



ХVI КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ
**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ
КОСМИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ**
15–17 апреля 2019 года, ИКИ РАН, Москва

СБОРНИК ТРУДОВ

Под редакцией
А. М. Садовского

Серия «Механика, управление и информатика»

МОСКВА
ИКИ РАН
2019

**XVI Young Scientists Conference
“Fundamental and Applied Space Researches”**

IKI RAN, Moscow, April 15–17, 2019

**Proceedings
Ed. A. M. Sadovski**

The XVI Young Scientists Conference “Fundamental and applied space research” dedicated to the Cosmonautics Day, took place on 15–17 April 2019, at the Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (web site <http://kmu.cosmos.ru>). The conference was organized by the Scientific and Outreach Centre of the Space Research Institute. Students, post-graduates and young scientists (up to 35 year-old) participated in the conference and presented more than one hundred talks. In “The Young Scientists Conference papers” you may find the selected conference articles. The collection is included in the Russian Science Citation Index.

**XVI Конференция молодых учёных
«Фундаментальные и прикладные космические исследования»**

ИКИ РАН, Москва, 15–17 апреля 2019 г.

**Сборник трудов
Под ред. А. М. Садовского**

XVI Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (сайт конференции <http://kmu.cosmos.ru>), посвящённая Дню космонавтики, была организована Научно-образовательным центром Института космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) и проводилась в ИКИ РАН 15–17 апреля 2019 г. В конференции принимали участие студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет), которые представили более 100 докладов. Настоящий сборник трудов конференции содержит избранные статьи, написанные докладчиками. Сборник включён в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ). Проведение конференции было поддержано РФФИ (проект № 19-02-20003).

Компьютерная вёрстка: *Комарова Н. Ю.*

Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей.

Отдельные статьи даны в авторской редакции.

Качество иллюстраций соответствует предоставленному авторами материалу.

Электронная версия сборника размещена на сайтах ИКИ РАН <http://www.iki.rssi.ru/print.htm>

и Российской научной электронной библиотеки <http://elibrary.ru/>.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследования космоса — одно из фундаментальных направлений современной физики и астрономии. Среди основных направлений — астрофизика, геофизика, медико-биологические исследования, солнечно-земная физика, мониторинг Земли и её природных ресурсов и др. Огромный прогресс в изучении космоса достигнут с помощью космических средств исследования, дальнейшие перспективы в этом направлении представляются ещё более обещающими. Весьма важными для научно-технологического развития Российской Федерации, в частности, для национального проекта «Наука», являются практические вопросы, решение которых даст возможность более глубокого изучения истории, физики и геологии нашей планеты: отметим, в частности, развитие технологий дистанционного зондирования Земли, космическое приборостроение, изучение околоземного пространства, Солнца — главного фактора нашей космической экосистемы, и других планет Солнечной Системы, экзопланет и астрофизических объектов.

Сегодня, когда космические исследования бурно развиваются и в традиционных, и в новых направлениях, особенно важной становится подготовка новых поколений специалистов для реализации новых амбициозных космических проектов. Эта ситуация очень похожа на ту, что существовала в середине прошлого века, в начале космической эры. Тогда космическое направление было окутано романтическим ореолом, поэтому многие шли в эту сферу науки. Романтика первопроходцев, к сожалению, уже давно начала бледнеть, к тому же сейчас не часто приходится слышать о достижениях отечественных космических исследований. Поэтому так важно привлечь и удержать талантливую, мотивированную молодёжь.

Именно пропаганде исследований космоса, разработкам молодых учёных, их исследованиям, темы которых перечислены выше, посвящена ежегодная Конференция молодых учёных (КМУ), приуроченная ко Дню космонавтики, которая проходит на базе Института космических исследований Российской академии наук. Конференция собирает студентов и аспирантов со всей России, а также из других стран и представляет собой самую крупную молодёжную конференцию России по космическим исследованиям. Тематика конференции очень широка и даёт возможность налаживать междисциплинарные контакты.

Тематика секций конференции следующая.

1. Астрофизика и радиоастрономия.
2. Исследование планет.
3. Физика солнечной системы (солнечно-земная физика и физика гелиосферы).
4. Теория и моделирование физических процессов.
5. Космическое приборостроение и эксперимент.
6. Технологии спутникового мониторинга.

Основная цель конференции — дать возможность студентам, аспирантам и молодым учёным возможность отточить навыки публичного выступления перед большой аудиторией, а также принять участие в обсуждении научных результатов (как получить комментарии к своей работе, так и задать вопросы другим докладчикам). Конференция традиционно проходит в течение трёх дней, когда две секции идут параллельно в течение дня, что, в принципе, позволяет познакомиться с исследованиями в разных областях. Это расширяет кругозор

и положительно влияет на общий уровень подготовки молодых учёных, а также подводит базу для создания новых связей как между отдельными научными сотрудниками, так и между целыми научными группами. Эти связи способствуют постановке новых целей и задач, приобретению опыта междисциплинарной работы.

Официальную информацию о конференции можно найти на её сайте <http://kmi.cosmos.ru>, на котором проходит регистрация и подача докладов. В КМУ могут участвовать студенты, аспиранты и молодые ученые (до 35 лет).

В этом году на Конференции было представлено более 100 докладов от участников из разных концов России и СНГ. Поскольку в КМУ участвуют студенты, аспиранты и молодые учёные, то регистрационного взноса не предусматривается, а все расходы организаторы покрывают с помощью грантов (в этом году был получен грант РФФИ № 19-02-20003). Информационную поддержку обеспечивал журнал «Инженер и промышленник сегодня».

Приглашаем к участию в наших мероприятиях всех интересующихся космическими исследованиями, а всю информацию о проводимых мероприятиях можно найти на сайте ИКИ РАН www.cosmos.ru.

А. М. Садовский

ПЕРСПЕКТИВНЫЙ ПРИБОР «КОСМИЧЕСКИЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТР С МЕЧЕНЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ» (КГС-МЗЧ) ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЛУНЫ, МАРСА И ДРУГИХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ МЕТОДАМИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

А. А. Аникин¹, И. Г. Митрофанов¹, А. Б. Санин¹, С. Ю. Никифоров¹, Д. В. Головин¹, М. В. Дьячкова¹, Д. И. Лисов¹, М. Л. Литвак¹, М. И. Мокроусов¹, Г. Н. Тимошенко², В. Н. Швецов²

¹ Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Россия

Предложена новая концепция космического гамма-спектрометра для исследования элементного состава планетарной почвы, в который входит детектор заряженных частиц галактических космических лучей. Представлены первые результаты лабораторных испытаний макета перспективного гамма-спектрометра на фазотроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований. Экспериментально подтвержден факт значительного повышения чувствительности прибора для регистрации гамма-линий основных породообразующих элементов небесных тел в случае отбора сигналов спектрометра по критерию совпадения с протонами, которые вызывают вторичное гамма-излучение в мишени — аналоге планетного вещества.

Ключевые слова: гамма-лучи, космические лучи, ядерные линии, химический состав планетного вещества, планеты, Луна, космические исследования

Чувствительность аппаратуры для ядерно-физических исследований вещества небесных тел зависит от отношения сигнал/фон. Применение даже самых современных средств и методик ядерной физики для достижения максимально возможной величины измеряемого сигнала требует использования детекторов больших масс и объёмов. Во многих случаях это оказывается невозможным вследствие весовых ограничений для бортовой аппаратуры межпланетных исследовательских аппаратов. Поэтому насущной потребностью при создании перспективных ядерно-физических приборов для планетных исследований является максимально возможное повышение отношения сигнал/фон.

В известных экспериментах по космической гамма-спектрометрии фоновое излучение от космического аппарата и от удалённых участков поверхности существенно затрудняло поиск и отождествление гамма-линий от исследуемого вещества, понижало статистическую значимость оценок концентрации породообразующих элементов (Mitrofanov et al., 2019). При проведении гамма-спектрометрического анализа состава планетного вещества с борта космического аппарата на поверхности небесного тела оказывается практически невозможным

Аникин Артём Александрович — электроник, аспирант, a.anikin@np.cosmos.ru

Митрофанов Игорь Георгиевич — зав. отделом, д-р физ.-мат. наук

Санин Антон Борисович — вед. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

Никифоров Сергей Юрьевич — мл. науч. сотр.

Головин Дмитрий Васильевич — науч. сотр.

Дьячкова Майя Викторовна — мл. науч. сотр.

Лисов Денис Игоревич — мл. науч. сотр.

Литвак Максим Леонидович — зав. лаб., д-р физ.-мат. наук

Мокроусов Максим Игоревич — зав. лаб., канд. физ.-мат. наук

Тимошенко Геннадий Николаевич — зам. директора, д-р физ.-мат. наук

Швецов Валерий Николаевич — зам. директора, канд. физ.-мат. наук

изучение концентрации тех химических элементов, которые входят в состав конструкции аппарата. Это связано с тем, что аппарат под воздействием космических лучей также является источником вторичного гамма-излучения, и ядерные гамма-линии в спектре этого излучения перекрываются с аналогичными линиями от планетного вещества.

Для уменьшения измеренного фона предлагается принципиально новый метод анализа состава вещества небесных тел, энергетических спектров собственного гамма-излучения их поверхности с практически полным исключением вклада от космического аппарата. Метод «меченых заряженных частиц» позволяет практически полностью исключить из измеренных спектров гамма-лучей вклад излучения от вещества, расположенного за пределами выделенного объёма (Mitrofanov et al., 2019).

Основная идея эксперимента с прибором «Космический гамма-спектрометр с мечеными заряженными частицами» (КГС-МЗЧ) состоит в том, чтобы для каждого фотона, регистрируемого в детекторе гамма-лучей (ДГЛ) и детекторе заряженных частиц (ДЗЧ), записывать время с точностью до наносекунд. Получивший массив данных из фотонных слов подвергается математической обработке, в результате которой происходит отождествление фотонов от ДЗЧ с фотонами ДГЛ, что соответствует реакции грунта на галактическое излучение в определённом объёме вещества из фиксированного телесного угла небесной сферы непосредственно под ДГЛ (рис. 1).

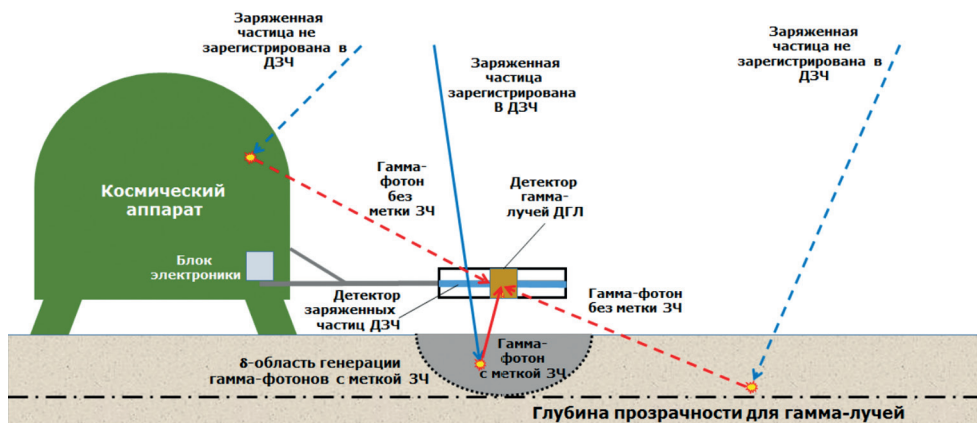


Рис. 1. Схема эксперимента на борту посадочного космического аппарата

Объём дельта-области, которая соответствует телесному углу регистрации космических лучей, можно регулировать различными способами (рис. 2, см. с. 7): размерами ДЗЧ, высотой ДЗЧ над поверхностью, количеством детекторов. Так, при использовании спаренных детекторов (см. рис. 2, *справа*) образуется своеобразный телескоп, который позволит существенно увеличить пикселизацию исследуемой поверхности.

В рамках проекта РНФ была разработана схема измерений на макете «Космического гамма-спектрометра с мечеными заряженными частицами» с использованием протонного пучка ОИЯИ (Дубна) (рис. 3, см. с. 7) (см. Дополнительные материалы к отчёту первого года проекта РНФ № 18-12-00487. Перспективный прибор «Космический гамма-спектрометр с мечеными заряженными частицами» (КГС-МЗЧ) для изучения Луны, Марса и других небесных тел Солнечной системы методами ядерной физики (“Cosmic gamma-

ray spectrometer with tagged charged particles” (CGS-TCP) for studying the Moon, Mars and other celestial bodies of the Solar system by the nuclear physics methods). Руководитель: Митрофанов Игорь Георгиевич, доктор физико-математических наук). На схеме указаны части установки: отвод ускорителя протонного пучка, барабанный набор коллиматоров и стол дополнительного коллиматора для формирования пучка заданных параметров, поворотный стол, на котором установлены детектор протонов, гамма-детектор и исследуемое вещество, регистрирующая электроника (Митрофанов и др., 2019).

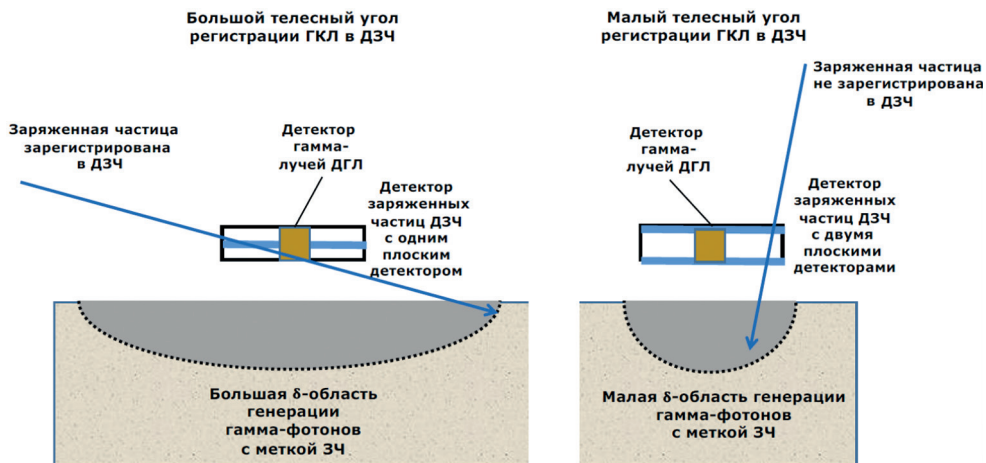


Рис. 2. Варианты исполнения детектора заряженных частиц ДЗЧ

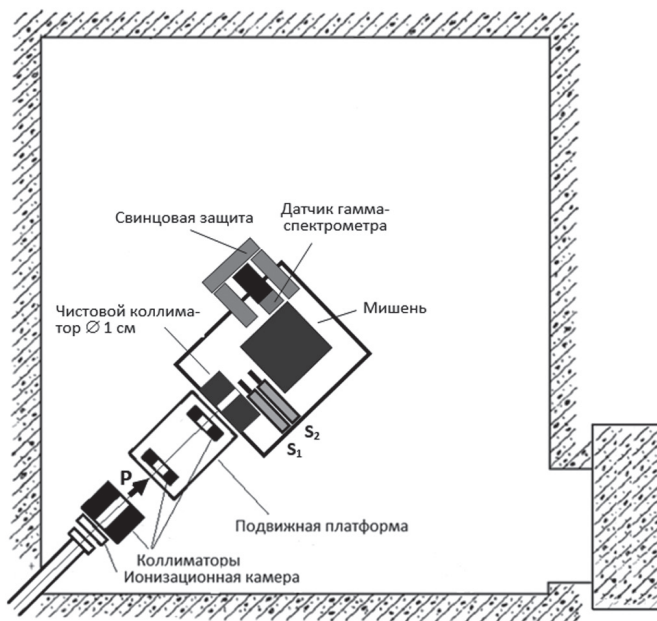


Рис. 3. Схема лабораторной установки на медицинском пучке протонов фазотрона ЛЯП (лаборатории ядерных проблем) (Дубна) для отработки методики измерений в эксперименте с прибором КГС-МЗЧ

В связи с особенностями регистрирующей электроники полученные результаты нуждались в математической постобработке, что и было сделано, после чего на основе экспериментального анализа аналоговой схемы был получен ожидаемый результат. На рис. 4 (см. Дополнительные материалы к отчёту первого года проекта РНФ № 18-12-00487. Перспективный прибор «Космический гамма-спектрометр с мечеными заряженными частицами» (КГС-МЗЧ) для изучения Луны, Марса и других небесных тел Солнечной системы методами ядерной физики (“Cosmic gamma-ray spectrometer with tagged charged particles” (CGS-TCP) for studying the Moon, Mars and other celestial bodies of the Solar system by the nuclear physics methods). Руководитель: Митрофанов Игорь Георгиевич, доктор физико-математических наук) представлены данные (спектры) в виде трёхмерного распределения относительно предшествующего протона до (см. рис. 4а) и после (см. рис. 4б) обработки.

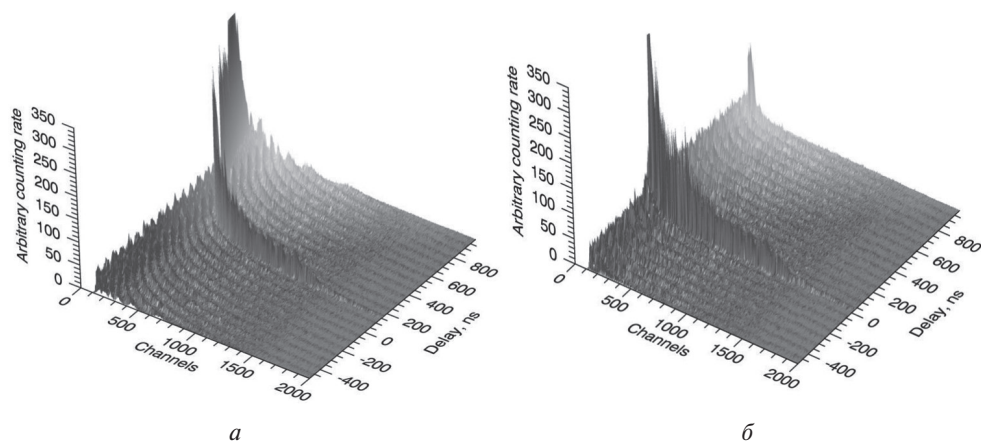


Рис. 4. Трёхмерное распределение отсчётов гамма-фотонов, измеренных на мишени относительно номера канала и времени задержки до момента регистрации предшествующего протона

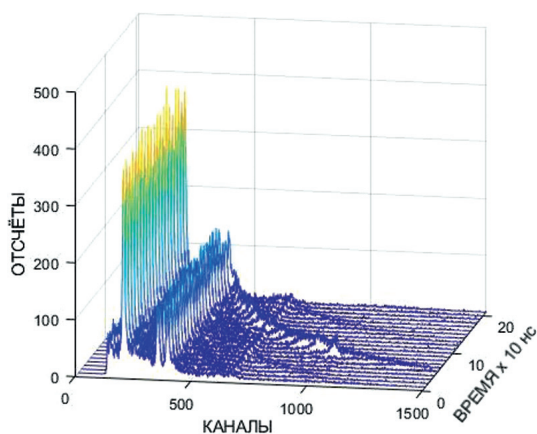


Рис. 5. Трёхмерное распределение отсчётов гамма-фотонов, измеренных на мишени относительно номера канала и времени задержки до момента регистрации предшествующего протона с добавлением интенсивных гамма-источников (^{60}Co (1,1732 и 1,3325 МэВ) и ^{137}Cs (661,7 кэВ))

Верификация результатов была организована проведением дополнительного эксперимента с добавлением интенсивных гамма-источников (^{60}Co (1,1732 и 1,3325 МэВ) и ^{137}Cs (661,7 кэВ)), интенсивность которых не зависит от протонного пучка. На графике рис. 5 (см. с. 8) видна сохранившаяся «дуга» полезного сигнала, но появились характерные пики от подложенных источников, из чего был сделан вывод о правильности обработки результатов.

Лабораторные испытания макета прибора КГС-МЗЧ показали его практическую реализуемость, а также подтвердили возможность значительного повышения чувствительности прибора. Основной особенностью метода «заряженных частиц» является почти полное исключение вклада гамма-излучения, генерируемого от космического аппарата, что существенно повышает достоверность получаемых данных и упрощает оценку интенсивности гамма-линий элементов.

ЛИТЕРАТУРА

Митрофанов И. Г., Головин Д. В., Никифоров С. Ю. et al. Результаты экспериментальной верификации гамма-спектрометра с мечеными заряженными частицами на протонном пучке ускорителя ОИЯИ // Письма о физике элементарных частиц и атомного ядра. 2019. Т. 16. № 3. С. 233–239.

Mitrofanov I. G., Sanin A. B., Nikiforov S. Y. et al. Cosmic Gamma-Ray Spectrometer with Tagged Charged Particles of Galactic Cosmic Rays Nuclear Instruments and Methods // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Sect. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. (In press.)

COSMIC GAMMA-RAY SPECTROMETER WITH TAGGED CHARGED PARTICLES (CGS-TCP) FOR STUDYING THE MOON, MARS AND OTHER CELESTIAL BODIES OF THE SOLAR SYSTEM BY THE NUCLEAR PHYSICS METHODS

A. A. Anikin¹, I. G. Mitrofanov¹, A. B. Sanin¹, S. Yu. Nikiforov¹, D. V. Golovin¹, D. I. Lisov¹, M. V. Djachkova¹, M. L. Litvak¹, M. I. Mokrousov¹, G. N. Timoshenko², V. N. Shvetsov²

¹ Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia

² Joint Institute for Nuclear Research (JINR), Dubna, Russia

The new concept is proposed for cosmic gamma-ray spectrometer for studies of the element compositions of planetary soil, which also includes the detector for charged particles of galactic cosmic rays. This article presents first results for laboratory tests of a concept of space gamma-spectrometer at the Laboratory of Nuclear Problems of JINR. There are presented results of a significant increase in the sensitivity of the gamma-ray instrument for the main rock-forming elements of celestial bodies in case of selecting spectrometer signals according to the criterion of coincidence with protons, which cause secondary gamma radiation in a target as an analogue of planetary matter.

Keywords: Gamma rays, cosmic rays, nuclear lines, chemical composition of the planetary substance, planets, Moon, space research

Anikin Artem Aleksandrovich — electronics specialist, PhD student, a.anikin@np.cosmos.ru

Mitrofanov Igor Georgievich — head of the department, doctor of physical and mathematical sciences

Sanin Anton Borisovich — senior researcher, PhD

Nikiforov Sergei Yurevich — junior researcher

Golovin Dmitriy Vasilevich — researcher

Djachkova Maya Viktorovna — junior researcher

Lisov Denis Igorevich — junior researcher

Litvak Maksim Leonidovich — head of the laboratory, doctor of physical and mathematical sciences

Mokrousov Maksim Igorevich — head of the laboratory, PhD

Timoshenko Gennady Nikolaevich — deputy director, doctor of physical and mathematical sciences

Shvetsov Valery Nikolaevich — deputy director, PhD

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ТЕПЛОВЫЙ АНАЛИЗ КОНСТРУКЦИИ СПУТНИКА CUBEVEL

Ю. В. Голобурда, Н. С. Конева

Белорусский государственный университет (БГУ), Минск, Беларусь

В рамках настоящей работы был проведён тепловой анализ и моделирование тепловых полей конструкции спутника CubeBel-1 с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. Анализ проводился для низкой околоземной орбиты, которая составила 500 км. Данный анализ позволяет на основе трёхмерной и двухмерной моделей космических аппаратов (КА) спрогнозировать изменение тепловых характеристик при выполнении космического полёта, что очень важно для обеспечения стабильной и долговечной работы КА на околоземной орбите. В результате были получены распределения температуры конструкции спутника для двух характерных тепловых режимов, так называемых «горячей» и «холодной» фазы. В статье представлены исследования тепловой среды спутника, основные механизмы передачи тепла, а также результаты вычисления элементов орбитальной механики, а именно времени нахождения спутника в затмении и солнечном свете.

Ключевые слова: CubeSat, наноспутник, малый космический аппарат, тепловой анализ, теплообмен, тепловая модель

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие обозначился существенный рост запуска космических аппаратов (КА) формата CubeSat для научных и исследовательских целей. CubeSat — это формат наноспутников, исполненный в виде куба, длина ребра которого составляет 10 см, объём — 1 л, а масса не превышает 1,33 кг. Космический аппарат, выполненный в таком формате, принято обозначать как 1U. Для КА типа CubeSat существуют специальные стандарты, в которых определены размеры 1U, 2U, 3U и т. д.

Классификация CubeSat по назначению следующая: автоматические КА (навигационные, спутники связи, военные, межпланетные, технологические, научные), спутники дистанционного зондирования Земли, мониторинга околоземного пространства, промышленно-хозяйственные, университетские.

Спутник CubeBel-1, или BSUSat-1 (рис. 1), относится к КА стандарта 2U CubeSat и разработан командой студентов и молодых учёных Белорусского государственного университета.

Основные цели проекта BSUSat-1 — разработка, производство, запуск на низкую околоземную орбиту (НОО) первого белорусского научно-образовательного спутника CubeSat и последующее сопровождение его орбитальной эксплуатации.



Рис. 1. CubeBel-1 (BSUSat-1)
2U CubeSat

Научно-исследовательские цели миссии CubeBel-1:

- проверка активных алгоритмов магнитного контроля ориентации;
- получение научных данных с радиационного спектрометра;
- определение местоположения с помощью GPS-приёмника (Global Positioning System);
- получение и обработка снимков Земли с низкой околоземной орбиты;
- получение научных данных при помощи ИК-сенсора (инфракрасного).

Спутник оснащён системами энергоснабжения, управления, ориентации и стабилизации, телекоммуникационной системой, целым комплексом технологической и научно-полезной нагрузки, который включает в себя цифровую камеру, радиационный спектрометр, инфракрасный детектор, GPS-приёмник, две антенны радиосвязи. Имеет срок активного существования 5 лет. Масса КА составляет 2 кг.

ТЕПЛОВАЯ СРЕДА

Тепловой режим (рис. 2) объекта, находящегося в космическом пространстве, формируется под действием внутренних и внешних источников тепла. Важные особенности тел, которые поддерживают заданный тепловой режим, требуют серьёзного подхода как к вопросам описания их внутреннего состояния, так и взаимодействия с окружающими элементами.

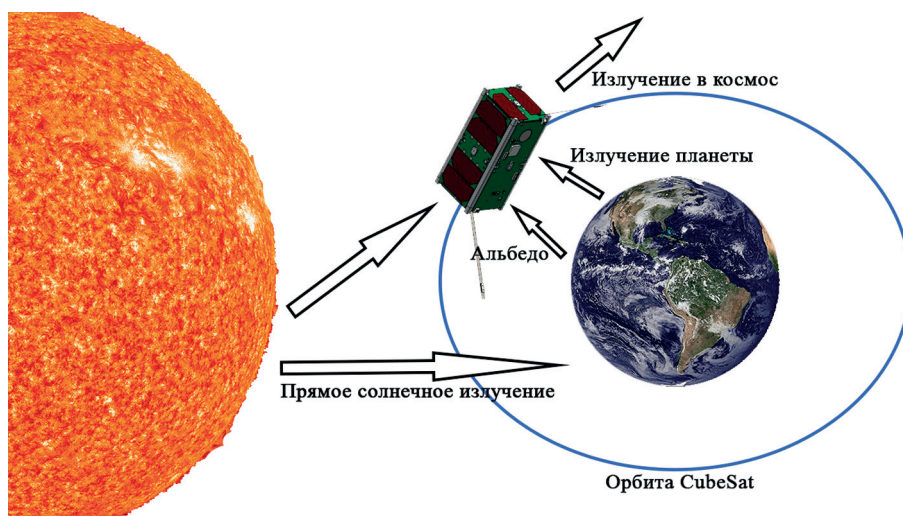


Рис. 2. Тепловая среда CubeSat

В общем случае КА, который находится на низкой околоземной орбите, непрерывно получает тепло от следующих источников:

- прямое солнечное излучение;
- альbedo, или отражённое от планеты солнечное излучение;
- собственное излучение планет;
- внутренние источники: приборы КА (полезная нагрузка);
- излучение от космического аппарата, уходящее в космос (Малоземов, 1980).

Характерная особенность источников — количество передаваемого ими спутнику тепла не постоянно. Так, при заходе спутника в тень планеты исчезает прямое солнечное излучение и альbedo; количество тепла, излучаемого полезной нагрузкой, зависит от режима работы и т. д. В связи с этим выделяют так называемые «горячую» и «холодную» фазы. «Горячая фаза» наступает во время нахождения КА на орбите под прямым солнечным излучением, а «холодная» — во время нахождения в тени. Средние тепловые характеристики источников излучения на околоземной орбите приведены в табл. 1 (Space..., 1983, p. 20).

Таблица 1. Тепловые характеристики околоземной орбиты (500 км)

Источник излучения	Горячая фаза, Вт·м ⁻²	Холодная фаза, Вт·м ⁻²
Прямое солнечное излучение	1367	0
Альbedo (среднее 0,3)	410	0
Собственное излучение планеты	237	237

МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛА

Теплопередача — это процесс отдачи тепловой энергии от тела с более высокой температурой к телу с меньшей температурой либо при контакте, либо через разделяющую тела перегородку. Процесс теплообмена начинает происходить, когда физические тела некоторой системы находятся при разной температуре, и продолжается до тех пор, пока не наступит термодинамическое равновесие. Самопроизвольная теплопередача протекает всегда от более горячего тела к более холодному (Базаров, 1991).

Известно, что тепло распространяется тремя способами:

- конвекцией;
- теплопроводностью;
- тепловым излучением (Горбачев, 2015).

В космосе конвекцией можно пренебречь. Температура окружающей среды составляет 2,7 К, что очень близко к абсолютному нулю. То есть нет передачи тепла между горячим и холодным воздухом, как в атмосфере Земли. Космический вакуум также является причиной отсутствия естественной конвекции, так как плотность газов в нём чрезвычайно мала. Таким образом основными механизмами передачи тепла в космосе является теплопроводность и тепловое излучение.

Теплопроводность

Когда в теле существует градиент температуры, опыт показывает, что происходит передача энергии от высокотемпературной области к низкотемпературной. Данный процесс теплопередачи описывается законом Фурье:

$$q = -k\nabla T, \quad (1)$$

где q — тепловой поток через поверхность; k — коэффициент теплопроводности материала; T — температура.

Выражение (1) является определяющим уравнением для теплопроводности. Знак минус означает, что тепловой поток направлен противоположно направлению изменения температуры.

Скорость теплообмена посредством теплопередачи зависит от градиента температуры, площади поперечного сечения, коэффициента теплопроводности.

Коэффициент теплопроводности характеризует теплопроводящие свойства материала. Он зависит от структуры, плотности, давления, температуры, влажности (Ганжа, 2007).

Тепловое излучение

Все объекты с температурой выше абсолютного нуля излучают и поглощают электромагнитное излучение. Это явление известно как тепловое излучение.

Тепловое излучение — процесс распространения теплоты с помощью электромагнитных волн, обусловленный только температурой и оптическими свойствами излучающего тела; при этом внутренняя энергия тела (среды) переходит в энергию излучения. Тепловой поток в данном случае определяется из закона Стефана — Больцмана:

$$q = \varepsilon \sigma T^4, \quad (2)$$

где ε — коэффициент излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана, равная $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

Тепловое излучение является основным механизмом передачи тепла для КА в космосе (Кутателадзе, 1979).

Тепловой баланс

Как было отмечено, температура КА зависит от баланса между теплом, полученным от внутренних и внешних источников, и теплом, излучаемым в космос. Из обобщённого уравнения теплового баланса для сохранения энергии:

$$Q_{\text{пол}} = Q_{\text{выд}}, \quad (3)$$

$$Q_{\text{солн}} + Q_{\text{альб}} + Q_{\text{пл}} + Q_{\text{внутр}} - Q_{\text{изл}} = 0, \quad (4)$$

где $Q_{\text{солн}}$ — тепловой поток от Солнца; $Q_{\text{альб}}$ — тепловой поток альбедо; $Q_{\text{пл}}$ — тепловой поток от Земли; $Q_{\text{внутр}}$ — тепловой поток внутренних источников КА; $Q_{\text{изл}}$ — тепловой поток, излучаемый КА в космос.

ОРБИТАЛЬНАЯ МЕХАНИКА

Вычисление времени нахождения КА в затмении и солнечном свете

Для упрощения моделирования орбитальной скорости нагрева вводится предположение, что CubeSat движется по круговой орбите. Используя стандартные значения гравитационной постоянной Земли и радиус, можно рассчитать большую полуось орбиты, орбитальную скорость и период следующим образом:

$$\mu_{\text{Земли}} = 3,986 \cdot 10^5 \text{ км}^3 \cdot \text{с}^{-2}, \quad (5)$$

$$R_{\text{Земли}} = 6378 \text{ км}, \quad (6)$$

$$a_{\text{миссии}} = R_{\text{Земли}} + h_{\text{миссии}} = 6878 \text{ км}, \quad (7)$$

$$v = \sqrt{\frac{\mu_{\text{Земли}}}{a_{\text{миссии}}}} = 7,61 \text{ км/с}, \quad (8)$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{a_{\text{миссии}}^3}{\mu_{\text{Земли}}}} = 5677 \text{ с}. \quad (9)$$

Количество оборотов, совершённых спутником за один день, или среднее движение n спутника есть:

$$n = \frac{86400}{T} = 15,2 \text{ об/день}. \quad (10)$$

Далее, угловой радиус на высоте полёта задан как:

$$\rho = \sin^{-1} \left(\frac{R_{\text{Земли}}}{R_{\text{Земли}} + h_{\text{миссии}}} \right) = 68^\circ. \quad (11)$$

Максимальное время в тени T_E и максимальное при солнечном свете T_S определяются как:

$$T_E = \frac{2\rho}{360^\circ} T = 2144,6 \text{ с} = 35,7 \text{ мин}, \quad (12)$$

$$T_S = T - T_E = 3532,6 \text{ с} = 58,9 \text{ мин}. \quad (13)$$

Время затмения и время при солнечном свете помогли определить ожидаемые тепловые условия КА в течение этих временных интервалов.

ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ CUBEVEL-1 CUBESAT

Программный пакет COMSOL Multiphysics позволяет проанализировать разрабатываемую конструкцию на этапе проектирования. Для этого используется метод конечных элементов. COMSOL даёт возможность осуществлять различные виды конечно-элементных расчётов. В их числе есть модуль по тепловому анализу. Этот модуль обеспечивает возможность оценки температурного поведения конструкции под действием источников тепла и излучения.

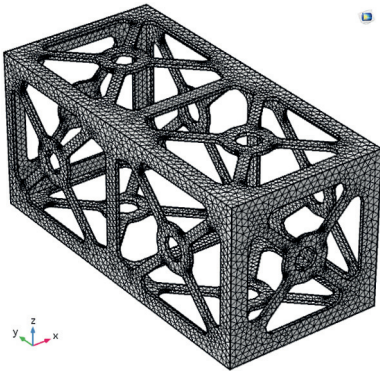


Рис. 3. Сетка CubeBel-1 в COMSOL Multiphysics

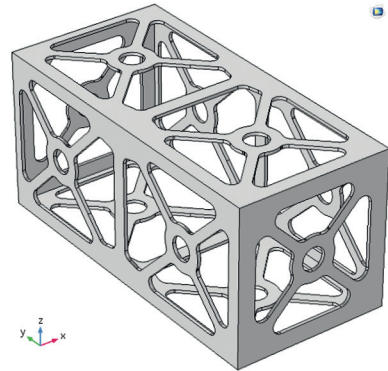


Рис. 4. Каркас CubeBel-1 в COMSOL Multiphysics

Таким образом в COMSOL Multiphysics с использованием модуля теплопередачи была создана нестационарная конечно-элементная модель температурного распределения спутника CubeBel-1. Для построения модели были введены следующие допущения: тепловой поток от элементов электроники предполагался равным нулю, поскольку его значение пренебрежимо мало по сравнению с тепловым потоком от Солнца; тепловой поток от Солнца предполагался постоянным и не менялся со временем; в качестве геометрии спутника использовался только каркас, а не вся структура КА, который также был упрощён для эффективного построения сетки (рис. 3, см. с.15). Упрощённая модель CubeBel-1 (рис. 4, см. с. 15), была построена в пакете Autodesk Fusion 360 и затем импортирована в COMSOL. Основным материалом каркаса CubeBel-1 является алюминиевый сплав Al 6063-T83. В табл. 2 приведены тепловые свойства данного материала.

Таблица 2. Тепловые характеристики материала

Материал	Плотность, кг·м ⁻³	Теплоёмкость, Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	Теплопроводность, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	ε
Al 6063-T83	2700	900	201	0,77

Модуль Heat Transfer in Solid в COMSOL Multiphysics использовался для решения поставленной теплофизической задачи. Теплопередача между твёрдыми телами определяется уравнением (14), которое используется в COMSOL:

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} + \rho C_p u \nabla T = \nabla(k \nabla T) + Q, \tag{14}$$

где ρ — плотность материала; C_p — удельная теплоёмкость материала; Q — передаваемая энергия; u — коэффициент теплопередачи между двумя материалами.

Граничные и начальные условия модели включают в себя все параметры, указанные ранее в табл. 1.

В результате было получено распределение температурных полей для двух критических случаев: «горячей» и «холодной» фаз. Для «горячей фазы» (рис. 5) максимальная температура в момент времени t = 40 000 с составила 457 К, а минимальная — 412 К.

