_{PP} = 220$ кэВ), характерного для р-кремния. В макроскопических экспериментах при освещении ФЭП имитатором заатмосферного Солнца это не приводило к заметному изменению хода вольт-амперных характеристик солнечных батарей. Можно сказать, что даже незащищенные ФЭП являются радиационно стойкими по отношению к электронному облучению в области энергий электронов, не превышающих пороговое значение энергии дефектообразования $E_{PP} = 220$ кэВ.

В сравнении с электронами, тяжелые заряженные частицы (в нашем случае протоны и ионы азота) обладают значительно более высокой дефектообразующей способностью. Поэтому потоки тяжелых частиц, главным образом протонов радиационных поясов Земли на высотах $H = 600\dots 36000$ км, в значительной степени будут опреде-

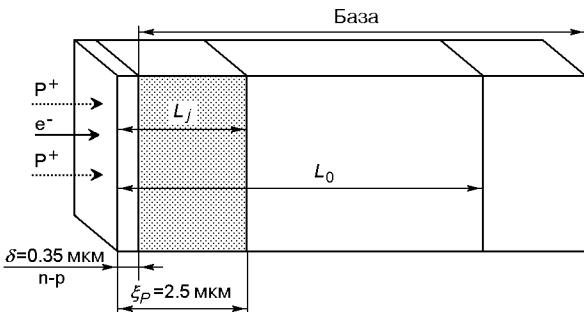


Рис. 8. Схема облучения элементов солнечных батарей совместными пучками протонов и электронов с энергией $E = 175 \text{ кэВ}$

лять радиационные повреждения солнечных батарей КА. На малых высотах КА $H = 300...600 \text{ км}$ к этим воздействиям добавляется также влияние ионов верхней атмосферы Земли: (N^+ , O^+ , He^+ , Ar^+).

Экспериментальные результаты настоящей работы (рис. 2, 6) показывают существенное влияние потоков протонов и ионов азота на деградацию открытых ФЭП. Это находится в хорошем согласии с полученными ранее данными по деградации солнечных батарей в области энергий протонов $E = 0.4...10 \text{ МэВ}$ [2]. Однако отметим, что исследований по деградации ФЭП с интервале энергий протонов $E = 60...200 \text{ кэВ}$ практически нет. С другой стороны, концентрация протонов и электронов данных энергий имеет максимальное значение $\rho \approx 10^7...6 \cdot 10^8 \text{ част/см}^2\text{с}$ в радиационных поясах Земли на всех высотах $H = 300...36000 \text{ км}$.

Как отмечалось выше, в нашем случае глубина проникновения протонов с энергией $E = 60...200 \text{ кэВ}$ равна $\xi_p = 0.6...2.5 \text{ мкм}$, а электронов — $\xi_e = 200...250 \text{ мкм}$. Область $n-p$ -перехода исследованных ФЭП равна $\delta = 0.35...0.4 \text{ мкм}$ (рис. 8). Здесь L_0 — диффузионная длина неосновных носителей тока в необлученных кристаллах кремния; L_J — диффузионная длина после облучения протонами.

Как в случае с электронами, в целом ряде работ [2, 3, 7, 8] при облучении кристаллов Si протонами были определены зависимости коэффициента повреждения кремния от энергии падающих протонов, а также построены теоретические модели для объяснения экспериментальных данных. Экспериментально установлено, что в широком интервале энергий протонов $E = 0.3...10 \text{ МэВ}$, коэффициент повреждения кремния обратно пропорционален энергии протонов: $K_p(E) \propto 1/E$. Для интервала энергий протонов $E = 60...300 \text{ кэВ}$ теории предсказывали увеличение коэффициента повреждения K_p ,

т. е. зависимость $K_p = f(E_p)$ имела максимум в области энергий $E = 200...300 \text{ кэВ}$. Результаты настоящих экспериментов хорошо качественно согласуются с моделями деградации ФЭП [2, 3, 7, 8] для области энергий протонов $E = 60...200 \text{ кэВ}$, в которой повреждения увеличиваются с увеличением энергии протонов. Теоретические модели, которые позволили удовлетворительно объяснить экспериментальные данные, базировались на том, что в процессах рекомбинации носителей, наряду с точечными дефектами в кристаллах кремния, существенную роль играют также области разупорядочения. Было показано, что суммарный коэффициент повреждения кремния ΣK определяется выражением $\Sigma K = K_{\text{тд}} + K_{\text{ор}}$, где $K_{\text{тд}}$ и $K_{\text{ор}}$ — коэффициенты повреждения, обязаные точечным дефектам и областям разупорядочения. В работах [2, 3, 7, 8] было показано, что вклад областей разупорядочения при протоном облучении является определяющим в процессе рекомбинации носителей тока. Пороговая энергия образования областей разупорядочения в кремнии составляет $E = 20...40 \text{ кэВ}$, что значительно меньше энергии протонов в наших экспериментах $E = 175 \text{ кэВ}$, т. е. по нашему мнению, данный механизм будет преобладающим.

В нашей работе при облучении ФЭП протонами энергией $E = 175 \text{ кэВ}$ реализуется весьма интересный случай, когда пробег протонов ξ_p практически в 10 раз превышает глубину залегания $n-p$ -перехода, но меньше диффузионной длины L_0 неосновных носителей в необлученном образце. При этом рабочая область базы ФЭП (т. е. объем, из которого собираются носители, рожденные светом), оказывается поврежденной неоднородно. При больших флюенсах ($\Phi = 10^{16} \text{ част/см}^2$, что соответствует поглощенной дозе $D \approx 10^{11} \text{ рад}$) на глубине поглощения протонов $\xi_p = 2...2.5 \text{ мкм}$ образуется слой с повышенной концентрацией радиационных дефектов, препятствующих свободному дрейфу неосновных носителей в базе фотопреобразователя. Именно с этих позиций можно объяснить полученные в настоящей работе данные о существенном влиянии протонного облучения (рис. 2—7) на деградацию основных параметров солнечных батарей.

Сравним теперь экспериментальные результаты — ход нормированных величин тока короткого замыкания $I_{\text{K3}}(D)/I_{\text{K3}}(0)$ и напряжения холостого хода $U_{\text{XX}}(D)/U_{\text{XX}}(0)$ от времени эксплуатации материалов КА на GEO-орбите — с предсказаниями феноменологической теории деградации солнечных батарей Раушенбаха [6]. Согласно модели [6] возникновение радиационных дефектов в кристаллах полупроводников приводит к изменению равновес-

ной концентрации носителей тока вследствие захвата их уровнями дефектов. В теории [6] модель ФЭП представляется в виде «черного ящика», в который поступает солнечный свет, а выходит ток. Внутри кристалла электроны и дырки свободно передвигаются по всему объему. Изменение во времени стационарной концентрации неосновных носителей заряда в полупроводнике, возникающей при заданных условиях облучения, определяется в теории [6] уравнением

$$dN^*/dt = -(N^* - \varphi)/\theta, \quad (7)$$

где: $N^* = N/N_0$; N_0 — концентрация носителей в начальный момент времени t_0 , t — время облучения фотопреобразователей, θ — постоянная времени процесса деградации солнечных батарей, которая зависит от интегрального флюенса при облучении частицами и типа материала ФЭП, $\varphi = N_\infty/N_0$; N_∞ — предельная концентрация носителей (при $t \rightarrow \infty$).

Очевидно, что нормированная концентрация носителей тока $N^* = N/N_0$ будет пропорциональна полному току $I^* = I/I_0$, (где I_0 — начальное значение тока), а также пропорциональна напряжению на солнечной батарее $U^* = U/U_0$. Решение уравнения (7) будет иметь вид

$$I^* = U^* = \varphi + (1 - \varphi)\exp(-t/\theta). \quad (8)$$

Формула (8) дает аналитическое выражение деградационной характеристики, т. е. зависимость тока фотопреобразователя от времени его пребывания в поле космической радиации. Параметры φ и θ можно найти из условий эксперимента. Видно, что параметр φ определяет предельную величину тока солнечной батареи при $t \rightarrow \infty$, (т. е. предельный уровень деградации тока в поле космической радиации). Параметр θ определяет скорость спада деградационной характеристики фотопреобразователя от времени облучения.