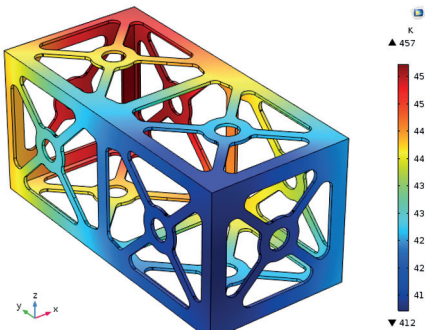


Рис. 5. Распределение температуры каркаса спутника в момент времени t = 40 000 с (горячая фаза)

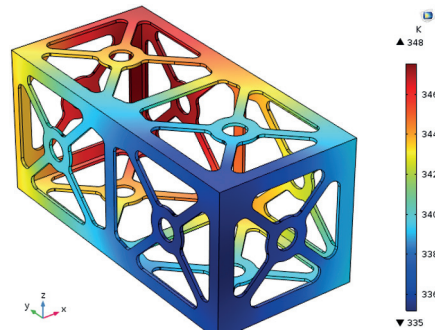


Рис. 6. Распределение температуры каркаса спутника в момент времени t = 25 000 с (холодная фаза)

Для «холодной фазы» (рис. 6, см. с. 16) в момент времени $t = 25\,000$ с максимальная температура составила 348 К, а минимальная — 335 К.

По полученным данным был построен график зависимости температуры от времени в четырёх точках на поверхности спутника (рис. 7).

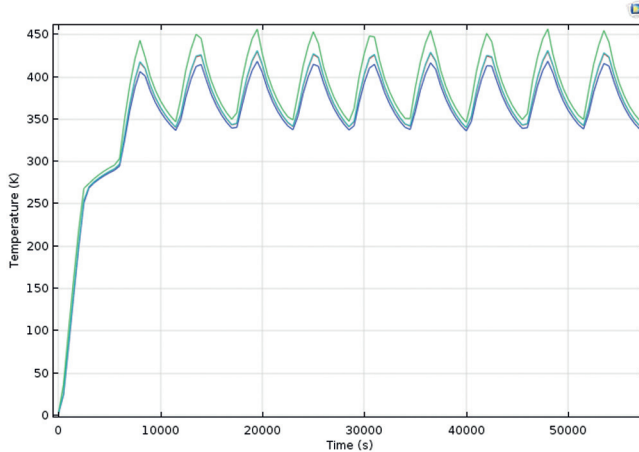


Рис. 7. Зависимость температуры T от времени t в четырёх точках на поверхности спутника

На рисунке видно, что максимальное значение температуры в установившемся режиме приходится на 457 К, а минимальное — на 335 К.

Как и следует из теории, максимальное значение температуры наблюдается, когда спутник расположен между Солнцем и Землёй, т. е. в «горячей фазе», а минимальное — когда КА в затмении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведён тепловой анализ наноспутника CubeBel-1, а также получена модель распределения тепловых полей каркаса данного спутника на низкой околоземной орбите (500 км) с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. Данный анализ позволил на основе трёхмерной модели КА CubeBel-1 спрогнозировать изменение тепловых характеристик при выполнении космического полёта, что очень важно для обеспечения стабильной и долговечной работы КА на околоземной орбите:

- максимальная температура составила 457 К,
- минимальная — 335 К.

Анализ показал, что конструкция спутника поддерживает рабочий температурный диапазон в условия солнечного излучения, таким образом была подтверждена эффективность использования материала Al 6063, поскольку полученный в результате диапазон температуры согласуется с рабочим диапазоном температуры алюминиевого сплава Al 6063-T83.

Результаты теплового анализа могут быть использованы для научных исследований и разработки новых моделей CubeBel. Также исследованные модели в дальнейшем могут быть применены для проектирования систем терморегулирования, охлаждения и оптимизации элементов внутренней структуры CubeSat.

ЛИТЕРАТУРА

- Базаров И. П.* Термодинамика. М.: Высшая шк., 1991. 376 с.
- Ганжа В. Л.* Основы эффективного использования энергоресурсов. Теория и практика энергосбережения. Минск: Беларус. наука, 2007. 453 с.
- Горбачев М. В.* Тепломассообмен. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2015. 443 с.
- Кутателадзе С. С.* Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 415 с.
- Малоземов В. В.* Тепловой режим космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1980. 232 с.
- Space and Planetary Environment Criteria Guidelines for Use in Space Vehicle Development: Technical Rep. NASA-TM-82478. 1983. V. 2.

MODELING AND THERMAL ANALYSIS OF DESIGN FOR THE CUBEHEL CUBESAT

Y. V. Goloburda, N. S. Koneva

Belarusian State University (BSU), Minsk, Belarus

In this paper, a thermal analysis and modeling of the thermal fields of the CubeHel-1 satellite design was conducted using the COMSOL Multiphysics software. The analysis was carried out in the Low Earth Orbit at 500 km altitude. This analysis makes it possible, on the basis of three-dimensional and two-dimensional spacecraft models, to predict the change in thermal characteristics during space flight, which is very important for ensuring stable and durable spacecraft operation in Low Earth Orbit. As a result, the temperature distributions of the satellite structure were obtained for two thermal regimes, the called “hot” and “cold” phases. The paper presents a study of the thermal environment of the satellite, the main mechanisms of heat transfer, as well as the results of the calculation of the elements of orbital mechanics, namely the time the satellite was in eclipse and sunlight.

Keywords: CubeSat, nanosatellite, small spacecraft, thermal analysis, heat transfer, thermal model

Goloburda Yuliya Vyacheslavovna — student, yuliya.goloburda@gmail.com

Koneva Natalia Sergeevna — assistant professor, PhD, koneva@bsu.by

МАРСИАНСКИЙ ГРУНТ-АНАЛОГ ДЛЯ ОТРАБОТКИ ПОСАДКИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

*Е. А. Гришакина, В. Ю. Маковчук, А. А. Дмитриевский,
Е. М. Сорокин, А. В. Уварова, Е. Н. Слюта*

Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН (ГЕОХИ РАН)
Москва, Россия

Для отработки бросковых испытаний посадочных модулей космических аппаратов создана модель марсианского грунта-аналога, имитирующего физико-механические свойства марсианского реголита в потенциальном месте посадки, на равнине Oxia Planum. На этой равнине выделяются 10 типов местности, каждый из которых характеризуется геоморфологическими особенностями, механическими свойствами приповерхностного грунта, и, как следствие, разными инженерно-геологическими условиями, которые важно учитывать при моделировании посадочного устройства. В соответствии с распределением компонент грунта, отличающихся по гранулометрическому составу и плотности, по поверхности в потенциальном месте посадки на основе расчётных методов были разработаны четыре варианта смеси для моделирования марсианского грунта-аналога и отобран образец для проведения бросковых испытаний на стенде.

Ключевые слова: Марс, ЭкзоМарс, марсоход, грунт-аналог, физико-механические свойства, инженерно-геологическая модель

Основной целью исследования являлась разработка грунта-аналога поверхности Марса в обеспечение отработки посадки космических аппаратов. В ходе работы предстояло выполнить следующие задачи: провести геолого-морфологический анализ марсианской поверхности и представить возможные оценки физико-механических свойств поверхностного слоя Марса в потенциальном месте посадки космической российско-европейской программы «ЭкзоМарс-2020»; разработать модель грунта-аналога с указанием интервалов физико-механических свойств, гранулометрического состава смеси грунта-аналога и исходных материалов; проанализировать образцы исходных компонентов для изготовления марсианского грунта-аналога, провести моделирование смеси; изготовить марсианский грунт-аналог.

Для планируемого места посадки марсохода экспедиции «ЭкзоМарс-2020» характерны две топографически разделимых области — материковая возвышенность и низменность. Материковая часть в основном представлена лавовыми равнинами. С точки зрения изучения геологической истории планеты для исследования марсоходом наиболее интересны отложения тёмных и светлых равнин низменностей с вероятным содержанием глинистых минералов. В результате проведённого геолого-морфологического анализа была получена информация о количественном распределении типов местности в пределах намеченного эллипса посадки миссии «ЭкзоМарс-2020» в районе Oxia Planum (Ivanov et al., 2018a, b).

Гришакина Екатерина Александровна — мл. науч. сотр., orskatya@mail.ru

Маковчук Владислав Юрьевич — мл. науч. сотр.

Дмитриевский Андрей Алексеевич — мл. науч. сотр.

Сорокин Егор Максимович — мл. науч. сотр.

Уварова Александра Владимировна — мл. науч. сотр.

Слюта Евгений Николаевич — зав. лаб., канд. геолого-минералог. наук

Таблица 1. Компонентный состав предложенных смесей марсианского грунта-аналогa, %

Образец	Кварцевый песок дроблёный фракции 0,5...1,2 мм (допускается 0,5...1,0 мм). ГОСТ Р 51641-2000	Кварцевый песок окатанный фракции 0,19...0,23 мм (допускается 0,1...0,3 мм). ГОСТ Р 51641-2000	Зола-уноса. ГОСТ 25818-91	Золушлак. ГОСТ 25592-91
Грунт-аналог 1	33	28	7	32
Грунт-аналог 2	25	15	30	30
Грунт-аналог 3	40	40	10	10
Грунт-аналог 4	—	50	20	30

Таблица 2а. Гранулометрический состав компонентов

Компоненты	Гранулометрический состав, вес. %											
	песок					пыль						
	галечниковый (щебенистый)	гравийный (дресвяный)										
Кварцевый песок дроблёный	>10	10...5	5...2	2...1	1...0,5	0,5...0,25	0,25...0,1	0,1...0,05	0,05...0,01	0,01...0,005	0,005...0,002	<0,002
	0	0	0	24,0	72,0	2,6	0,8	0,5	0,1	0	0	0
Кварцевый песок окатанный	0				1,0	36,0	62,3	0,6	0,1			
	0,0				0,0	0,6	5,9	42,7	48,0	1,7	1,1	
Зола-уноса	2,2				1,6	2,1	1,9	1,4	1,7	5,0	22,5	45,6
Золушлак												0,6

Таблица 2б. Гранулометрический состав грунтов-аналогов

Образец	Гранулометрический состав (в %) по массе фракций (в мм)											
	песок					пыль						
	гравийный											
Грунт-аналог 1	10...5	5...2	2...1	1...0,5	0,5...0,25	0,25...0,1	0,1...0,05	0,05...0,01	0,01...0,005	0,005...0,002	<0,002	
	0	0,3	11,2	25,2	8,1	22,0	7,9	18,5	5,4	1,5	0	
Грунт-аналог 2	0,2				7,4	21,2	4,6	16,9	12,5	35,1	1,0	1,0
	0,1				9,6	33,2	11,6	26,6	8,3	7,8	2,0	1,0
Грунт-аналог 4	0,1				0,8	1,2	12,7	36,0	10,7	33,6	4,4	0,6

Таблица 3а. Физические свойства компонентов

Компоненты	Влажность $W, \%$	Плотность частиц $\rho_s, \text{гсм}^{-3}$		Плотность, гсм^{-3}	
		в плотном сложении, $\rho_{d \max}$	в рыхлом сложении, $\rho_{d \min}$		
Кварцевый песок дроблёный	0	2,65	1,44	1,44	1,20
Кварцевый песок окатанный	0,1	2,65	1,58	1,58	1,38
Зола-уноса	0,1	2,48	1,47	1,47	1,12
Золотшлак	14,3	2,24	1,24	1,24	0,98

Таблица 3б. Физические свойства грунтов-аналогов

Образец	Влажность пробы $W, \%$	Плотность частиц грунта $\rho_s, \text{гсм}^{-3}$	Плотность		Коэффициент пористости, д.е.	
			в максимально плотном состоянии, $\rho_{d \max}$	в максимально рыхлом состоянии, $\rho_{d \min}$	в максимально плотном состоянии, e_{\max}	в максимально рыхлом состоянии, e_{\min}
Грунт-аналог 1	0,5	2,54	1,69	1,44	0,50	0,76
Грунт-аналог 2	0,4	2,48	1,55	1,30	0,60	0,91
Грунт-аналог 3	0,2	2,61	1,85	1,59	0,41	0,64
Грунт-аналог 4	0,5	2,50	1,57	1,32	0,59	0,89

Таблица 4. Физико-механические свойства грунтов-аналогов

Образец	Модуль общей деформации (в диапазоне нагрузок 0,1...0,2 МПа) $E_{\text{общ}}, \text{МПа}$	Статический модуль упругости $E_s, \text{МПа}$	Предел несущей способности грунта $R, \text{МПа}$	Динамический модуль деформации $E_p, \text{МПа}$	Динамический модуль упругости $E_w, \text{МПа}$	Модуль сдвига $G_{50}, \text{МПа}$	Удельное сцепление $c, \text{МПа}$	Угол внутреннего трения $\phi, \text{град}$	Коэффициент трения $\text{тг}\phi, \text{д.е.}$
Грунт-аналог 1	12,7	—	0,385	77,6	115,2	1,7	0,011	24	0,445
Грунт-аналог 2	5,6	57,3	0,332	52,5	248,9	1,5	0,007	25	0,458
Грунт-аналог 3	18,7	—	0,384	68,6	117,6	1,2	0,036	28	0,525
Грунт-аналог 4	10,6	67,5	0,451	57,2	148,5	1,3	0,031	25	0,472

Инженерно-геологическая модель грунта-аналога определяется, главным образом, её физико-механическими свойствами и структурными характеристиками грунта. Гранулометрический состав варьируется от пылеватых фракций до гравийных. Коэффициент трения марсианского грунта преимущественно ограничен первым десятком килопаскалей, за исключением крупных камней с когезией на три порядка выше. Угол внутреннего трения находится в пределах от 15 до 40° (для камней — до 60°).

Исходя из требований к инженерно-геологической модели были подобраны следующие составы грунтов-аналогов с применением метода предельно кривых для выбора гранулометрического состава и учётом доступных по стоимости исходных материалов, необходимых по массе в размере нескольких тонн (табл. 1) (Королев, 2016; Grishakina, 2018).

Ситовым методом по ГОСТ 12536-2014 (ГОСТ..., 2015) был определён гранулометрический состав компонентов и грунтов-аналогов (табл. 2а, б), а также физические свойства по ГОСТ 5180-2015 (ГОСТ..., 2016), включая влажность, плотность (в рыхлом и плотном сложении) и плотность частиц (табл. 3а, б).

По результатам лабораторных испытаний, проведённых согласно методикам, описанным в ГОСТ 25100-2011 (ГОСТ..., 2013) и ГОСТ 12248-2010 (ГОСТ..., 2011), был рекомендован наиболее подходящий по инженерно-геологическим характеристикам грунт-аналог 2 поверхности Марса для проведения широкомасштабных натурных испытаний посадочных устройств, в том числе для марсохода миссии «ЭкзоМарс-2020» (табл. 4). Даны рекомендации по укладке марсианского грунта-аналога в стенд, которые заключаются в послойном сложении (мощность слоя около 10...15 см) и выравнивании каждого слоя по достижению однородной плотности.

ЛИТЕРАТУРА

- ГОСТ 12536-2014. Грунты. Методы лабораторного определения гранулометрического (зернового) и микроагрегатного состава. М., 2015. 18 с.
- ГОСТ 5180-2015. Грунты. Методы лабораторного определения физических характеристик. М., 2016. 20 с.
- ГОСТ 25100-2011. Грунты. Классификация. М., 2013. 63 с.
- ГОСТ 12248-2010. Грунты. Методы лабораторного определения характеристик прочности и деформируемости. М., 2011. 78 с.
- Королев В. А. Моделирование гранулометрического состава лунных грунтов // Инженерная геология. 2016. № 4. С. 4–14.
- Grishakina E. A., Dmitrovskii A. A., Ivanov M. A. et al. Martian soil simulant for large-scale field experimental research // 9th Moscow Solar System Symposium (9M-S3). Moscow, Russia, IKI, 8–12 окт. 2018: abstr. P. 240–242.
- Ivanov M. A., Grishakina E. A., Dmitrovskii A. A. et al. (2018a) ExoMars landing sites in Oxia Palus and Mawrth Vallis: geological characteristics // 9th Moscow Solar System Symposium (9M-S3). Moscow, Russia, IKI, 8–12 окт. 2018: abstr. P. 243–245.
- Ivanov M. A., Grishakina E. A., Dmitrovskii A. A. et al. (2018b) ExoMars landing sites in Oxia Palus and Mawrth Vallis: small craters and boulders // 9th Moscow Solar System Symposium (9M-S3). Moscow, Russia, IKI, 8–12 окт. 2018: abstr. P. 246–247.

MARTIAN SOIL IMITATOR FOR SPACECRAFT LANDING EXPERIMENTS

E. A. Grishakina, V. Yu. Makovchuk, A. A. Dmitrovskii, E. M. Sorokin, A. V. Uvarova, E. N. Slyuta

Vernadsky Institute of geochemistry and analytical chemistry RAS (Vernadsky Institute)
Moscow, Russia

For drop testing of landing modules of spacecrafts we made a model of Martian soil imitator that imitates physical and mechanical properties of Martian regolith on the potential landing site — Oxia Planum. Oxia Planum plain is characterized by ten types terrain, each of which have their own geomorphological features and properties of top layers of soil, and thus, different geotechnical conditions, that are important to take note of during modeling. Taking in account distribution of soil components, that have different particle size distribution and density on the potential landing site, we made 4 different mixes for modeling of Martian soil imitator using calculational methods and chose one for conducting of landing tests.

Keywords: Mars, ExoMars, rover, Martian soil imitator, physical and mechanical properties, geotechnical model.

Grishakina Ekaterina Alexandrovna — junior research, orskatya@mail.ru

Makovchuk Vladislav Yurievich — junior research

Dmitrovskii Andrew Alexeevich — junior research

Sorokin Egor Maximovich — junior research

Uvarova Alexandra Vladimirovna — junior research

Slyuta Evgenij Nikolaevich — head of laboratory, PhD

СОПОСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ДАН О РАСПРОСТРАНЁННОСТИ ВОДЫ В ГРУНТЕ КРАТЕРА ГЕЙЛ ВДОЛЬ ТРАССЫ МАРСОХОДА CURIOSITY С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТА CRISM НА БОРТУ МАРСИАНСКОГО СПУТНИКА MRO

*М. В. Дьячкова, С. Ю. Никифоров, Д. И. Лисов,
И. Г. Митрофанов, М. Л. Литвак, А. Б. Санин*

Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

Данная работа посвящена сравнительному анализу данных измерений распространённости водорода (предположительно, в форме воды) в эксперименте ДАН («Динамическое альbedo нейтронов») на борту марсохода NASA (National Aeronautics and Space Administration) Curiosity («Кьюриосити») и данных измерений минерального состава поверхности в эксперименте CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) на борту марсианского спутника НАСА MRO (Mars Reconnaissance Orbiter). Наличие непрерывного профиля распространённости воды в грунте вдоль трассы марсохода, построенного на основе данных активных и пассивных измерений прибора ДАН, позволяет провести прямое сравнение средней массовой доли воды в приповерхностном слое грунта толщиной около 1 м с распространённостью на поверхности грунта различных гидратированных минералов, которые входят в его состав. По результатам проведённого анализа было обнаружено повышение средней массовой доли воды для поверхности, содержащей некоторые типы гидратированных минералов. Данное повышение тем больше, чем выраженнее спектральная особенность минерала на поверхности. На основе этого делается предположение о значительной толщине слоя осадочных пород, слагающих поверхность кратера Гейл и содержащих в своём составе гидратированные минералы, которая достаточна для определения прибором ДАН в рамках измерений в пассивном режиме.

Ключевые слова: Марс, кратер Гейл, ДАН, вода, гидратированные минералы

ВВЕДЕНИЕ

Кратер Гейл предположительно образовался в позднюю нойскую эпоху (около 3,7–3,8 млрд лет назад) вследствие удара крупного метеорита. Его радиус около 150 км, а глубина сразу после образования составляла приблизительно 5 км. В истории эволюции кратера Гейл от момента образования до современной эпохи можно условно выделить два основных этапа. Первый этап пришёлся на климатический период, когда Марс был окружён относительно плотной атмосферой, которая постоянно или спорадически обеспечивала тёплый и влажный климат на планете, образующиеся в результате выветривания коренных пород при контакте со щелочной водной средой. В течение этого периода, который продолжался около 2 млрд лет, кратер эпизодически заполнялся водой и превращался в озеро, на дне которого накапливались слои осадочных пород. К концу первого этапа кратер Гейл был практически полностью заполнен слоистыми осадочными отложениями. Этот этап закончился, когда на Марсе установился

Дьячкова Майя Викторовна — мл. науч. сотр., аспирант, djachkova@np.cosmos.ru

Никифоров Сергей Юрьевич — мл. науч. сотр.

Лисов Денис Игоревич — мл. науч. сотр.

Митрофанов Игорь Георгиевич — зав. отделом, д-р физ.-мат. наук

Литвак Максим Леонидович — зав. лаб., д-р физ.-мат. наук

Санин Антон Борисович — вед. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

климат, близкий к современному, с сухой и холодной поверхностью и тонкой атмосферой. В течение второго этапа основными процессами эволюции поверхности кратера стали эоловые процессы (Schwenzer et al., 2012). По периферии кратера произошло обнажение слоёв осадочных пород практически до самого первичного дна, а в центральной части под воздействием эоловых процессов и эрозии сформировалась возвышенность, получившая название Эолис Монс.

Современная поверхность кратера Гейл представляет собой естественную летопись эволюции Марса, в которой изучение состава и последовательности залегания слоистых осадочных отложений от дна кратера к вершине его центрального пика позволяет проследить изменения физических условий природной среды на момент их образования.

Данная статья посвящена сравнительному анализу данных измерений распространённости водорода (предположительно, в форме воды) в эксперименте ДАН («Динамическое альbedo нейтронов») на борту марсохода НАСА (*англ.* National Aeronautics and Space Administration, NASA) Curiosity («Кьюриосити») и данных измерений минерального состава поверхности в эксперименте CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) на борту марсианского спутника НАСА MRO (Mars Reconnaissance Orbiter).

ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИБОРА ДАН

Прибор ДАН является активным детектором тепловых и эпитепловых нейтронов. Термин «активный» указывает, что в состав прибора входит импульсный генератор нейтронов с энергией 14,1 МэВ, которая просвечивает вещество поверхностного слоя Марса на глубину около 60 см и выходит на поверхность со значительно меньшей энергией (Mitrofanov et al., 2012). Детекторы регистрируют временные профили послеимпульсных потоков нейтронов с тепловыми и эпитепловыми энергиями. Анализ их формы позволяет сделать оценку содержания в грунте водорода и ядер с высоким сечением поглощения нейтронов. Поскольку водород, который содержится в грунте, в основном входит в состав гидроксильной группы, входящей в том числе в молекулы воды, содержание водорода в грунте измеряется в величинах эквивалентного содержания воды. Содержание нейтронно-поглощающих ядер оценивается величиной эквивалентного содержания хлора.

Импульсное нейтронное зондирование грунта по правилам управления марсоходом разрешается проводить только на стоянках, поэтому оценки массовых долей воды и хлора в эксперименте ДАН от даты начала работы 17 августа 2012 г. и до настоящего момента получены только для дискретного набора ~700 участков, распределённых вдоль трассы движения суммарной протяжённостью около 20 км (Lisov et al., 2018). На рис. 1 (см. с. 26) представлено распределение оценки массовой доли воды для подавляющей доли этих участков (около 90 %), для которых данные активных измерений удалось объяснить моделью грунта, объёмная плотность которого равнялась $1,8 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, массовые доли породообразующих элементов соответствовали так называемому «стандартному составу» (Sanin et al., 2015), и значения массовых долей воды и хлора определялись на основе наилучшего согласия с наблюдениями.

В то время как работа нейтронного генератора происходит только в сессиях «активных измерений» продолжительностью 15–30 мин на стоянках, детекторы прибора ДАН продолжают работу практически непрерывно как на стоянках, так и во время движения марсохода. В этом так называемом «пассивном» режиме детекторы регистрируют нейтроны техногенного происхождения, которые излучает установленный на борту плутониевый источник энергетической установки,

и также нейтроны собственного излучения Марса, которые возникают в верхнем слое вещества поверхности с толщиной около 1...2 м под воздействием галактических космических лучей. Поток марсианских нейтронов также существенно зависит от наличия в грунте водорода и ядер с большим сечением поглощения, поэтому данные пассивных измерений прибора ДАН также дают возможность измерить пространственную переменность состава марсианского грунта.

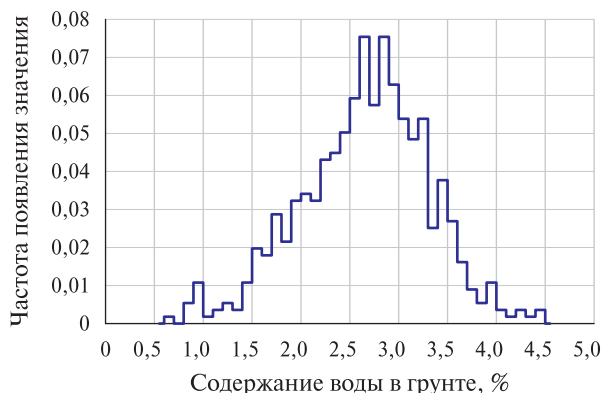


Рис. 1. Распределение оценок массовой доли воды в марсианском грунте по результатам активных измерений прибора ДАН

Для того чтобы данные пассивных измерений можно было использовать для оценки содержания эквивалентной воды, участниками эксперимента ДАН разработана процедура обработки этих данных, основанная на эмпирически установленной связи между данными активных и пассивных измерений на участках стоянок. Это эмпирическое соотношение, а также оценки для массовых долей эквивалентной воды и хлора на основе активных измерений на стоянках были использованы для получения оценки массовых долей воды с метровым разрешением во всех точках трассы движения марсохода на основе данных пассивных измерений. Благодаря обработке пассивных данных о нейтронном излучении Марса был получен непрерывный профиль пространственной переменности массовой доли воды вдоль трассы движения марсохода, который в точках его стоянок достаточно хорошо сопрягался со значениями, которые были получены на основе активного нейтронного зондирования.

ДАнные ПРИБОРА CRISM

Спектрометр CRISM, установленный на борту космического аппарата НАСА MRO, ведёт съёмку в видимом и ближнем ИК-диапазоне (длина волны 362...3920 нм). Входящие в состав минералов, формирующих поверхность Марса, железо, оксиды, карбонаты и т.д. имеют характерные признаки в видимом и ИК-диапазоне и легко распознаются спектрометром CRISM (Pelkey et al., 2007).

В качестве источника данных для нашего анализа были рассмотрены спектральные изображения, специально подготовленные командой CRISM для картографирования места посадки марсохода «Кьюриосити». По результатам целевой гиперспектральной съёмки были сформированы четыре мозаичных набора данных (FM2, MAF, HYD, ALT), созданные на основе спектральной структуры

поверхности, позволяющей идентифицировать различные минералы. Для создания этих изображений были отобраны данные с высоким пространственным разрешением (около 20 м), не содержащие повышенного уровня шума и атмосферной непрозрачности. Высокое значение в RGB-плоскости изображений указывает на относительно сильную спектральную особенность по сравнению с диапазоном, представленным поверхностью вокруг кратера Гейл. И наоборот, низкое значение указывает на относительно слабую особенность или её отсутствие. Важно помнить, что спектральная вариация в кратере Гейл, как правило, гораздо менее выражена, чем в некоторых регионах планеты (например, в Долине Мавра, Долинах Маринера), и региональные «сильные» спектральные особенности в кратере Гейл не могут быть приравнены к сильным особенностям из такого региона.

Нами была выдвинута гипотеза, что минералогический состав поверхности, представленный в специальных наборах данных CRISM (а особенно в изображениях HYD и ALT, отражающих особенности распространения минералов, образованных взаимодействием пород марсианской коры с жидкой водой) должен находить отклик в данных измерений прибора ДАН.

Для совместного анализа были выбраны данные пассивных измерений ДАН, так как данные активных измерений обладают гораздо меньшей статистической обеспеченностью, и спектральные изображения HYD и ALT, которые содержат информацию о пространственном распределении гидратированных/гидроксидированных минералов.

Спектральные изображения HYD и ALT содержат данные о распространении таких минералов как филлосиликаты (в основном, Fe-сметиты), а также моно- (кизерит) и полигидратированные (гексагидрит) Mg-сульфаты. Эти минералы являются основными индикаторами водных процессов, происходивших как локально в кратере Гейл, так и глобально на планете на рубеже нойского и гесперийского периодов геологической истории Марса. Для формирования как филлосиликатов, так и гидратированных сульфатов, необходима водная среда. Филлосиликаты могут образовываться как на поверхности в результате выветривания коренных мафических пород (например, оливина) в слабосоленой или щелочной среде, так и под поверхностью в результате гидротермальной активности, которая могла явиться результатом образования кратера Гейл вследствие удара метеорита. Образование сульфатов в результате осаждения в кислой водной среде при доминирующей роли испарения — поверхностный процесс.

Согласно работе (Bibring et al., 2006) на рубеже нойского и гесперийского периодов произошёл резкий переход от условий, благоприятных для образования филлосиликатов, к условиям, благоприятным для образования сульфатов, предположительно в результате обширного высвобождения серосодержащих газов вместе с вулканической активностью на фоне резкого падения атмосферного давления и потери воды.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ МАССОВОЙ ДОЛИ ВОДЫ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МИНЕРАЛОВ ПО ДАННЫМ ПРИБОРА CRISM

Наличие непрерывного профиля распространённости воды в грунте вдоль трассы марсохода до сола 1900 включительно, построенного на основе данных измерений прибора ДАН, позволяет провести прямое сравнение средней массовой доли воды в приповерхностном слое грунта толщиной около 1 м с распространённостью на его поверхности грунта различных минералов, которые входят в его состав. Использовались профили воды, построенные с пространственным разрешением 3 м.

Для каждой группы минералов (филлосиликаты, моно- и полигидратированные сульфаты), были отобраны интервалы пути марсохода, которые прошли через участки повышенного содержания данной группы минералов. В табл. 1 для каждой группы минералов представлена относительная доля пути, прошедшего через все участки её повышенного содержания, а также суммарная относительная доля всех интервалов пути, в которых не наблюдалось повышенное содержание ни для одной из наблюдавшихся групп минералов. Для интервалов трассы, соответствующих каждой группе минералов, было построено распределение значений массовой доли воды по данным прибора ДАН. Также по данным этого прибора было построено так называемое «реперное распределение» значений воды, соответствующее оценкам для всех интервалов пути, не совпадающих ни с одним из участков, в которых наблюдалось повышенное содержание минералов.

Тест на наличие корреляции между повышенным содержанием на поверхности грунта отдельного минерала и повышенной или пониженной массовой долей воды в верхнем слое грунта проводился на основе прямого сравнения двух распределений для значений воды: тестируемого распределения, соответствующего интервалам трассы для участков повышенного содержания группы минералов, и реперного распределения. Сравнение распределений проводилось на основе критерия Пирсона, при этом реперное распределение нормировалось на полную статистику тестируемого распределения. В табл. 1 представлены оценки значений параметра χ -квадрат, соответствующих тестируемым распределениям для разных минералов. В табл. 1 также представлены значения средней величины и дисперсии массовых долей воды для всех распределений, включая реперное.

Результаты теста показывают, что для филлосиликатов участки их повышенной распространённости не проявляют каких-либо признаков значительного среднего повышения или понижения массовой доли воды в грунте (см. табл. 1). Несмотря на то, что дисперсия массовой доли воды в случае филлосиликатов отличается от аналогичной величины для реперного распределения, значение параметра χ -квадрат, полученное при сравнении тестируемого и реперного распределений, указывает на существование недостаточно сильно выраженного эффекта: вероятность совпадения распределений составляет 2 %.

Средняя величина массовой доли воды для моногидратированных сульфатов, 2,45 %, заметно ниже аналогичной величины для реперного распределения, 2,60 %, а её дисперсия практически не отличается от дисперсии массовой доли воды реперного распределения, 0,34 и 0,36 соответственно. Тест параметра χ -квадрат не выявил различий между двумя распределениями: вероятность их совпадения составляет почти 20 %.

Наличие статистически значимого эффекта корреляции между содержанием воды в грунте и минерала на поверхности обнаружено для полигидратированных сульфатов. В этом случае распределение значений воды для участков их повышенного содержания существенно отличается от реперного распределения (рис. 2, см. с. 30). Это различие заметно проявляется в оценках средних значений и дисперсии (см. табл. 1), и также возможность совпадения тестируемого и реперного распределений опровергается тестом на основе χ -квадрат: вероятность их принадлежности одной генеральной совокупности составляет всего $1,59 \cdot 10^{-8}$ %.

Таким образом, в районах на дне кратера Гейл, на поверхности которых присутствуют полигидратированные сульфаты, в приповерхностном слое грунта толщиной около 1 м наблюдается увеличение массовой доли воды до значений около среднего значения 2,86 % при том, что в других районах среднее значение составляет 2,60 %.

Таблица 1. Сравнение параметров распределения массовой доли воды по пассивным данным прибора ДАН для участков трассы с повышенным содержанием минералов и реперных участков по данным спектрометра CRISM

Группа	Доля трассы, приходящаяся на группу, %	Средняя массовая доля воды, %	Дисперсия массовой доли воды	χ^2	Критическое значение χ^2	p-level
Реперное распределение	81	2,60	0,36	—	—	—
Моногидратированные сульфаты	9	2,45	0,34	31,92	38,89	0,196
Полигидратированные сульфаты	5	2,86	0,30	92,32	42,56	1,59E-08
Филлосиликаты	5	2,66	0,28	41,48	37,65	0,020

Таблица 2. Сравнение параметров распределения массовой доли воды по пассивным данным прибора ДАН для участков трассы с содержанием полигидратированных сульфатов и реперных участков по данным спектрометра CRISM

Группа	Доля трассы, приходящаяся на группу, %	Средняя массовая доля воды, %	Дисперсия массовой доли воды	χ^2	Критическое значение χ^2	p-level
Реперное распределение	81	2,60	0,36	—	—	—
Полигидратированные сульфаты	Высокой «интенсивности»	2,5	0,24	113,89	33,92	2,22E-14
	Низкой «интенсивности»	2,5	0,28	30,21	37,65	0,216

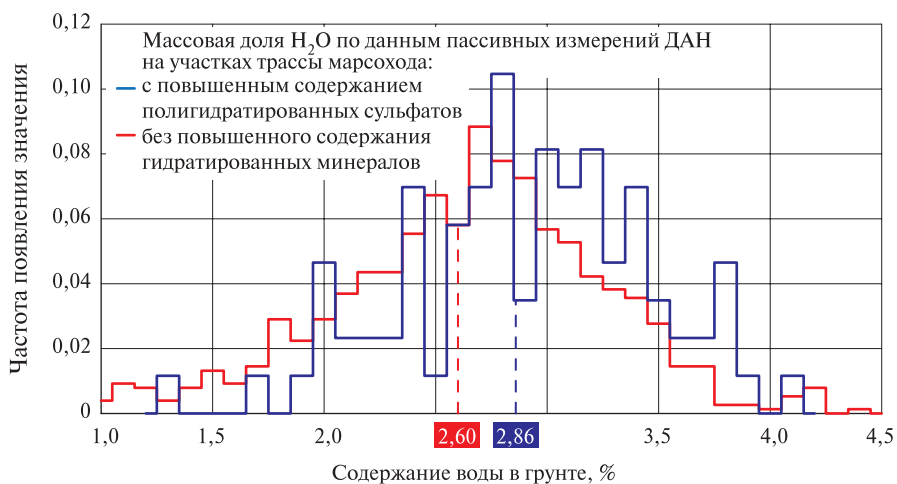


Рис. 2. Распределение значений массовой доли воды по данным пассивных измерений прибора ДАН: красным цветом показано распределение для реперных участков трассы движения марсохода, синим — для участков трассы с повышенным содержанием полигидратированных сульфатов; пунктиром отмечены средние значения распределения

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННОГО РЕЗУЛЬТАТА

Обнаруженный эффект повышения средней массовой доли воды по пассивным измерениям прибора ДАН на участках поверхности, содержащих полигидратированные сульфаты по данным спектрометра CRISM, означает чувствительность прибора к этим минералам. Логично ожидать, что увеличение выраженности спектральной особенности полигидратированных сульфатов должно приводить к увеличению массовой доли воды по сравнению с поверхностью, где спектральная особенность данных минералов менее выражена. Для проверки этого предположения интервалы пути марсохода, прошедшие через участки повышенного содержания полигидратированных сульфатов, были разделены на две равные по количеству участков группы. В первую группу попали участки трассы с низким значением в RGB-плоскости изображения, а во вторую — с высоким.

Для этих двух групп участков аналогично различным группам по минералам были построены распределения и проведено сравнение с реперным распределением. Результаты представлены в табл. 2.

На рис. 3 (см. с. 31) представлено распределение массовой доли воды на участках полигидратированных сульфатов высокой «интенсивности». Смещение распределения очевидно (88 % значений лежит выше среднего значения массовой доли воды реперного распределения) и подтверждается как смещением среднего значения массовой доли воды относительно среднего значения такой доли реперного распределения, 3,06 и 2,60 % соответственно, так и смещением дисперсии этих распределений, 0,24 и 0,36 соответственно. Кроме того, тест параметра χ -квадрат показывает, что вероятность подчинения распределения полигидратированных сульфатов высокой «интенсивности» и реперного распределения одному теоретическому закону составляет $2,22 \cdot 10^{-14} \%$.

Несмотря на различие дисперсий для распределения полигидратированных сульфатов низкой «интенсивности» (0,28) и реперного распределения (0,36), а также на незначительное повышение среднего (2,66 и 2,60 % соответственно),

распределение полигидратированных сульфатов низкой «интенсивности» согласно тесту χ -квадрат повторяет реперное распределение. Вероятность их совпадения составляет более 21 %, а значение параметра χ -квадрат меньше критического значения.

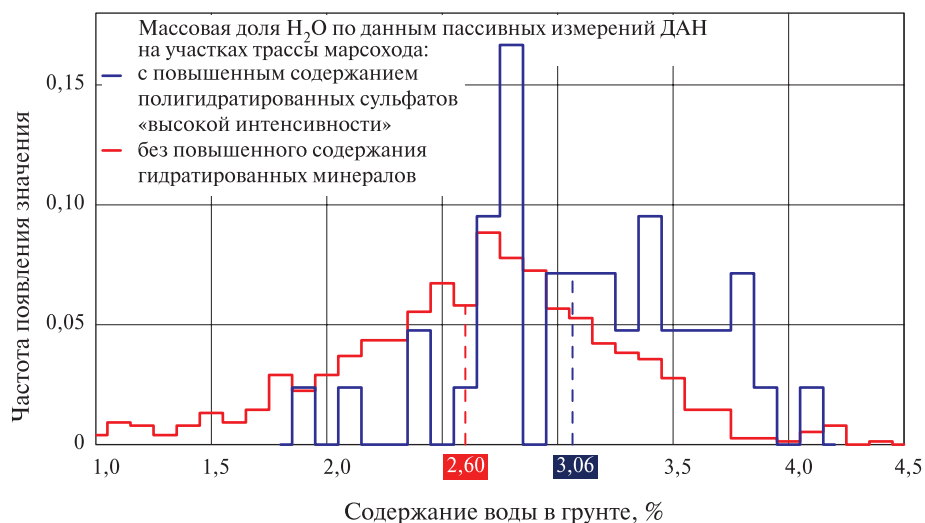


Рис. 3. Распределения значений массовой доли воды по данным пассивных измерений прибора ДАН: красным цветом показано распределение для реперных участков трассы движения марсохода, синим — для участков трассы с содержанием полигидратированных сульфатов высокой «интенсивности»; пунктиром отмечены средние значения распределений

Таким образом, предположение, что увеличение спектральной интенсивности минерала на поверхности по данным спектрометра CRISM ведёт и к повышению массовой доли воды по пассивным измерениям прибора ДАН, верно для полигидратированных сульфатов. Аналогичная проверка была проведена для моногидратированных сульфатов и филлосиликатов, однако схожего эффекта не было обнаружено. Причиной этого может служить недостаточно выраженная спектральная особенность этих минералов в данных спектрометра CRISM: вариация яркости в RGB-плоскости изображения для филлосиликатов и моногидратированных сульфатов находится в пределах 1–80 и 1–59 соответственно, в то время как для полигидратированных сульфатов яркость находится в пределах 1–149. Также это может быть связано с возможной толщиной слоёв осадочных пород, содержащих искомые минералы: слои, содержащие филлосиликаты и моногидратированные сульфаты могут быть значительно тоньше слоя осадочных пород, содержащих полигидратированные сульфаты, и их толщина не достаточна для возникновения описываемого выше эффекта в данных пассивных измерений прибора ДАН.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведённого кросс-анализа данных пассивных измерений прибора ДАН по содержанию массовой доли воды в грунте вдоль трассы марсохода «Кьюриосити» в кратере Гейл и специальных наборов данных спектрометра

CRISM с борта аппарата MRO, отражающих распространение гидратированных/гидроксилированных минералов на поверхности этого кратера, было обнаружено повышение средней массовой доли воды для поверхности, содержащей полигидратированные сульфаты, относительно поверхности, не содержащей гидратированных/гидроксилированных минералов. Данное повышение тем больше, чем выразеннее спектральная особенность минерала на поверхности. Аналогичного смещения для моногидратированных сульфатов и филлосиликатов обнаружено не было.

Следовательно, полигидратированные сульфаты в составе осадочных пород, слагающих поверхность кратера Гейл, имеют значительную толщину, которая достаточна для определения прибором ДАН в рамках измерений в пассивном режиме, особенно в сравнении с толщиной слоёв филлосиликатов и моногидратированных сульфатов.

Значительная толщина слоя осадочных пород, содержащего полигидратированные сульфаты, предполагает длительные процессы испарения воды, в результате которого они были сформированы на рубеже Нойской и Гесперийской эр, что подтверждает существование озёрной фазы эволюции кратера Гейл.

ЛИТЕРАТУРА

- Bibring J.-P., Langevin Y., Mustard J. F. et al.* The OMEGA team. Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data // *Science*. 2006. V. 312. Iss. 5772. P. 400–404.
- Lisov D. I., Litvak M. L., Kozyrev A. S. et al.* Data Processing Results for the Active Neutron Measurements by the DAN Instrument on the Curiosity Mars Rover // *Astronomy Letters*. 2018. V. 44. No. 7. P. 482–489.
- Mitrofanov I. G., Litvak M. L., Varenikov A. B. et al.* Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) Experiment Onboard NASA's Mars Science Laboratory // *Space Science Reviews*. 2012. V. 170. Iss. 1–4. P. 559–582.
- Pelkey S. M., Mustard J. F., Murchie S. et al.* CRISM multispectral summary products: Parameterizing mineral diversity on Mars from reflectance // *J. Geophysical Research*. 2007. V. 112. E08S14.
- Sanin A. B., Mitrofanov I. G., Litvak M. L. et al.* Data processing of the active neutron experiment DAN for a Martian regolith investigation // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2015. V. 789. P. 114–127.
- Schwenzer S. P., Abramov O., Allen C. C. et al.* Gale Crater: Formation and post-impact hydrous environments // *Planetary and Space Science*. 2012. V. 70. Iss. 1. P. 84–95.

COMPARISON OF THE DAN EXPERIMENT DATA ON THE SUBSURFACE WATER CONTENT ALONG THE CURIOSITY ROVER TRAVERSE IN GALE CRATER WITH THE MRO CRISM EXPERIMENT DATA

M. V. Djachkova, S. Yu. Nikiforov, D. I. Lisov, I. G. Mitrofanov, M. L. Litvak, A. B. Sanin

Space Research Institute RAS (IKI), Moscow, Russia

This paper is focused on a comparative analysis of the hydrogen (presumably in the form of water) content data from the measurements in the DAN experiment onboard the NASA Curiosity rover and the measurements of the surface mineral composition in the CRISM experiment onboard

Mars Reconnaissance Orbiter. The continuous distribution of the subsurface water content along the rover traverse, based on active and passive measurements of the DAN instrument, allows to perform a direct comparison of the average mass fraction of water in the subsurface (down to 1 m) layer of the soil with the distribution of various hydrated minerals contained in the uppermost layer of the soil. According to the results of the analysis, an increase in the average mass fraction of water for the surface containing some types of hydrated minerals was found. This increase is greater, the more pronounced the spectral feature of the mineral is on the surface. Based on this, an assumption is made about the considerable thickness of the layer of sedimentary rocks composing the surface of the Gale crater and containing hydrated minerals in its composition, which is sufficient for the DAN instrument in the passive mode to determine.

Keywords: Mars, Gale crater, DAN, water, hydrated minerals

Djachkova Maya Viktorovna — junior researcher, PhD student, djachkova@np.cosmos.ru

Nikiforov Sergei Yurevich — junior researcher

Lisov Denis Igorevich — junior researcher

Mitrofanov Igor Georgievich — head of the department, doctor of physical and mathematical sciences

Litvak Maxim Leonidovich — head of the laboratory, doctor of physical and mathematical sciences

Sanin Anton Borisovich — senior researcher, PhD

ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА АККОМОДАЦИЮ ПОВЕРХНОСТЕЙ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Н. С. Климова, Н. И. Сидняев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет) (МГТУ им. Н.Э. Баумана) Москва, Россия

В работе изучается влияние космического пространства на поверхность космических аппаратов. Показано, что от длительного пребывания в космическом вакууме меняются механические, оптические и другие характеристики материалов космических аппаратов. При предельно низких давлениях в космическом вакууме наружные и внутренние поверхности раздела в материалах могут нарушаться, в результате возникают либо микроскопические поверхностные трещины, либо внутренняя коррозия. Показано, что объёмно-механические свойства материалов претерпевают изменения вследствие модификаций свойств поверхностных слоёв. Причём осязаемое воздействие космического вакуума на механические свойства материалов космических аппаратов возникают в результате отсутствия окисных и других поверхностных защитных плёнок. Вследствие исчезновения защитных газовых и окисных плёнок, а также в результате сублимации поверхностных слоёв на толщину, близкую к длинам волн электромагнитного излучения, меняется шероховатость поверхностей и как следствие их оптические характеристики. При орбитальном движении в достаточно плотных слоях верхней атмосферы Земли, а также под действием бомбардировки заряженными частицами космической радиации может происходить сильное плазмохимическое разрыхление материала поверхностей космических аппаратов и его распыление в окружающее пространство. Этот процесс особенно проявляется для передних (по ходу движения) частей космических аппаратов. Особое внимание уделено явлению аккомодации низкоорбитальных спутниковых систем, использованию информации, получаемой со спутников.

Ключевые слова: космический аппарат, аккомодация, сублимация, температура, давление, вакуум, энергия, скорость

ВВЕДЕНИЕ

Развитие космической техники непрерывно выдвигает перед её разработчиками, испытателями, эксплуатационниками всё новые задачи и проблемы: требуется обеспечивать надёжность многих агрегатов и систем при длительных сроках активного существования космических аппаратов (КА) (Авдуеский, Антонов, 1972; Авдуеский и др., 1992; Воронич, Мьинт, 2010).

Материалы, узлы, аппаратура КА подвергаются воздействию многих факторов, приводящих к необходимости разрабатывать специальные конструкции или меры защиты от этих воздействий (Кузнецов, 2004). При этом часто возможности защиты оказываются ограниченными из-за жёстких требований к энергопотреблению, массе и габаритам защитных оболочек и устройств. Поэтому для определения условий нормального функционирования КА в течение длительного космического полёта необходимо тщательно изучить характеристики всех факторов, часто зависящих от параметров орбиты движения КА, оценить возможные последствия воздействий того или иного фактора, которые могут быть как обратимыми, так и необратимыми, а также представлять для

Климова Наталья Сергеевна — студентка, natali.lesnyh@gmail.com

Сидняев Николай Иванович — д-р техн. наук, проф., Sidn_ni@mail.ru

функционирования систем и аппаратуры КА большую или меньшую опасность (Акишин, Новиков, 1983; Мещеряков, 2000; Нусинов, 1982).

Основными воздействиями, которым подвергаются аппаратура, агрегаты, системы, их элементы в космическом пространстве, являются: глубокий вакуум; тепловые воздействия; воздействия ионизирующих излучений радиационных поясов Земли (для КА, орбиты которых находятся в околоземном космическом пространстве), космических лучей и солнечных корпускулярных излучений (для КА, орбиты которых находятся в межпланетном пространстве) (Калашников и др., 2012); микрометеорные частицы и др. Вакуум является одним из основных физических факторов космического пространства. Плотность и давление атмосферы над земной поверхностью с высотой уменьшаются по экспоненциальному закону (Сидняев, 2017; Солодов, 1977). При этом если на уровне моря давление составляет $1,0013 \cdot 10^4$ Па, то уже на высоте 100 км оно уменьшается до $4,005 \cdot 10^{-2}$ Па. Давление ниже 10^{-2} Па принято рассматривать как глубокий космический вакуум.

Потери вещества в вакууме за счёт сублимации, т.е. перехода вещества из твёрдой фазы непосредственно в газообразную, металлических и неметаллических конструкционных материалов и технических устройств приводят к нарушению их поверхностных свойств, изменению теплопроводности и электропроводности, изменению оптических характеристик и др. В вакууме происходит также испарение консистентных и жидких веществ. При этом в космическом пространстве наряду с вакуумом действуют электромагнитное излучение и потоки заряженных частиц (Васильев и др., 1975; Макриденко и др., 2016а, б; Назарова, 1960; Титов, Фадеенко, 1972). Это приводит к возбуждению электронных оболочек молекул, у которых энергия химических связей значительно уменьшается и влияние сублимации (испарения) возрастает.

СУБЛИМАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Неравновесное испарение чистого вещества с поверхности в глубоком вакууме (Андрейчук, Малахов, 1982; Сидняев, 2018), т.е. на высотах более 200 км над Землёй, может ориентировочно определяться по формуле

$$G = \frac{c_i p_s}{\sqrt{2\pi RT_s}}, \quad (1)$$

где G — масса вещества, сублимирующего с единичной площади в единицу времени; c_i — коэффициент испарения ($0 \leq c_i \leq 1$); R — относительный коэффициент универсальной газовой постоянной, $R = R_0/M$; M — молекулярный вес пара; $R_0 = 8,32 \cdot 10^3$ Дж·кмоль $^{-1}$ ·К $^{-1}$ — универсальная газовая постоянная; T_s — температура поверхности материала; p_s — равновесное давление насыщенного пара вещества при температуре T_s .

Наименьшей стойкостью к испарению в глубоком вакууме обладают кадмий, цинк и марганец. В сплавах, состоящих из компонентов, сильно отличающихся значениями давления паров, преимущественно испаряется более летучий компонент. Испарение с поверхности металлов зависит от наличия плёнки оксидов (Нусинов, 1982). В глубоком вакууме оксидная плёнка может образоваться вновь.

На рис. 1 (см. с. 36) приведены расчётные данные по скорости сублимации некоторых материалов. Показано, что при температурах не выше 370 К, некоторые материалы (кадмий, цинк, магний) заметно сублимируют, что при длительных полётах может привести к изменениям свойств покрытий, использующих

эти материалы. Другие материалы, такие, как, например, алюминий, медь, германий, кремний, в этих условиях сублимируют несущественно. Поэтому рациональным является их использование в конструкциях узлов КА, находящихся вне гермоотсеков. При конструировании и испытаниях КА необходимо учитывать и то обстоятельство, что некоторые узлы могут иметь дополнительный разогрев за счёт внутренних источников тепла и соответствующее усиление сублимации (Калашников и др., 2012; Мещеряков, 2000; Нусинов, 1982; Сидняев, 2017).

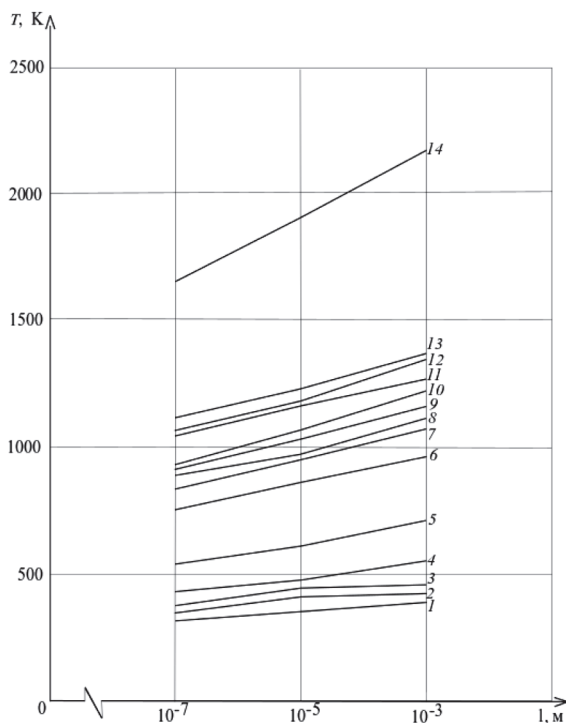


Рис. 1. Зависимость сублимации различных металлов в космическом пространстве: 1 — кадмий; 2 — цинк; 3 — магний; 4 — литий; 5 — свинец; 6 — серебро; 7 — алюминий; 8 — бериллий; 9 — медь; 10 — германий; 11 — железо; 12 — кремний; 13 — кобальт; 14 — молибден

При весьма длительных космических полётах пригодны неорганические материалы (керамические), состоящие из оксидов и других соединений Al, Be, Cr, Mg, Si. Различные виды стёкол, представляющих сложные неорганические соединения, особенно боросиликатное стекло, сублимируют несущественно.

Сублимация может сказаться на работе радиоэлектронных устройств при наличии разности температуры между различными контактирующими материалами. Металл, сублимирующий с более нагретой поверхности, может конденсироваться на менее нагретой (Авдуский, Антонов, 1972; Авдуский и др., 1992; Воронич, Мьинт, 2010). При этом возможно образование плёнок с соответствующим изменением характеристик электронных схем (рис. 2, см. с. 37).

При предельно низких давлениях в космическом вакууме наружные и внутренние поверхности раздела в материалах могут нарушаться, в результате возникают либо микроскопические поверхностные трещины, либо внутренняя (интеркристаллитная) коррозия.

Полициклические полимерные материалы в условиях глубокого вакуума превращаются в более простые, испаряющиеся вещества и, таким образом, достаточно эффективно теряют свою массу. Так, при температуре менее 370 К теряется до 10 % вещества за год нейлона, нитроцеллюлозы, оксида целлюлозы, уретана, хлорвинила, неопрена, метилметакрилата.

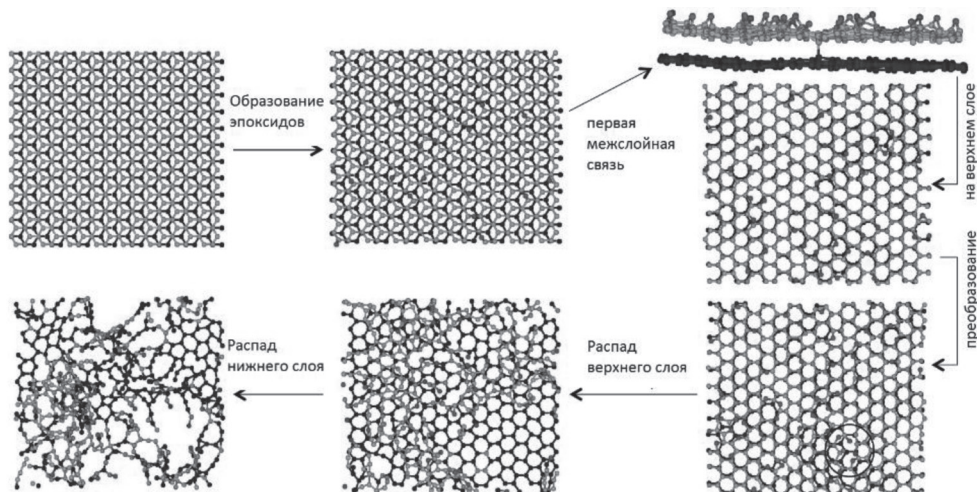


Рис. 2. Схема этапов разрушения защитной оболочки

При температурах ниже 370 К устойчивы алкидные, фенольные, эпоксидные смолы. Однако при температуре выше 420 К химический состав смол изменяется и происходит их интенсивное испарение. Сильное влияние на скорость потери вещества полимеров в глубоком вакууме оказывает наличие в них примесей. Даже ничтожное количество примесей увеличивает скорость разложения полимеров в вакууме (см. рис. 2). Особенно это относится к катализаторам, применяющимся при полимеризации и вызывающим в вакууме разложение полимеров.

В условиях глубокого вакуума смазочные материалы из органических веществ с короткими цепями испаряются сравнительно эффективно. При этом чем больше молекулярный вес, тем меньше давление пара и, следовательно, ниже скорость испарения. Большинство применяемых в наземных условиях смазочных материалов в условиях глубокого вакуума использоваться не могут, так как скорость испарения их достигает $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$ и более. Смазочные материалы на основе парафиновых и эфирных масел, имеющие низкое давление пара, достаточно хорошо проявили себя в условиях глубокого вакуума.

В условиях глубокого вакуума применяются и твёрдые смазочные материалы. Например, дисульфид молибдена с добавками из кремния, фенольных и эпоксидных смол с толщиной покрытия смазочным материалом 4...12 мкм. Такое покрытие достаточно эффективно в механизмах, имеющих плавный выход на рабочий режим (осколки дисульфида успевают «удаляться» из подшипника в течение разгонного периода). Удовлетворительные результаты показали используемые в качестве твёрдых смазочных материалов покрытия из серебра, золота, бария (Нусинов, 1982; Солодов, 1977). Покрытия наносятся только после того, как соприкасающиеся поверхности тщательно очищены. Толщина покрытия должна быть всего несколько долей микрометра.

Хорошо зарекомендовали себя твёрдые смазочные материалы типа молибдена MoS_2 . Механические свойства таких твёрдых материалов практически не изменяются в условиях глубокого вакуума. Кроме молибдена используются фторопластовые покрытия, отличающиеся химической инертностью. Это позволяет использовать фторопласт даже в случаях контакта с компонентами ракетного топлива.

ИЗМЕНЕНИЕ УСЛОВИЙ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

В условиях глубокого вакуума отсутствуют внешний конвективный теплообмен и теплопроводность среды. Уже при давлении 10^{-2} Па теплопроводность среды составляет всего 0,01 % теплопроводности среды при атмосферном давлении. Единственным путём обмена теплом КА с внешней средой является поглощение и излучение электромагнитной энергии преимущественно в видимом инфракрасном (ИК) диапазоне спектра. На низких орбитах (в области 100 км) КА подвергаются сильному аэродинамическому нагреву, который обычно превышает нагрев от солнечного излучения. На орбитах более 200 км аэродинамический нагрев незначителен и им, как правило, пренебрегают. Основным источником лучистой энергии, вызывающим нагрев поверхности КА, становятся электромагнитное излучение Солнца и источники тепла самого КА.

При наличии в составе герметичных отсеков КА жидких или газообразных теплоносителей в условиях невесомости приходится применять принудительную конвекцию. Применяемая экранно-вакуумная изоляция при глубоком вакууме может изменять теплофизические свойства, прежде всего спектральные коэффициенты поглощения и излучения, что приводит к ухудшению условий энергетического обмена с окружающей средой.

ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЁМНЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ

В условиях глубокого вакуума могут изменяться механические и электрические свойства материалов. Испарение оксидных и других поверхностных защитных плёнок оказывает влияние на механические свойства материалов, усиливается адгезия (когезия), т.е. «прилипание» поверхностных слоёв двух разнородных, жидких или твёрдых веществ (материалов) при их соприкосновении. Когезия является частным случаем адгезии, когда соприкасающиеся материалы вещества однородны. При этом могут возникать микроскопические поверхностные трещины, интеркристаллитная коррозия, возрастает коэффициент трения, в некоторых случаях поверхности материалов могут «свариваться» в холодном состоянии. Возможны изменения объёмных свойств материалов. Пластики и эластомеры, содержащие элементы, эффективно испаряющиеся в глубоком вакууме, становятся хрупкими при потере вещества всего в несколько процентов. Широко применяющиеся в узлах КА резиновые уплотнители имеют высокие адгезионные свойства. Нанесение тонких фторопластовых покрытий на резиновые уплотнители позволяет устранить эффекты прилипания резины к соприкасающимся изделиям и снизить коэффициент трения в несколько раз (Нусинов, 1982).

В ряде случаев изменяются и механические характеристики материалов за счёт неравномерной сублимации, при этом изменяется химический состав материалов. Потери кислорода, азота и йода в керамических материалах приводят к увеличению их электрического сопротивления. Иногда на диэлектриках могут возникнуть поверхностные токи утечки.

СОБСТВЕННАЯ АТМОСФЕРА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Вследствие выделения газа, сублимации материалов, выброса твёрдых частиц при работе двигателей ориентации и коррекции, а также за счёт утечки газов и частиц из внутренних отсеков КА (например, при шлюзовании) вокруг КА образуется облако газа и твёрдых частиц, называемое *собственной атмосферой КА*. Поэтому в непосредственной близости от поверхности КА давление существенно отличается от того, которое на данной орбите имеется в космическом пространстве. Особенно плотность собственной атмосферы высока в первые недели после запуска КА за счёт интенсивного выделения газа поверхностных слоёв конструкций КА. После обезгаживания плотность собственной атмосферы стабилизируется установлением динамического равновесия между поступлением частиц в газовое облако, возвратом их на поверхность КА и рассеянием в окружающее пространство.

Пространственное распределение плотности собственной атмосферы КА имеет сложный характер, который в значительной мере зависит от геометрических форм КА, состава материалов и покрытий КА, расположения источников утечки газа из внутренних отсеков и двигателей. Особенно резкое повышение плотности наблюдается при работе двигателей и осуществлении стыковки КА. Например, непрерывные потери массы КА «Аполлон» составляли $3 \cdot 10^{-5}$ кг/с, а двигатели ориентации через каждые 20 мин выбрасывали около 200 г несгоревшего топлива (Акишин, Новиков, 1983).

Наличие собственной атмосферы приводит к ряду неблагоприятных воздействий на материалы и аппаратуру КА: осаждение продуктов собственной атмосферы приводит к загрязнению поверхностей (возрастает коэффициент поглощения терморегулирующих покрытий, ухудшается прозрачность стёкол); рассеяние света и люминесценции на частицах собственной атмосферы могут отрицательно сказываться на работе оптических устройств; при значительном ухудшении вакуума возможно возрастание токов утечки в открытых высоковольтных устройствах и снижение электрической прочности (Сидняев, 2018). В составе частиц собственной атмосферы имеется большее число ионизированных, заряженных частиц, которые под влиянием электрического и магнитного полей КА попадают в различные части конструкций КА (Кузнецов, 2014). Наиболее опасным для функционирования КА является возникновение дополнительного светового фона за счёт рассеяния света внешних источников солнечного излучения. При этом яркость рассеянного свечения частиц диаметром в несколько микрометров близка к яркости звёзд, используемых в качестве ориентиров для астронавигационных датчиков, что может приводить к сбоям систем ориентации КА.

При конструировании КА обычно принимаются различные меры для ослабления воздействия собственной атмосферы (Солодов, 1977). С этой целью проводится предварительное обезгаживание материалов, применяются слабо сублимирующие материалы, улучшается герметизация отсеков КА, устанавливаются экраны, защитные козырьки, шторки и др. Для «рассасывания» загрязняющих плёнок используется естественный процесс десорбции (отрыв молекул, покрывающих поверхность адсорбента, и переход их в газ), которая резко усиливается при нагревании поверхности КА. Возможно применение методов плазменной очистки загрязнённых участков поверхности КА.

ПЕРЕНОС КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Для определения нормального давления, действующего на КА, необходимо знать отношение температуры отражённых молекул к температуре молекулы T_r/T_i . Вычисление этого отношения в свою очередь связано с нахождением энергии поступательного движения молекул, которая подводится к поверхности при ударе молекул и отводится в результате их отражения (рис. 3). Каждая из молекул при ударе переносит к поверхности энергию, зависящую от массы молекулы m и скорости молекул относительно массового движения газа c , при этом скорость представима в виде компонент вектора скорости U, V и W :

$$0,5mc^2 = 0,5m(U^2 + V^2 + W^2). \tag{2}$$

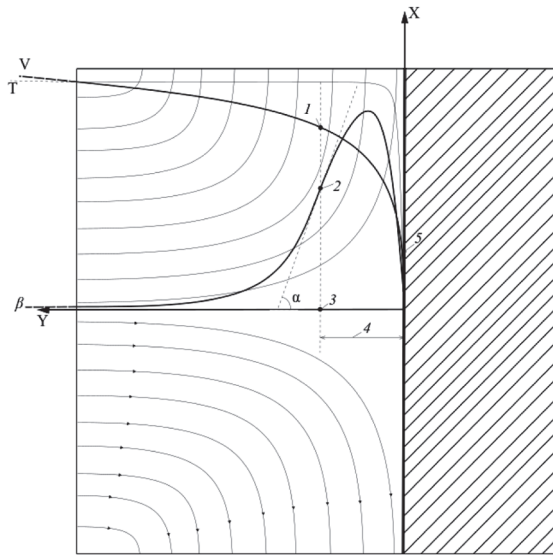


Рис. 3. Схема течения в окрестности критической точки поверхности КА: 1 — точка установления постоянной температуры; 2 — точка перегиба изменения ускорения; 3 — координата активной фазы; 4 — дистанция длины пробега отражённых частиц; 5 — поверхность защитной оболочки

Энергия, подводимая молекулами, падающими на единицу площади в единицу времени, определяется выражением $0,5mn_i c^2 f v dv dw$, где n_i — число падающих молекул; u, v, w — составляющие вектора скорости частицы. В результате интегрирования этого выражения в пределах изменения u и w от $-\infty$ до $+\infty$, а v — от 0 до $+\infty$ для передней площадки (или от $-\infty$ до 0 для задней площадки) получим общее количество переносимой энергии E_i при ударе.

В кинетической теории функция распределения определяется экспоненциальной зависимостью:

$$f = (\pi c_m^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{c^2}{c_m^2}\right), \tag{3}$$

в которой наиболее вероятная скорость молекул c_m (скорость конкретной молекулы — c_{mi} ; скорость отражённых молекул — c_{mr}) связана со средней скоростью хаотического движения \bar{c} соотношением (Макриденко и др., 2016б):

$$c_m = \bar{c} \sqrt{\frac{\pi}{4}}. \quad (4)$$

По данным кинетической теории газов, средняя скорость беспорядочного движения молекул

$$\bar{c} = 2\sqrt{\frac{2RT}{\pi}}. \quad (5)$$

Функция распределения f относится только к неупорядоченной части движения молекул. С учётом значения (2) для f

$$E_i = 0,5mn_i \left(\pi c_{mi}^2 \right)^{-1/5} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{t_i}^{t_a} \int_{-\infty}^{\infty} c^2 \exp \left(-\frac{c^2}{c_{mi}^2} \right) v \, du \, dv \, dw, \quad (6)$$

где для передней площадки $t_n = 0$, $t_b = \infty$, а для задней $t_n = -\infty$, $t_b = 0$.

Принимая во внимание выражение (6) для $0,5mc^2$ и зависимость (4) и производя интегрирование, найдём

$$E_i = 0,5mN_i \left[V_{\infty}^2 + RT_i \left(4 + \frac{1}{\varphi + 1} \right) \right], \quad (7)$$

где N_i — общее число молекул, соударяющихся с единичной поверхностью в одну секунду; V_{∞} — скорость невозмущенного потока; φ — функция падающих на поверхность молекул, зависящая от относительной скорости \bar{x} .

$$\varphi = e^{-\bar{x}^2} \left(\pm \bar{x} \sqrt{\pi} \cdot (1 \pm \operatorname{erf} \bar{x}) \right)^{-1}. \quad (8)$$

Отражённые частицы уносят с единицы поверхности элементарную энергию $0,5mn_r c^2 f U dU dV dW$, где n_r — число отражённых молекул. Интегрируя в пределах изменения U и W от $-\infty$ до $+\infty$, а V — от $-\infty$ до 0 , получим полную величину уносимой энергии

$$E_i = 0,5mn_r \left(\pi c_{mr}^2 \right)^{-1/5} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} c^2 \exp \left(-\frac{c^2}{c_{mr}^2} \right) V \, dU \, dV \, dW. \quad (9)$$

Вычисление тройного интеграла даёт полную величину уносимой энергии:

$$E_r = \rho_r (RT_r)^{1,5} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1,5}. \quad (10)$$

Заменяя в этом выражении плотность отражённых молекул ρ_r на mn_r , и определив n_r из соотношения для общего количества падающих и отражённых молекул $N_r = n_r \sqrt{RT_r / (2\pi)}$, получим

$$E_r = 2mN_r RT_r. \quad (11)$$

Принимая во внимание, что $m = \rho_i / n_i$, где ρ_i — плотность молекулы, получим

$$E_r = 2mN_i RT_r = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \rho_i RT_r \sqrt{RT_i} \left(e^{-\bar{x}^2} \pm \bar{x} \sqrt{\pi} \cdot (1 \pm \operatorname{erf} \bar{x}) \right), \quad (12)$$

где $mR = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град) — постоянная Больцмана.

Суммарная кинетическая энергия молекул равна разности подводимой и уносимой энергий: $F = E_i - E_r$. При больших скоростях ($\bar{x} \geq 2$) можно принять равными функции на передней и задней площадке $\phi_f \approx \phi_b \approx \phi$. Тогда осевая сила, возникающая за счёт сил давления и трения:

$$E_{if} = 0,5\bar{x}\rho_i\sqrt{2RT_i}(V_\infty^2 + 5RT_i). \tag{13}$$

Процессы переноса были рассмотрены на основе гипотезы диффузного отражения, при котором молекулы успевают полностью «приспособиться» к условиям на стенке и возникающий между стенкой и молекулами контакт достаточен, чтобы передать стенке количество движения всех молекул (Макриденко и др., 2016а).

АККОМОДАЦИЯ. ОБМЕН КОЛИЧЕСТВОМ ДВИЖЕНИЯ

Экспериментальные исследования показывают, что реальные процессы взаимодействия молекул с поверхностью отличаются от явлений диффузного отражения и характеризуются отражением более общего типа (Макриденко и др., 2016а). Только часть падающих молекул передаёт стенке касательную составляющую импульсов. Степень контакта сталкивающихся молекул недостаточна для того, чтобы они приобрели среднюю энергию, соответствующую температуре стенки $T_{ст}$ (рис. 4). В основе рассматриваемой концепции отражения лежит идея, что нормальная и тангенциальная компоненты силы, создаваемой отражённым потоком, определяются соответственно коэффициентом аккомодации («приспособляемости») нормальной компоненты импульса f_n , зависящим от давления на передней площадке, на задней площадке и на стенке (p_i, p_r и $p_{ст}$ соответственно):

$$f_n = (p_i - p_r)(p_i - p_{ст}) \tag{14}$$

и коэффициентом аккомодации тангенциальной компоненты импульса f_τ , зависящим от тангенциальной составляющей импульса на передней и задней площадке (t_i и t_r соответственно):

$$f_\tau = \frac{\tau_i - \tau_r}{\tau_i}. \tag{15}$$

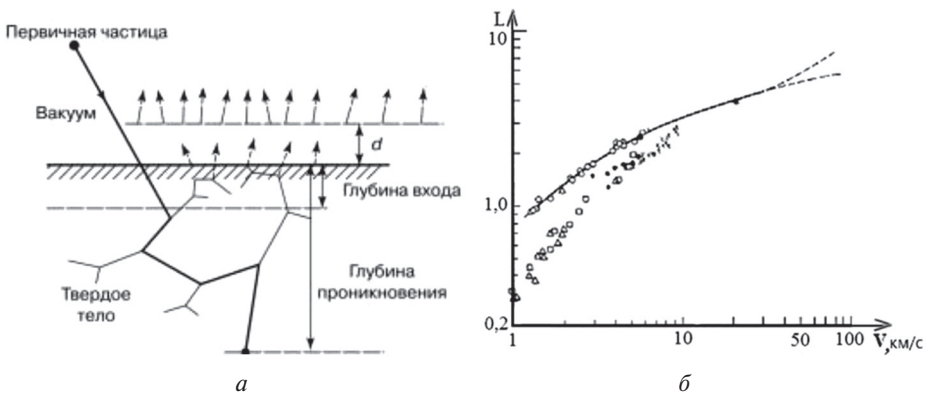


Рис. 4. Схема взаимодействия с поверхностью КА микрочастиц при аккомодации (а) и зависимость глубины проникновения L микрочастицы от скорости (б)

В соответствии с этой концепцией только часть падающих молекул f_n передаёт стенке КА нормальную компоненту импульса. Доля всех молекул, передающих касательную составляющую количества движения, определяется коэффициентом f_τ . Очевидно, для полностью зеркального отражения $f_i = f_\tau = 0$ при ($p_i = p_r$, $\tau_i = \tau_r$), а для полностью диффузного отражения $f_i = f_\tau = 1$ при ($p_i = p_{ct}$, $\tau_i = 0$). Давление на приборной стенке p_{ct} в выражении (15) можно рассматривать как нормальную компоненту импульса молекул, которые отражаются с максвелловским распределением $erf\bar{x}$ скорости (Макриденко и др., 2016а, б), соответствующим термодинамическому равновесию при температуре поверхности T_{ct} , находящейся в состоянии покоя ($V_\infty = 0$). Давление на стенке равно $p_{ct} = 0,5\rho_{ct}RT_{ct}$ или принимая во внимание, что $\rho_{ct} = mn_{ct}$, где n_{ct} — сумма упавших молекул, получим: $p_{ct} = 0,5mn_{ct}RT_{ct}$. Чтобы перейти к плотности набегающего потока, воспользуемся соотношением $\rho_i = mn_i$, при помощи которого получим $p_{ct} = 0,5R\rho_i T_{ct}(n_{ct}/n_i)$. Для определения отношения n_{ct}/n_i воспользуемся соотношением N_{ct}/N_i , N_{ct} — число молекул на стенке, определяющим равенство числа отражённых N_{ct} и падающих молекул: $n_{ct}\sqrt{RT_{ct}/(2\pi)} = N_i = (N_i/n_i)n_i$. Вычислив отношение (n_{ct}/n_i) , найдём для давления формулу

$$\bar{p}_{ct} = \frac{2p_{ct}}{\rho_i V_\infty^2} = \frac{\sin^2 \beta}{2\bar{x}^2} \sqrt{\frac{T_{ct}}{T_i}} \left(e^{-\bar{x}^2} \pm \bar{x}\sqrt{\pi}(1 \pm erf\bar{x}) \right), \quad (16)$$

где знак плюс соответствует передней площадке поверхности спутника, а минус — задней.

Коэффициенты f_n и f_τ неодинаковы, так как характеризуют различные процессы передачи импульса при отражении. Однако при приближенных вычислениях можно исходить из максвелловской гипотезы, в соответствии с которой процесс отражения характеризуется одним коэффициентом аккомодации импульса $f_i = f_\tau = f$, указывающим, что диффузно отражается доля f всех молекул, а зеркально — часть $(1 - f)$.