Обработка экспериментальных деградационных кривых для тока $I_{k3}(D)/I_{k3}(0)$ и напряжения $U_{xx}(D)/U_{xx}(0)$ (рис. 7) показала, что наилучшее согласие экспериментальных данных для энергий протонов $E_1 = 60$ кэВ, $E_2 = 120$ кэВ, $E_3 = 175$ кэВ, с расчетными кривыми по формуле (8) имеет место при следующих значениях параметров φ и θ соответственно: $\varphi_1 = 0.625$, $\theta_1 = 2.91$ г.; $\varphi_2 = 0.6$, $\theta_2 = 1.44$ г.; $\varphi_3 = 0.45$, $\theta_3 = 1.265$ г. На рис. 7 показаны (сплошными линиями) теоретические зависимости нормированного тока $I_{k3}(D)/I_{k3}(0)$, рассчитанные согласно выражению (8) для указанных выше параметров φ и θ для энергий протонов $E = 60$, 120,

и 175 кэВ. Видно, что при данных параметрах наблюдается хорошее качественное и количественное согласие экспериментальных результатов с теоретической моделью [6]. Анализ деградационных характеристик для тока показывает (рис. 7), что максимальное влияние на деградацию исследованных ФЭП оказывают протоны с энергией $E = 175$ кэВ. В этом случае уровень деградации тока короткого замыкания и напряжения холостого хода является максимальным. Для тока, например, $\varphi_3 = I_{k3}(D)/I_{k3}(0) = 0.45$; т. е. уменьшение тока происходит более чем в два раза.

Особенно отметим, что для создания солнечных батарей нового поколения с большими временами жизни ($\tau \approx 10..20$ лет) в радиационных поясах Земли требуется разработка и создание как новых полупроводниковых материалов для фотопреобразователей (например из углеродных нанотрубок), так и новых эффективных радиационно стойких защитных покрытий, изготовленных из стекла и других прозрачных материалов.

В заключение отметим, что для понимания механизмов деградации солнечных батарей на базе новых полупроводниковых материалов, а также фотопреобразователей с перспективными защитными покрытиями требуется постановка новых экспериментальных и теоретических работ.

Авторы выражают глубокую благодарность ректору Харбинского политехнического университета профессору Ван Шугуо за обсуждение результатов работы, а также за большую поддержку исследований в области космического материаловедения.

1. Абраимов В. В., Еременко В. В., Верховцева Э. Т., и др. Комплексная система наземной имитации факторов космического пространства // Вестник Харьков. ун-та. Сер. физ. Ядра, частицы, поля.—2001.—№ 541, вып. 4.—С. 28—34.
2. Вернов С. Н., Акишин А. И. Влияние космических излучений на полупроводниковые фотопреобразователи // Модель космического пространства. — М.: НИИЯФ МГУ, 1983.—Т. 2.—С. 513—550; Заряженные частицы в магнитосфере Земли и других планет.—Т. 1.—С. 365—414.
3. Колтун М. М. Солнечные элементы. — М.: Наука, 1987.—92 с.
4. Летин В. А., Заявлени В. Р. Анализ работы солнечных батарей низкоорбитальных космических аппаратов // Космич. исследования.—1994.—32, вып. 4—5.—С. 216—218.
5. Летин В. А., Заявлени В. Р., Губанова И. А. Солнечные батареи. Вопросы деградации // Электротехническая промышленность. Сер. 22. Источники тока.—1988.—Вып. 13.—С. 1—44.
6. Раушенбах Г. Справочник по проектированию солнечных батарей. — М.: Энергоатомиздат, 1983.—360 с.
7. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. — М.: Энергоатомиздат, 1987.—280 с.
8. Эллиот Дж. Фотоэлектрические преобразователи энергии // Прямое преобразование энергии. — М.: Мир, 1969.—360 с.

9. Abraimov V. V., He Shiyu, Hu Zhenyu, Yang Dezhuang, et al. Space-induced degradation of parameters of solar batteries under the influence of the space environment factors // The Fifth Sino—Russian—Ukrainian Symposium on Space and Technology. — Harbin, 2000.—P. 724—734.

**DEGRADATION OF PARAMETERS OF SOLAR CELLS
UNDER THE INFLUENCE OF OPEN SPACE FACTORS**

Hu Zhenyu, V. V. Abraimov, He Shiyu,
Yang Dezhuang, B. M. Rassamakin

We investigate effects of protons, electrons, and residual nitrogen ions in the Earth's atmosphere on the electrical properties of space-used solar cells, namely, the short-circuit current I_{sc} and the idle running voltage U_{ir} . The KIFK and UPI space environment simulators were used as irradiation equipments. The energy and

fluence ranges for these particles were $E = 60\ldots200$ keV and $F = 10^{10}\ldots10^{16}$ part/cm², respectively. In order to simulate changes of the curve $I — U$ at altitudes $H = 300\ldots36000$ km for orbit lives $\Delta t = 1\ldots20$ years, the irradiation results of the uncovered K-208 solar cells and the covered K-208 solar cells were compared in the fluence range between 10^{10} and 10^{16} part/cm². For the uncovered solar cells, the short-circuit current I_{sc} and the idle running voltage U_{ir} degraded by 50 percent and more when the fluence is $F = 5 \cdot 10^{14}$ part/cm². In the case of the covered solar cells, the short-circuit current I_{sc} and the idle running voltage U_{ir} decreased by nearly 25 percent when the combined fluence of electrons and protons is $F = 10^{16}$ part/cm² (such a fluence corresponds to a 20-year geostationary Earth orbit). However, the nitrogen ion irradiation (N^+) under the same condition caused the short-circuit current to decrease nearly to zero. The experimental results are analysed within the framework of irradiation-induced damage theories of the solar cells. The ratio of the current after the irradiation to the current before the irradiation I_D/I_0 is in good agreement with the solar cell irradiation-induced damage theory given by G. Rauschenbah.

УДК 613.15:612.014.464-616.71-007.234

I. Г. Літовка

Інститут фізіології ім. О. О. Богомольця НАН України, Київ

Ремоделювання кісткової тканини у низько- та високоактивних щурів у умовах 45-добової гіпокінезії та впливу дозованої кисневої депривації

Надійшла до редакції 12.05.03

Вивчали особливості впливу нормобаричної гіпоксичної газової суміші зі зниженим парціальним тиском кисню на біохімічні показники стану кісткової тканини щурів різного віку з обмеженням рухливості. Газова суміш зі зниженням P_{O_2} , яку подавали в переривчастому режимі, активує ремоделювання кісткової тканини щурів і гальмує розвиток деструктивних процесів більшою мірою у молодих тварин порівняно з дорослими.

ВСТУП

Відомо, що стресові фактори можуть чинити негативний вплив на органи і системи ссавців. В умовах хронічної гіпокінезії або невагомості найбільше страждає опорно-рухова система: втрачається кісткова маса, зменшуються механічні властивості кісток скелета [4, 7]. В наземних модельних експериментах можна не тільки дослідити в динаміці розвиток компенсаторно-пристосувальних реакцій до впливу гіпокінезії, але й перевірити ефективність методів запобігання негативним наслідкам обмеження рухливості.

В наших попередніх дослідженнях показано, що нормобарична гіпоксична газова суміш (НГС) гальмує розвиток біохімічних і біомеханічних проявів деструкції кісткової тканини при розвантаженні задніх кінцівок [5] і обмеженні рухливості [6], тобто здійснює нормалізуючий вплив [2, 3].

Метою даної роботи є дослідження фенотипових особливостей спонтанної рухової активності щурів на ефекти дії нормобаричної гіпоксичної газової суміші з помірно зменшеним парціальним тиском кисню на остеодистрофію, що виникає у молодих і дорослих щурів з обмеженням рухливості протягом 45 діб.

МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ

В двох серіях експериментів досліджено 48 щурів-самців лінії Вістар віком 3 і 6 місяців. У молодих і дорослих щурів визначали ступінь прояву спонтанної рухової активності по кількості обертів колеса ротаційного тредбану за 3 хвилини. Кожна серія експерименту складалася з трьох груп: I — віварний контроль, II — щури з обмеженням рухливості в атмосферному повітрі і III — з обмеженням рухливості в НГС зі зниженим парціальним тиском кисню ($P_{O_2} = 100...110$ мм рт. ст.) Нормобаричну гіпоксичну газову суміш подавали автоматично в переривчастому режимі: 20 хв — НГС, 20 хв — атмосферне повітря, щоденно по 8 годин протягом 45 діб. Режим обмеження рухливості відповідав співвідношенню площин опори тіла тварини та площині комірки 1 : 1. Такий режим утримання ми розглядали як найбільш жорсткий ступінь впливу гіпокінезії. Основні біохімічні показники метаболічної активності кісткової тканини одержували за допомогою спектрофотометричних та імуноферментних методів. Статистичну обробку даних проводили за методом Стьюдента.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХНЕ ОБГОВОРЕННЯ

Результати проведених експериментів показали, що у молодих щурів, які дихали атмосферним повітрям протягом 45 діб, найістотніше змінювалися біохімічні показники сироватки крові. В першу чергу це стосується активності кислої фосфатази (КФ) і тартратрезистентної кислої фосфатази (ТРКФ), які збільшувалися в 2.1 і 3.2 рази відповідно ($P < 0.05$). Концентрація гліказаміногліканів (ГАГ) достовірно зменшилася у 1.7 рази, а паратиреоїдного гормону (ПТГ) — мала тенденцію до збільшення. Активність лужної фосфатази (ЛФ) у кістковій тканині молодих щурів з обмеженням рухливості в атмосферному повітрі достовірно збільшилася у 1.7 рази, а КФ — достовірно зменшилася у 2.2 рази.

Більшість досліджуваних показників у тварин з обмеженням рухливості, які дихали НГС зі зменшеним P_{O_2} , не відрізнялися від контрольних значень, незважаючи на високий ступінь гіпокінезії. Винятком були лише активність ЛФ у сироватці крові щурів (була зменшеною у 1.5 рази) та концентрація ПТГ, яка достовірно збільшилася у 2.1 рази.

В дослідженні дорослих щурів з обмеженням рухливості в атмосферному повітрі протягом 45 діб ми не отримали таких чітких однозначних даних по змінам біохімічних показників ремоделювання у сироватці крові та кістковій тканині, які були відзначені у молодих і дорослих тварин протягом 28 діб [6]. У щурів після 45-добового обмеження рухливості в атмосферному повітрі не відзначено збільшення активності лізосомальних ферментів ні в сироватці крові, ні в кістковій тканині. Концентрація ГАГ теж істотно не змінювалася. Проте збільшувалася концентрація ПТГ у сироватці крові та зменшувалася активність ЛФ у кістковій тканині. Це може свідчити про наявність активних процесів резорбції кісткової тканини у цих тварин.

У дорослих щурів з обмеженням рухливості, що перебували в НГС, резорбція кісткової тканини більше виражена. Про це свідчить достовірне збільшення активності КФ у 1.5 рази у сироватці крові та концентрації ГАГ у 1.3 рази ($P < 0.05$), збільшення ПТГ, зменшення вмісту глюкуронових кислот у кістковій тканині.

Відсутність чіткого позитивного ефекту від застосування НГС протягом 45 діб у дорослих щурів і наявність цього ефекту у молодих тварин спонукала нас перевірити, чи залежить ефект від фенотипових варіацій спонтанної рухової активності. Для цього ми тричі визначали індивідуальний руховий фенотип у кожної тварини в ротаційному тредбані

з пасивним обертанням колеса. Середньоарифметичний показник для групи молодих щурів в цілому становив 6.3 ± 0.57 , для дорослих — 5.3 ± 0.64 . Якщо кількість обертів колеса була більшою за 6.87 (для молодих) і 5.94 (для дорослих), то таких тварин відносили до високорухливих, а якщо нижчою за 5.73 (для молодих) і 4.56 (для дорослих) — до низькорухливих. За результатами спонтанної рухової активності ми одержали можливість розділити тварин на низько- і високоактивних. Для кожної підгрупи були створені такі ж умови, як і для групи в цілому. Встановлено, що у молодих низькоактивних щурів з обмеженням рухливості в атмосферному повітрі активність ЛФ у сироватці крові збільшується у 1.6 рази, КФ — у 2 рази; ТРКФ — у 3.1 рази.

Концентрація ГАГ зменшується у 2.3 рази, а ПТГ зростає в 1.7 рази. Зміна атмосферного середовища на НГС призводить до нормалізації всіх показників у молодих щурів з низькою активністю.

У високоактивних молодих щурів з обмеженням рухливості в середовищі атмосферного повітря направліність змін лізосомальних ферментів і активності ЛФ була такою ж, як і у низькоактивних. Рівень ГАГ і ПТГ не змінювався порівняно з контрольними величинами. Заміна природного середовища на НГС повернула активність досліджуваних ферментів до контрольних значень, а от концентрація ГАГ збільшилася у 1.5 рази, ПТГ — у 2 рази. Таким чином, 45-добове обмеження рухливості в умовах періодичного дихання НГС сприймається молодими низькоактивними тваринами значно краще, ніж високоактивними. Але вплив НГС на високоактивних тварин теж можна оцінити як позитивний.

У дорослих низькоактивних тварин з обмеженням рухливості, що перебували протягом 45 діб в природному середовищі, досліджені біохімічні маркери в сироватці крові не змінювалися, за виключенням концентрації ПТГ, що збільшилася у 1.6 рази порівняно з контролем і ще більше збільшилася (у 1.9 рази) при зміні атмосферного повітря на НГС. Також при зміненому газовому середовищі збільшилася активність КФ (у 1.5 рази порівняно з контролем).

Тривале обмеження рухливості в середовищі атмосферного повітря у дорослих високоактивних щурів не викликає особливих змін біохімічних маркерів у сироватці крові. Спостерігали тенденцію до збільшення концентрації ПТГ. Вдихання НГС цими тваринами збільшує концентрацію ГАГ у 1.6 рази та ПТГ у 1.5 рази.

Таким чином, дорослі низькоактивні та високоактивні щури однаково реагували на 45-добове обме-

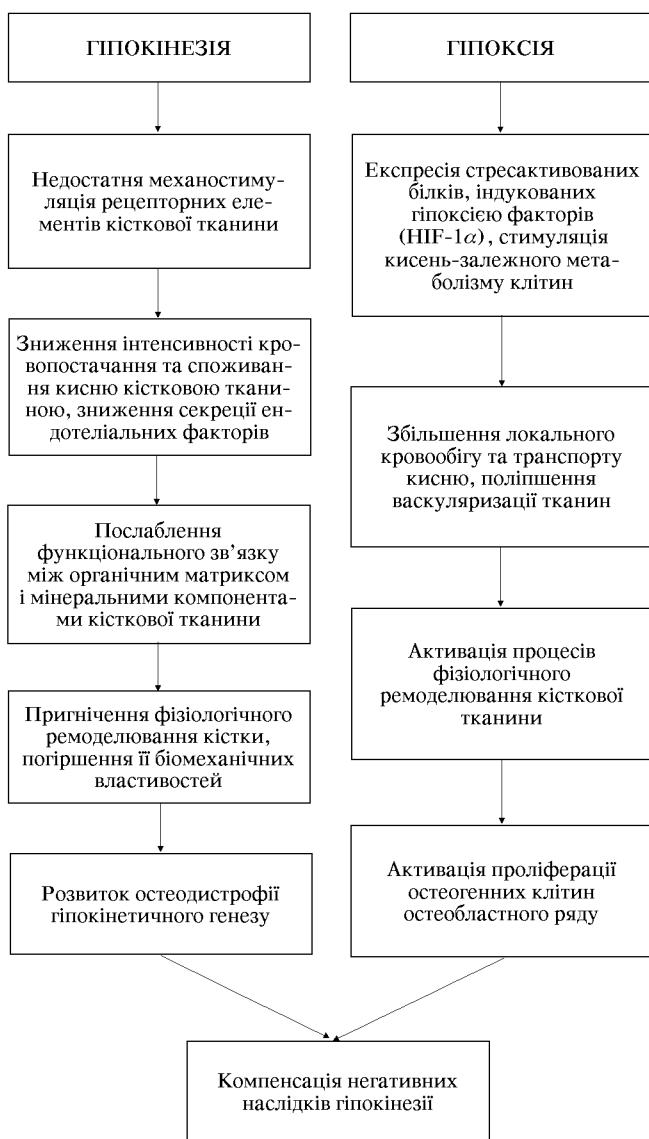


Схема компенсуючої дії дозованої гіпоксії на остеодистрофічні зміни стану кісток при гіпокінезії у молодих щурів

ження рухливості в атмосферному повітрі і НГС.

Аналіз наведених даних свідчить, що молоді щури чутливіші до 45-добового перебування в стані гіпокінезії порівняно з дорослими тваринами. Це підтверджують негативні зміни біохімічних маркерів кісткової тканини. Застосований у цих експериментах режим дозованої переривчастої гіпоксії запобігає виникненню деструктивних змін у стегнових кістках молодих щурів. У дорослих щурів лише збільшення концентрації ПТГ (у низькоактивних і високоактивних щурів) і зменшення активності ЛФ

у кістковій тканині в цілому по групі вказує на наявність активних процесів резорбції кістки. Застосування НГС для цієї групи тварин не дало чіткого позитивного ефекту.