С учётом сказанного, давление p_r при отражении определяется из выражения (15) следующим образом: $p_r = p_i(1 - f) + fp_{ct}$. Полное давление:

$$p = p_r + p_i = (2 - f)p_i + fp_{ct}. \quad (17)$$

Подставляя в уравнение (17) известные значения p_i и p_{ct} из выражения (16), получим

$$\bar{p} = \frac{2(p_i + p_r)}{\rho_i V_\infty^2} = \sin^2 \beta \left[(2 - f) \left(\frac{\pm e^{-\bar{x}^2}}{\bar{x}\sqrt{\pi}} + \left(1 + \frac{1}{2\bar{x}^2} \right) (1 \pm erf\bar{x}) \right) + \frac{f}{2\bar{x}^2} \sqrt{\frac{T_{ct}}{T_i}} (e^{-\bar{x}^2} \pm \bar{x}\sqrt{\pi}(1 \pm erf\bar{x})) \right]. \quad (18)$$

Суммарное напряжение трения от действия падающих и отражённых молекул ($\tau = \tau_i - \tau_r$). Внося сюда значение $\tau_r = (1 - f)\tau_i$, полученное из выражения (15), найдём $\tau = \tau_i - \tau_r = \tau_i f$. Соответствующий коэффициент трения имеет вид:

$$c_f = \frac{2\tau}{\rho_i V_\infty^2} = \frac{2\tau_i f}{\rho_i V_\infty^2} = f \sin \beta \cdot \cos \beta \left[\frac{\pm e^{-\bar{x}^2}}{\bar{x}\sqrt{\pi}} + (1 \pm erf\bar{x}) \right]. \quad (19)$$

Для очень больших скоростей ($\bar{x} \gg 2$) и сильно охлаждаемой стенки ($T_{ct} \ll T_i$) зависимость (18) можно упростить (Авдеевский и др., 1992; Макриденко

и др., 2016б). Рассматривая переднюю площадку, найдём $\bar{p}_f = 2(2-f)\sin^2\beta$. Для таких больших скоростей коэффициент трения на передней площадке $(c_f)_f = f \sin 2\beta$. На задней площадке для указанных условий $\bar{p}_b = 0$, $(c_f)_b = 0$.

Из этих формул видно влияние аккомодации на давление и трение. С увеличением f коэффициент давления \bar{p}_f снижается, а коэффициент трения $(c_f)_f$ возрастает. Физически такой эффект объясняется уменьшением числа молекул, которые отражаются зеркально. Это обуславливает уменьшение дополнительного импульса («реактивной силы»), что вызывает снижение давления. Одновременно становится меньше число молекул, которые не передают касательной составляющей количества движения, что влечёт за собой увеличение коэффициента трения. Коэффициент f в приведённых выражениях близок к единице и может приниматься в расчётах равным $0,95\dots 1$. В предельном случае полностью зеркального отражения коэффициент $f=0$. В другом предельном случае полностью диффузного отражения коэффициент $f=1$.

Экспериментальные исследования взаимодействия водорода, гелия и кислорода с полированной поверхностью окиси серебра, а также изучение контакта воздуха с латунью показали, что $f \approx 0,99$, это подтверждает наличие практически полного диффузного отражения. Вместе с тем аналогичные исследования (Авдеевский, Антонов, 1972; Авдеевский и др., 1992; Андрейчук, Малахов, 1982; Воронич, Мьинт, 2010) позволили установить, что для некоторых комбинаций газа и поверхности коэффициент f может быть существенно меньше единицы.

ОБМЕН ЭНЕРГИЕЙ

Отсутствие полной «приспособляемости» (аккомодации) свойственно не только явлению переноса количества движения, но и в большей степени, как показывают экспериментальные исследования, процессу обмена энергией между падающими молекулами и стенкой (см. рис. 4а). По этой причине для энергии отражённых молекул предполагается, что их температура T_r отличается от температуры стенки $T_{ст}$. В этом случае контакт падающих молекул вследствие малого времени соприкосновения со стенкой недостаточен, чтобы передать им при отражении среднюю энергию, соответствующую температуре $T_{ст}$ и равную

$$E_{ст} = 2mN_i RT_{ст} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \rho_i RT_{ст} \sqrt{RT_i} \left(e^{-\bar{x}^2} \pm \bar{x} \sqrt{\pi} \cdot (1 \pm \operatorname{erf} \bar{x}) \right). \quad (20)$$

Рассматриваемый случай отражения является наиболее общим и характеризуется отсутствием полной аккомодации между твёрдой границей и молекулами при обмене энергией. Таким образом, в этом общем случае отношение $\eta = (E_i - E_r) / (E_i - E_{ст})$, называемое термическим коэффициентом аккомодации, отличается от единицы. Возникающий разрыв энергии является причиной скачка температур, т.е. различия между T_r и $T_{ст}$. Коэффициент аккомодации η имеет большое значение в расчёте теплопередачи (Авдеевский, Антонов, 1972; Макриденко и др., 2016а). В настоящее время оценить его величину можно только экспериментально. Наблюдения показывают, что характер изменения термического коэффициента аккомодации весьма сложен. Установлено, в частности, что с увеличением молекулярного веса и температуры поверхности космического аппарата значение η возрастает. Из этого можно сделать вывод, что коэффициент аккомодации будет зависеть от скорости полёта тела, угла подхода молекул к поверхности, свойств материала, состояния поверхности (см. рис. 4б). Как показали исследования, значения коэффициента аккомодации для воздуха, вза-

имеющего с алюминием и сталью, имеющих различную форму обработанной поверхности, близки к единице и колеблются от 0,7 до 0,97. Необходимо отметить, что для чистых поверхностей и лёгких молекул, в частности, таких газов, как водород и гелий, величина η может достигать примерно 10^{-2} . Сравнение термического η и «силового» f коэффициентов аккомодации показывает, что $f \gg \eta$. Можно рассмотреть предельный случай, при котором $\eta = 1$. Это соответствует моменту, когда температура T_r отражённых молекул достигает температуры стенки $T_{ст}$. В этом случае молекулы почти полностью приспособляются к условиям на стенке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существенной особенностью космического пространства является его способность к «поглощению» неограниченного количества газов и паров, которые могут выделяться с космического аппарата в открытый космос. Следовательно, потери массы являются первейшим и наиболее характерным видом воздействия космического вакуума на материалы и элементы устройства космических аппаратов. Особенностью массопотерь в космосе является то, что из общего числа газовых частиц, испаряющихся с поверхностей космического аппарата, весьма мало возвращается к этим поверхностям.

В условиях космического вакуума испарение поверхностных слоёв материалов космического аппарата происходит весьма эффективно в процессе сублимации — при переходе молекул и атомов вещества из твёрдого состояния в газообразное, минуя жидкое. Именно такой переход характерен для вакуумных условий. Этот процесс сопровождается такими последствиями, как потеря массы материалами, нарушение их поверхностных свойств и т.д.

Скорость сублимации зависит от состояния поверхности и многих других факторов, расчёты её очень сложны и имеют точность до порядка величины явления, происходящего в действительности в космосе.

В результате сублимации в том числе изменяется шероховатость поверхности, в частности терморегулирующих покрытий космического аппарата, что приводит к ухудшению оптических характеристик поверхности.

В космическом пространстве одновременно с вакуумом на материалы воздействуют электромагнитное и корпускулярное излучение космоса. Поскольку энергия связи материалов может быть более низкой, чем энергия квантов или частиц соответствующего вида излучения, то совместное воздействие вакуума и космических излучений может усиливать эффект сублимации. Это особенно следует учитывать для материалов, которые весьма интенсивно поглощают излучение (например, терморегулирующих покрытий из оксидов железа и цинка, интенсивно поглощающих ультрафиолетовое излучение). Магниево-цинковые сплавы, хотя и более лёгкие, чем алюминиевые, однако менее предпочтительны, так как обладают меньшей коррозионной стойкостью. Эти и некоторые другие недостатки магниево-цинковых сплавов не исключают полностью их использование для космических нужд.

Сталь, хотя она и в три раза более тяжёлая, чем алюминиевые сплавы, тем не менее может быть сравнима с ними по удельным прочностным характеристикам. Обычно используются нержавеющие стали (хромоникелевые), причём предпочтение отдаётся немагнитным аустенитным формам. Углеродистая сталь, пассивированная кадмиевым покрытием, менее предпочтительна, поскольку в космическом вакууме наблюдается рост «усов» из кадмия, фрагменты которых, перемещающиеся в невесомости, могут попасть на электрические цепи и вызывать их замыкание.

Более предпочтительны сотовые панели в виде сэндвича, образованным двумя тонкими листами алюминиевого сплава, между которыми помещены гексагональные ячейки (соты), изготовленные из фольги, а также алюминиевого сплава. Стенки ячеек перфорированы, чтобы дать выход газам изнутри панели. Однако такой конструктивный элемент, несмотря на его лёгкость и сравнительную прочность, является источником большего газовыделения, чем обычный плоский металлический лист.

Необходимо отметить, что аналитические данные об обтекании КА, полученные для условий разреженной среды, значительно разнятся, особенно для параметров трения и теплопередачи, вычисленных по газодинамическим соотношениям для сплошной среды. Такое различие объясняется структурой этих соотношений, соответствующей гипотезе сплошности среды. Для разреженной атмосферы эта гипотеза недействительна, и необходимо пользоваться кинетической теорией, исследующей динамику газа с помощью молекулярной механики. Основные выводы этой теории основываются на принятии дискретной схемы строения, согласно которой среда состоит из соударяющихся молекул, пробегающих достаточно большой свободный путь. Не рассматривая подробно кинетическую теорию газов, приведены лишь те сведения, которые необходимы для понимания физических явлений, а также для осуществления газодинамических расчётов, связанных с полётами КА в разреженной среде.

ЛИТЕРАТУРА

- Авдуевский В. С.* и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике: учебник. М.: Машиностроение, 1992. 528 с.
- Авдуевский В. С., Антонов Б. М.* Основы теории полета космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1972. 608 с.
- Акишин А. И., Новиков Л. С.* Воздействие окружающей среды на материалы космических аппаратов. М.: Знание, 1983. № 4. С. 64.
- Андрейчук О. Б., Малахов Н. Н.* Тепловые испытания космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1982. 143 с.
- Васильев Н. В.* и др. Динамика притока сферической фракции метеорной пыли на поверхности Земли // *Астроном. вестн.* 1975. Т. 9. № 3. С. 178.
- Воронич И. В., Мынт З. М.* Влияние особенностей взаимодействия газа с поверхностью на аэродинамические характеристики космического аппарата // *Вестн. Моск. авиац. ин-та.* 2010. Т. 17. № 3. С. 59–67.
- Калашиников В. В.* и др. Разработка и исследование эффективности импульсных устройств на основе энергонасыщенных материалов для модификации поверхности деталей машин высокоскоростными потоками частиц // *Изв. Самарского научн. центра Рос. академии наук.* 2012. Т. 14. № 1–2.
- Кузнецов В. Д.* Космическая погода и риски космической деятельности // *Косм. техника и технологии.* 2014. № 3. С. 3–13.
- Макриденко Л. А.* и др. (2016а) Проблемы аккомодации несущих поверхностей низкоорбитальных космических систем // *Актуальные проблемы создания косм. систем дистанц. зондирования Земли.* 2016. С. 59–62.
- Макриденко Л. А.* и др. (2016б) Аэромеханика низкоорбитальных космических аппаратов // *Актуальные проблемы создания косм. систем дистанц. зондирования Земли.* 2016. С. 62–65.
- Мещеряков С. А.* О проблеме защиты МКС от столкновения с частицами космического мусора // *Околосолнечная астрономия и проблемы изучения малых тел Солнечной системы.* М.: Космосинформ, 2000. С. 302–307.
- Назарова Т. Н.* Исследование метеорных частиц на третьем советском искусственном спутнике Земли // *Искусственные спутники Земли.* 1960. № 4. С. 165–170.

- Нусинов М. Д.* Воздействие и моделирование космического вакуума. М.: Машиностроение, 1982. 176 с.
- Сидняев Н. И.* Обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов в условиях поверхностного разрушения. М.: Физматлит, 2017. 304 с.
- Сидняев Н. И.* Исследование разрушения поверхности космического аппарата при контактном взаимодействии с микрочастицами космической среды // Косм. исслед. 2018. Т. 56. № 3. С. 233–242.
- Солодов А. В.* Инженерный справочник по космической технике. М.: Воениздат, 1977. 430 с.
- Титов В. М., Фадеенко Ю. И.* Сквозное пробивание при метеоритном ударе // Косм. исслед. 1972. Т. 10. № 4. С. 589–595.

INFLUENCE OF SPACE ON THE ACCOMMODATION OF THE SPACE OF SPACECRAFT

N. S. Klimova, N. I. Sidnyaev

Bauman Moscow State Technical University (BMSTU), Moscow, Russia

The article studies the influence of space on the surface of spacecraft. It is shown that mechanical, optical and other characteristics of spacecraft materials also change markedly due to long-term exposure to space vacuum. At extremely low pressures in space vacuum, the outer and inner surfaces of the interface in the materials may be disturbed, resulting in either microscopic surface cracks or internal corrosion. It is shown that the volume-mechanical properties of materials undergo changes due to changes in the properties of the surface layers. Moreover, the tangible impact of space vacuum on the mechanical properties of spacecraft materials is the result of the absence of oxide and other surface protective films. Due to the disappearance of protective gas and oxide films, as well as the sublimation of surface layers to a thickness close to the wavelengths of electromagnetic radiation, the surface roughness changes and as a consequence of their optical characteristics. During orbital motion in sufficiently dense layers of the upper atmosphere of the Earth, as well as under the action of bombardment by charged particles of cosmic radiation, a strong plasma-chemical loosening of the material of the spacecraft surfaces and its spraying into the surrounding space can occur. This process is especially evident for the forward parts of spacecraft. The effect of space vacuum on materials is shown. Special attention is paid to the phenomenon of accommodation of low-orbit satellite systems, the use of information obtained from satellites.

Keywords: spacecraft, accommodation, sublimation, temperature, pressure, vacuum, energy, speed

Klimova Natalia Sergeevna — student, natali.lesnyh@gmail.com

Sidnyaev Nikolay Ivanovich — doctor of technical science, professor, Sidn_ni@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ В СЕЙСМИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ НА РЕЗУЛЬТАТ СОВМЕСТНОЙ ИНВЕРСИИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ (СЕЙСМИЧЕСКИХ И ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ) И ГЕОХИМИЧЕСКИХ (ВАЛОВЫЙ СОСТАВ) ДАННЫХ В МАНТИИ ЛУНЫ

Е. В. Кронрод¹, К. Мацумото², О. Л. Кусков¹, В. А. Кронрод¹

¹ Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского Российской академии наук (ГЕОХИ РАН), Москва, Россия

² Национальная астрономическая обсерватория Японии, Япония

Обсуждается проблема согласования сейсмических и гравитационных данных с геохимическими моделями валового состава силикатной Луны. Согласование модельных и экспериментально определённых данных проведено методом инверсии Байеса в сочетании с методом минимизации свободной энергии Гиббса по расчёту фазовых равновесий в рамках системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ (NaTiCFMAS). Проводилась совместная инверсия геофизических и геохимических данных. Геофизические данные включают время пробега сейсмических волн, радиус, массу, момент инерции, число Лява второго порядка и коэффициенты добротности с периодом месяц и год. В качестве основных геохимических условий использованы ограничения на модели валового состава Луны с высоким содержанием тугоплавких оксидов $\text{Al}_2\text{O}_3 \approx 6$ мас. % и земными значениями $\text{Al}_2\text{O}_3 \approx 4$ мас. %. Отличительная особенность настоящей постановки состоит во включении геохимических параметров силикатной Луны в качестве «наблюдённых» величин при расчёте функции правдоподобия. Рассмотрены варианты величины погрешности в значениях времени пробега сейсмических волн. Определено значение, наилучшим образом удовлетворяющее совокупности геофизических и геохимических ограничений.

Ключевые слова: Луна, численное моделирование, инверсия, внутреннее строение, сейсмика, термодинамика

ВВЕДЕНИЕ

Луна является единственным космическим телом (кроме Земли), для которого собраны образцы лунного грунта и существуют достаточно надёжные данные по скорости распространения сейсмических волн, а также определения гравитационного и электромагнитного полей. Однако принципиально важная для геохимии проблема состава силикатной Луны, сходства и/или различия химического состава силикатной Земли (Bulk Silicate Earth, BSE) и её спутника (Bulk Silicate Moon, BSM) до сих пор остаётся предметом острой дискуссии (Галимов, 2011; Dauphas et al., 2014). Современные модели валового состава силикатной Луны противоречивы (рис. 1) (Кусков и др., 2019). Образцы лунного вещества, доставленные экспедициями Apollo и автоматическими станциями Луна, не позволяют определить валовый состав спутника, поскольку не отражают состав мантии. В оценках валового состава Луны используются разные подходы и методы: конденсационные модели (Morgan et al., 1978), петрологические эксперименты (Longhi, 2006; Ringwood, Essene, 1970), геофизические модели (Кронрод, Кусков, 2011; Khan et al., 2000, 2007; Kuskov, Kronrod, 1998),

Кронрод Екатерина Викторовна — мл. науч. сотр., e.kronrod@gmail.com

Мацумото Кодзи — проф.

Кусков Олег Львович — гл. науч. сотр., д-р хим. наук, чл.-корр. РАН

Кронрод Виктор Александрович — вед. науч. сотр., д-р хим. наук

геохимические ограничения на элементные отношения и корреляцию между содержанием Th, U и тугоплавких оксидов (Галимов, 2004; Jones, Delano, 1989; O'Neill, 1991; Rasmussen, Warren, 1985; Taylor, 1982; Wänke, Dreibus, 1986). Геофизические модели основаны на совместном обращении геофизических данных и геохимической модели мантии. В литературе встречаются различные модели химического состава: от состава, подобного ультраосновному веществу верхней мантии Земли, до состава, резко обогащённого Ca и Al и подобного высокотемпературным включениям в углистом хондрите Allende; содержание FeO варьирует от 6 до 18 мас. % (Hood, Jones, 1987; Kuskov et al., 2002; Ringwood, 1979; Wieczorek et al., 2006). Существуют радикальные противоречия как между геофизическими и геохимическими классами моделей состава Луны, так и внутри обоих классов (Kuskov et al., 2019). Основные из них связаны с оценкой концентраций оксидов CaO, Al₂O₃ и FeO/MgO (см. рис. 1), имеющих ключевую роль в эволюции Луны и влияющих на количество и устойчивость фаз (анортита, оливина, пироксенов, граната), плотность и сейсмическую скорость.

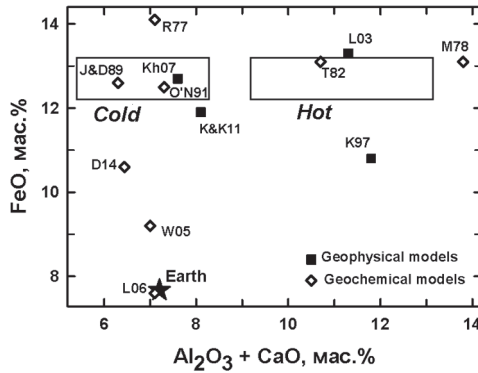


Рис. 1. Геохимические и геофизические модели валового состава Луны (кора + мантия) по литературным данным (Галимов, 2004; Кронрод, Кусков 2011; Jones, Delano, 1989; Khan et al., 2007; Kuskov, Kronrod, 1998; Lognonné et al., 2003; Morgan et al., 1978; O'Neill, 1991; Ringwood, 1977; Taylor, 1982; Warren, 2005) в сравнении с составом силикатной Земли (McDonough, Sun, 1995). Прямоугольники — по работе (Kuskov et al., 2018).

Модели химического и минерального состава мантии существенно различаются и зависят от методического (геохимического или геофизического) подхода. Существуют противоречия как между геофизическими и геохимическими классами моделей состава Луны, так и внутри обоих классов. Основные из них — оценка концентрации тугоплавких оксидов и FeO. Одни исследователи полагают, что Луна обогащена как FeO, так и CaO и Al₂O₃ (Галимов, 2004; Hood, Jones, 1987; Lognonné et al., 2003; Taylor et al., 2006); другие считают, что Луна обогащена FeO по сравнению с земной мантией, в то время как содержания CaO и Al₂O₃ почти одинаковы в оболочках Земли и её спутника (Ringwood, 1979; Wänke, Dreibus, 1986). Ряд авторов предполагает обогащение силикатной Луны (относительно земной мантии) тугоплавкими (труднолетучими) элементами (refractory elements — термин, принятый в англоязычной литературе) примерно на 50 % (Taylor, 1982; Taylor et al., 2006), тогда как другие исследователи отмечают, что содержание основных тугоплавких элементов, рассчитанное по корреляционным соотношениям Mg/Si, Al/Si, Mg/Al или по содержанию U и Th, в значительной степени неточно (Rasmussen, Warren, 1985; Ringwood, 1977; Toksöz et al., 1978). Масс-балансовые расчёты, анализ зелёных стёкол, лунных

метеоритов и синтез литературных данных оценивают содержание ~4 % (Longhi, 2006; Warren, 2005), т.е. почти одинаковое в силикатных оболочках Земли и её спутника.

Неопределённость в оценках концентрации тугоплавких элементов позволяет строить модели Луны как близкие по валовому составу к силикатной Земле, так и обогащённые тугоплавкими Al_2O_3 , CaO . Поскольку скорость сейсмических волн в мантии и плотность зависят от мантийного состава, т.е. в конечном счёте от валового состава, можно ожидать, что модели Луны с различным валовым содержанием тугоплавких будут отличаться по распределениям плотности и сейсмической скорости.

В настоящей работе исследуются модели Луны с высоким содержанием тугоплавких элементов ($\text{Al}_2\text{O}_3 \approx 4$ мас. %, модели (М)) и земными значениями ($\text{Al}_2\text{O}_3 \approx 6$ мас. %, модели (Е)) концентрациями тугоплавких. Применяется метод инверсии Байеса (алгоритм МСМС (метод Монте-Карло по схеме марковских цепей)) (Khan et al., 2007, 2014). При постановке исследований предполагалось, что в результате решения будут получены модели Луны, в некотором смысле наилучшим образом удовлетворяющие как геофизическим данным, так и геохимическим ограничениям, следующим из моделей валового состава Луны. Отличительная особенность настоящей постановки состоит во включении валового состава Луны в качестве наблюдаемой величины при расчёте функции правдоподобия.

МЕТОДОЛОГИЯ

Модель внутреннего строения Луны

Рассматривается вязкоупругая сферически симметричная модель Луны (Maxwellian viscoelastic models), состоящей из девяти слоёв: мегареолит, кора, четыре слоя мантии, слой пониженной вязкости (low viscosity zone, LVZ), внешнее жидкое ядро и твёрдое внутреннее. В каждой зоне физические свойства и концентрация основных оксидов считаются постоянными. При решении обратной задачи накладываются условия неубывания с глубиной плотности в мантии.

Кора. Кора состоит из слоя реолита толщиной 1 км и собственно коры с общей мощностью 34 км и средней плотностью $\rho_{\text{crust}} = 2590 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ (Wieczorek et al., 2013). Состав коры задаётся по работе (Taylor, 1982), мас. %): $\text{Al}_2\text{O}_3 = 27,3$; $\text{CaO} = 15,5$; $\text{MgO} = 6,8$; $\text{FeO} = 6,3$; $\text{SiO}_2 = 44,1$. Значения упругих модулей (Bulk and shear modulus) задаются по исследованию (Раевский и др., 2015). В слое мегареолита средние величины сейсмических скоростей V_p и V_s задаются как 1,0 и 0,5 км/с соответственно (по модели (Weber et al., 2011)).

Мантия. Ранняя дифференциация Луны с выделением материковой полевошпатовой коры мощностью около 30...40 км и возраст лунных пород привели к гипотезе лунного магматического океана (lunar magma ocean, LMO), под которым обычно понимается внешняя оболочка Луны, прошедшая через стадию частичного плавления (Elkins-Tanton, Grove, 2011; Longhi, 2006; Shearer et al., 2006; Snyder et al., 1992; Taylor, 1982). Гипотеза магматического океана (МО) может быть использована в качестве дополнительного петрологического ограничения на состав мантии в виде балансовых соотношений для концентрации основных оксидов. Было показано (Кусков, Кронрод, 2011), что дифференциация магматического океана (с образованием коры, верхней и средней мантии) относительно нижней (недифференцированной) мантии согласуется с моментом инерции и массой Луны и ограничениями на профили скоростей распространения Р-, S-волн, приведёнными в работах (Gagnepain-Beyneix et al., 2006; Nakamura,

1983). Масштаб первоначального плавления Луны остаётся не вполне ясным. Это один из основных нерешённых вопросов термальной и магматической эволюции Луны. Обработка сейсмических экспериментов Apollo допускает зональное строение мантии и существование нескольких сейсмических границ в недрах Луны, в том числе резкий скачок скоростей P-, S-волн на глубине 750 км (Gagnepain-Beuneix et al., 2006). Можно полагать, что эта сейсмическая граница маркирует подошву ЛМО, отражающую переход от кумулатов к недифференцированной примитивной мантии, и связана с нижней границей магматического океана. В настоящей работе применяется модель ЛМО мощностью 750 км.

Мантия разделена на слои в соответствии с сейсмической моделью (Gagnepain-Beuneix et al., 2006): верхняя мантия (Mantle 1: 34...250 км), средняя мантия «1» (Mantle 2: 250...500 км), средняя мантия «2» (Mantle 3: 500...750 км), нижняя мантия (Mantle 4: 750 км — зона подплавления LVZ, мощность которой определяется в результате решения обратной задачи). Следуя работе (Khan et al., 2007) считаем, что химический состав мантии в трёх верхних зонах одинаков. Химический состав и физические свойства каждой зоны мантии ($i = 1-4$) моделируются в рамках системы NaTiCFMAS. Скачки состава и физических свойств допускаются лишь на границах зон. В каждой зоне состав, физические свойства и температура считаются постоянными и равными значениям в некоторых средних точках по разрезу мантии в сочетании с естественным требованием отсутствия инверсии плотности:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dH} = 0, \quad \rho_{i+1} > \rho_i, \quad \frac{dC_i}{dH} = 0, \quad C_1 = C_2 = C_3, \\ C_i = \text{MgO, FeO, Al}_2\text{O}_3, \text{CaO, SiO}_2 \quad (i = 1-4). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Моделирование состава и физических свойств Луны проводилось в интервале концентрации оксидов в верхней, средней и нижней мантии (мас. %):

$$\left. \begin{aligned} 25 \leq \text{MgO} \leq 45 \%, \quad 40 \leq \text{SiO}_2 \leq 55 \%, \\ 5 \leq \text{FeO} \leq 15 \%, \quad 0,1 \leq \text{CaO}, \quad \text{Al}_2\text{O}_3 \leq 7 \%, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

причём концентрации Al_2O_3 и CaO связаны хондритовой зависимостью $\text{CaO} \approx 0,8\text{Al}_2\text{O}_3$ (Ringwood, Essene, 1970). Столь широкий диапазон концентрации выбран таким образом, чтобы охватить весь набор потенциального лунного состава, полученного из анализа геохимических и геофизических данных (Кронрод, Кусков, 2011; Dauphas et al., 2014; Gagnepain-Beuneix et al., 2006; Jones, Delano, 1989; Khan et al., 2007; Kuskov et al., 2014; Lognonné et al., 2003; Longhi 2006; Ringwood, 1977; Snyder et al., 1992). Концентрация других оксидов фиксирована: 0,05 мас. % для Na_2O и 0,2 мас. % для TiO_2 (Dauphas et al., 2014; Snyder et al., 1992).

Условия, характеризующие баланс концентрации для модели дифференциации первоначально однородной по составу Луны на кору, верхнюю и средние зоны мантии относительно первичной недифференцированной мантии, записываются следующим образом (Кронрод, Кусков, 2011):

$$\delta C = C_1 - \frac{(\rho VC)_{cr} + (\rho VC)_u + (\rho VC)_{m1} + (\rho VC)_{m2}}{(\rho V)_{cr} + (\rho V)_u + (\rho V)_{m1} + (\rho V)_{m2}} < \delta_{\max} \quad (3)$$

$(C = \text{MgO, FeO, Al}_2\text{O}_3, \text{CaO, SiO}_2).$

Здесь C, ρ, V — концентрация оксидов (мас. %), плотность, объём. Индексы $cr, u, m1, m2$ соответствуют коре, верхней и средней и мантии. Величина $\delta C \leq 0,5 \%$ — невязка балансовых уравнений для каждого оксида.

Моделирование фазового состава и физических свойств мантии проведено с помощью метода минимизации свободной энергии Гиббса в рамках системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ (NaTiCFMAS) и уравнений состояния минералов в приближении Ми–Грюнайзена–Дебая на основе программного комплекса THERMOSEISM с учётом фазовых превращений и ангармонизма (Kuskov et al., 2014). Система NaTiCFMAS включает фазы постоянного и переменного состава. Предполагается, что двухвалентное железо является преобладающей формой железа в мантии Луны и что химические реакции не зависят от летучести кислорода. Добавление Al_2O_3 , Na_2O и TiO_2 важно для стабильности граната, клинопироксена и Ti-содержащих ассоциаций.

Необходимая для расчётов величина давления определялась в приближении постоянной по глубине плотности: $P = P_o \left\{ 1 - [(R - H)/R]^2 \right\}$, где P_o — давление в центре Луны, $P_o \approx 5$ ГПа; R — радиус; H — глубина. Профиль температуры в мантии задавался линейным: $T_{H150} = 600$ °С, $T_{H1000} = 1200$ °С (Кронрод, Кусков, 2011).

Зона (LVZ). В ряде работ (Раевский и др., 2015; Harada et al., 2014; Khan et al., 2007; Matsumoto et al., 2015; Weber et al., 2011) показывается возможное присутствие в окрестности ядра области пониженной вязкости. Наличие слоя с чрезвычайно низкой вязкостью над границей ядро — мантия согласуется с числами Лява и добротностью (Harada et al., 2014; Matsumoto et al., 2015). В настоящей работе мощность LVZ и показатель степени β в выражении для вязкости 10^{β} Па·с находится в результате расчётов.

Ядро. Лунное ядро моделируется состоящим из внешнего жидкого ядра (с модулем сдвига $\mu = 0$ Па и вязкостью, равной 0 Па·с) и твёрдого внутреннего ядра (Matsumoto et al., 2015). Вязкость всех твёрдых слоёв (кроме зоны LVZ) задавалась в 10^{21} Па·с. Плотность внутреннего ядра принята $\rho = 7500$ кг·м⁻³ (Kuskov, Belashenko, 2016), тогда как плотность жидкого ядра подлежит определению.

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

Для процедуры инверсии задаётся шесть основных геофизических данных (Matsumoto et al., 2015): средний радиус R , масса M , нормализованный момент инерции I_s , число Лява второго порядка k_2 (Williams et al., 2014), добротность Q_m и Q_a с периодом месяц и год и время пробега сейсмических волн.

Геодезические данные по строению Луны

Средний радиус R	1737,151 км
Масса M	$(7,34630 \pm 0,00088) \cdot 10^{22}$ кг
Нормализованный момент инерции I_s	$0,393112 \pm 0,000012$
Число Лява k_2	$0,02422 \pm 0,00022$
Фактор добротности с периодом месяц Q_m	38 ± 4
Фактор добротности с периодом год Q_a	41 ± 9

Время пробега (ТТ — travel times) сейсмических волн задавалось по данным работы (Lognonné et al., 2003): 318 данных ТТ (183 для Р-волн и 125 для S-волн) от 59 источников (24 глубоких лунотрясения, 8 приповерхностных, 19 ударов метеороидов, 8 искусственных ударов). Данные о трансформации поперечной волны (S) в продольную (P) на границе кора/мантия, использованные в работах (Lognonné et al., 2003; Gagnerpain-Beuneix et al., 2006), в наш анализ не включены. Ошибка n -го ТТ определяется:

$$\sigma_{тн} = \sqrt{\sigma_{n,r}^2 + \sigma_{n,e}^2}, \quad (4)$$

где $\sigma_{n,r}$ и $\sigma_{n,e}$ — ошибки в чтении и регистрации n -го ТТ.

Геохимические модели валового состава Луны

Как отмечалось выше, существующие модели Луны по валовому содержанию Al_2O_3 можно условно разделить на два типа (см. рис. 1): 1) модели, близкие к содержанию Al_2O_3 (мас. %) в силикатной Земле ($CE_{Al_2O_3}$): $3,5 \leq CE_{Al_2O_3} \leq 7,7$; 2) модели, существенно обогащённые Al_2O_3 по сравнению с Землёй ($CE_{Al_2O_3}$): $4,5 \leq CE_{Al_2O_3} \leq 7,7$ (Кронрод, Кусков, 2011; Khan et al., 2007; Warren, 2005 и др.) Для обоих типов моделей содержание FeO (CEM_{FeO}) в Луне находится в пределах $10 \leq CEM_{FeO} \leq 14$ (см. рис. 1). Для каждого типа моделей были определены средние значения валовой концентрации:

$$\left. \begin{aligned} CE_{Al_2O_3,m} &= 4,05 \pm 0,36 \text{ мас.}\%, \\ CM_{Al_2O_3,m} &= 5,91 \pm 0,39 \text{ мас.}\%, \\ CEM_{FeO,m} &= 12,25 \pm 1,33 \text{ мас.}\%. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Мы полагаем, что приведённые оценки отражают современный уровень знаний о валовом составе Луны.

Инверсия

Обратная задача определения параметров внутреннего строения Луны решается с помощью метода Байеса; применяется алгоритм Монте-Карло по схеме марковских цепей (MCMC) (Khan et al., 2007; Matsumoto K. et al., 2015 и др.). Решение для искомым параметров определяется из их апостериорного распределения. Затем рассчитывается функция правдоподобия LHF ($L(m)$), которая показывает меру отклонения модельных расчётных значений от наблюдаемых. Модель описывается 22 параметрами (мощность слоя t , плотность ρ , модуль сдвига μ , модуль всестороннего сжатия k (в мантийных слоях параметрами являлись концентрации основных оксидов (Al_2O_3 , FeO и MgO) в верхней мантии и температура T в каждом слое, по ним рассчитывались ρ , μ и k), а также вязкость η в каждом слое). Некоторые из параметров задавались: мощность мантийных слоёв (кроме слоя LVZ), мощность и плотность коры, сейсмические свойства коры, плотность внутреннего ядра, вязкость твёрдых слоёв (кора, мантия (кроме LVZ) и твёрдое внутреннее ядро). Температура, физические свойства и химический состав в каждой зоне мантии, размеры и вязкость зоны LVZ, размеры внешнего и внутреннего ядра, плотность внешнего ядра определялись в результате решения.

Геофизические данные для величин R , M , MOI , k_2 , Q_m и Q_a а также сейсмические данные входят в LHF. Поскольку целью работы является согласование геофизических данных и моделей состава Луны, валовый состав Луны мы считаем таким же наблюдаемым параметром, как и другие величины, включённые в LHF. Валовое содержание Al_2O_3 (Al_{bulk}) и FeO (Fe_{bulk}) в Луне включено в качестве наблюдаемых значений в LHF.

Функция LHF в данной постановке записывается следующим образом:

$$L(m) = \exp \left[\frac{\left(d_{obs}^{mass} - d_{cal}^{mass}(m) \right)^2}{2\sigma_{mass}^2} + \frac{\left(d_{obs}^{MOI} - d_{cal}^{MOI}(m) \right)^2}{2\sigma_{MOI}^2} + \frac{\left(d_{obs}^{k_2} - d_{cal}^{k_2}(m) \right)^2}{2\sigma_{k_2}^2} + \frac{\left(d_{obs}^{Q_a} - d_{cal}^{Q_a}(m) \right)^2}{2\sigma_{Q_a}^2} + \frac{\left(d_{obs}^{Q_m} - d_{cal}^{Q_m}(m) \right)^2}{\sigma_{Q_m}^2} + \sum_{n=1}^{318} \frac{\left(d_{obs}^{\delta_n} - d_{cal}^{\delta_n}(m) \right)^2}{\sigma_{\delta_n}^2} + \frac{\left(d_{obs}^{Al_{bulk}} - d_{cal}^{Al_{bulk}}(m) \right)^2}{\sigma_{Al_{bulk}}^2} + \frac{\left(d_{obs}^{Fe_{bulk}} - d_{cal}^{Fe_{bulk}}(m) \right)^2}{\sigma_{Fe_{bulk}}^2} \right], \quad (6)$$

где d_{obs} , $d_{cal}(m)$, σ , τ_n — наблюдаемые данные, рассчитанные по модели m данные и погрешность в наблюдаемых данных и n -го времени пробега сейсмических волн, соответственно (аналогично Matsumoto et al., 2015; Kronrod et al., 2018)).

В результате инверсии получаем вероятную модель Луны, в некотором смысле наилучшим образом удовлетворяющую всей совокупности геофизических и геохимических ограничений.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Согласование сейсмической и геохимических моделей

В настоящей численной модели Луны в каждой зоне мантии концентрации основных оксидов являются параметрами модели, определяемыми в процессе процедуры инверсии. Плотность, скорости сейсмических волн и валовый состав в свою очередь находятся по химическому составу, давлению и температуре. Рассчитанные величины затем используются для вычисления LHF.

Результаты расчётов показали, что в нашей системе ограничений на валовый состав моделей ($E_{Al_2O_3}$, $M_{Al_2O_3}$) и балансовые соотношения (3) не могут быть получены решения, удовлетворяющие всем наблюдаемым величинам travel times и соответствующим $\sigma_{\tau_n L}$ по данным (Lognonné et al., 2003) (рис. 2, 3, вариант егг1). Вероятные расчётные величины валовой концентрации далеко выходят за наблюдаемые $E_{Al_2O_3 m}$, $M_{Al_2O_3 m}$. Среднее расчётное значение валового состава $E_{Al_2O_3 c}$ отклоняется от наблюдаемого на ~ 1 мас. %, что фактически означает переход в другой класс моделей состава. Кроме того, не наблюдается нормального распределения в гистограммах концентрации основных оксидов, построенных для различных зон мантии. Аналогично, для моделей $M_{Al_2O_3 c}$ расчётная валовая концентрация Al_2O_3 радикально отличается от наблюдаемых значений.

Поскольку в геофизических данных наибольшая неопределённость содержится в сейсмических наблюдениях, мы предположили, что увеличение дисперсии σ_{τ_n} в ТТ позволит получить решение, удовлетворяющее всем наблюдаемым параметрам. Проведённые численные эксперименты с $\sigma_{\tau_n} = 3\sigma_{\tau_n L}$ (см. рис. 2, вариант егг3), показали удовлетворительное согласование геохимических и сейсмических ограничений. Для всех параметров проявляется нормальное, либо близкое к таковому распределение. В случае егг1 пики на гистограммах скорости более острые, нежели для егг3, их вершины расположены на несколько более высоких значениях скорости (различие для V_p составляет от 0,1 км/с в верхнем слое мантии до 0,4 км/с в нижележащих слоях). При увеличении ошибки до

$\sigma_{\tau_n} = 9\sigma_{\tau_n L}$ (вариант err9) не удаётся получить удовлетворительные решения для концентрации MgO и сейсмической скорости (см. рис. 2, 3).

На основании проведённых экспериментов можно сделать вывод, что инверсии с увеличенной в три раза наблюдаемой величиной ошибки в сейсмических скоростях (вариант err3) позволяют получить согласованные с геофизическими и геохимическими ограничениями модели Луны.

Химический состав, сейсмические скорости, плотность

На рис. 2, 3 представлены расчёты химического состава, плотности и скоростей P-, S-волн минеральных ассоциаций, термодинамически устойчивых в каждой зоне четырёхслойной мантии Луны (двуслойной по химическому составу).

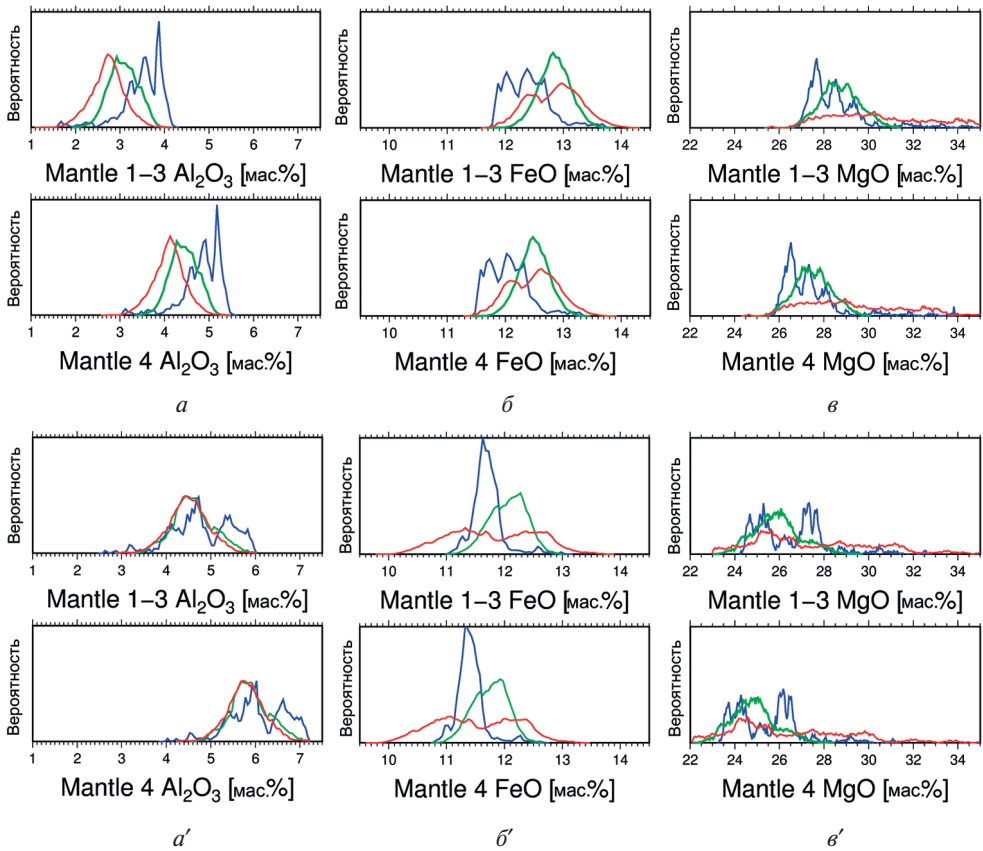


Рис. 2 Распределение концентрации основных оксидов в мантии для геохимических моделей с различной ошибкой в travel times. Результаты инверсии для концентрации основных оксидов: Al_2O_3 (а), FeO (б), MgO (в) приведены в виде огибающей гистограмм. Синий цвет — ошибка в travel times $\left\{ \sigma_{\tau_n}^2 \right\}$ по работе (Lognonné et al., 2003) (err1), зелёный — err1*3 (err3), красный — err1*9 (err9); а, б, в — модели E ($\text{bulk Al}_2\text{O}_3 = 4,05 \pm 0,35$ мас. %); а', б', в' — модели M ($\text{bulk Al}_2\text{O}_3 = 5,91 \pm 0,39$ мас. %). Mantle 1–3 — верхняя мантии до глубины 750 км; Mantle 4 — нижняя мантия до границы с LVZ. Концентрация оксидов в нижней мантии равна валовому составу

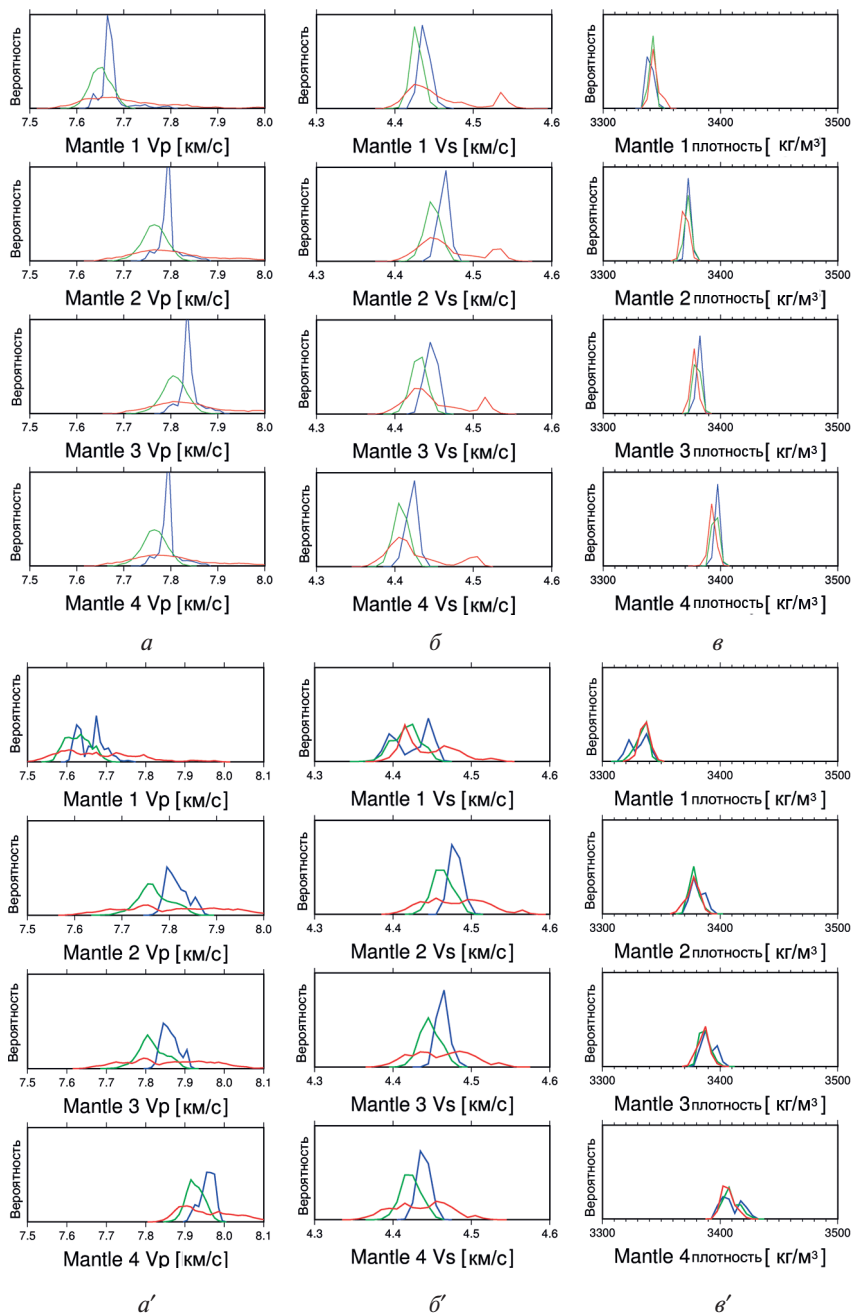


Рис. 3 Распределение сейсмических скоростей V_p (а, а'), V_s (б, б') и плотности (в, в') в мантии для геохимических моделей E: а, б, в — $\text{Al}_2\text{O}_3 = 4,05 \pm 0,35$ мас. %; моделей M: а', б', в' — $\text{Al}_2\text{O}_3 = 5,91 \pm 0,39$ мас. %. Синий цвет — ошибка в travel times ($\sigma_{\tau_p}^2$) по работе (Lognonné et al., 2003) (err1), зелёный — $\text{err1} \cdot 3$ (err3), красный — $\text{err1} \cdot 9$ (err9). Mantle 1–3 — верхняя мантии до глубины 750 км; Mantle 4 — нижняя мантия до границы с LVZ. Синий цвет — ошибка в TT по работе (Lognonné et al., 2003) (err1), зелёный — ошибка по работе (Lognonné et al., 2003), увеличенная в три раза (err3), красный — ошибка по работе (Lognonné et al., 2003), увеличенная в 9 раз (err9)

Модели Е. Концентрация Al_2O_3 в верхней и средней мантии составляют ~3 мас. %, что близко к верхним значениям геохимических оценок 1,3...3,1 мас. % Al_2O_3 (Кронрод, Кусков, 2011, Kuskov et al., 2019). Нижняя мантия обогащена Al_2O_3 (~4,2 мас. %) и имеет более высокую концентрацию граната по сравнению с однородной зоной. Для FeO расчётные величины в однородной зоне и нижней мантии почти одинаковы — 12,8 и ~12,5 % соответственно. Также следует отметить, что сейсмические скорости, полученные при инверсии для всех вариантов, хорошо согласуются со скоростями по модели (Gagnepain-Beuneix et al., 2006) в верхней мантии (где скорости определяются с наилучшей точностью вследствие большего количества сейсмически событий), в остальных трёх рассматриваемых мантийных слоях рассчитанные скорости оказались ниже, чем (Gagnepain-Beuneix et al., 2006), причём различие увеличивается с глубиной слоя: для самого нижнего, четвёртого, слоя мантии по нашей модели расчётное значение V — около 7,9 км/с, тогда как по модели (Gagnepain-Beuneix et al., 2006) $V_p = 8,15 \pm 0,23$ км/с. Скорости S-волн ведут себя консервативно, наиболее вероятные значения — 4,42...4,45 км/с.

Модели М. Основное отличие состоит в величинах концентраций Al_2O_3 в мантии. В однородной зоне мантии содержание оксида алюминия (~4,5 мас. %) существенно превышает геохимические оценки (Кронрод, Кусков, 2011; Kuskov et al., 2019) при содержании в нижней — ~5,6 мас. %. Содержание FeO и сейсмические P- и S-скорости в мантии очень близки к модели Е.

ВЫВОДЫ

Проведена совместная инверсия геофизических и геохимических данных для двух типов моделей — модели, близкие по содержанию оксида алюминия к мантии Земли и модели, в которых валовое содержание алюминия превышает земные значения.

Для удовлетворительного согласования сейсмических данных и ограничений по валовому химическому составу силикатной Луны наблюдаемые величина ошибок во времени пробега сейсмических волн, полученная в результате обработки данных «Аполлон», должна быть увеличена втрое. При этом решения могут быть получены для обоих вариантов моделей состава.

ЛИТЕРАТУРА

- Галимов Э. М. О происхождении вещества Луны // Геохимия. 2004. № 7. С. 691–706.
- Галимов Э. М. Образование Луны и Земли из общего супрапланетного газо-пылевого сгущения (доклад на XIX Всероссийском симпозиуме по геохимии изотопов 16 ноября 2010 г.) // Геохимия. 2011. № 6. С. 563–580.
- Кронрод В. А., Кусков О. Л. Моделирование химического состава и размеров ядра луны инверсией сейсмических и гравитационных данных // Физика Земли. 2011. № 8. С. 62–80.
- Кусков О. Л., Кронрод Е. В., Кронрод В. А. Геохимические ограничения на «холодные» и «горячие» модели внутреннего строения Луны: 1. Состав трехслойной мантии // Астроном. вестн. 2019. Т. 53. № 2. С. 83–98.
- Раевский С. Н., Гудкова Т. В., Кусков О. Л., Кронрод В. А. О согласовании моделей внутреннего строения Луны с данными гравитационного поля // Физика Земли. 2015. Т. 1. С. 139–147.
- Dauphas N., Burkhardt C., Warren P. H. et al. Geochemical arguments for an Earth-like Moon-forming impactor // Philosophical Trans. Royal Soc. A. 2014. V. 372. 20130244. DOI: 10.1098/rsta.2013.0244.

- Elkins-Tanton L. T., Grove T. L.* Water (hydrogen) in the lunar mantle: Results from petrology and magma ocean modeling // *Earth and Planetary Science Letters*. 2011. V. 307. Iss. 1–2. P. 173–179. DOI: 10.1016/j.epsl.2011.04.027.
- Gagnepain-Beyneix J., Lognonné P., Chenet H. et al.* A seismic model of the lunar mantle and constraints on temperature and mineralogy // *Physics of the Earth and planets*. 2006. V. 159. Iss. 3–4. P. 140–166.
- Harada Y., Goossens S., Matsumoto K. et al.* Strong tidal heating in an ultra-viscosity zone at the core-mantle boundary of the Moon // *Nature Geoscience*. 2014. V. 7. Iss. 8. P. 569–572. DOI: 10.1038/ngeo2211.
- Hood L. L., Jones J. H.* Geophysical constraints on lunar bulk composition and structure: A reassessment // *J. Geophysical Research*. 1987. V. 92. P. E396–E410. DOI: 10.1029/JB092iB04p0E396.
- Jones J. H., Delano J. W.* A three component model for the bulk composition of the Moon // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 1989. V. 53. P. 513–527.
- Khan A., Mosegaard K., Rasmussen K. L.* A new seismic velocity model for the Moon from a Monte Carlo inversion of the Apollo lunar seismic data // *Geophysical Research*. 2000. V. 27. Iss. 11. P. 1591–1594. DOI: 10.1029/1999GL008452.
- Khan A., Connolly J. A. D., MacLennan J. et al.* Joint inversion of seismic and gravity data for lunar composition and thermal state // *Geophysical J.* 2007. V. 168. Iss. 1. P. 243–258. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2006.03200.x.
- Khan A., Connolly J. A. D., Pommier A. et al.* Geophysical evidence for melt in the deep lunar interior and implications for lunar evolution // *J. Geophysical Research Planets*. 2014. V. 119. P. 2197–2221. DOI: 10.1002/2014JE004661.
- Kronrod E., Matsumoto K., Kuskov O. et al.* Joint inversion of geophysical (seismic and selenodetic) and geochemical data for internal structure and composition of the Moon // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. 2018. V. 468. No. 01. P. 1–7. DOI: 10.1088/1757-899X/468/1/012015.
- Kuskov O. L., Belashchenko D. K.* Thermodynamic properties of Fe-S alloys from molecular dynamics modeling: Implications for the lunar fluid core // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2016. V. 258. P. 43–50. DOI: 10.1016/j.pepi.2016.07.006.
- Kuskov O. L., Kronrod V. A.* Constitution of the Moon: 5. Constraints on composition, density, temperature, and radius of a core // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1998. V. 107. P. 285–306.
- Kuskov O. L., Kronrod V. A., Hood L. L.* Geochemical constraints on the seismic properties of the lunar mantle // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2002. V. 134. Iss. 3–4. P. 175–189. DOI: 10.1016/S0031-9201(02)00156-5.
- Kuskov O. L., Kronrod V. A., Kronrod E. V.* Thermo-chemical constraints on the interior structure and composition of the lunar mantle // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2014. V. 235. P. 84–95. DOI: 10.1016/j.pepi.2014.07.011.
- Kuskov O. L., Kronrod E. V., Kronrod V. A.* Thermo-chemical constraints on the lunar bulk composition and the structure of a three-layer mantle // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2019. V. 286. P. 1–12. DOI: 10.1016/j.pepi.2018.10.011.
- Lognonné P., Gagnepain-Beyneix J., Chenet H.* A new seismic model of the Moon: implications for structure, thermal evolution and formation of the Moon // *Earth and Planetary Science Letters*. 2003. V. 211. Iss. 1–2. P. 27–44. DOI: 10.1016/S0012-821X(03)00172-9.
- Longhi J.* Petrogenesis of Picritic Mare Magmas: Constraints on the Extent of Early Lunar Differentiation // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2006. V. 70. P. 5919–5934. DOI: 10.1016/j.gca.2006.09.023.
- Matsumoto K., Yamada R., Kikuchi F. et al.* Internal structure of the Moon inferred from Apollo seismic data and selenodetic data from GRAIL and LLR // *Geophysical Research Letters*. 2015. V. 42. P. 7351–7358. DOI: 10.1029/2015GL065335.
- Morgan J. W., Hertogen J., Anders E.* The Moon: composition determined by nebula processes // *Moon and Planets*. 1978. V. 18. P. 465–478.
- Nakamura Y.* Seismic velocity structure of the lunar mantle // *J. Geophysical Research*. 1983. V. 88. P. 677–686.

- O'Neill H. St. C.* The origin of the Moon and the early history of the Earth — a chemical model. Part 1: The Moon // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 1991. V. 55. P. 1135–1157.
- Rasmussen K. L., Warren P. H.* Megaregolith thickness, heat flow, and the bulk composition of the Moon // *Nature*. 1985. V. 313. P. 121–124.
- Ringwood A. E.* Basaltic magmatism and the bulk composition of the Moon. I. Major and heat-producing elements // *The Moon*. 1977. V. 16. P. 389–423.
- Ringwood A. E.* Origin of the Earth and Moon. N. Y.: Springer, 1979. 295 p.
- Ringwood A. E., Essene E.* Petrogenesis of Apollo 11 basalts, internal constitution and origin of the Moon // *Proc. Apollo 11 Lunar Science Conf.* 1970. V. 1. P. 769–799.
- Shearer C. K., Hess P. C., Wieczorek M. A.* et al. Thermal and magmatic evolution of the moon // *New Views of the Moon: Reviews in Mineralogy and Geochemistry*. 2006. V. 60. P. 365–518.
- Snyder G. A., Taylor L. A., Neal C. R.* A chemical model for generating the source of mare basalts: Combined equilibrium and fractional crystallization of the lunar magmasphere // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 1992. V. 56. P. 3809–3823.
- Taylor S. R.* Planetary Science: A Lunar Perspective. Houston: LPI, 1982. 481 p.
- Taylor S. R., Taylor G. J., Taylor L. A.* The Moon: A Taylor perspective // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2006. V. 70. Iss. 24. P. 5904–5918. DOI: 10.1016/j.gca.2006.06.262.
- Toksöz M. N., Hsui A. T., Johnston D. H.* Thermal evolutions of the terrestrial planets // *Moon and Planets*. 1978. V. 18. P. 281–320.
- Wänke H., Dreibus G.* Geochemical evidence for the formation of the Moon by impact-induced fission of the proto-earth: abstr. // *Conf. Origin of the Moon / eds. Hartmann W. K. et al.* Houston: LPI. 1986. P. 48.
- Warren P. H.* 'New' lunar meteorites: implications for composition of the global lunar surface, lunar crust, and the bulk Moon // *Meteoritics and Planetary Science*. 2005. V. 40. P. 477–506. DOI: 10.1111/j.1945-5100.2005.tb00395.x.
- Weber R. C., Lin P., Garnero E. J.* et al. Seismic detection of the lunar core // *Science*. 2011. V. 331. Iss. 6015. P. 309–312. DOI: 10.1126/science.1199375.
- Wieczorek M. A., Jolliff B. J., Khan A.* et al. The constitution and structure of the lunar interior // *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*. 2006. V. 60. P. 221–364.
- Wieczorek M. A., Neumann G. A., Nimmo F.* et al. The crust of the Moon as seen by GRAIL // *Science*. 2013. V. 339. Iss. 6120. P. 671–675. DOI: 10.1126/science.1231530.
- Williams J. G., Konopliv A. S., Boggs D. H.* et al. Lunar interior properties from the GRAIL mission // *J. Geophysical Research*. 2014. V. 119. Iss. 7. P. 1546–1578. DOI: 10.1002/2013JE004559.

EFFECT OF ERRORS IN SEISMIC MODELS ON THE RESULT OF JOINT INVERSION OF GEOPHYSICAL (SEISMIC AND GEODESIC) AND GEOCHEMICAL (BULK COMPOSITION) DATA IN THE MANTLE

E. V. Kronrod¹, K. Matsumoto², O. L. Kuskov¹, V. A. Kronrod¹

¹ Vernadsky Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry (GEOKHI RAS), Moscow, Russia

² National Astronomical Observatory of Japan (NAOJ), Japan

The problem of matching of seismic and gravity data with geochemical models of the silicate Moon is discussed. Joint inversion of geophysical and geochemical data was performed. The Bayes method was used for the inversion and the Gibbs free energy minimization method was used for calculation of phase equilibria in the the Na₂O-TiO₂-CaO-FeO-MgO-Al₂O₃-SiO₂ system (NaTiCFMAS). Geophysical data includes seismic travel times, radius, mass, moment of inertia, second-order Love numbers and monthly and annual Q-factors. The main geochemical constraint on the models was bulk composition of the Moon (we considered high content of refractory oxides Al₂O₃ ~6 wt. % and terrestrial Al₂O₃ values ~4 wt. %). A distinctive feature of this

problem statement is the inclusion of the geochemical parameters of the silicate Moon as “observed” values when calculating the likelihood function. Three variants of travel times errors were considered and the variant which best fits both geophysical and geochemical constraints has been estimated.

Keywords: Moon, numerical simulation, inversion, internal structure, seismic, thermodynamics

Kronrod Ekaterina Viktorovna — junior researcher, e.kronrod@gmail.com

Matsumoto Koji — professor

Kuskov Oleg Lvovich — chief researcher

Kronrod Victor Aleksandrovich — lead researcher

ВЛИЯНИЕ МИКРОЛИНЗИРОВАНИЯ НА КРИВЫЕ БЛЕСКА ГРАВИТАЦИОННО ЛИНЗИРОВАННЫХ СВЕРХНОВЫХ

А. А. Круглов^{1,2}, Н. С. Лыскова^{1,3}

¹ Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (МФТИ), Долгопрудный, Россия

³ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Москва, Россия

В настоящее время значения основных космологических параметров известны с очень высокой точностью. Однако недавно было обнаружено расхождение на уровне значимости примерно 3σ величины постоянной Хаббла, определяющей темп расширения Вселенной в современную эпоху. Для понимания причин этого расхождения необходимо привлечение независимых подходов, способных также с высокой точностью определять фундаментальные космологические параметры. Одной из таких возможностей является использование наблюдений гравитационно линзированных систем, в частности, гравитационно линзированных сверхновых. Точность оценки постоянной Хаббла из наблюдений таких систем напрямую зависит от точности определения временных запаздываний между изображениями источника. Существующие в настоящее время методы анализа кривых блеска линзированных сверхновых не учитывают влияние эффекта гравитационного линзирования на отдельных звёздах (микролинзирование), попавших в «конус» зрения, хотя звёзды в галактике образуют богатую сеть каустик, что приводит к тому, что наблюдаемые кривые блеска при расширении сверхновых испытывают зависящие от времени усиления/ослабления, уникальные для каждого изображения. Данная работа посвящена изучению влияния микролинзирования на кривые блеска линзированных сверхновых на примере SN Refsdal — первой обнаруженной гравитационно линзированной сверхновой с множественными изображениями. Для различных параметров, характеризующих галактику-линзу, получена большая выборка карт усилений, возникающих вследствие только эффекта микролинзирования, и проведено их статистическое исследование. Построены распределения вероятности усиления в звёздных величинах, изучено влияние микролинзирования на кривые блеска сверхновой в рамках модели расширяющегося диска с постоянной поверхностной яркостью.

Ключевые слова: гравитационное линзирование, микролинзирование, сверхновые

ВВЕДЕНИЕ

Теоретическое описание

Гравитационное линзирование — явление отклонения траектории света от прямой линии в гравитационном поле массивных объектов. Это достаточно хорошо изученное и подробно описанное в литературе явление (см., например, (Wambsganss et al., 2006)) является, в том числе, одним из независимых способов измерения ряда космологических констант, в частности, постоянной Хаббла H_0 .

Круглов Алексей Антонович — студент МФТИ, ст. лаборант ИКИ РАН, kruglov.aa@phystech.edu

Лыскова Наталья Сергеевна — науч. сотр. НИУ ВШЭ, вед. инженер ИКИ РАН, канд. физ.-мат. наук

Типичная гравитационно-линзированная система изображена на рис. 1 (см. с. 62). Предполагается, что масса, вызывающая отклонение света, распределена в *плоскости линзы**. Положения источника света и его изображения задаются углами, отсчитываемыми от *оптической оси* — линии, проведённой от наблюдателя перпендикулярно плоскости линзы.

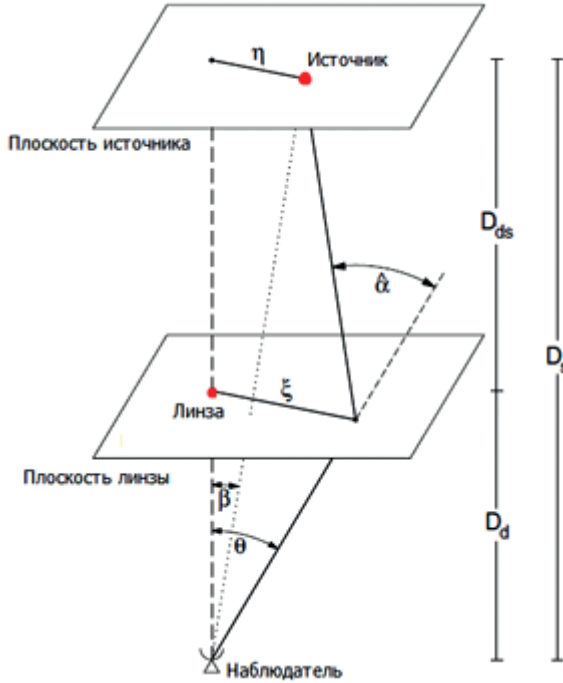


Рис. 1. Типичная гравитационно-линзированная система (Wambsgans et al., 2006). Здесь β и θ — углы между оптической осью (пунктирная линия) и источником и его изображением соответственно; $\hat{\alpha}$ — угол отклонения светового луча; η и ξ — расстояния от оптической оси до источника и его изображения соответственно; D_d — расстояние между наблюдателем и плоскостью линзы; D_{ds} — между плоскостями линзы и источника; D_s — между наблюдателем и источником.

Для дальнейшего описания гравитационного линзирования необходимо ввести величину, описывающую характерное поперечное расстояние в рассматриваемой системе. Таким расстоянием (угловым) является *радиус Эйнштейна*

$$\Theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \cdot \frac{D_{ds}}{D_d D_s}}, \quad (1)$$

где M — масса линзы; c — скорость света; G — гравитационная постоянная; D_d , D_s и D_{ds} — расстояния (*расстояния углового диаметра***) от наблюдателя до пло-

* Почти всегда это приближение оправдано, так как характерные размеры самого большого объекта, который может быть линзой, — скопления галактик — порядка 1 Мпк, в то время как расстояние между объектами системы порядка 100...1000 Мпк.

** Различные определения расстояния, используемые в космологии, приведены, например, в работе (Hogg, 1999).

скости линзы, до источника и между плоскостями линзы и источника соответственно (см. рис. 1).

При гравитационном линзировании изображения могут усиливаться и искажаться. При этом существует некоторое множество точек в плоскости источника, в которых усиление формально бесконечно. Кривая, образуемая этими точками, называется каустикой, а её образ в плоскости линзы — критической кривой.

Важным свойством гравитационного линзирования является возможность появления нескольких изображений одного и того же источника. В присутствии линзы существует дополнительная временная задержка между временем излучения света и моментом его прихода к наблюдателю по сравнению с прямолинейным приходом света:

$$\tau(\theta) = \frac{D_d D_s}{c D_{ds}} \left[\frac{1}{2} (\theta - \beta)^2 - \Psi(\theta) \right]. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое означает геометрическую задержку (удлиняется траектория распространения света), второе — гравитационную (в соответствии с общей теорией относительности Эйнштейна время около гравитирующих тел идёт «медленнее»); θ и β — положения (в угловых единицах) соответственно изображения и источника (см. рис. 1), $\Psi(\theta)$ — линзирующий гравитационный потенциал. Так как оба слагаемых пропорциональны H_0^{-1} , то измеряя временную задержку между изображениями одного и того же источника, можно получить значение постоянной Хаббла (см., например, (Refsdal, 1964)).

Для таких измерений блеск источника должен быть переменным. В таком случае, разные изображения, возникающие в результате гравитационного линзирования будут изменять свой блеск также, как и источник, но с некоторой задержкой по времени. В качестве возможных источников для таких измерений используются квазары — они весьма яркие и почти точечные. На текущий момент опубликовано большое количество работ, посвящённых гравитационно линзированным квазарам и измерению при их помощи постоянной Хаббла (см, например, работу (Rusu et al., 2019), а также ссылки в ней).

Другим подходящим источником являются сверхновые — их кривые блеска имеют чётко выраженный пик, а наблюдения занимают сравнительно небольшое время, что значительно упрощает измерения. Впервые идея использовать линзированные сверхновые для оценки постоянной Хаббла была предложена Сьюром Рефсдалом в 1964 г. (Refsdal, 1964). На текущий момент известны только две гравитационно линзированные сверхновые с множественными изображениями: SN Refsdal (Kelly et al., 2015), названная в честь Сьюра Рефсдала, и SN iPTF16geu (Goobar et al., 2017). Однако с запуском в ближайшее время обсерватории LSST (Large Synoptic Survey Telescope) ожидается открытие десятков таких систем (Pierel, Rodney, 2019), что делает задачу разработки алгоритма анализа гравитационно линзированных сверхновых важной и своевременной.

Сверхновая SN Refsdal

Сверхновая SN Refsdal находится в рукаве спиральной галактики на красном смещении $z_s = 1,49$, которая линзируется скоплением галактик MACSJ1149.6+2223, находящимся на $z_L = 0,54$ таким образом, что существуют сразу три изображения родительской спиральной галактики (изображения 1.1, 1.2 и 1.3 на правой панели рис. 2, см. с. 64). При этом в изображении 1.1 сверхновая дополнительно линзируется эллиптической галактикой скопления таким образом, что

формируются четыре её изображения S1–S4 (см. рис. 2, правая нижняя панель), расположенных в виде «креста Эйнштейна». Изображение сверхновой SX (см. рис. 2, средняя панель справа) интересно тем, что его появление в 2015 г. было предсказано с высокой точностью (Kelly et al., 2015; Treu et al., 2016). Согласно теоретическим оценкам, SY (см. рис. 2, правая верхняя панель) — это изображение сверхновой, которое «вспыхнуло» ~20 лет назад (Kelly et al., 2015) и уже угасло.

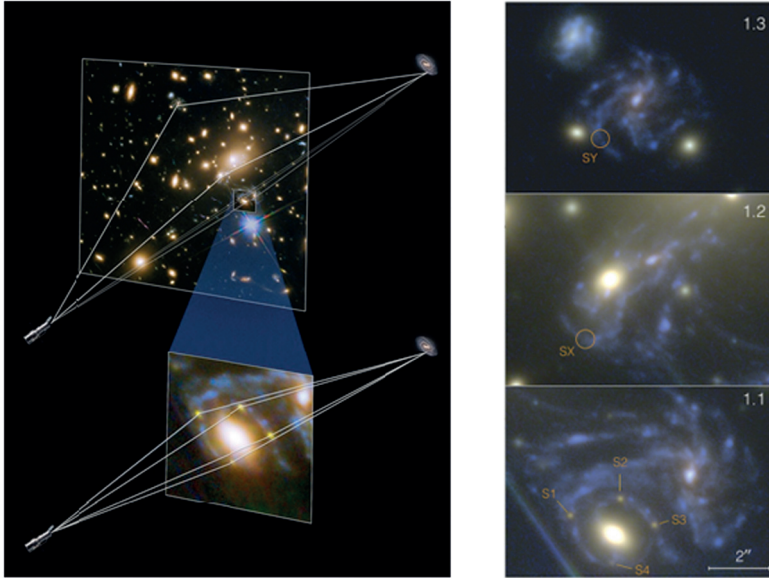


Рис. 2. Схематичное изображение хода лучей от SN Refsdal к наблюдателю (слева) (источник: Space Telescope Science Institute); изображения SN Refsdal (справа) (Treu et al., 2016)

МИКРОЛИНЗИРОВАНИЕ

При детальном изучении временной задержки нельзя пренебречь линзированием на отдельных звёздах в галактике. Этот эффект называется микролинзированием. Его масштабы (т.е. характерные углы отклонения света) в миллион раз меньше масштабов обычного линзирования. На текущий момент разрешить микроизображения (множественные изображения, возникающие в результате микролинзирования) на таких расстояниях не представляется возможным. Однако вполне возможно «засечь» микролинзирование благодаря кратковременному увеличению яркости отдельных объектов.

Программа microlens

В данной работе для изучения микролинзирования используется вычислительная программа microlens (Wambsganss, 1999), которая моделирует методом обратной трассировки лучей (inverse ray tracing) распределение каустик в плоскости источника, основываясь на распределении звёзд в плоскости линзы. Выходными данными этой программы являются карты микрокаустик, содержащие значения обусловленного микролинзированием усиления. Основными па-

раметрами для каждой карты являются поверхностные плотности звёзд σ_* и непрерывно распределённой тёмной материи σ_c в галактике, внешний сдвиг γ , учитывающий вклад гравитационного потенциала скопления галактик, а также функция масс звёзд. Здесь и далее для простоты предполагается, что все звёзды в галактике имеют одинаковую массу, которая равна массе Солнца.

На рис. 3 приведены примеры результатов выполнения программы *microlens* — карты усиления для двух различных значений количества звёзд, вызывающих микролинзирование. Светлые области означают, что источник усиливается, находясь в них, тёмные — что ослабляется. Видно, что а) сеть каустик намного богаче при большем количестве звёзд-линз, б) по всей карте усиление меняется и почти нигде не остаётся таким, каким его предсказывает модель линзы, т. е. в отсутствие микролинзирования.

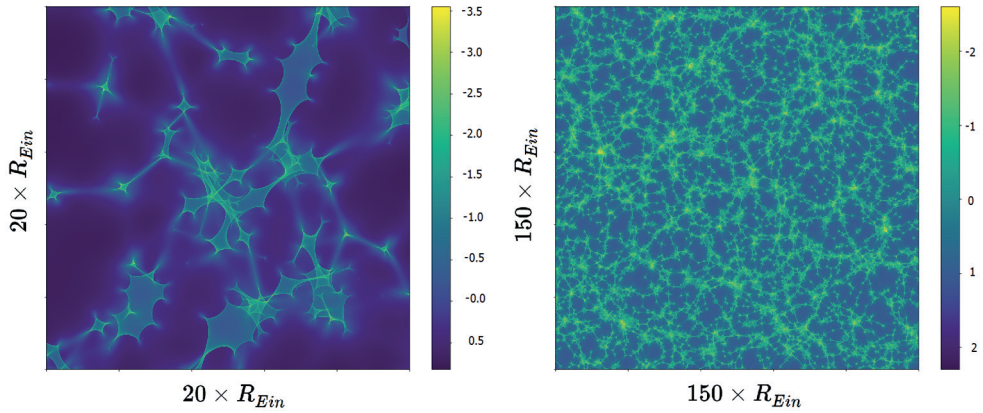


Рис. 3. Карты микрокаустик. Количество звёзд-линз слева — 313, справа — 14526. Цветовая шкала (в единицах звёздных величин*) показывает, как увеличивается или ослабляется яркость источника вследствие микролинзирования только

Влияние микролинзирования на усиление изображений точечного источника

Вклад микролинзирования в изменение звёздной величины точечного источника проиллюстрирован, например, в работе (Schechter, Wambsganss, 2002). Чтобы наглядно показать этот вклад, для изображённых на рис. 4 (см. с. 66) карт микролинзирования (*слева*) были построены гистограммы (*справа*), по сути являющиеся плотностью вероятности микролинзирования и характеризующие усиление или ослабление видимой звёздной величины источника. Для всех трёх проиллюстрированных случаев полная поверхностная плотность галактики-линзы остаётся постоянной, меняется лишь вклад звёзд в полную массу системы.