Одержані факти можна тлумачити з різних точок зору. У молодих щурів водночас відбуваються два процеси: відновлення і резорбції кісткової тканини. В умовах обмеження рухливості в атмосферному повітрі збільшується активність клітин, що продукують КФ. Це свідчить про остеокластичний тип резорбції кісткової тканини [1]. В даному випадку НГС, якою замінюють атмосферне повітря, компенсує недостатність механічної стимуляції остеогенезу і позитивно впливає на експресію остеобластів, та кисень-залежні механізми [8, 9]. Таким чином, дозована гіпоксична стимуляція посилює функціональний зв'язок між органічним матриксом і відновленими мінеральними компонентами (схема).

У дорослих тварин, вірогідно, існує сталій баланс між процесами відновлення і резорбції кісткової тканини, який лише один стресогенний фактор — обмеження рухливості не може порушити. Сполучна дія двох адитивних стресогенних факторів порушує цю рівновагу [10, 11]. Це призводить до чіткого розвитку остеодистрофічних процесів у кістковій тканині. Не виключено, що обмеження постачання клітин киснем у малих дозах діє як стимулятор остеосинтетичних процесів, а у великих — пригнічує його. Подальші дослідження мають уточнити межу позитивної дії гіпоксії і розробити досконаліші режими кисневої стимуляції процесів фізіологічного відновлення кісткової тканини.

ВИСНОВКИ

1. При диханні атмосферним повітрям обмеження рухливості щурів протягом 45 діб погіршує біохімічні показники ремоделювання кісткової тканини у молодих тварин у більшій мірі, ніж у дорослих.

2. У молодих тварин з обмеженням рухливості в гіпоксичному газовому середовищі зі зниженим парціальним тиском кисню ($P_{O_2} = 100\ldots110$ мм рт. ст.) досягається високий ступінь компенсації негативних наслідків гіпокінезії.

3. Гіпоксична газова суміш зі зниженим P_{O_2} (100…110 мм рт. ст.) посилює негативні процеси в кістковій тканині дорослих щурів з обмеженням рухливості протягом 45 діб.

4. У молодих щурів з високою спонтанною руховою активністю вплив 45-добової гіпокінезії в умо-

вах періодичного дихання гіпоксичною газовою сумішшю завдає різкіших негативних змін біохімічних маркерів стану кісткової тканини.

5. Варіюючи параметрами нормобаричного гіпоксичного стимулу, можна досягти різного ступеня впливу на фізіологічну резорбцію і ремоделювання кісткової тканини при обмеженні рухливості у щурів.

1. Аврунин А. С., Корнилов Н. В., Суханов А. В., Емельянов В. Г. Формирование остеопоротических сдвигов в структуре костной ткани. — С-Пб: Ольга, 1998.—68 с.
2. Березовский В. А., Дейнега А. Г. Физиологические механизмы саногенных эффектов горного климата. — Киев: Наук. думка, 1988.—222 с.
3. Березовский В. А., Левашов М. И. Физиологические предпосылки и механизмы нормализующего действия нормобарической гипоксии и оротерапии // Физiol. журн. СССР.—1992.—38, № 5.—С. 3—12.
4. Григорьев А. И., Воложин А. И., Ступаков Г. П. Минеральный обмен у человека в условиях измененной гравитации // Проблемы космич. биологии. — М.: Наука, 1994.—74.—214 с.
5. Литовка И. Г. Дозированная гипоксия как фактор коррекции остеопении бездействия // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 4.—С. 81—85.
6. Літовка І. Г., Березовська О. П. Киснева депривація як ініціатор остеогенезу при гіпокінезії // Фізіол. журн.—2003.—49, № 2.—С. 58—65.
7. Оганов В. С. Гипокинезия — фактор риска остеопороза // Остеопороз и остеопатии.—1988.—№ 1.—С. 13—17.

8. Prabhakar N. R. Physiological and genomic consequences of intermittent hypoxia // J. Appl. Physiol.—2001.—90, N 5.—P. 1986—1994.
9. Premkumar D. R. Intracellular pathways linking hypoxia to activation of c-fos and AP-1 // Adv. Exp. Med. Biol.—2000.—N 475.—P. 101—109.
10. Semenza G. HIF-1: mediator of physiological and pathophysiological responses to hypoxia // Cell.—2000.—88, N 4.—P. 1474—1480.
11. Wykoff C. C., Pugh C. W., Maxwell P. H., Harris A. L. Identification of novel hypoxia dependent target genes of the von Hippel-Lindau (VHL) tumor suppressor by mRNA differential expression profiling // Oncogene.—2000.—N 19.—P. 6297—6305.

THE REMODELLING OF BONE TISSUE FOR LOW-AND HIGH-ACTIVITY RATS UNDER A 45-DAY HYPOKINESY AND THE INFLUENCE OF MEASURED OXYGEN DEPRIVATION

I. G. Litovka

We investigate the influence of the normobaric gaz mixture with lowered $P_{O_2} = 100\ldots110$ mm Hg on the biochemical markers of the bone metabolism for rats with limited mobility. The gaz mixture with a lowered oxygen content supplied in the faltering regime activates the rat bone tissue remodelling and hinders the development of destructive processes for young animals to a greater extent than for adult ones.

УДК 629.575:578.22

Л. Н. Носач, Н. С. Дяченко, Л. А. Тарасишин,
В. Л. Жовноватая, С. И. Бутенко, О. Ю. Повница

Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного ПАН України, Київ

Определение в наземных условиях температурного режима, длительности пребывания аденовируса человека на орбитальных станциях и влияния клиностатирования на некоторые его свойства

Надійшла до редакції 15.11.01

Встановлено, що адено-вірус людини серотипу 2 достатньо стійкий до впливу температури, тому що зберігає інфекційність при температурі +20...22 °С до 60 діб, а при температурі +4 °С — до 90 діб. Виявлено деяке зниження антиглобулінної активності підродо- і родоспецифічних антигенных детермінант гексону (білка капсиду) вірусу, інкубаційного при температурі +20...22 °С, більш виражене в родоспецифічній детермінанті. Практично повністю зберігається активність обох детермінант гексону вірусу, інкубаційного при температурі +4 °С протягом 10 і 20 діб. Ця обставина спідчуває про придатність адено-вірусу людини для космобіологічних експериментів і повинна враховуватися при конструюванні приладу «Вірус», у якому експонування адено-вірусу на орбіті може проводитися при температурі +4 °С або +20...22 °С в залежності від умов космічного польоту, але для зберігання повноцінної антигенної структури гексону адено-вірусу краще використовувати перший температурний режим. Показано, що інфекційність адено-вірусу типу 2 зберігається в умовах горизонтального клиностатування протягом 10—90 діб. При клиностатуванні протягом 10 і 20 діб відзначено деяке зниження антиглобулінної активності підродоспецифічної антигенної детермінанті гексону. Це спідчуває про неїну стійкість адено-вірусу до мікрогравітації і дозволить в подальшому вичленити інші чинники в умовах реального космічного польоту.

ВВЕДЕНИЕ

В космических исследованиях в качестве биологических объектов использовались растения, животные, культуры клеток млекопитающих, дрожжи, инфузории, водоросли, микромицеты, микроорганизмы [1—4, 6, 10, 12, 15, 16]. Относительно микроорганизмов имеются данные ранних экспериментов о том, что невесомость не только не препятствует реализации основных биологических процессов, но увеличивается скорость размножения и выход биомассы бактериальных клеток *E. coli*, *B. subtilis*, *Proteus vulgaris*. Однако исследования

последних лет, проводимые Институтом биомедицинских проблем (Россия) по контролю микроорганизмов, обитающих внутри пилотируемых станций, свидетельствуют о создании своеобразных экологических ниш во время длительных полетов, качественном изменении микрофлоры, фенотипических и генотипических модификациях [17], развитии дисбактериоза покровных тканей, изменения сапрофитной микрофлоры в сторону патогенной [13]. Обнаружено увеличение резистентности бактерий к антибиотикам в условиях космического полета [14].