Так как микролинзирование происходит на отдельных звёздах, при уменьшении их количества (при этом величина $\sigma_* + \sigma_c$, т. е. полная поверхностная плотность сохраняется постоянной) дисперсия плотности вероятности ожидаемо уменьшается. Ещё один вывод, который отсюда можно сделать: микролинзирование в среднем ослабляет изображение (по крайней мере, для того набора параметров, который используется для построенных карт).

* Отрицательное значение звёздной величины означает усиление светового потока от источника.

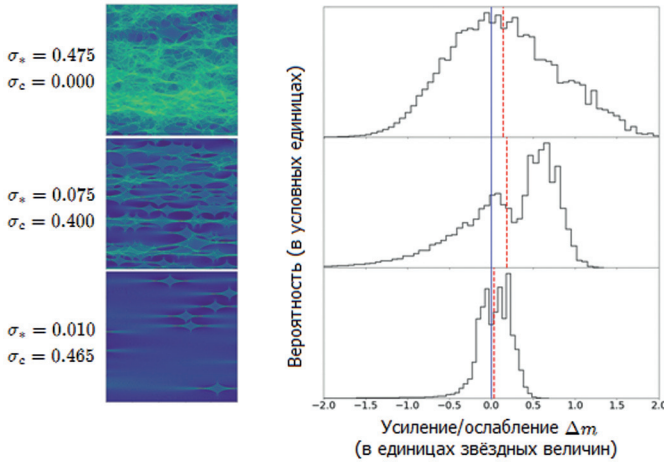


Рис. 4. Карты микрокаустики, количество звёзд уменьшается сверху вниз (слева). Размер каждой карты $20 \times 20 R_{Ein}$. Соответствующая этим картам плотность вероятности микроусилений (т.е. изменений звёздной величины источника вследствие микролинзирования только) (справа). Сплошная голубая линия показывает $\Delta m = 0$, т.е. когда звёздная величина источника согласуется с теоретически ожидаемым значением макроусиления (вследствие линзирования галактикой как целым), пунктирная красная линия — среднее по карте значение усиления

Влияние размера источника на микролинзирование

Как известно, микролинзирование при больших размерах источника вносит несущественный вклад в блеск источника (Schneider et al., 1992). Для того чтобы оценить размер источника, начиная с которого вкладом микролинзирования можно пренебречь, мы оценили величину стандартного отклонения микроусилений в звёздных величинах δm_{obs} как функцию размера источника.

Для этой цели было сгенерировано 10 различных карт микрокаустики, каждая со следующими параметрами: $\sigma_* = 0,4$, $\sigma_c = \gamma = 0$, размер — 150×150 радиусов Эйнштейна, разрешение — 1000×1000 пикселей. Источник моделировался кругом с постоянной поверхностной яркостью. Для различных значений радиуса источника проводилась операция свёртки (convolution) с каждой из построенных карт, в результате чего на выходе получалась новая карта с учётом неточности источника. Далее для каждого значения радиуса источника вычислялось стандартное отклонение δm_{obs} по следующей формуле:

$$\delta m_{obs} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2},$$

где N — количество элементов в выборке, полученной объединением всех карт; x_i — значения усиления; \bar{x} — среднее значение усиления по выборке.

Полученная зависимость приведена на рис. 5. Пунктирной линией показана теоретическая оценка стандартного отклонения микроусилений для больших отклонения источника (угловой размер которых превышает 5 радиусов Эйнштейна) из работы (Refsdal, Stabell, 1991):

$$\delta m_{obs} \approx \frac{2,17 \sqrt{|\sigma|}}{\theta_s}, \quad (3)$$

где σ — плотность звёзд; θ_s — размер источника в единицах радиуса Эйнштейна для характерной массы звезды. Формула предполагается справедливой при $\gamma = 0, \sigma < 1$.

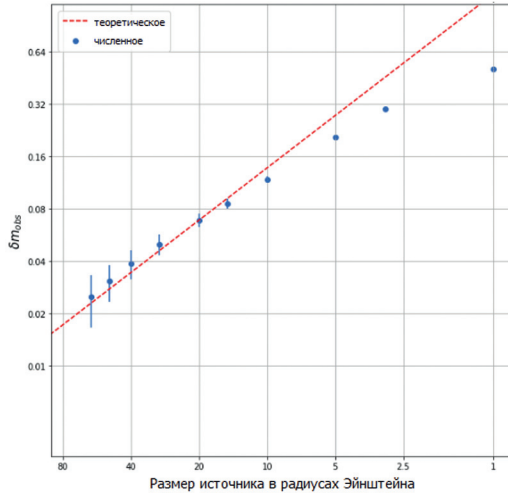


Рис. 5. Зависимость стандартного отклонения δm_{obs} от среднего значения усиления. Пунктирной линией показана теоретическая оценка $\delta m(\theta_s)$ для источников с $\theta_s > 5$ (Refsdal, Stabell, 1991). Плотность звёзд: $\sigma_* = 0,4$. Плотность тёмной материи и внешний сдвиг: $\sigma_c = \gamma = 0$

Видно, что при увеличении размера источника на порядок, δm уменьшается примерно так же на порядок, из чего можно сделать вывод, что для больших источников микролинзирование несущественно.

Сверхновая SN Refsdal и микролинзирование

Как обсуждалось выше, микролинзирование может вносить существенный вклад в наблюдаемую кривую блеска, если размер источника не превышает радиус Эйнштейна для звезды-микролинзы. Для конфигурации SN Refsdal оценим радиус Эйнштейна для звезды с массой $1M_\odot$. Расстояния (углового диаметра) в системе определяются по следующей формуле (см., например, (Hogg, 1999, уравнения (14), (15)):

$$D_A(z_1, z_2) = \frac{c}{1+z_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z^3) + \Omega_\Lambda}}, \quad (4)$$

где $H_0 = 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$; $\Omega_m = 0,3$; $\Omega_\Lambda = 0,7$. Расстояния до галактики-линзы (члена скопления MACSJ1149.6+2223, $z_L = 0,54$), до источника ($z_S = 1,49$), а также между линзой и источником равны

$$D_d = D_A(0, z_L) = 1311,54 \text{ Мпк},$$

$$D_s = D_A(0, z_S) = 1744,81 \text{ Мпк},$$

$$D_{ds} = D_A(z_L, z_S) = 932,47 \text{ Мпк}$$

соответственно. В результате, радиус Эйнштейна для звезды с массой $1M_{\odot}$ составляет, согласно формуле (1)

$$\theta_E = 2 \cdot 10^{-6} \text{ угл. с.}$$

Для сверхновых II типа максимальный размер фотосферы составляет $R_{SN} \approx 10^{15}$ см (Намуу, 2002), или, в угловых единицах, $\theta_{SN} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ угл. с. Таким образом, её размер не превышает характерного радиуса Эйнштейна, что делает микролинзирование одним из возможных и ещё неучтённых источников ошибок при определении постоянной Хаббла.

ВЛИЯНИЕ МИКРОЛИНЗИРОВАНИЯ НА КРИВЫЕ БЛЕСКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ЗАДЕРЖЕК

Итак, микролинзирование вносит неопределённость в усиление источника, что может привести к ухудшению точности определения космологических параметров.

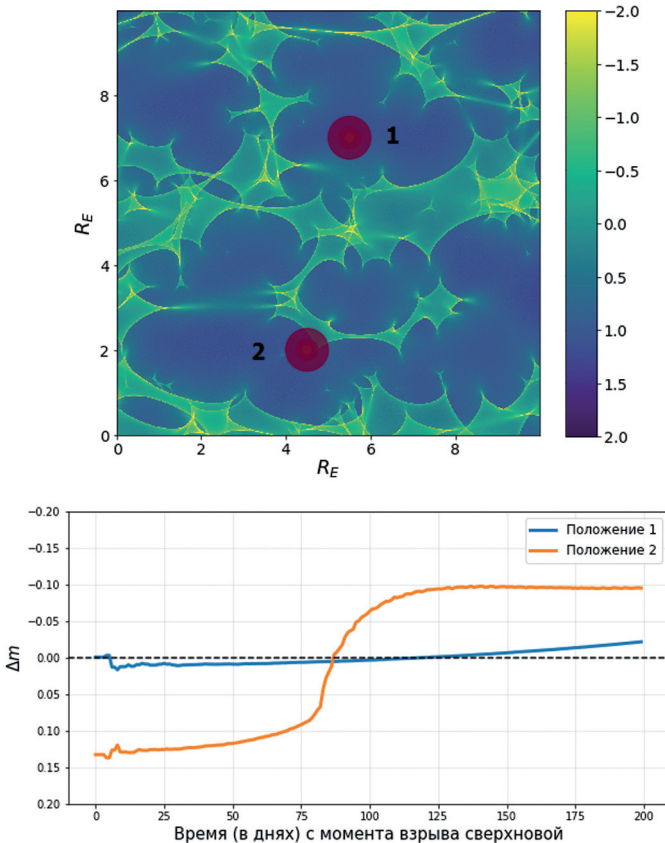


Рис. 6. Карта микрокаустик для изображения S1 сверхновой Refsdal, цветовая шкала представлена в единицах звёздных величин (вверху). Жёлтый цвет соответствует усилению, фиолетовый — ослаблению. Вклад Δm (в единицах звёздной величины), обусловленный микролинзированием, в зависимости от времени с момента начала расширения сверхновой, для двух различных положений источников (внизу)

Чтобы проиллюстрировать влияние микролинзирования на кривые блеска SN Refsdal, мы воспользовались программным пакетом SNTD (Pierel, Rodney, 2019). Для области, в которой находится изображение S1 (рис. 6) была построена карта микрокаустик со следующими параметрами: $\sigma_* = 0,207$, $\sigma_c = 0,520$, $\gamma = 0,107$. Сверхновая моделировалась кругом с постоянной поверхностной яркостью, который расширяется со скоростью $v = 15\,000$ км/с в течение 200 дней (значения скорости расширения и периода наблюдения выбраны несколько произвольно с целью проиллюстрировать эффект). В зависимости от положения источника на карте микрокаустик можно наблюдать различные «шумы» от микролинзирования (см. рис. 6).

Для положения 1-го источника, который находится в области с равномерным усилением и не пересекает каустики, вклад от микролинзирования слабый и примерно постоянный во времени. Напротив, в положении 2 источник при расширении захватывает области сильного усиления, что может заметно повлиять на форму истинной кривой блеска источника (флуктуации $\sim 0,3$ звёздной величины).

Для каждого изображения вклад микролинзирования уникален, не зависит от других изображений, что вносит некоторую неопределённость в определение временных задержек между изображениями. В работе (Dobler, Keeton, 2006) впервые получены количественные оценки точности определения Δt между двумя кривыми блеска с учётом микролинзирования. Авторы этой работы моделировали кривые блеска линзированных сверхновых следующим образом: кривая блеска некоторой реально наблюдавшейся (не линзированной) сверхновой дублировалась и «сдвигалась» по времени (и звёздной величине) относительно настоящей, имитируя, таким образом, два различных изображения одного и того же источника. После этого к каждой из кривых блеска были добавлены «шумы», вызванные микролинзированием. Для полученных «зашумленных» кривых блеска временная задержка между изображениями Δt определялась путём минимизации следующего функционала:

$$\chi^2(\Delta t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} [D^+(t_i) - D^-(t_i - \Delta t) - k]^2, \quad (5)$$

где D^+ и D^- — значения кривых блеска, выраженные в звёздной величине; σ_i — фотометрическая погрешность (она предполагается постоянной во времени); k — нормировочная постоянная, связанная с различным макроусилением псевдо-изображений.

Согласно таким экспериментам, для случаев, когда кривая блеска сверхновой а) наблюдалась после характерного пика (SN2004EJ), б) включала в себя чётко выраженный пик (SN2004EX), стандартное отклонение величины Δt составило соответственно 1,5 и 3,6 дней на фоне истинного значения в 16,5 дней (т.е. временного промежутка между «незашумленными» кривыми блеска). Результаты этих экспериментов приведены на рис. 7 (см. с. 70).

Из этих экспериментов следует, что измерение временной задержки с точностью лучше нескольких дней весьма затруднительно. Таким образом, для точных измерений временных задержек нельзя не учитывать эффект микролинзирования, а также важно иметь выборку из нескольких линзированных сверхновых для определения постоянной Хаббла с процентной точностью.

В дальнейшем мы планируем получить оценку на погрешность определения Δt между разными изображениями SN Refsdal, учитывая реалистичные значения локальной поверхностной плотности звёзд и тёмной материи в областях изображений S1–S4.

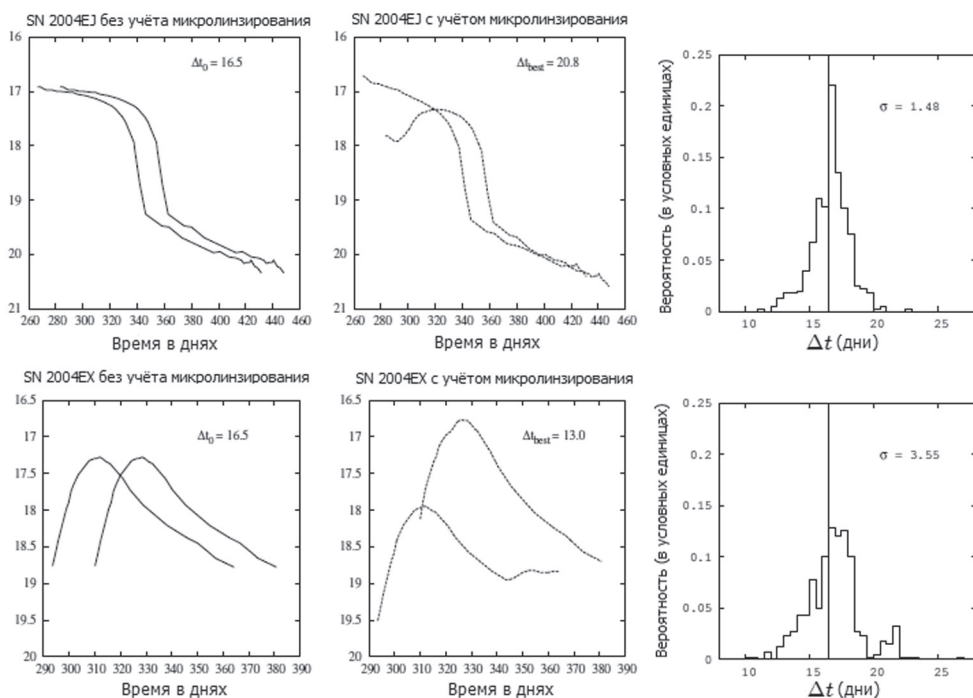


Рис. 7. Иллюстрация влияния микролинзирования на измерение временных задержек (Dobler, Keeton, 2006). Кривые блеска двух различных сверхновых без учёта микролинзирования (*левый столбец*). Одна из реализаций кривых блеска с учётом обусловленных микролинзированием флуктуаций (*средний столбец*). Гистограмма временных задержек для 400 различных реализаций «шума» от микролинзирования (*правый столбец*). Вертикальная линия $\Delta t = 16,6$ дней показывает истинное значение временной задержки

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При анализе гравитационно линзированных сверхновых с наблюдаемыми множественными изображениями одним из важнейших систематических эффектов является микролинзирование звёздами галактики-линзы, которое может существенным образом изменять наблюдаемые кривые блеска. Звёзды в галактике образуют богатую сеть каустик, что приводит к тому, что наблюдаемые кривые блеска при расширении сверхновых испытывают зависящие от времени усиления/ослабления, уникальные для каждого изображения.

Для иллюстрации влияния микролинзирования на усиление изображений точечного источника в настоящей работе приведены карты микрокаустик, показывающие величину усиления или ослабления источника вследствие только эффекта микролинзирования, а также построены плотности вероятности микроусилений. Как и ожидалось, при уменьшении количества звёзд-микролинз при сохранении полной поверхностной плотности дисперсия плотности вероятности микролинзирования уменьшается.

Для оценки размера источника, начиная с которого вкладом микролинзирования можно пренебречь, была численно получена зависимость стандартного отклонения микро-усилений от размера источника. При этом источник моделировался кругом с постоянной поверхностной яркостью. Полученная зависи-

мость хорошо согласуется с теоретическим предсказанием из работы (Refsdal, Stabell, 1991).

Было показано, что для сверхновой SN Refsdal микролинзирование учитывать необходимо, так как типичный угловой размер фотосферы сверхновой $\theta_{SN} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ угл.с не превышает радиуса Эйнштейна для звезд-микролинз массой, равной солнечной: $\theta_E = 2 \cdot 10^{-6}$ угл.с.

Как показывают оценки, приведённые в работе (Dobler, Keeton, 2006), в результате влияния микролинзирования точность измерения временных задержек между изображениями гравитационно линзированной сверхновой ограничивается величиной порядка нескольких дней.

В дальнейшем мы планируем провести моделирование влияния микролинзирования, учитывая реалистичное распределение яркости SN Refsdal, а также протяжённость источника излучения, и оценить погрешность, вносимую микролинзированием, в определение временного запаздывания между изображениями SN Refsdal и, как следствие, на точность определения постоянной Хаббла.

ЛИТЕРАТУРА

- Dobler G., Keeton C. R.* Microlensing of Lensed Supernovae // *Astrophysical J.* 2006. P. 1391–1399.
- Goobar A., Amanullah R., Kulkarni S. R.* et al., iPTF16geu: A multiply imaged, gravitationally lensed type Ia supernova // *Science.* 2017. V. 356. Iss. 6335. P. 291–295.
- Hamuy M.* Review on the Observed and Physical Properties of Core Collapse Supernovae. 2002. eprint: astro-ph/0301006.
- Hogg D. W.* Distance measures in cosmology. 1999. eprint: arXiv:astro-ph/9905116.
- Kelly P. L., Rodney S. A., Treu T.* et al. Multiple Images of a Highly Magnified Supernova Formed by an Early-Type Cluster Galaxy Lens // *Science.* 2015. V. 347. Iss. 6226. P. 1123–1126.
- Pierel J. D. R., Rodney S.* Turning Gravitationally Lensed Supernovae into Cosmological Probes // *Astrophysical J.* 2019. V. 107. P. 107.
- Refsdal S.* On the possibility of determining Hubble's parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS).* 1964. V. 128. P. 307.
- Refsdal S., Stabell R.* Gravitational micro-lensing for large sources". *Astronomy and Astrophysics.* 1991. V. 250. P. 62–66.
- Rusu C. E., Wong K. C., Bonvin V.* et al. H0LiCOW XII. Lens mass model of WFI2033-4723 and blind measurement of its time-delay distance and H_0 . 2019. eprint: arXiv:1905.09338v1.
- Schechter P. L., Wambsganss J.* Quasar Microlensing at High Magnification and the Role of Dark Matter: Enhanced Fluctuations and Suppressed Saddle Points // *Astrophysical J.* 2002. P. 685–695.
- Schneider P., Ehlers J., Falco E. E.* Gravitational Lenses. Springer, 1992. 560 p.
- Treu T., Brammer G., Diego J. M.* et al. Refsdal Meets Popper: Comparing Predictions of the Reappearance of the Multiply Imaged Supernova Behind MACSJ1149.5+2223 // *Astrophysical J.* 2016. V. 817. No. 1. P. 60. DOI: 10.3847/0004-637X/817/1/60.
- Wambsganss J.* Gravitational lensing: numerical simulations with a hierarchical tree code // *J. Computational and Applied Mathematics.* 1999. V. 109. P. 353–372.
- Wambsganss J., Schneider P., Kochanek Ch.S.* Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro. Springer, 2006. 552 p.

THE IMPACT OF MICROLENSING ON LIGHTCURVES OF GRAVITATIONALLY LENSED SUPERNOVAE

A. A. Kruglov^{1,2}, N. S. Lyskova^{1,3}

¹ Russian Space Research Institute RAS (IKI), Moscow, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Dolgoprudny, Russia

³ Higher School of Economics — National Research University (HSE), Moscow, Russia

At present, the values of the basic cosmological parameters are known with very high precision. However, a discrepancy in measures of the Hubble constant, which quantifies the rate of expansion of the Universe in the modern era, has recently been found at a significance level of about 3σ . To understand the reasons for this discrepancy, it is necessary to use independent approaches to determine the fundamental cosmological parameters with high precision. One of the possibilities is to use observations of gravitationally lensed systems, in particular, gravitationally lensed supernovae. The accuracy of estimating the Hubble constant from observations of such systems directly depends on the accuracy of determining the time delays between source images. The currently existing methods for analyzing the light curves of lensed supernovae do not take into account the influence of the gravitational lensing effect on individual stars (microlensing) caught in the “cone” of view. However, stars in the galaxy form a rich network of caustics, which causes the observed light curves to experience time-dependent amplification/attenuation (due to expansion of the supernova) unique to each image. This paper is devoted to studying the effect of microlensing on the light curves of lensed supernovae using Refsdal supernova (SN) — the first gravitationally lensed supernova with multiple images found — as an example. For various parameters characterizing a lens-galaxy, a large sample of amplification maps arising solely from the microlensing effect was obtained, and its statistical study was carried out. The probability distributions of amplifications in stellar magnitudes were obtained, and the effect of microlensing on the supernova light curves was studied within the framework of an expanding disk model with a constant surface brightness.

Keywords: gravitational lensing, microlensing, supernovae

Kruglov Alexey Antonovich — student MIPT, senior laboratory assistant IKI, kruglov.aa@phystech.edu

Lyskova Natalia Sergeevna — researcher HSE, leading engineer IKI, PhD

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ ОБТЕКАНИИ РАЗРЕЖЕННЫМ ГАЗОМ

А. А. Логинова, Н. И. Сидняев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (МГТУ)
Москва, Россия

Статья посвящена проблеме определения расчёта аэродинамических характеристик космических аппаратов при обтекании разреженным газом. Предполагается, что течение может быть охарактеризовано длиной пробега молекулы. Рассматривается плоское движение относительно центра масс неуправляемого спутника при снижении с низких круговых орбит под действием гравитационного и восстанавливающего аэродинамического моментов. Исследуется влияние проектно-баллистических параметров (начальных условий углового движения, запаса статической устойчивости, отношений моментов инерции) на угловое движение спутника (вращение, колебания). Столкновения молекул определяются дальними пологими участками потенциальной кривой распределения Максвелла. Отмечено, что при увеличении относительной скорости молекул эффективное сечение может измениться во много раз. Взаимодействие молекул с поверхностью спутника является абсолютно неупругим (все молекулы полностью теряют свою энергию при столкновении со спутником и не отражаются). Для этого случая аэродинамические характеристики определяются проекцией площади спутника на плоскость, перпендикулярную вектору скорости набегающего потока, и могут быть вычислены по известным формулам.

Ключевые слова: спутник, движение относительно центра масс, гравитационный момент, аэродинамический момент, аэродинамические характеристики, проектно-баллистические параметры

ВВЕДЕНИЕ

Большую часть срока службы космический аппарат (КА) находится на большой высоте при свободномолекулярных условиях. Важной проблемой аэрокосмической техники является предсказание аэродинамических характеристик летательных аппаратов при очень высоких скоростях и на больших высотах. Вообще говоря, для проектирования космических аппаратов необходимо знать аэротермодинамические характеристики вдоль всей траектории — от орбитального полёта до посадочного режима. Поэтому методы вычислительной аэродинамики разреженного газа в настоящее время являются практически единственным средством получения информации об аэродинамической обстановке около космического аппарата на больших высотах. Особенности исследований высотной аэродинамики связаны с тем, что при проектировании и эксплуатации космического аппарата необходимо рассчитывать аэродинамические характеристики в широком диапазоне изменения определяющих параметров (высоты полёта, параметров атмосферы, скорости полёта, ориентации космического аппарата, геометрических параметров модели КА и т. п.).

Рассмотрим особенности гиперзвуковых течений. Для получения качественных результатов ограничимся рассмотрением в рамках элементарной кинетической теории. Пусть тело обтекается невозмущённым равновесным гиперзвуковым потоком со скоростью V , плотностью ρ_∞ и температурой T_∞ .

Логинова Анастасия Алексеевна — студентка, nastya.loginova@mail.ru

Сидняев Николай Иванович — зав. кафедрой, д-р техн. наук, проф., Sidnyaev@yandex.ru

Для того чтобы течение было свободномолекулярным при умеренных числах Маха, достаточно потребовать, чтобы число Кнудсена (Kn) $l_\infty/L \gg 1$. Как показывают эксперименты, в некоторых случаях свободномолекулярный режим достигается при $\text{Kn} \approx 2 \dots 3$. Длина пробега молекул в системе координат, связанной с газом, равна

$$l_\infty = \frac{c}{\rho_\infty \sigma_\infty g}, \quad (1)$$

где c — средняя тепловая скорость; g — средняя относительная скорость; σ_∞ — сечение столкновения молекул. Так как при максвелловском распределении скорости c и g одного порядка, то выражение (1) можно переписать в виде

$$l_\infty \approx \frac{c}{\rho_\infty \sigma_\infty}, \quad (2)$$

Если движение газа рассматривается в неподвижной системе координат, например, в системе координат, связанной с соплом или обтекаемым телом, то путь, проходимый молекулами между столкновениями вдоль потока, очевидно, равен

$$l_{11} \approx \frac{l_\infty}{c} V \approx M l_\infty \text{ при } M \gg 1, \quad (3)$$

Если L — характерный размер течения, то

$$\frac{l_{11}}{L} \approx \frac{l_\infty}{L} M \approx \text{Kn} \cdot M. \quad (4)$$

Следовательно, в гиперзвуковом потоке молекулы проходят между столкновениями вдоль потока путь в M раз больший, чем в поперечном направлении. Благодаря этой анизотропии наличие сравнительно небольших продольных градиентов делает несправедливыми уравнения сплошной среды, в то время как последние остаются справедливыми при наличии больших поперечных градиентов (например, в гиперзвуковом пограничном слое).

В определении длины пробега входит сечение столкновения молекул. В общем случае эффективное сечение столкновения зависит от относительной скорости молекул. Для оценки изменения сечения столкновений используем связь длины пробега с вязкостью:

$$\mu \approx m \rho c l_\infty \approx \rho a l_\infty \approx \rho \sqrt{T} \cdot l_\infty \approx \frac{\sqrt{T}}{\sigma}, \quad (5)$$

Принимая закон Сазерленда изменения вязкости от температуры, получим

$$\sigma = A \left(1 + \frac{S}{T} \right), \quad (6)$$

где S — постоянная Сазерленда; A — некоторая постоянная. Постоянная S для таких газов, как азот, кислород, гелий и водород, лежит в диапазоне 80...140.

Если σ_∞ — сечение столкновения при температуре T_∞ и относительной скорости $c \approx a_\infty \approx \sqrt{T_\infty}$, то при относительной скорости V сечение столкновения будет равно

$$\sigma = \sigma_\infty \frac{T_\infty}{T} \cdot \frac{T + S}{T_\infty + S}, \quad (7)$$

где $T \approx T_\infty V^2 / a_\infty^2 l_\infty \approx T_\infty M^2$.

При нормальных условиях в воздухе относительная скорость молекул порядка $5 \cdot 10^4$ см/с (так как $T_\infty \sim 300$ К). При увеличении относительной скорости молекул сечение максимально может измениться на одну треть (при $T \rightarrow \infty$). Сравнительно слабое изменение сечения столкновения обусловлено тем, что уже при комнатной температуре относительная скорость молекул оказывается достаточно большой, так что взаимодействие молекул определяется крутым участком потенциальной кривой. Если же температура T_∞ достаточно низка, так что столкновения молекул определяются дальними пологими участками потенциальной кривой, то при увеличении относительной скорости молекул эффективное сечение может измениться во много раз. С таким явлением можно встретиться, например, в гиперзвуковых аэродинамических трубах, работающих на гелии. Температура потока в рабочей части трубы может равняться $5 \dots 10$ К в то время как скорость набегающих молекул относительно молекул, отражённых от помещённого в поток тела, может соответствовать температуре $T_\infty > 300$ К.

Рассмотрим влияние изменения сечения столкновения в зависимости от относительной скорости в двух вариантах: «жестких» молекул с $\sigma = \text{const}$ и «мягких» молекул с σ , обратно пропорциональным относительной скорости молекул.

Отражение молекул будем считать диффузным с максвелловским распределением. Средняя скорость отражённых молекул V_2 определяется температурой стенки T_w и коэффициентом аккомодации α_c . При анализе обтекания тела необходимо рассматривать несколько характерных значений длины пробега: набегающего потока в поле отражённых от тела молекул l_{12} ; отражённых молекул на набегающих молекулах l_{21} , длину пробега отражённых на отражённых l_{22} , а также введённые выше значения длины пробега l_{11} и l_∞ . Заметим, что в общем случае $l_{12} \neq l_{21}$.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Считая, что набегающий на поверхность спутника поток газа свободномолекулярный (Сидняев, 2018), гиперзвуковой, характер взаимодействия молекул с поверхностью зеркально-диффузный, молекулы газа испытывают однократные соударения с поверхностью спутника (Железнякова и др., 2010; Орлов, 2015, 2016), нормальное P_n и касательное P_τ напряжения, действующие на элементарную площадку поверхности dS , можно определить по формулам

$$P_n = q \left\{ (2 - a_n) 2 \cos^2 \psi_i + a_n \left[\frac{\pi(\chi - 1)}{\chi} \right]^{1/2} t_w^{1/2} \cos \psi_i \right\}, \quad (8)$$

$$P_\tau = q a_\tau 2 \sin \psi_i \cdot \cos \psi_i, \quad (9)$$

где ψ_i — местный угол наклона i -го элемента поверхности к вектору скорости \bar{V}_∞ набегающего потока, в случае плоского движения зависит только от угла атаки α ; a_n , a_τ — коэффициенты аккомодации нормального и касательного импульсов; χ — отношение удельных теплоёмкостей (показатель адиабаты); $t_w = T_w / T_0$ — температурный фактор; T_0 — температура торможения.

Значения коэффициентов a_n , a_τ в выражениях (8)–(9) зависят от физических свойств газа и поверхности спутника. Величину коэффициентов определяют экспериментально. Исследования, проведённые в работе (Барина, Тимбай, 2010а), показывают, что значения коэффициентов аккомодации для

воздуха, взаимодействующего с алюминием и сталью, составляют от 0,87 до 0,97. Значения температурного фактора t_w могут изменяться от 0,001 до 1 (Баринава, Тимбай, 2010б). Аэродинамические характеристики (коэффициент нормальной c_n и тангенциальной c_τ аэродинамических сил) определяются интегрированием зависимостей (10)–(11) по обтекаемой потоком газа поверхности спутника. Исследуем влияние величин a_n , a_τ и t_w на аэродинамические характеристики спутников. При $a_n = 0,87$, $a_\tau = 0,97$, $t_w = 1$ зависимости коэффициентов c_n и c_τ от угла атаки (рис. 1, 2) принимают максимальные значения, а при $a_n = 0,97$, $a_\tau = 0,87$, $t_w = 0,001$ — минимальные. Взаимодействие молекул с поверхностью спутника является не абсолютно неупругим.

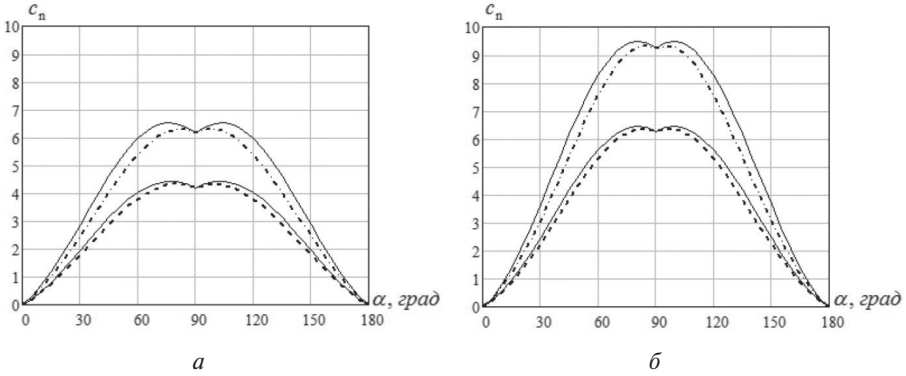


Рис. 1. Зависимость коэффициента c_n от угла атаки для спутников:
 а — CubeSat2U; б — CubeSat3U

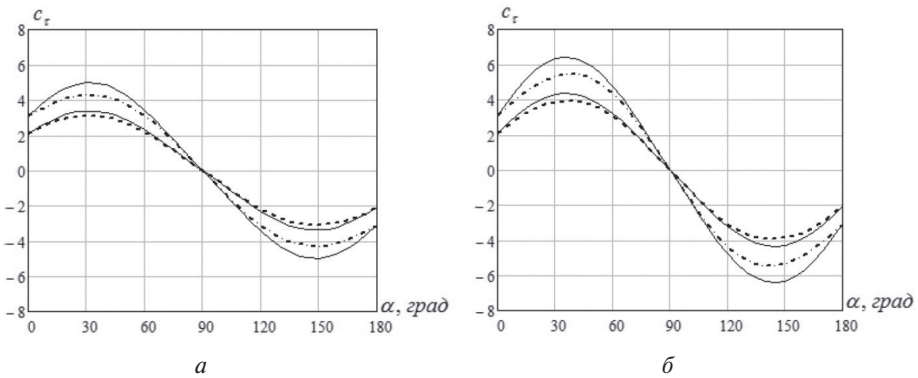


Рис. 2. Зависимость коэффициента c_τ от угла атаки для спутников:
 а — CubeSat2U; б — CubeSat3U

В случае, когда $a_n = 1$, $a_\tau = 1$, $t_w = 0$, взаимодействие молекул с поверхностью спутника является абсолютно неупругим (все молекулы полностью теряют свою энергию при столкновении со спутником и не отражаются). В этом случае аэродинамические характеристики определяются проекцией площади спутника на плоскость, перпендикулярную вектору скорости набегающего потока, и могут быть вычислены по формулам:

$$c_n = c_0 \tilde{S} \sin(\alpha), \quad c_\tau = c_0 \tilde{S} \cos(\alpha), \tag{10}$$

где c_0 — коэффициент, соответствующий значению c_τ , полученному при условии $\alpha = 0$, и в случае абсолютно неупругого удара равен 2; \tilde{S} — проекция площади спутника на плоскость, перпендикулярную вектору скорости набегающего потока, отнесённая к характерной площади. Для спутника стандарта CubeSat2U: $\tilde{S} = 2|\sin(\alpha)| + |\cos(\alpha)|$, для CubeSat3U: $\tilde{S} = 3|\sin(\alpha)| + |\cos(\alpha)|$.

Значения коэффициентов c_n и c_τ в случае абсолютно неупругого удара, вычисленные интегрированием по поверхности зависимостей (8)–(9), совпадают со значениями коэффициентов c_n и c_τ , вычисленными по формулам (10).

Формулы (10) могут использоваться для вычисления аэродинамических характеристик и в случае не абсолютно неупругого удара. В этом случае коэффициент c_0 в выражениях (10) вычисляется по формуле

$$c_0 = 2(2 - a_n) + a_n \sqrt{\pi(\chi - 1)t_w / \chi}. \quad (11)$$

В случае не абсолютно неупругого удара значение коэффициента c_0 варьируется от 2 до 3. Определяя аэродинамические характеристики в случае не абсолютно неупругого удара по формулам (10)–(11), необходимо учитывать погрешность (рис. 1, 2). Максимальная относительная погрешность вычисления аэродинамических характеристик спутников CubeSat2U и CubeSat3U составляет 12 и 16 % для $c_{n_{\max}}$ и $c_{\tau_{\max}}$, а для $c_{n_{\min}}$ и $c_{\tau_{\min}}$ — 8 и 9 % соответственно. Равнодействующая аэродинамических сил приложена в геометрическом центре спутников. В этом случае коэффициент восстанавливающего аэродинамического момента определяется по формуле:

$$m_\alpha = \bar{z}_T c_n, \quad (12)$$

где z_T — положение центра масс, отсчитываемое от геометрического центра спутника, $\bar{z}_T = z_T / l$.

Зависимость коэффициента $m_\alpha(\alpha)$ можно аппроксимировать синусоидальной зависимостью $\alpha_0^\alpha \sin(\alpha)$. Например, значения коэффициента α_0^α , соответствующие $c_{n_{\min}}(\alpha)$ и $c_{n_{\max}}(\alpha)$, для спутника CubeSat2U равны: $-0,43$ и $-0,62$, а для спутника CubeSat3U: $-0,61$ и $-0,91$.

ВЫБОР ПРОЕКТНО-БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ ЗАДАННОЕ УГЛОВОЕ ДВИЖЕНИЕ

Для определения проектно-баллистических параметров, обеспечивающих заданное угловое движение динамически симметричным спутникам стандарта CubeSat, строятся номограммы в зависимости от начальных значений угла атаки α_0 , угловой скорости $\dot{\alpha}_0$ и высоты полёта $H_0 = 320$ и 245 км. Для спутника CubeSat2U, продольный момент инерции C которого равен $3,3 \cdot 10^{-3}$ кг·м², отношение $C/B = 0,2$ и $0,3$, а также для спутника CubeSat3U, продольный момент инерции которого равен $5,0 \cdot 10^{-3}$ кг·м², отношение $C/B = 0,1$ и $0,2$ соответственно. При начальных значениях α_0 и $\dot{\alpha}_0$, соответствующих значениями из областей, расположенных над кривой, проходящей через точку $\alpha = 180^\circ$, спутник совершает вращательное движение, а под кривыми — колебательные движения относительно положения равновесия по углу атаки $\alpha = 0$. При начальных значениях, соответствующих значениям из областей, расположенных под кривыми, проходящими через точку $\alpha = 0^\circ$, спутник совершает колебания относительно положения равновесия по углу атаки $\alpha_* = \pm \arccos(-0,5a/(b+c))$. Если

начальные значения α_0 и $\dot{\alpha}_0$ соответствуют значениям из внутренней колебательной области, то при движении с высоты $H_0 = 320$ км продольная ось спутника CubeSat2U с относительным запасом статической устойчивости $\bar{z}_T = 0,10$ и отношением моментов инерции $C/B = 0,2$ будет совершать колебательные движения относительно положения равновесия $\alpha_* = 66^\circ$, а продольная ось спутника CubeSat3U с тем же запасом и отношением моментов инерции — относительно $\alpha_* = 55^\circ$. Продольная ось спутников может перейти в колебания относительно положения равновесия по углу атаки $\alpha = 0^\circ$. Высота перехода из колебательного движения относительно положения равновесия α_* в колебательное движение относительно положения равновесия по углу атаки $\alpha = 0^\circ$ определяются из решения уравнения (5). Если начальные значения α_0 и $\dot{\alpha}_0$ соответствуют вращательному движению, то в процессе снижения спутники могут перейти в колебательное движение относительно положения равновесия по углу атаки $\alpha = 0^\circ$. В этом случае высота перехода определяется из решения уравнения (4).

В работах (Баринаова, Тимбай, 2010а, б; Белецкий, 1965; Глухова, Тимбай, 2010; Дякин, Швыркина, 2016; Полянин, Вязьмин, 2013; Тимонин, Тянникова, 2015; Belotserkovskii, Khlopkov, 2010) рассматриваются полуэмпирические приближённые методы, основанные на численных и экспериментальных данных для расчётов аэродинамических характеристик сложных тел. Коэффициенты давления C_p и трения C_f для поверхности элемента с локальным углом падения α были представлены в следующих выражениях:

$$C_p = P_0 + P_1 \sin \alpha + P_2 \sin^2 \alpha, \quad C_f = \tau_0 \cos \alpha + \tau_1 \cos \alpha \cdot \sin \alpha,$$

где P_0, P_1, P_2, τ_0 и τ_1 (коэффициенты режима течения) зависят от параметров подобия, например, числа Рейнольдса ($Re_0 = \rho_\infty V_\infty L / \mu_0$, где μ_0 — вязкость в точке торможения T_0); числа Маха (M_∞), отношение теплоёмкостей ($\gamma = cp/cv$), температурный фактор ($t_w = T_w / T_0$) (Баринаова, Тимбай, 2010а, б; Белецкий, 1965; Глухова, Тимбай, 2010; Дякин, Швыркина, 2016; Полянин, Вязьмин, 2013; Тимонин, Тянникова, 2015; Belotserkovskii, Khlopkov, 2010). Уравнения коэффициентов режима течения можно написать так:

$$P_0 = P_0^{id} + (P_0^{fm} - P_0^{id}) F_{P_0}, \quad P_1 = P_1^{fm} F_{P_1},$$

$$P_2 = P_2^{id} + (P_2^{fm} - P_2^{id}) F_{P_2}, \quad \tau_0 = \tau_0^{fm} F_{\tau_0}, \quad \tau_1 = \tau_1^{fm} F_{\tau_1},$$

где индексы *fm* и *id* — относятся к свободномолекулярному и континуальному режиму соответственно. Более конкретно, свободномолекулярное условие зависит от нормальных и тангенциальных компонент импульса (Глаголев, Морозов, 2007; Зея, 2015; Сидняев, 2007; Myint, Khlopkov, 2010), обмениваемых между газом и поверхностью. Континуальное условие зависит от коэффициента давления в точке торможения (Казаковцев, Корянов, 2012; Ivanovich et al., 2013; Khlopkov et al., 2014; Morsa et al., 2011). Континуальное условие зависит от коэффициента давления в точке торможения, в частности от видов функций F_{τ_0} , F_{τ_1} , F_{P_0} , F_{P_1} и F_{P_2} , получаемых из полуэмпирической процедуры. Это зависит от результатов полученных численных расчётов и экспериментальных данных для различных тел и на разных условиях испытаний.

В работах (Баринаова, Тимбай, 2010б; Vashchenkov et al., 2011) представлен мостовой метод, разработанный Поттером и Петерсоном. Значения коэффициентов трения C_f и давления C_p основаны на корреляции для сферы методом прямого статистического моделирования Монте-Карло (ПСМ) в переходном режиме: можно показать в этой работе, что соотношение между коэффициентом

трения в переходном и в свободномолекулярном режиме (C_{ffm}) могут быть соотнесены с параметром Z , тогда:

$$Z = f(\theta) \frac{\left[M_\infty / \sqrt{\text{Re}_\infty} \right] \left(T_\infty / T_w \right)^{(1-\omega)/2} \left(80 H_w / H_0 \right)^y}{\sin \theta},$$

где $y = V^{2,7} (V^{3,1} + 180)$, $V = M_\infty / \sqrt{\text{Re}_\infty}$, $f(\theta)$ — функция корреляции данных ПСМ, для сферы $f(\theta) = 1 + \sin \theta$, θ — угол между местной нормаль к поверхности и скорость свободного потока. В работе вычислялся C_f кодом ПСМ и C_{ffm} известным уравнением Максвелла (Орлов, 2015; Сидняев, 2018). Они получили две корреляционные уравнения для $\theta \leq 75^\circ$

$$\frac{C_f}{C_{ffm}} = \left[\frac{0,24}{0,24 + Z^{1,3}} \right]^{1,25}, \quad \text{если } Z > 1,$$

$$\frac{C_f}{C_{ffm}} = 0,1284Z, \quad \text{если } Z \leq 1.$$

В интервале $75 \leq \theta \leq 90^\circ$ C_f / C_{ffm} вычисляется линейной интерполяцией между значением C_f / C_{ffm} на $\theta = 75^\circ$. По вышеуказанным уравнениям и значением $\theta = 90^\circ$ путём умножения правой части первого уравнения на коэффициент $1 + 887,5 / (7,46 + Z^{1,14})^2$, если $Z \geq 1$, или умножения правой части второго уравнения на коэффициент $1 + 12Z^2$, если $Z < 1$. Для оценки значения p / p_∞ авторы работы (Баринаова, Тимбай, 2010б) коррелируют это соотношение в зависимости от $M_\infty / \text{Re}_\infty$. Более конкретно

$$\frac{p_i}{p_{fm}} = 1 - \left(1 - \frac{p_i}{p_{fm}} \right) \cdot \left[1 + (0,6 + \theta)^4 \left(\frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \right)^{1/2} \right], \quad \text{если } p_i \leq p_{fm},$$

$$\frac{p_i}{p_{fm}} = 1 + \left(\frac{p_i}{p_{fm}} - 1 \right) \cdot \left[1 + 0,6 \left(\frac{M_\infty}{\text{Re}_\infty} \right)^{1/2} \right], \quad \text{если } p_i > p_{fm}.$$

где p_i и p_{fm} — давления, соответствующие невязкому потоку и свободномолекулярному, которые вычисляются по известному уравнению Максвелла (Орлов, 2015). Давление p_i вычисляется из отношения:

$$\frac{p_i}{p_\infty} = 1 + 1,895 S_\infty^2 (1 + 0,191\theta - 2,143\theta^2 + 1,564\theta^3 - 0,334\theta^4).$$

В работе предложена глобальная мостовая функция для вычисления коэффициентов аэродинамических сил

$$C = P_b C_{fm} + (1 - P_b) C_{cont},$$

где C_{fm} , C_{cont} — соответствующие коэффициенты давления и трения; f_m и f_{cont} — значения коэффициентов в свободномолекулярном и континуальном режиме соответственно. Функция P_b определяется в соответствии вариации между свободномолекулярным и континуальным режимами с помощью числа Кнудсена, Маха, Рейнольдса:

$$P_b = \sin^2 \varphi, \quad \varphi = \pi(a_1 + a_2 \log_{10} \text{Kn}_\infty), \quad 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2},$$

где a_1 и a_2 — постоянные, зависящие от числа Кнудсана. С использованием критериев Kn_{fm} и Kn_{cont} для свободномолекулярного и континуального режима используется зависимость:

$$P_b = \frac{1}{2} \left(1 + \text{erf} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{\Delta \text{Kn}} \left(\frac{\text{Kn}_\infty}{\text{Kn}_m} \right) \right) \right),$$

где Kn_m — в переходном режиме определено в $P_b = 0,5$; ΔKn — логарифмическая ширина в переходном режиме. При $\text{Kn}_{cont} = 10^{-3}$ и $\text{Kn}_{fm} = 10$ получим $a_1 = 0,375$ и $a_2 = 0,175$. Константы a_1 и a_2 — регулируемые параметры (Глухова, Тимбай, 2010; Орлов, 2016). В работах (Железнякова и др., 2010; Орлов, 2016; Сидняев, 2018) используются выражения для элементарных сил давления и трения

$p = p_0 \sin^2 \theta + p_1 \sin \theta$, $\tau = \tau_0 \sin \theta \cdot \cos \theta$. Здесь коэффициенты p_0 , p_1 , τ_0 (коэффициенты режима течения) (Железнякова и др., 2010; Орлов, 2016; Сидняев, 2018) зависят от числа Рейнольдса Re_0 . На рис. 3 представлены коэффициенты давления C_p на сфере (Belotserkovskii, Khlopkov, 2010) и силы сопротивления $C_x(\alpha)$ для воздушно-космического аппарата типа «Клипер» (Белецкий, 1965; Дякин, Швыркина, 2016; Железнякова и др., 2010; Орлов, 2016; Сидняев, 2018).

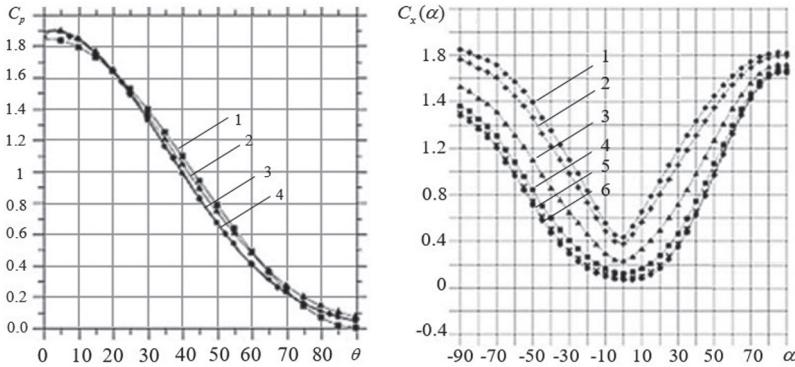


Рис. 3. Коэффициенты давления C_p на сфере: 1 — $\text{Re}_0 = 0$; 2 — $\text{Re}_0 = 1$; 3 — $\text{Re}_0 = 10$; 4 — $\text{Re}_0 = 100$; 5 — $\text{Re}_0 = 1000$; 6 — $\text{Re}_0 = 10\,000$); и силы сопротивления $C_x(\alpha)$: 1 — Kotov; 2 — Potter; 3 — ModfodPotter; 4 — DS2v

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы случаи плоского углового движения спутника на низких круговых орбитах под действием восстанавливающего аэродинамического момента, имеющего синусоидальную зависимость от угла атаки, при этом изменением плотности атмосферы в процессе движения пренебрегается. Рассмотрены переходные режимы движения спутника относительно центра масс на начальном участке траектории спуска в атмосфере под действием восстанавливающего аэродинамического момента, который имеет вид бигармонического ряда по углу атаки, при этом действием гравитационного момента пренебрегается. Дополнительно исследованы случаи плоского движения относительно центра масс спутника при снижении с низких круговых орбит под действием аэродинамических сил.

ЛИТЕРАТУРА

- Баринаева Е. В., Тимбай И. А.* (2010а) Исследование плоского движения относительно центра масс спускаемого аппарата с тригармонической моментной характеристикой при входе в атмосферу // Вестн. Самарского гос. аэрокосм. ун-та им. акад. С. П. Королёва (нац. исследоват. ун-та). 2010. № 1(21). С. 9–19.
- Баринаева Е. В., Тимбай И. А.* (2010б) Исследование пространственного движения относительно центра масс спускаемого аппарата с тригармонической моментной характеристикой при входе в атмосферу // Вестн. Самарского гос. аэрокосм. ун-та им. акад. С. П. Королёва (нац. исследовательского ун-та). 2010. № 4(24). С. 11–19.
- Белецкий В. В.* Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 416 с.
- Глаголев К. В., Морозов А. Н.* Физическая термодинамика: учеб. изд. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2007. 272 с.
- Глухова Л. В., Тимбай И. А.* Исследование плоского движения относительно центра масс космического аппарата под действием гравитационного и аэродинамического моментов при снижении с круговых орбит // Вестн. Самарского гос. аэрокосм. ун-та им. акад. С. П. Королёва (нац. исследовательского ун-та). 2010. № 4(24). С. 30–37.
- Дякин Р. А., Швыркина О. С.* Баллистические аспекты полета космического аппарата для изучения дальнего космоса // Инженер. журн.: наука и инновации. 2016. № 4. 11 с.
- Железнякова А. Л., Кузенов В. В., Петрусев А. С.* и др. Расчёт аэротермодинамики двух типов моделей спускаемых космических аппаратов // Физико-хим. кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 9. № 1. С. 180–185.
- Зезя М. М.* Результаты расчета аэротермодинамических характеристик космического аппарата в свободномолекулярном режиме // Нац. ассоц. ученых. 2015. № 3–6. С. 77–80.
- Казаковцев В. П., Корянов В. В.* Метод исследования динамики углового движения космического спускаемого аппарата с надувным тормозным устройством // Вестн. Моск. гос. техн. ун-та им. Н. Э. Баумана. Сер. «Машиностроение». 2012. № 3. С. 39–46.
- Орлов А. И.* Взаимосвязь предельных теорем и метода Монте-Карло // Политемат. сетевой электрон. науч. журн. Кубанского гос. аграрного ун-та. 2015. № 114. С. 27–41.
- Орлов А. И.* Предельные теоремы и метод Монте-Карло // Заводская лаб. Диагностика материалов. 2016. Т. 82. № 7. С. 67–72.
- Полянин А. Д., Вязьмин А. В.* Декомпозиция трехмерных линеаризованных уравнений вязкоупругих жидкостей Максвелла, Олдройда и их обобщений // Теорет. основы хим. технологии. 2013. Т. 47. № 4. С. 386–386.
- Сидняев Н. И.* Исследование аэродинамических характеристик тел вращения с проникаемым наконечником при обтекании гиперзвуковым потоком // Прикладная механика и техн. физика. 2007. Т. 48. № 2. С. 19–26.
- Сидняев Н. И.* Исследование разрушения поверхности космического аппарата при контактном взаимодействии с микрочастицами космической среды // Косм. исслед. 2018. Т. 56. Вып. 3. С. 233–242.
- Тимонин В. И., Тяникова Н. Д.* Сравнение прогрессивно цензурированных выборок — численные методы табулирования распределений статистик однородности и исследование оценки параметров связи их распределений методом Монте-Карло // Мат. моделирование и числ. методы. 2015. Вып. 7. С. 89–100.
- Belotserkovskii O. M., Khlopkov Y. I.* Monte Carlo Methods in Mechanics of Fluid and Gas. World Scientific. 2010. 280 p.
- Ivanovich K. Y., Myint Z. Y. M., Yurievich K. A.* Aerodynamic Investigation for Prospective Aerospace Vehicle in the Transitional Regime // Intern. J. Aeronautical and Space Sciences. 2013. V. 14. Iss. 3. P. 215–221.
- Khlopkov Y. I., Chernyshev S. L., Myint Z. Y. M., Khlopkov A. Y.* Hypersonic aerothermodynamics investigation for aerospace system // 29th Congress of the Intern. Council of the Aeronautical Sciences (ICAS'2014). 2014. 7 p.

Morsa L., Zuppari G., Schettino A., Votta R. Analysis of Bridging Formulae in Transitional Regime // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1333. No. 1. P. 1319–1324.

Myint Z. Y. M., Khlopkov A. Y. Aerodynamic characteristics of an aircraft with a complex shape taking into account the potential of molecular flow interaction with a surface // TsAGI Science J. 2010. V. 41. Iss. 5. P. 551–566.

Vashchenkov P., Ivanov M., Krylov A. Numerical Simulations of High-Altitude Aerothermodynamics of a Promising Spacecraft Model // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1333. No. 1. P. 1337–1342.

DETERMINATION OF THE AERODYNAMIC CHARACTERISTICS OF SPACECRAFT WRAPPED BY GAS SPARSE

A. A. Loginova, N. I. Sidnyaev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The article is devoted to the problem of determining the calculation of the aerodynamic characteristics of spacecraft when flowing around a discharged gas. It is assumed that the flow can be characterized by the path length of the molecule. A plane motion relative to the center of mass of an uncontrolled satellite with a decrease from low circular orbits under the action of gravitational and restoring aerodynamic moments is considered. The influence of design-ballistic parameters (initial conditions of angular motion, static stability margin, inertia moment ratio) on the satellite angular motion (rotation, oscillations) is investigated. Collisions of molecules are determined by the distant plots of the potential Maxwell distribution curve. It is noted that with an increase in the relative velocity of the molecules, the effective cross section can change many times. The interaction of molecules with the surface of the satellite is absolutely inelastic (all molecules completely lose their energy when they collide with the satellite and are not reflected). For this case, the aerodynamic characteristics are determined by the projection of the satellite area on the plane perpendicular to the free-stream velocity vector and can be calculated using known formulas.

Keywords: satellite, motion relative to the center of mass, gravitational moment, aerodynamic moment, aerodynamic characteristics, design-ballistic parameters

Loginova Anastasiya Alekseevna— student, nastya.loginova@mail.ru

Sidnyaev Nikolay Iwanowitsch — doctor of technical sciences, prof., Sidnyaev@yandex.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОЙ СПУТНИКОВОЙ СЪЁМКИ ПРИ АНАЛИЗЕ ЭВОЛЮЦИИ ОБЛАЧНОСТИ ПОЛЯРНЫХ МЕЗОВИХРЕЙ

В. О. Лопуха

Российский государственный гидрометеорологический университет (РГГМУ)
Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию эволюции облачных систем полярных вихрей в сроки март – апрель 2017 г. и сентябрь 2018 г. Для детального анализа особенностей структуры облачности мезовихря были использованы изображения в оптическом и инфракрасном тепловом каналах. В ходе выполнения исследования были применены различные схемы цветового синтеза спутниковых изображений, позволяющие проследить эволюцию облачной системы мезовихря на микрофизическом уровне. Предложенные методы тематической обработки имеют практическую ценность при анализе отдельных форм облаков, из которых формируется облачная система мезовихря на разных стадиях его развития, и скорости эволюции облачной системы в целом.

Ключевые слова: полярные мезоциклоны, спутниковые данные, Карское море

ВВЕДЕНИЕ

Полярные циклоны — мезомасштабные вихри, образующиеся к полюсу от основной бароклинической зоны. В Северном полушарии акватория Северо-Европейского бассейна хорошо изучена на предмет появления в ней мезомасштабных циклонов. Ввиду значительной разницы температуры, усиленной тёплым атлантическим течением на севере и массивом дрейфовых льдов, в приводном слое она благоприятна для формирования полярных циклонов. В данной области также существует интенсивный тропосферный перенос, что создаёт благоприятные условия для развития бароклинической неустойчивости в холодное время года. Турбулентные потоки тепла и влаги от морской поверхности являются основными источниками энергии образования и развития полярных циклонов. Мезомасштабные вихри над морями восточной части российской Арктики изучены менее чем над западной её частью. Это вызвано незначительной межсезонной изменчивостью площади ледяного покрова. В акватории морей Бофорта, Чукотского, Восточно-Сибирского до недавнего времени фиксировались лишь отдельные случаи с полярными циклонами. В настоящее время сокращение ледяного покрова вызывает активизацию мезомасштабного циклогенеза в этой области.

Арктический климат оказывает большое влияние на частоту появления и интенсивность полярных циклонов. Глобальное потепление и сокращение площади ледяного покрова в морях Северного Ледовитого океана приводит к формированию новых областей зарождения и интенсивного развития мезомасштабных вихрей. Такими районами являются Восточно-Сибирское, Чукотское море и море Лаптевых. Их акватории летом и осенью освобождаются ото льда полностью, тогда как раньше площадь вышеперечисленных морей была полностью покрыта льдом на протяжении всего года.

Размер полярных циклонов варьируется от 100 до 1000 км, т.е. их размер весьма незначителен в сравнении с внетропическими циклонами. Этим объясняется факт, что мезомасштабные циклоны трудно обнаружить в поле давления (Заболотских и др., 2015; Forsythe et al., 2015; Rasmussen, Turner, 2003).

Для мезомасштабных полярных циклонов характерен короткий срок жизни относительно крупномасштабных атмосферных вихрей. В среднем он составляет от нескольких часов до трёх суток, при условии малоподвижности и нахождения над водной поверхностью они могут существовать в течение более продолжительного времени.

Процесс их зарождения и развития проходит быстро и характеризуется резким падением давления. Из-за малого количества метеорологических станций сложно определить давление на уровне море в центре мезомасштабного полярного циклона. Выделение полярных циклонов в отдельный подтип вызвано тем, что они относятся к морским системам со скоростью приземного ветра, превышающей 15 м/с. Средние значения скорости ветра лежат в пределах 18,5...23,5 м/с, иногда достигая ураганной силы, при сильной конвергенции ветра в нижних слоях и дивергенции в верхних слоях атмосферы (Ефимова и др., 2018).

Интерес к мезоциклонам вызван, в первую очередь, интенсивным освоением российской Арктики и, как следствие, необходимостью прогнозирования возникновения опасных явлений погоды, влияющих на судоходство и объекты народного хозяйства. Интенсивные мезомасштабные полярные циклоны вызывают экстремально опасные погодные явления, а именно: штормовой ветер, обледенение судов и сооружений, снежные заряды, вызывающие значительное ухудшение видимости. Они развиваются внезапно и в течение короткого промежутка времени. Трудность их прогнозирования обусловлена особенностью строения и эволюции полярных циклонов. Сеть стандартных гидрометеорологических наблюдений над морями недостаточно развита в этом регионе и мезомасштабные циклоны не всегда фиксируются в поле давления на картах приземного анализа, поэтому только данные мультиспектральной спутниковой съёмки являются лучшим инструментом для мониторинга мезомасштабных полярных циклонов. Применение метода цветового синтеза спутниковых изображений, основанного на использовании дальних инфракрасных (ИК) каналов, позволяет анализировать эволюцию облачной системы полярных циклонов в условиях как дневной, так и ночной съёмки и полярной ночи, что особенно актуально в рассматриваемом регионе.

КЛАССИФИКАЦИЯ, УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ПОЛЯРНЫХ ЦИКЛОНОВ

Традиционно принято выделять два типа облачных систем полярного мезомасштабного циклона — системы в виде спирали и в виде запятой, помимо этого, встречаются более сложные типы облачных структур. В процессе эволюции облачного мезовихря может происходить трансформация облачной системы, имеющей форму запятой, в спиралевидную форму. В этих облачных вихрях можно наблюдать «глаз» бури, аналогично тропическому циклону, однако таких экстремальных значений давления и скорости ветра не отмечается.

Кроме морфометрической характеристики облачных вихрей полярных мезомасштабных циклонов проводится классификация и по ряду других признаков. В основу синоптической классификации положен принцип определения местоположения мезоциклона относительно крупномасштабных синоптических систем. Наиболее часто используется классификация, учитывающая синоптические условия и механизмы формирования полярных мезомасштабных циклонов (Луценко, 1999; Polar Lows..., 1986, 2003; Turner et al., 1993; Wilhelmsen, 1985).

<i>Группа</i>	<i>Название</i>
1	Системы реверсивной кривизны
2	Барические ложбины
3	Фронты в погранслое атмосферы
4	Холодные депрессии (включая вихревые системы)
5	Облачные запятыя
6	Бароклинные волны — системы прямых сдвигов
7	Орографические полярные циклоны

К основным механизмам образования мезовихрей над поверхностью моря относятся:

Бароклинная неустойчивость. Характеризуется динамической волновой неустойчивостью атмосферного потока в поле силы Кориолиса с широтным градиентом температуры и вертикальным градиентом скорости ветра, при этом источником энергии формирующихся возмущений является потенциальная энергия.

Термическая конвекция. Холодная сухая воздушная масса, перемещаясь с поверхности льда на более тёплую поверхность моря, становится тёплой и влажной, при этом процесс образования облачности сопровождается выделением скрытого тепла и приводит к развитию глубокой конвекции и образованию мезоциклона. Разница в температуре воздуха и подстилающей поверхности составляет порядка 20°.

Баротропная неустойчивость. Такой вид неустойчивости потока связан с горизонтальным сдвигом ветра и возникновением мелкомасштабных вихрей сдвига, которые при наличии определённых условий способны трансформироваться в полярный мезомасштабный циклон.

Условная неустойчивость второго рода. Процесс взаимодействия и взаимного усиления мелкомасштабной влажной конвекции с образованием кучевой облачности и циклонической циркуляции, которая приводит к конвергенции воздуха к центру, приводя к взаимному усилению циркуляции и конвекции. При этом источником энергии служит высвободившееся в процессе конденсации тепло. Однако такой механизм не является основным при образовании полярных мезоциклонов.

Циклогеострофичность полярных циклонов оценивается по вкладу цикло- и геострофических компонент в уравнении движения. Поскольку в высоких широтах сила Кориолиса близка по значению центробежной силе, полярные циклоны занимают промежуточное положение между геострофическими и циклострофическими вихрями.

Для образования полярных мезоциклонов необходимо наличие форсирующего механизма, например, холодной ложбины или холодного циклонического ядра на уровне 500 гПа при температуре ниже –40 °С.

Процесс трансформации мезомасштабного вихря в полярный мезомасштабный циклон вследствие динамического форсинга происходит быстро. Стадии развития полярных циклонов строго не определяются. Традиционно выделяют три стадии эволюции полярного циклона: формирование, максимальное развитие и заполнение (Emanuel, Rotunno, 1989).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование эволюции облачности полярных мезовихрей базировалось на комплексном использовании мультиплатформенных и мультиспектральных спутниковых данных — видимых и инфракрасных изображениях, полученных спектрометрией MODIS, установленной на борту спутников Aqua и Terra, радиометром VIIRS со спутника Suomi NPP.

Совместное использование трёх спутниковых платформ позволяет минимизировать пропуски при оценки облачной структуры полярных мезовихрей, которые допускаются при использовании синоптических карт погоды и численных моделей.

В ходе выполнения работы были получены цветосинтезированные спутниковые изображения с использованием каналов оптического и ИК-диапазона. Предложенные методы тематической обработки позволяют определить строение и фазу влагосодержания облачной системы (Лопуха, Федосеева, 2018).

В работе рассматривались полярные мезовихри за период март – апрель 2017 г. и сентябрь 2018 г. Для демонстрации эволюции облачной системы произвольно выбран период март – апрель 2017 г.

При анализе спутниковых изображений 23 августа 2017 г. был обнаружен полярный циклон в районе Карского моря. На рис. 1 приведены цветосинтезированные изображения полярного циклона в стадии максимального развития, полученные на основании данных, принятых сенсорами спутников Terra и Aqua в оптическом, среднем и тепловом ИК-диапазонах спектра. Они позволяют проанализировать микрофизический состав облачной спирали. В соответствии с разработанной шкалой цветовых соответствий (рис. 2, см. с. 87), внутренняя часть облачного образования состоит преимущественно из ледяных кристаллов малых размеров, образующих массив перистых облаков, внешнюю часть облачности мезовихря составляют большие ледяные кристаллы с вкраплением кристаллов малого размера.

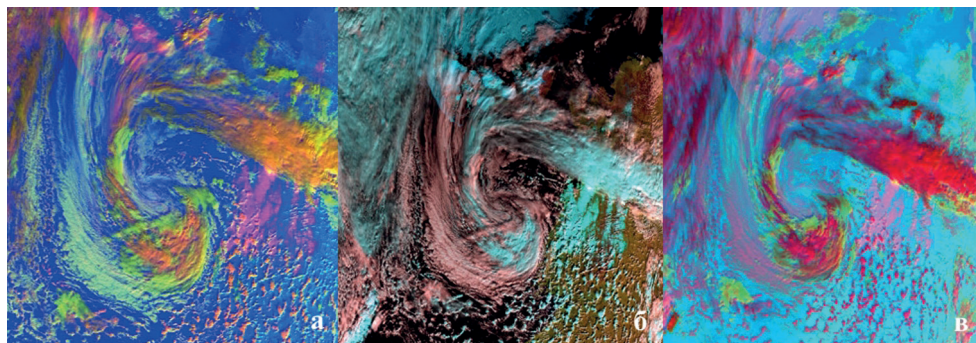


Рис. 1. Полярный циклон в районе Карского моря 24 августа 2017 г. 07:05 UTC. MODIS (Terra): *a* – RGB-модель А; *б* – RGB-модель В; *в* – RGB-модель С

На рис. 3 (см. с. 87) представлен снимок, выполненный в условиях недостаточной освещённости (ночной съёмки) того же полярного циклона в стадии зарождения за 23 августа 21:40 UTC. Благодаря использованию модели цветового синтеза, в которой применяются каналы в дальней ИК-части спектра, возможно дешифровать микрофизический состав облачного образования.

Согласно разработанной шкале цветовых соответствий, представленной на рис. 4 (см. с. 87), массив холодных и плотных облаков преимущественно состоит из крупных ледяных кристаллов, при этом в его внутренней части наблюдаются незначительные вкрапления перистой облачности, состоящей из мелких ледяных кристаллов.

На рис. 5 (см. с. 88) представлена последовательность спутниковых изображений развития полярного мезовихря, наблюдаемого 23–25 августа 2017 г. над поверхностью Карского моря. Для анализа микрофизического состава облачного массива были применены аддитивные цветовые модели В и 5.

Модель А	Модель В	Модель С
Большие ледяные кристаллы	Снег	Большие ледяные кристаллы
Ледяные кристаллы малых размеров	Маленькие капли воды	Ледяные кристаллы малых размеров
Большие капли воды	Ледяные облака верхнего яруса	Большие ледяные кристаллы (Сi)
Капли воды малых размеров	Земля	Ледяные кристаллы малых размеров (Сi)
Океан	Океан	Океан
Растительность	Растительность	Растительность
Снег		Снег
		Капли воды малых размеров

Рис. 2. Таблицы цветовых соответствий различных типов подстилающей поверхности на спутниковых изображения, полученных в условиях дневной съёмки

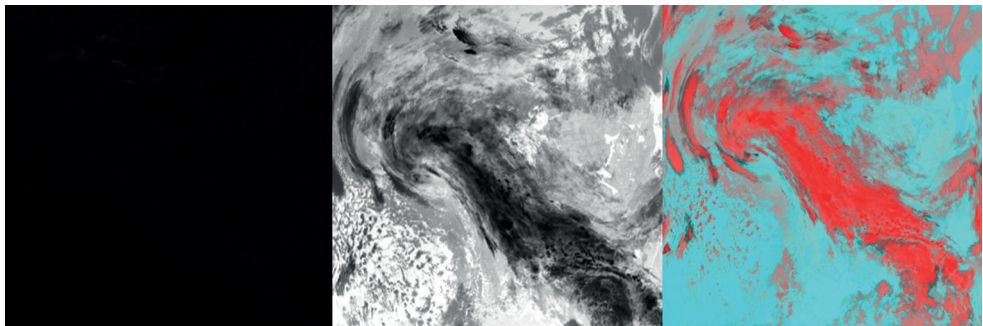


Рис. 3. Полярный циклон в районе Карского моря 23 августа 2017 г. 21:40 UTC. MODIS (Aqua): а — спутниковое изображение в видимом диапазоне; б — спутниковое изображение в дальнем ИК-диапазоне; в — RGB-модель

Согласно разработанным шкалам цветовых соответствий облачность мезовихря в начальной стадии (23.08.2017, 05:05–12:55) преимущественно состоит из ледяных облаков верхнего яруса, в незначительном количестве присутствуют маленькие капли воды, которые располагаются на внешней части облачной спирали.

Рис. 4. Таблица цветовых соответствий различных типов подстилающей поверхности на спутниковых изображения, полученных в условиях ночной съёмки

Модель 5
Крупные ледяные кристаллы (холодные, плотные облака)
Мелкие ледяные кристаллы (перистая облачность)
Капли воды (облака среднего яруса)
Океан

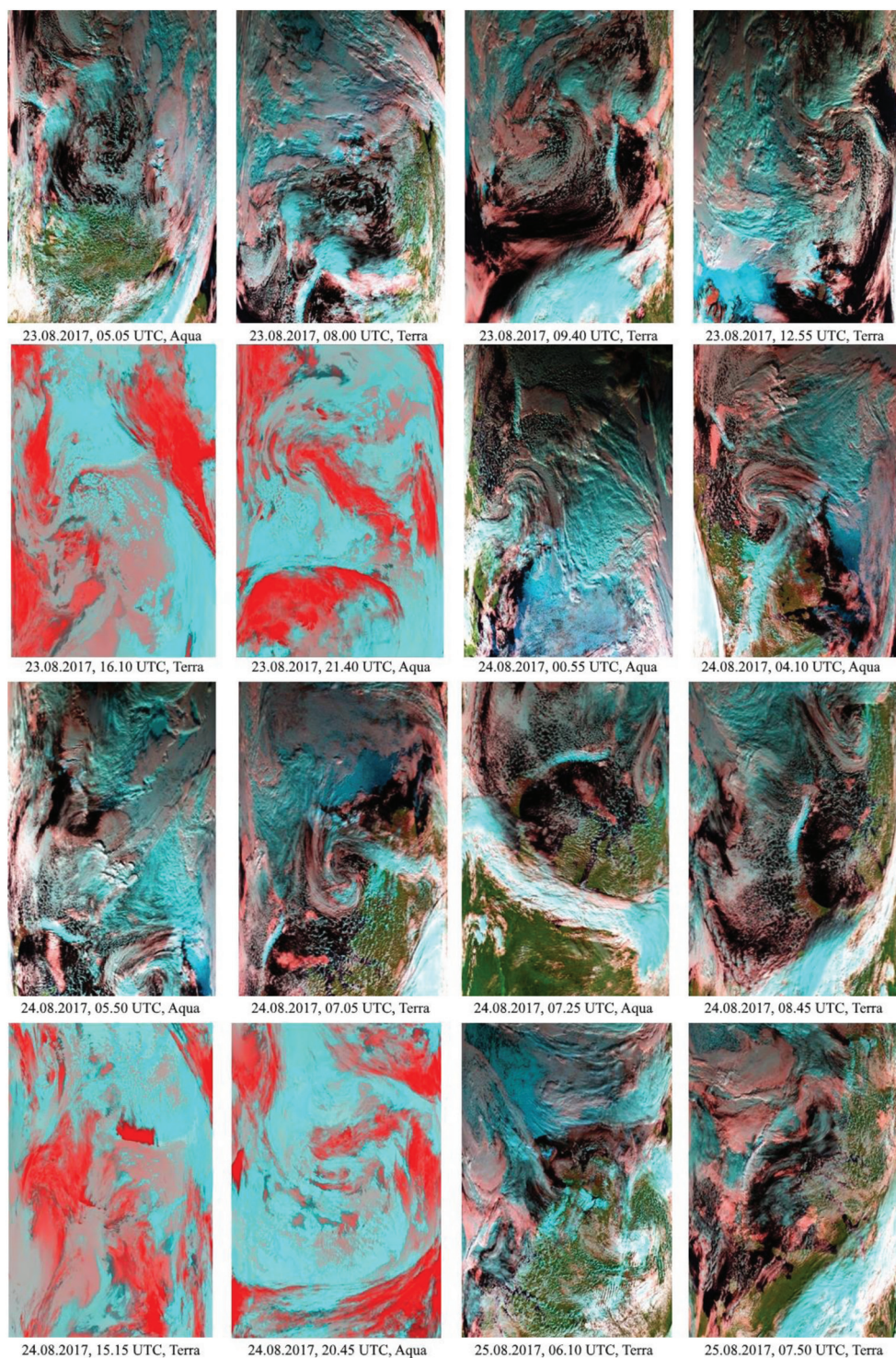


Рис. 5. Последовательность спутниковых изображений полярного циклона над Карским морем за 23.08.2017–25.08.2017 (RGB-модель В, модель 5)

При оценке фазы влагосодержания облачной системы мезовихря в стадии максимального развития (23.08.2017, 16:10 – 24.08.2017, 08:45) и стадии заполнения (24.08.2017, 15:15 – 25.08.2017, 07:50) были использованы снимки, полученные в том числе в условиях недостаточной освещённости. В стадии максимального развития большие ледяные кристаллы и незначительное количество ледяных кристаллов малого размера составляют массив перистых облаков. Спираль облачности в стадии заполнения состоит в основном из жидких капель воды.