Исследования влияния факторов космического

полета на вирусы весьма немногочисленны. В ранних исследованиях, проводимых с фагами, изучалось только выживание их и было показано, что пребывание фагов на космических кораблях не оказывается на их жизнеспособности [1, 11]. Кроме того, имеются данные о нарушении в условиях космического полета процесса «самосборки» белка VPI вириона мышей в капсомеры в связи с чувствительностью к микрогравитации кальций-зависимого этапа этого процесса. Капсомеры, образовавшиеся на орбите, отличались морфологически от образованных на Земле и не были способными в наземных условиях образовывать капсидоподобные структуры даже при наличии в растворе кальция [8].

Учитывая роль инфекционных вирусов в патологии человека, считаем целесообразным исследовать влияние факторов космического полета как на сами вирусы, так и на взаимодействие их с клетками. В условиях космического полета вероятна возможность изменения существенных свойств вирусов, таких как репродукционная способность, патогенность, антигенная структура, чувствительность к антивирусным веществам, а также изменение способности клеток, подвергшихся воздействию факторов космического полета, к репродукции вирусов.

На наш взгляд, адено-вирусы человека представляют собой уникальную модель для этих исследований: они не только вызывают острые респираторные и энтеральные заболевания, но и способны длительное время находиться в организме человека в латентном состоянии, активироваться с развитием заболевания под влиянием экзо- и эндофакторов, при ухудшении иммунного статуса человека. С другой стороны, адено-вирусы сами достаточно выраженные иммунодепрессанты и непосредственно воздействуют на функциональное состояние лимфоцитов. Ранее адено-вирусы не были объектом исследования в космической биологии и медицине.

Физические и физиологические стрессы, возникающие у космонавтов в космическом полете, вызывают изменения их иммунной системы и могут активировать латентные вирусы, в том числе и адено-вирусы. О снижении функциональной активности лимфоцитов в условиях космического полета свидетельствуют данные о снижении активности естественных киллеров и уменьшении образования интерферона лимфоцитами крови космонавтов [16], снижении способности лимфоцитов активироваться под действием митогенов. Однако лимфоциты, полученные из крови здоровых доноров и культивируемые на орбите, были способны продуцировать интерферон под действием индукторов разной природы, причем в значительно большей степени, чем в наземном контроле [9].

Исходя из сказанного, считаем целесообразным исследование влияния факторов космического полета как на сам адено-вирус, так и на взаимодействие его с эпителиальными и лимфоидными клетками.

Проведению этих исследований предшествует решение в наземных условиях ряда задач, явившихся целью данной работы:

- определение оптимального температурного режима и длительности пребывания адено-вируса на биоспутнике;
- исследование действия на инфекционность и антигенную структуру адено-вирусов микрогравитации, которая моделировалась в наземных условиях путем горизонтального клиностатирования;
- определение некоторых конструктивных особенностей прибора «Вирус», предназначенного для пребывания адено-вируса на космическом корабле.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Объектом исследований был эталонный штам адено-вируса человека серотипа 2, полученный нами из коллекции Института микробиологии Будапештского медицинского Университета им. Сомельвейса в 1967 г. Для культивирования адено-вируса использовали культуру клеток Нер-2 (карцинома гортани человека). Питательная среда для выращивания клеток состояла из равных частей среды 199 и Игла с добавлением 10 % прогретой сыворотки крупного рогатого скота. Через 2 сут клетки заражали адено-вирусом. Адсорбцию вируса проводили при комнатной температуре в течение часа. Поддерживающая среда, которую использовали после заражения клеток вирусом, состояла из равных частей среды 199 и Игла, но не содержала сыворотки.

В качестве исследуемых образцов адено-вируса использовали 2 материала: «культуральный» адено-вирус (титр $1.6 \cdot 10^8$ ВОЕ/мл), полученный путем термолиза инфицированных клеток (через 5–7 сут после инфицирования при наличии выраженного цитопатогенного действия), а также вирус, очищенный в градиенте плотности хлористого цезия (1.2 – 1.4 г/см 3) центрифугированием при 39000 об/мин (+4 °C) в течение трех часов (титр $1.4 \cdot 10^8$ ВОЕ/мл). Предварительно очищенный вирус подвергали диализу против 0.01 М Трис-HCl буфера (рН 8.1) и разводили 1 : 10 средой Игла.

С целью определения температурного режима и длительности пребывания адено-вируса в условиях космического полета образцы вирусов инкубировали при температуре +4 °C и +20...22 °C в течение

двух месяцев, отбирая образцы для анализа через 10, 20, 30 и 60 сут. Параллельно исследовали образцы аденоовириуса с добавлением БСА (бычьего сывороточного альбумина) в качестве стабилизатора.

Клиностатирование аденоовириуса проводили при температуре +20...22 °C в течение 30 суток и при +4 °C в течение 90 сут, используя медленно вращающийся горизонтальный клиностат «Клин-1», изготовленный НПО «Респиратор» (Донецк, Украина). Аденоовириус разливали в стеклянные флаконы (по 2 мл) типа пенициллиновых, которые помещали в горизонтальном положении в металлические цилиндры, вращающиеся вокруг своих продольных осей. Крепление флаконов в цилиндрах, исключающее возможность их самопроизвольного перемещения во время работы прибора, достигалось с помощью вкладышей из пенопласта, изготовленных в соответствии с диаметром металлических цилиндров. По периметру вкладышей имелись ячейки для флаконов (в соответствии с их диаметром), которые располагались на одинаковом расстоянии от центра оси вращения (2.5 см до ближайшей стенки флакона). Скорость вращения составляла около 4 об/мин. В качестве контроля использовали вирус, который находился при той же температуре, но не подвергался клиностатированию. О влиянии температуры, времени инкубирования и клиностатирования на аденоовириус судили по уменьшению инфекционного титра вируса и изменению антигенных структуры гексона — поверхностного белка аденоовириона. Инфекционный титр аденоовириуса определяли разработанным нами ранее цитоморфологическим методом и выражали во включение-образующих единицах (ВОЕ) на мл [5].

Для определения антигенной структуры гексона аденоовириуса использовали «сэндвич-вариант» твердофазного иммуноферментного анализа (ИФА) в

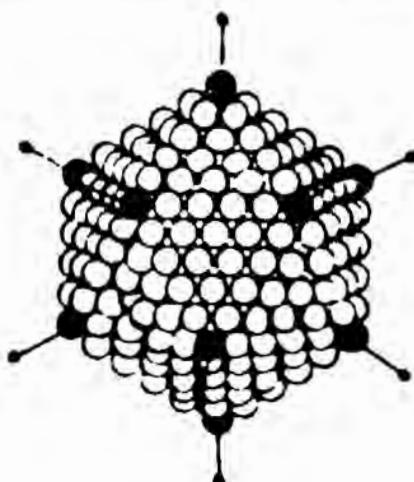


Рис. 1. Модель аденоовириуса. Частица аденоовириуса — икосаэдр. Капсид состоит из 252 капсомеров. Невершинные капсомеры (240) — гексон (светлые шарики)

авторской модификации [7]. Применялись две системы: «антитела к гексону Ад 1 — вирус Ад 2 — антитела к гексону Ад 1» и «антитела к гексону SA7(sim 16) — вирус Ад 2 — антитела к гексону Ад 1», направленные на выявление подродоспецифической и родоспецифической антигенных детерминант соответственно. Долю преципитирующей активности исследуемых материалов определяли как отношение их оптической плотности к соответствующему значению контрольного материала — гексона очищенного аденоовириуса человека серотипа 2, не подвергнутого изучаемому воздействию. Использовали антикроличьи IgG, меченные пероксидазой хрена и спектрофотометр «Dynatech» при длине волн 492 нм.

Таблица 1. Инфекционная активность аденоовириуса человека серотипа 2, инкубированного при разных температурных условиях в течение разного времени

Вирусный материал	Титр вируса, 10^8 ВОЕ/мл				
	0	10 сут	20 сут	30 сут	60 сут
$+4^{\circ}\text{C}$					
«культуральный»	1.6	6.1	6.0	1.1	1.0
«культуральный»+ БСА	не исследован	6.9	4.7	1.0	0.44
очищенный	1.4	0.02	0.066	0.042	0.032
очищенный + БСА	1.4	0.032	0.44	0.12	не исследован
$+20\ldots22^{\circ}\text{C}$					
«культуральный»	1.6	1.3	1.1	1.1	0.81
«культуральный»+ БСА	не исследован	1.5	1.3	1.3	0.47
очищенный	1.4	1.0	не исследован	0.049	0.017
очищенный + БСА	1.4	0.32	не исследован	0.049	0.082

Виток: 361

12/69/2000 15:10:14 Кадр: 1039 из 3281

Углы, градусы: Угл.скорости, градусы/с:

крен	12.69	$\dot{\psi}_x$	0.012
тангаж	0.75	$\dot{\psi}_y$	0.004
рыскание	2.39	$\dot{\psi}_z$	-0.002

Положение КА на орбите:

геоцентрическая широта 15.3 СШ
гринвичская долгота 47.9 ВД

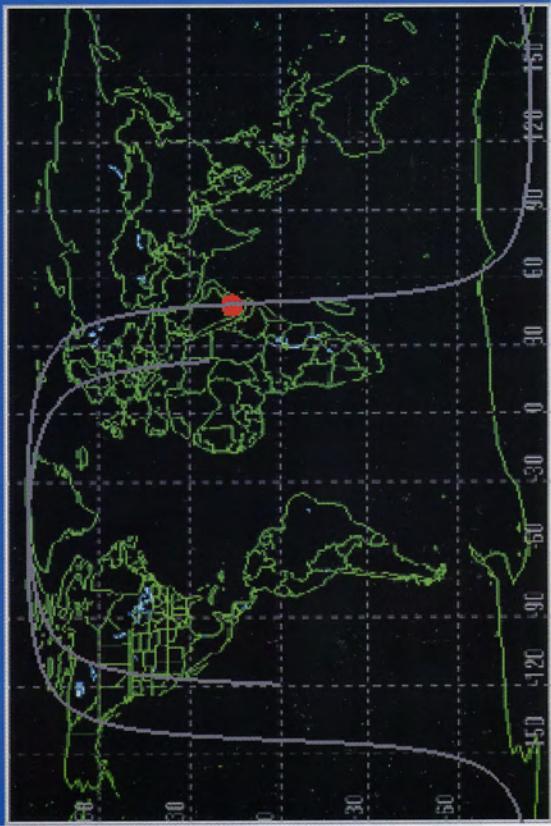
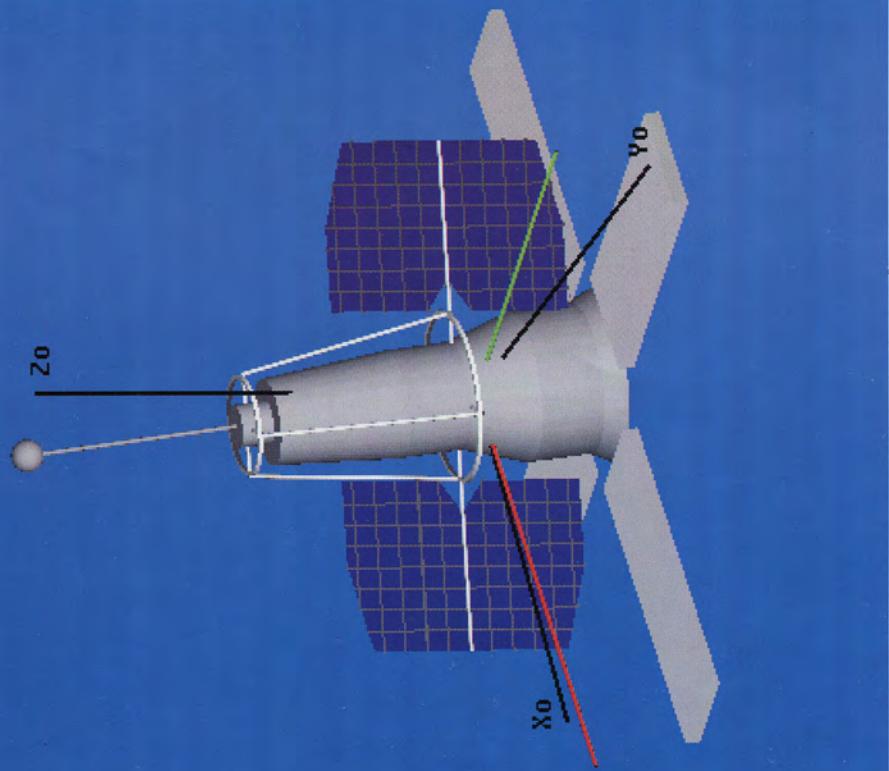


Рис. 2 к стр. 10. Графическое окно системы визуализации.

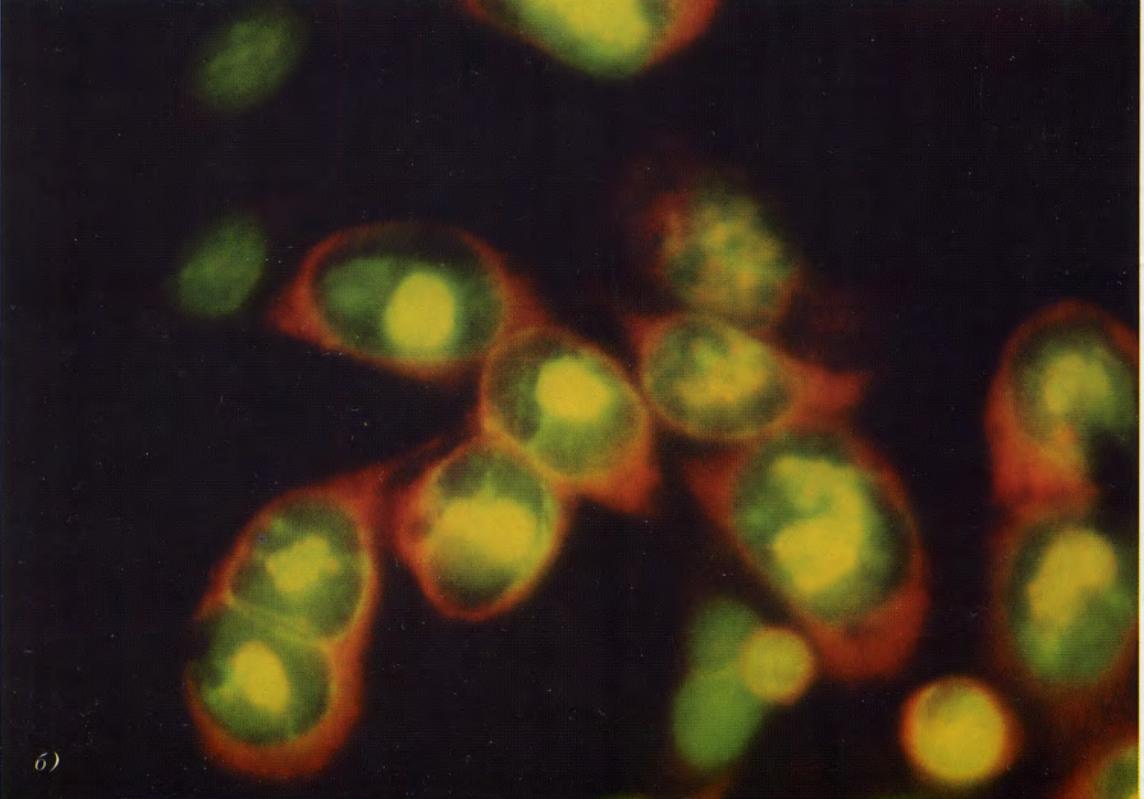
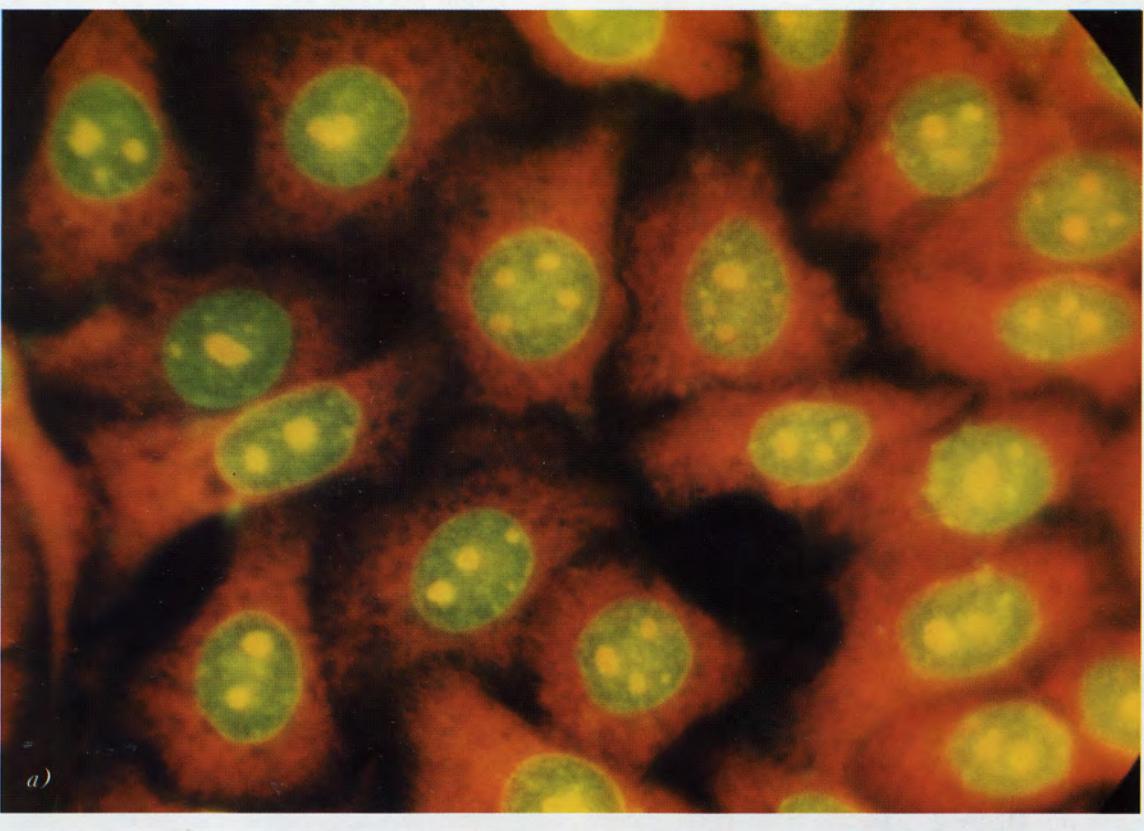


Рис. 2 к стр. 99. Выявление методом люминесцентной микроскопии инфицированных адено-вирусом клеток по наличию в ядрах ДНК-со-держащих включений. Флюорохромия клеток акридиновым оранжевым: а - неинфицированные клетки, б - инфицированные адено-вирусом клетки, содержащие внутриядерные включения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Определение в наземных условиях оптимального температурного режима и длительности пребывания аденоовириуса на биоспутнике. Проведение данных исследований в наземных условиях было направлено на определение оптимальной температуры и времени пребывания аденоовириуса, находящегося в жидкой среде, на биоспутнике во время космического полета. Мы исследовали сохранение инфекционности аденоовириуса и антигенных свойств гексона — основного элемента капсида (рис. 1) — при инкубировании «культурального» и очищенного вируса при температуре +4 °С и 20...22 °С без и при добавлении в качестве стабилизирующего агента БСА. В табл. 1 приведены результаты определения инфекционного титра аденоовириуса, который инкубировали при разных температурных условиях. Использованный нами метод определения титра инфекционности основан на выявлении инфицированных клеток с вирусспецифическими внутриядерными ДНК-содержащими включениями (рис. 2, см. вклейку).

Согласно полученным нами данным очищенный аденоовириус не проявил надлежащей устойчивости при инкубировании его как при комнатной температуре, так и при +4 °С. Причем при температуре +4 °С инфекционный титр вируса уменьшался почти на 2 lg уже через 10 сут, при температуре 20...22 °С в это же время он оставался еще неизменным и уменьшался через 30 сут. БСА несколько повышал сохранность аденоовириуса при +4 °С.

В исследованных нами температурных условиях инкубирования большей устойчивостью обладал «культуральный» аденоовириус. Хранение его в течение двух месяцев при температурах +4 °С и 20...22 °С практически не влияло на инфекционность. Следует отметить, что инфекционность вируса при +4 °С сохранялась до 90 сут, о чем свидетельствуют показатели инфекционности контрольного вируса в экспериментах по клиностатированию, что будет рассмотрено позже.

Таким образом, «культуральный» аденоовириус проявил большую устойчивость, чем очищенный, при инкубировании его как при +4 °С (3 мес), так и при 20...22 °С (2 мес).

Результаты исследования изменений антигенной структуры гексона аденоовириуса при разных условиях инкубирования представлены в табл. 2. Они свидетельствуют о более выраженном изменении антителосвязывающей (преципитирующей) активности подродо- и родоспецифической антигенных детерминант гексона при инкубировании аденоовириуса при температуре 20...22 °С в течение 10 сут.

Таблица 2. Антителосвязывающая (преципитирующая) активность гексона аденоовириуса человека серотипа 2, очищенного в градиенте плотности хлористого цезия и инкубированного при температурах +4 °С и 20...22 °С, по результатам иммуноферментного анализа

Температурный режим	Наличие БСА	Время инкубирования, сут	Преципитирующая активность детерминант по отношению к контролю	
			подродоспецифической	родоспецифической
+4 °С	—	10	94 %	80 %
	+	10	94 %	не исследов.
	—	20	93 %	88.5 %
	+	20	77.5 %	70 %
20...22 °С	—	10	70 %	66 %
	+	10	84 %	93 %

Отмечаем, что БСА способствует лучшему сохранению антигенной активности вирусов при данных условиях инкубирования. Снижение температуры способствует сохранению антигенной структуры гексона аденоовириуса, о чем свидетельствуют полученные нами результаты в случае инкубирования аденоовириуса при +4 °С в течение 10 и 20 сут. Однако, не совсем понятно наблюдаемое снижение антителосвязывающей активности гексона в случае хранения аденоовириуса при +4 °С в течение 20 сут в присутствии БСА. Одной из возможных причин может быть активация действия протеаз, в том числе привнесенных с БСА и вызванное этим разрушение гексона.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о сохранении в определенной степени антителосвязывающей (преципитирующей) активности гексона аденоовириуса, инкубированного при температурах +4 °С и 20...22 °С. Следует отметить более выраженное, хотя и незначительно, изменение родоспецифической детерминанты гексона в сравнении с подродоспецифической детерминантой. Не исключено, что это обусловлено разницей в размерах этих детерминант в составе гексона аденоовириона. Поскольку можно предположить, что он больше у родовой детерминанты, то соответственно мишень для воздействия разных факторов в данном случае больше. В целом антигенная активность аденоовириуса более выражена при хранении его при температуре +4 °С, чем при 20...22 °С. Следует отметить, что регистрировать изменения антителосвязывающей активности отдельных антигенных детерминант гексона мы смогли благодаря применению двух систем иммуноферментного анализа. В одном случае система формировалась на основе гипериммунной сыворотки кролика против гексона

аденовируса человека серотипа 1, в другом — на основе гипериммунной сыворотки кролика против гексона адено-вируса обезьяны SA-7 [7]. В обоих случаях другим компонентом «сэндвича», который использовался для сенсибилизации плашек, служили гипериммунные сыворотки мышей, полученные против гексона адено-вируса человека серотипа 1. Такой состав систем иммуноферментного анализа обеспечивал возможность выявления в одном случае подродовой антигенных детерминанты гексона и в другом — родовой.

Исследование влияния микрогравитации в условиях горизонтального клиностатирования на инфекционность и антигенную структуру адено-вируса. В связи с тем, что предыдущими нашими исследованиями было выявлено достаточно длительное сохранение «культурального» адено-вируса при температурах +4 °С и +20...22 °С без потери инфекционности и антигенностей, то в последующих опытах по клиностатированию использовали этот же «культуральный» адено-вирус и два температурных режима +4 °С и +20...22 °С. При клиностатировании адено-вируса при +20...22 °С показано (табл. 3), что через 10 сут инфекционность его несколько снижается ($\text{с } 1.3 \cdot 10^8$ до $0.76 \cdot 10^8$ ВОЕ/мл), но это считается несущественным. Более длительное клиностатирование (20, 30 сут) не приводило к дальнейшему снижению инфекционного титра вируса. Клиностатирование «культурального» адено-вируса при +4 °С показало такую же высокую устойчивость адено-вируса к микрогравитации при данном температурном режиме (табл. 4). Инфекционный титр вируса практически не снижался по отношению к контролю в течение 90-суточного клиностатирования.

В результате исследования влияния микрогравитации на антителосвязывающую активность гексона адено-вируса было выявлено, что при клиностатировании в течение 10 сут активность родоспеци-

Таблица 4. Инфекционная активность адено-вируса человека серотипа 2 в процессе клиностатирования при температуре +4 °С

Длительность клиностатирования, сут	Инфекционный титр вируса, 10^8 ВОЕ/мл
0	1.0
10	1.0
контроль	1.0
20	0.44
контроль	0.44
30	0.42
контроль	0.43
40	0.38
контроль	0.38
60	0.36
контроль	0.36
75	0.34
контроль	0.34
90	0.30
контроль	0.30

тической детерминант гексона практически не изменяется (табл. 3). В то же время активность подродоспецифической детерминант несколько изменяется, преципитирующая активность ее уменьшилась на 11 %. Аналогичная ситуация отмечена и при клиностатировании при данном температурном режиме в течение более длительного времени — 20 сут. Преципитирующая активность родоспецифической детерминант при этом уменьшилась лишь на 3 %, а подродоспецифической детерминант — на 15 %.

Различия в действии микрогравитации и условий хранения вируса на отдельные антигенные детерминанты гексона указывают на возможность существования разных мишеней в капсидных белках адено-вируса для этих факторов. Возможно, что микрогравитация оказывает более тонкое воздействие и прицельно изменяет только небольшие участки в гексоне адено-вируса, которые формируют антигенные детерминанты. Не исключено, что такому влиянию подвергаются и другие белки капсида адено-вируса.

В результате проведенных исследований определены некоторые условия проведения экспериментов по воздействию факторов космического полета на адено-вирус, находящийся в жидкой среде. Установлена большая пригодность для этих целей «культурального» вируса, представляющего собой неочищенный лизат инфицированных клеток.

Для экспонирования на биоспутнике необходимо конструирование прибора, условно названного нами «Вирус», в котором вирусодержащий материал

Таблица 3. Инфекционная и антителосвязывающая активность адено-вируса человека серотипа 2 в процессе клиностатирования при температуре +20...22 °С

Длительность клиностатирования, сут	Инфекционный титр вируса, 10^8 ВОЕ/мл	Антителосвязывающая активность антигенных детерминант гексона по отношению к нативному гомологичному гексону адено-вируса	
		подродоспецифической	родоспецифической
10	0.76	78 %	80 %
контроль	1.3	89 %	82 %
20	0.63	72 %	77 %
контроль	0.64	90 %	80 %
30	0.52	не исследовали	не исследовали

будет помещен в герметически закрытых пробирках из небьющегося материала, в герметически закрытых контейнерах. Сложность конструкции прибора будет определяться задачами и условиями полета спутника. Так, при кратковременном полете (до 30 сут) и для изучения кратковременного воздействия факторов космического полета возможно экспонирование материала при +20...22 °C, в динамике желательно поочередное замораживание содержимого контейнеров и пребывание материала в этих условиях до спуска на Землю. В условиях более длительного полета необходимо экспонирование материала в приборе «Вирус» при температуре +4 °C и снижении ее в динамике до -20 °C. Эти эксперименты могут быть выполнены в автоматическом режиме. В случае возможного подключения космонавта к данным исследованиям и наличия на биоспутнике холодильных камер с температурой +4 °C и -20 °C или ниже возможно пребывание на борту образцов вируса в контейнерах и перенос их космонавтом через определенное время из одних температурных условий в другие.

Работа частично финансировалась Национальным космическим агентством Украины по программе «Космобиология» (раздел КБ-3).

1. Жуков-Вережников Н. Н., Майский И. Н., Пехов А. П., Нефедьева Н. Н. Космическая микробиология // Микробиология.—1961.—30, № 5.—С. 809—817.
2. Кордюм В. А., Поливода Л. В., Машинский А. Л., Коньшин Н. И. Рост микроорганизмов вне Земли // Влияние космического полета на развивающиеся организмы. — Киев: Наук. думка, 1978.—С. 64—113.
3. Кордюм Е. Л., Попова А. Ф., Коньшин Н. И. Ультраструктура клеток *Proteus vulgaris*, выросших в условиях космического полета // Влияние космического полета на развивающиеся организмы. — Киев: Наук. думка, 1978.—С. 114—148.
4. Микроорганизмы в космическом полете / Под общ. ред. К. М. Сытника. — Киев: Наук. думка, 1983.—156 с.
5. Носач Л. Н., Дяченко Н. С. Цитопатология аденоовирусной инфекции. — Киев: Наук. думка, 1982.—124 с.
6. Таирбеков М. Г., Парфенов Г. П. Поведение клетки в гравитационном поле // Успехи современной биологии.—1983.—96, вып. 3 (6).—С. 426—434.
7. Тарасишин Л. А. Выявление аденоовирусных антигенов с использованием иммуноферментного анализа // Лабораторное дело.—1990.—№ 7.—С. 66—88.
8. Chang D., Paulsen A., Johnson T. C., Consigli R. A. Virus protein assembly in microgravity // Adv. Space Res.—1993.—13, N 7.—P. 252—257.
9. Cogoli A., Bechler B., Muller O., Hunzinger E. Effect of microgravity on lymphocyte activation // Proc. of the Norderney Symposium of Scientific Results of the German Spacelab Mission D1, Norderney, Germany, 27—29 August 1986, Germany, 1986.—P. 366—375.
10. Duke P. J., Montufar-Solis D., Hamazaki T., Sato A. Clinorota-

tion of micromass cultures of mouse limb bud cells reduces nodule numbers, but not size // Abstracts 31-st Scientific Assembly of COSPAR 14—21 July, 1996.—The University of Birmingham, England, 1996. P. 307.

11. Hotchin J., Loreuz P., Hemenway C. Survival of microorganisms in space // Nature.—1965.—206, N 4983.—P. 442—445.
12. Kordyum E. L. Effects of altered gravity on plant cell processes: results of recent space and clinostatic experiments // Adv. Space Res.—1994.—14, N 8.—P. 77—85.
13. Korniyushenkova I. N. Human microflora statement in spaceflights and ecological means of its correction // Abstracts 31-st Scientific Assembly of COSPAR 14—21 Juli, 1996. — England, The University of Birmingham, 1996.—307 p.
14. Lapchine L., Moatti N., Richoilley G., et al. Antibacterial activity of antibiotics in space conditions // Proc. of the Norderney symposium on Scientific Results of the German Spacelab, Mission D1, Norderney, Germany, 27—29 August 1986, Germany, 1986.—P. 366—375.
15. Tairbekov M. G. Gabova A. V. Cell culture in vitro in microgravity // Abstracts 31-st Scientific Assembly of COSPAR 14—21 Juli, 1996. England, The University of Birmingham, 1996.—307 p.
16. Talas M., Batkai L., Stoger I., et al. Results of space experiment program «Interferons» // Acta Microbiol. Hungarica.—1983.—30, N 1.—P. 53—61.
17. Viktorov A. N., Novikova N. D. Microbial evolution in orbital station environment in condition of multiyear exploration // Abstracts 31-st Scientific Assembly of COSPAR 14—21 Juli, 1996. — England, The University of Birmingham, 1996.—307 p.

DETERMINATION OF THE TEMPERATURE MODE, DURATION OF PRESENCE OF THE HUMAN ADENOVIRUS ON ORBITAL SPACE STATIONS AND INFLUENCE OF CLINOROTATION ON SOME PROPERTIES OF THE VIRUS

*L. M. Nosach, N. S. Dyachenko, L. O. Tarassishin,
V. L. Zhovnovataya, S. I. Butenko, O. Yu. Povnitsa*

It is found that the human adenovirus of type 2 is rather tolerant to the influence of temperature as it keeps infectivity during 60 days at a temperature from +20 to +22 °C and during 90 days at a temperature of +4 °C. Some fall decrease of antibody-binding activity of subgenus- and genusspecific antigenic determinants of hexon protein of the capsid of the virus is revealed at a temperature from +20 to +22 °C. The activity of both determinants of the hexon of the adenovirus exhibited at a temperature of +4 °C during 10 and 20 days is kept practically completely. This testifies that the human adenovirus is suitable for space biology experiments aboard spacecrafts and this point should be taken into account at designing the «Virus» device in which the human adenovirus can be exhibited on the orbit at a temperature of +4 °C or from +20 to +22 °C. The temperature depends on space flight conditions but the first temperature mode is preferable for the preservation of the antigenic structure of the hexon. It is shown that the infectivity of the human adenovirus type 2 is kept under the conditions of horizontal clinorotation during 10—90 days. At the clinorotation during 10 and 20 days, it is marked some decrease of antibody-binding activity of subgenus antigenic determinant of hexon. This is evidence for the certain stability of adenoviruses to microgravitation and will allow one to isolate the influence of other factors under real space flight conditions.