ЛИТЕРАТУРА

- Ефимова Ю. В., Булгаков К. Ю., Федосеева Н. В., Неелова Л. О., Угрюмов А. И., Лаврова И. В.* Анализ основных механизмов формирования «взрывных» полярных циклонов // Ученые записки Рос. гос. гидрометеорол. ун-та. 2018. № 52. С. 9–20.
- Заболотских Е. В., Гурвич И. А., Шапрон Б.* Новые районы распространения полярных циклонов в Арктике как результат сокращения площади ледового покрова // Исслед. Земли из космоса. 2015. № 2. С. 64–77.
- Лопуха В. О., Федосеева Н. В.* Анализ облачности мезомасштабных полярных вихрей по мультиспектральным спутниковым данным // Тр. Военно-косм. акад. им. А. Ф. Можайского. 2018. № 662. С. 172–175.
- Луценко Э. И.* Мезомасштабный циклогенез над арктическими морями по спутниковым наблюдениям // Тр. ААНИИ. 1999. Т. 441. С. 202–213.
- Emanuel K. A., Rotunno R.* Polar lows as arctic hurricanes // *Tellus*. 1989. V. 41A. P. 1–17.
- Forsythe J. M., Haynes J. M.* CloudSat Observes a Labrador Sea Polar Low // *Bull. American Meteorological Society*. 2015. V. 96. Iss. 8. P. 1229–1231.
- Polar Lows Project: Final Report / main ed. Lystad M.; The Norwegian Meteorological Institute. 1986. 196 p.
- Polar Lows: Mesoscale Weather Systems in the Polar Regions / eds: E. A. Rasmussen, J. Turner. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003. 612 p.
- Rasmussen E. A., Turner J.* Polar Lows: Mesoscale Weather Systems in the Polar Regions. Cambridge University Press, 2003. 412 p.
- Turner J., Lachlan-Cope T. A., Thomas J. P.* A comparison of Arctic and Antarctic mesoscale vortices // *J. Geophysical Research*. 1993. V. 98. No. D7. P. 13,019–13,034.
- Wilhelmsen K.* Climatological study of gale-producing polar lows near Norway // *Tellus*. 1985. V. 37A. P. 451–459.

USE THE MULTISENSORY SATELLITE DATA FOR ANALYSIS EVOLUTION OF THE POLAR LOWS

V. O. Lopukha

Russian State Hydrometeorology University (RSHU), Saint Petersburg, Russia

This paper denotes clouds microphysics analysis with thematic processing of multisensory images of polar lows, which can produce serious threat to mariners and coastal interests due to rapid genesis, small size and occurrence over marine surface. The dataset (MODIS Aqua/Terra, Suomi-NPP VIIRS) was clipped between march-april 2017 and September 2018 years. The main advantages of the methods proposed in this paper are a detect evolution of the polar lows and the capability of integration of daytime and nighttime images.

Keywords: polar mesocyclones, satellite data, Kara Sea

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОМЕХОЭМИССИИ ЗВЁЗДНЫХ ДАТЧИКОВ

К. П. Любченко, Н. А. Строилов, Н. Ф. Абрамов, Н. Н. Брысин

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия

В работе описано исследование индикатрисы излучения электромагнитного поля звёздного датчика (ЗД) типа БОКЗ-М2 и оптической головки ОГ-32 из состава ЗД типа мБОКЗ-2В. Результаты проведённой работы показывают наличие зависимости интенсивности излучения электромагнитных волн от положения измерительной антенны относительно корпуса исследуемого прибора.

Ключевые слова: звёздный датчик, электромагнитная совместимость, индикатриса излучения

ВВЕДЕНИЕ

Космический аппарат (КА) представляет собой сложный комплекс из различных служебных систем, таких как система обработки данных, двигательных установок, ориентации и навигации, энергообеспечения, термостабилизации и другие. Каждая система КА разрабатывается для выполнения определённой задачи и включает в себя набор специализированных приборов, находящихся в ограниченном объёме пространства. Чтобы все приборы могли функционировать, не создавая помех друг другу, выдвигаются требования по электромагнитной совместимости (ЭМС).

В работе приводятся результаты исследования по измерению помехоэмиссии звёздных датчиков (ЗД), разрабатываемых в ИКИ РАН. Каждый электронный блок из состава ЗД, например, вторичный источник питания или плата процессора, является источником электромагнитных волн (ЭМВ) с частотой, соответствующей тактовой частоте отдельных электронных элементов.

Для авторов данной работы представляет интерес различие в характерах излучений приборов, построенных на двух принципиально различных схемотехнических решениях. В частности, с применением приёмника изображения с активным пикселем и ПЗС (прибор с зарядовой связью). Так, применение приёмника изображения типа ПЗС предполагает наличие источника питания с несколькими номиналами выходного напряжения, реализацию схем сдвига зарядов, аналогово-цифрового преобразователя и т.п. Тогда как в приёмнике с активным пикселем уже интегрированы необходимые для работы узлы. С другой стороны, тактовая частота приёмника с активным пикселем, как правило, намного выше, чем в схемах с ПЗС, что не может не отразиться на спектре эмиссии ЭМВ.

Также проведённое исследование было направлено на изучение индикатрисы излучения ЭМВ в диапазоне частот от 1 до 300 МГц. В процессе измерения исследуемый прибор поворачивался вокруг собственных осей относительно измерительных антенн с шагом 30°. Полученные результаты послужили основой для анализа конструкции ЗД с точки зрения ЭМС.

Любченко Константин Павлович — инженер, kostya2154@gmail.com

Строилов Николай Александрович — научный сотрудник

Абрамов Николай Фредерикович — инженер

Брысин Николай Николаевич — научный сотрудник, канд. техн. наук

ПОДГОТОВКА К ПРОВЕДЕНИЮ ИССЛЕДОВАНИЯ

Измерениям подвергались образцы ЗД двух серий: БОЗК-М2 и ОГ-32. Серии исследуемых приборов сильно отличаются друг от друга конструктивно, по составу электрических компонентов, по видам внешних интерфейсов данных и способу функционирования.

Звёздный датчик типа БОКЗ-М2, представленный на рис. 1, является полноценным ЗД со сложной электрической схемой, состоящей из следующих блоков: вторичный источник питания, плата процессора, модуль видеотракта. Каждый из этих блоков включает множество элементов, работающих с различной тактовой частотой и создающих электромагнитное поле в диапазоне рабочих частот. С внешними приборами взаимодействует по интерфейсам МКО ГОСТ Р 52070-2003. Фотоприёмное устройство (ФПУ) в данном ЗД реализовано на ПЗС-матрице.

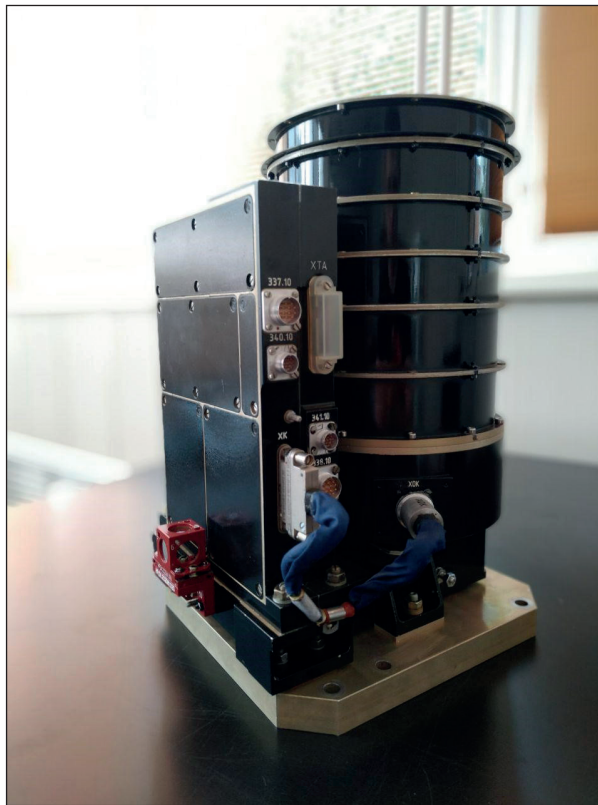


Рис. 1. Звёздный датчик типа БОКЗ-М2

Звёздный датчик серии ОГ-32 является оптической головкой из состава ЗД типа мБОКЗ-2В, представленного на рис. 2 (см. с. 92), который имеет в составе две оптические головки и блок обработки данных (БОД). Головка ОГ-32 предназначена для получения изображений участка небесной сферы и имеет в составе модули питания и видеотракта. Обработка изображений, получаемых при помощи ОГ-32, осуществляется в БОД из состава мБОКЗ-2В. В ОГ-32 ФПУ построено на основе приёмника изображения с активным пикселем.

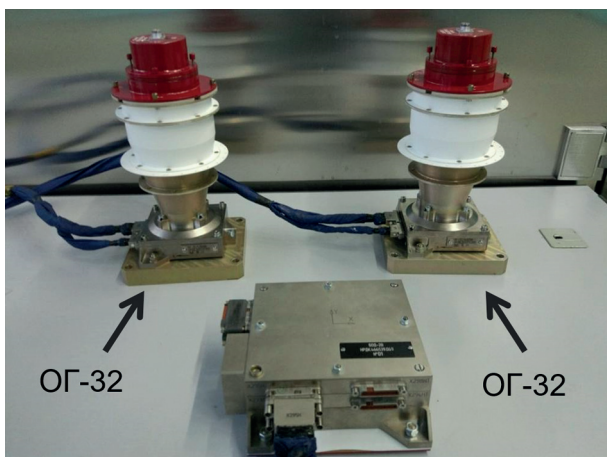


Рис. 2. Звёздный датчик типа мБОКЗ-2В

Поскольку большая часть электрических элементов в обоих ЗД работает в диапазоне частот от 1 до 300 МГц, было принято решение проводить измерения в этом диапазоне.

Перед началом исследования проведена работа по выбору времени накопления, наиболее полно описывающего реальную картину излучения. На рис. 3а приведён график при времени накопления, равном 20 мс, которое является рекомендуемым для выбранного диапазона частот в соответствии с руководством по эксплуатации на анализатор спектра. График, полученный при времени накопления, охватывающем полный цикл работы прибора, равный 1 с, приведён на рис. 3б. При проведении исследования использовалось время накопления, равное 1 с. В целях сокращения длительности проведения измерений было принято решение выбрать максимально возможное значение полосы пропускания фильтра, равное 1 МГц, которому удовлетворяет шаг 400 кГц.

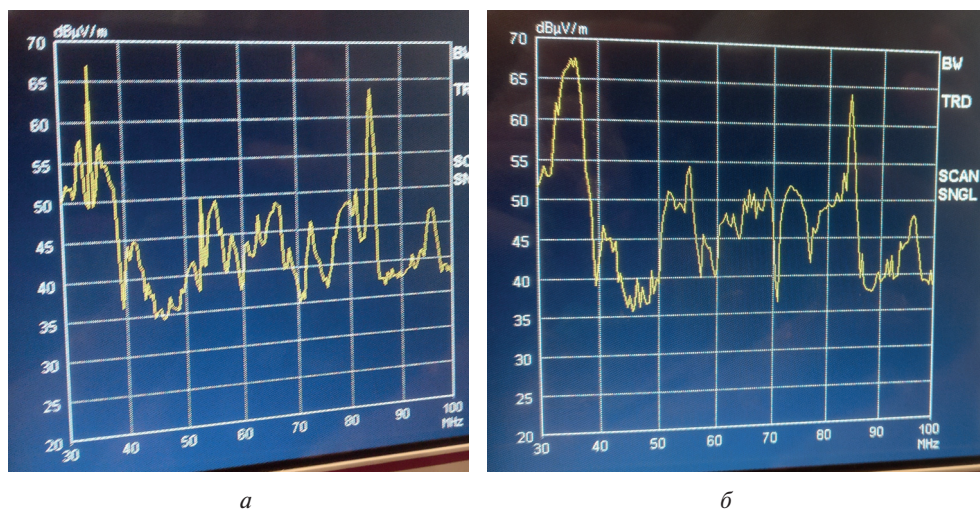


Рис. 3. Измерение электрического излучения ЗД при полосе пропускания 1 МГц и различном времени накопления: а — 20 мс; б — 1 с

Во время измерения напряжённости электрического поля ЗД и измерительная антенна (А. Н. Systems SAS-550-2В или R&S НК116Е) были размещены в экранированной комнате. Датчик БОКЗ-М2 монтировался на трёхосную поворотную платформу (ТПП), которая устанавливалась на диэлектрическую подложку, размещённую на столе с заземляющей плоскостью. Корпус ЗД, ТПП, и антенна типа А. Н. Systems SAS-550-2В плотно подключались к общей шине заземления в целях избавления от наведённых токов и достижения наибольшей чистоты измерений. Измерительная антенна устанавливалась на расстоянии 1 м от ЗД и при помощи специального экранированного коаксиального кабеля подключалась к измерительному приёмнику R&S ESCS30, расположенному в помещении, смежном с экранированным. Средства управления ТПП, контрольно-испытательная аппаратура ЗД, устройство питания ЗД также располагались в смежных с экранированной комнатах и не оказывали воздействия на результаты измерений.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНДИКАТРИССЫ ИЗЛУЧЕНИЯ БОКЗ-М2

Для проведения исследования индикатрисы излучения ЗД типа БОКЗ-М2 была собрана схема, приведённая на рис. 4.

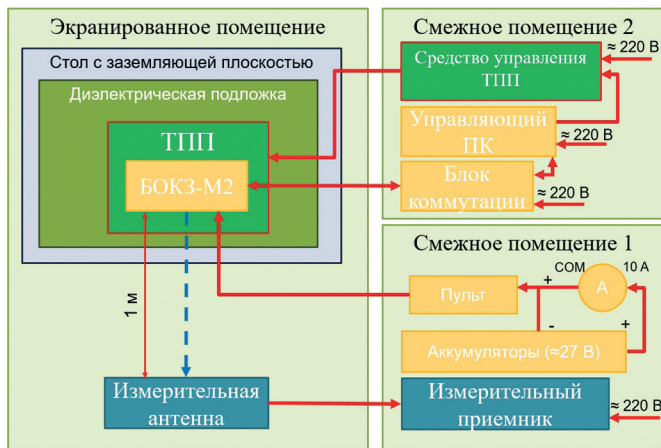


Рис. 4. Схема измерения индикатрисы излучения БОКЗ-М2

Питание БОКЗ-М2 осуществлялось от химического источника энергии, представленного аккумуляторами.

Перед проведением измерений БОКЗ-М2 запускался в режим локализации при помощи специального программного обеспечения (СПО), а платформа принимала необходимое положение при помощи СПО ТПП. Также стоит отметить, что во время проведения измерения ТПП выключалась, чтобы не создавать дополнительных помех, а после проведения измерения заново включалась и принимала требуемое положение. Прибор БОКЗ-М2, смонтированный на ТПП представлен на рис. 5 (см. с. 94).

При проведении измерения индикатрисы излучения горизонтально расположенного ЗД, БОКЗ-М2 двигался от положения первого измерения, условно принятого как минус 90° (рис. 6а, см. с. 94) с шагом 30° через точку 0° (рис. 6б) к точке заключительного измерения 90° (рис. 6в).

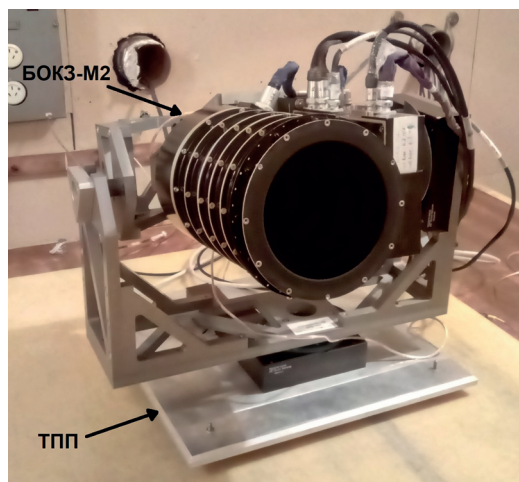


Рис. 5. БОКЗ-М2, горизонтально расположенный на ТПП

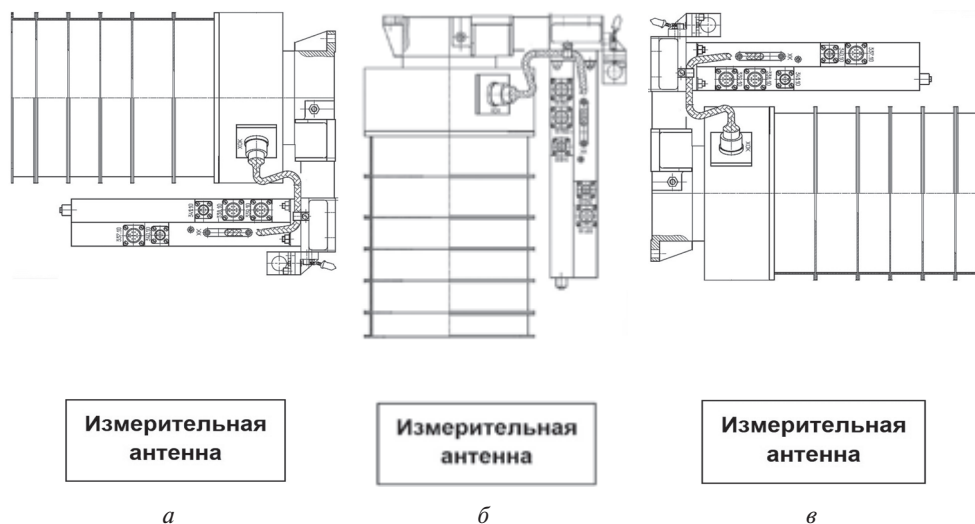


Рис. 6. Положение измерения напряжённости электрического поля, горизонтально расположенного БОКЗ-М2: *а* — минус 90°; *б* — 0°; *в* — 90°

Результатом проведённых измерений стали графики зависимости напряжённости поля от частоты при каждом положении БОКЗ-М2 относительно измерительной антенны, данные представлены на рис. 7 (см. с. 95).

Как видно на рис. 7, электромагнитная обстановка (ЭМО) имеет довольно низкий уровень по сравнению с результатами измерений и не оказывает влияния на результаты измерений, за исключением участка от 30 до 40 МГц. Следует отметить, что наблюдается некоторая неравномерность в зависимости от положения БОКЗ-М2, а максимальный уровень излучения сосредоточен в диапазоне от 16 до 19 МГц. Наибольший уровень излучения сосредоточен в диапазоне частот от 13 до 30 МГц. Индикатрисы измерения излучения горизонтально расположенного БОКЗ-М2, представляющие наибольший интерес, приведены на рис. 8 (см. с. 95).

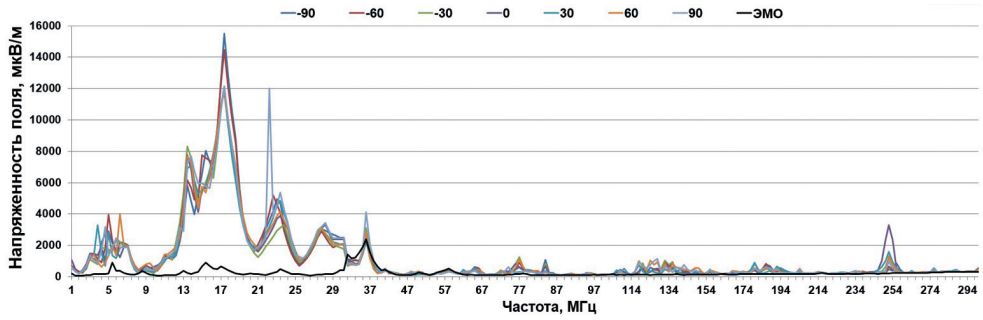


Рис. 7. График индикатрисы излучения горизонтально расположенного БОКЗ-М2

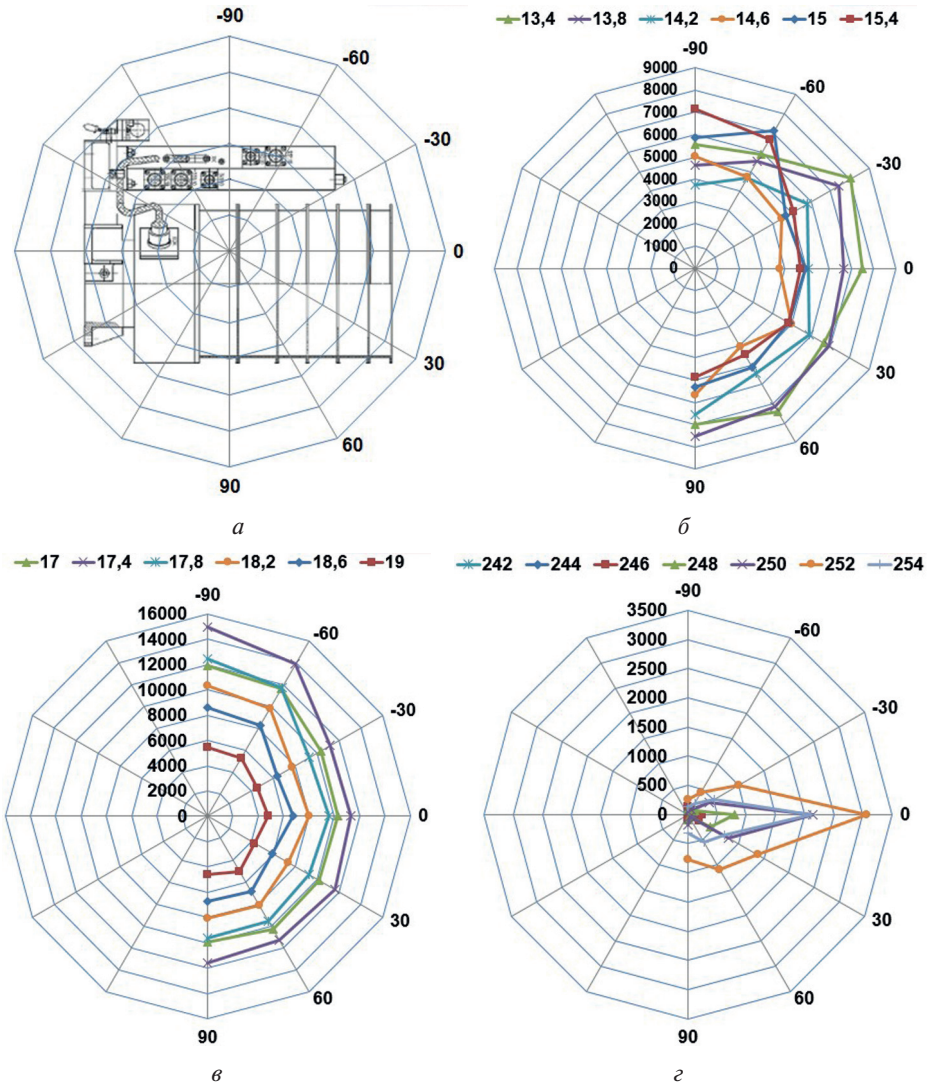


Рис. 8. Индикатрисы излучения БОКЗ-М2, расположенного горизонтально, при выборке частот

Как видно на рис. 8, излучение в диапазоне частот от 16 до 19 МГц является практически равномерным, но большая его часть идёт со стороны минус 90° . Предположительным источником данного излучения является модуль процессора. В диапазоне частот от 13 до 15 МГц наблюдается схожий характер излучения, только смещённый к положению 90° . Направленное излучение наблюдается при положении 0° в диапазоне частот от 242 до 254 МГц и предположительно исходит со стороны объектива.

Следующим этапом было проведение испытаний по измерению индикатрисы излучения ЗД, расположенного под углом 45° к горизонту. Результаты измерений были аналогичны полученным при измерении индикатрисы горизонтально расположенного БОКЗ-М2. Максимальный уровень излучения также как и при первом измерении сосредоточен в диапазоне от 16 до 19 МГц. Наибольший уровень излучения сосредоточен в диапазоне частот от 13 до 30 МГц.

При проведении измерения индикатрисы излучения вертикально расположенного ЗД БОКЗ-М2 вращался на 360° вокруг собственной оси от положения первого измерения, условно принятого как 0° (рис. 9а), против часовой стрелки с шагом 30° через промежуточные точки $90, 180, 270^\circ$ (рис. 9б–г).

Результатом проведённых измерений стали графики зависимости напряжённости электрического поля от частоты при каждом положении БОКЗ-М2 относительно измерительной антенны. Итоговые данные представлены на рис. 10.

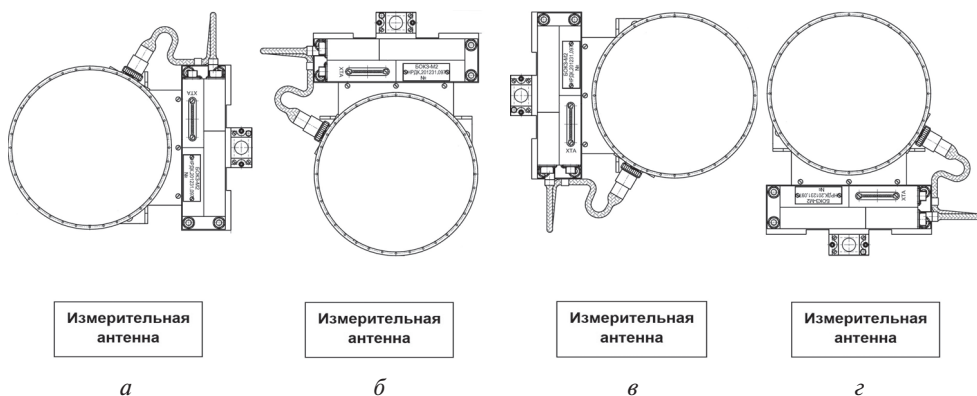


Рис. 9. Положение измерения напряжённости поля вертикально расположенного БОКЗ-М2: а — 0° ; б — 90° ; в — 180° ; г — 270°

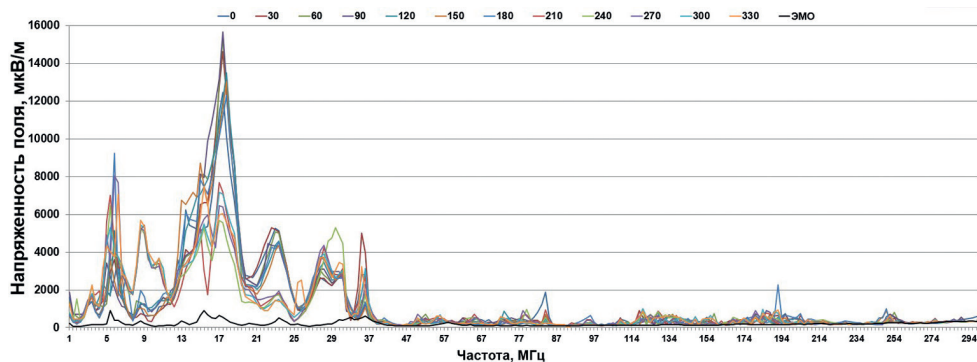


Рис. 10. График индикатрисы излучения вертикально расположенного БОКЗ-М2

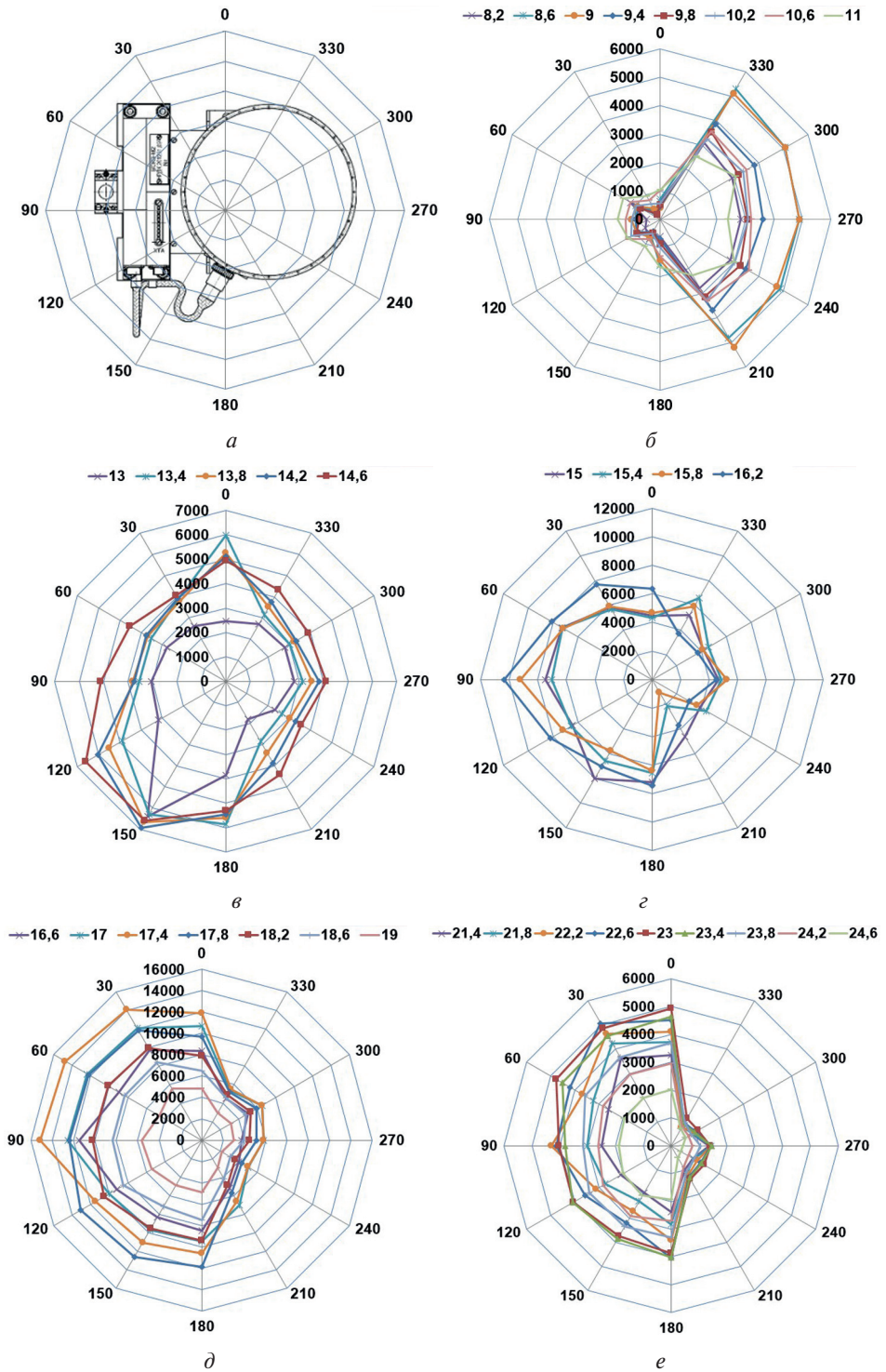


Рис. 11. Индикатрисы излучения вертикально расположенного БОКЗ-М2 при выборке частот

Полученные данные отличаются от результатов предыдущих измерений наибольшей неравномерностью индикатрисы излучения. Максимальный уровень излучения также как и при предыдущих измерениях сосредоточен в диапазоне от 16 до 19 МГц. Наибольший уровень излучения находится в диапазоне от 5 до 37 МГц. Электромагнитная обстановка во всём рассматриваемом диапазоне частот имеет достаточно низкий уровень и не оказывает влияния на результаты измерений. Для более детального анализа полученных данных были построены индикатрисы наиболее интересных частотных участков измерения излучения вертикально расположенного БОКЗ-М2, которые приведены на рис. 11 (см. с. 97).

На индикатрисах, представленных на рис. 11, наблюдается явная неравномерность в зависимости от расположения БОКЗ-М2 относительно измерительной антенны. Излучение в диапазоне от 8 до 11 МГц имеет наибольшие значения в диапазоне от 210 до 330° и, предположительно, связано с работой модуля видеотракта. Излучение в диапазоне частот от 16 до 19 МГц, как и в диапазоне от 21 до 24 МГц, большей частью идёт со стороны блока электроники.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНДИКАТРИССЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ОГ-32

Для проведения исследования индикатрисы излучения ОГ-32 была собрана схема, приведённая на рис. 12.

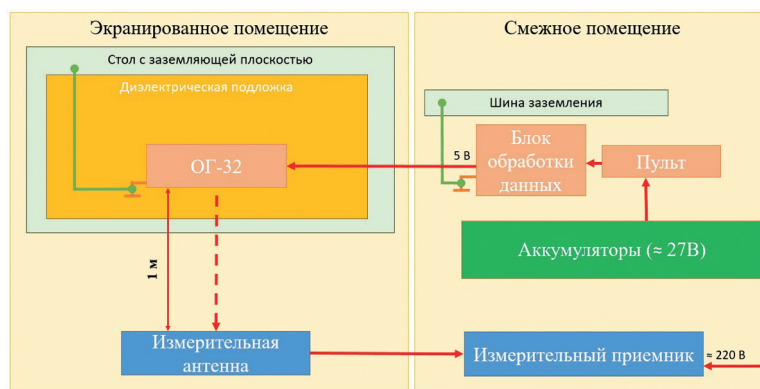


Рис. 12. Схема измерения индикатрисы излучения ОГ-32

Как видно на рис. 13 (см. с. 99), ОГ-32 устанавливалась в помещении экранированной камеры на диэлектрическую подложку и заземлялась, но не монтировалась на ТПП, как это было в случае с БОКЗ-М2. Это обусловлено тем, что на основании результатов измерений диаграммы направленности излучения БОКЗ-М2 наибольшая её неравномерность наблюдалась при вращении исследуемого прибора, относительно измерительной антенны, вокруг его оптической оси. Питание на БОД, напряжением 27 В, подавалось от химического источника энергии, представленного аккумуляторами.

Поскольку в состав ОГ-32 не входит такое большое количество электронных узлов, как в БОКЗ-М2, было принято решение максимально возможным образом исключить влияние кабелей на результат измерения. Для этого в ОГ-32 была записана циклограмма, по которой при подаче питания она начинала работать в штатном режиме.

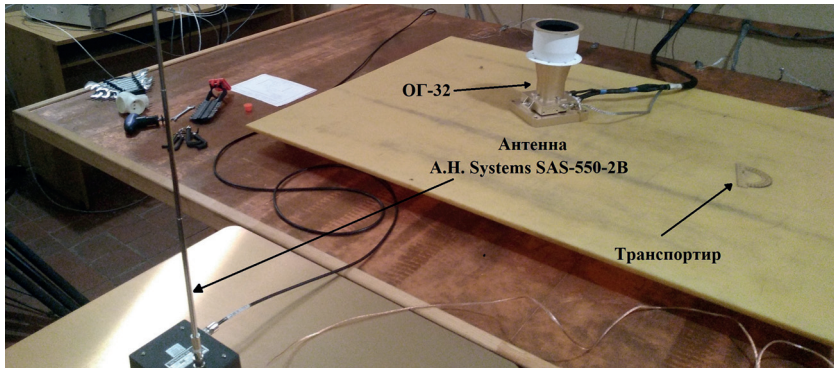


Рис. 13. Оптическая головка ОГ-32 при измерении индикатрисы излучения

При проведении данного измерения ОГ-32 вращался на 360° вокруг своей оптической оси от положения первого измерения, условно принятого как 0° (рис. 14а), против часовой стрелки с шагом 30° через промежуточные точки 90° , 180° , 270° (рис. 14б–г).

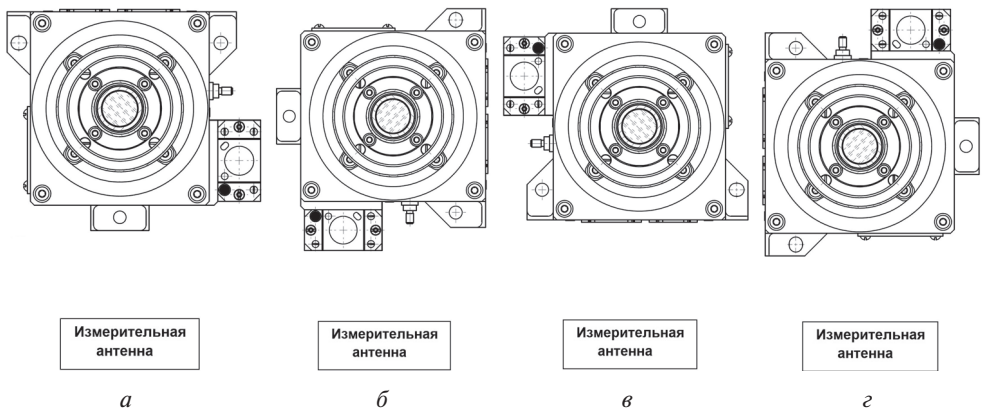


Рис. 14. Точки измерения напряжённости электрического поля вертикально расположенной ОГ-32, положение: а — 0° ; б — 90° ; в — 180° ; г — 270°

Результатом проведённых измерений стали графики зависимости напряжённости поля от частоты при каждом положении ОГ-32 относительно измерительной антенны. Итоговые данные представлены на рис. 15 (рис. с. 100).

Как видно на рис. 15, ЭМО имеет довольно низкий уровень по сравнению с излучением ОГ-32 и не оказывает влияния на результаты измерений за исключением участка от 29 до 33 МГц. Следует отметить, что наблюдается некоторая неравномерность в интенсивности излучения от положения ОГ-32. Основные максимумы и наибольший уровень излучения сосредоточен в диапазоне частот от 14 до 29 МГц. Стоит отметить, что по сравнению с максимальным уровнем излучения БОКЗ-М2, полученным при аналогичном измерении, максимальный уровень излучения ОГ-32 является более узкополосным. Диаграммы направленности измерения излучения вертикально расположенной ОГ-32, представляющие наибольший интерес, приведены на рис. 16 (см. с. 100–101) в виде круговых диаграмм.

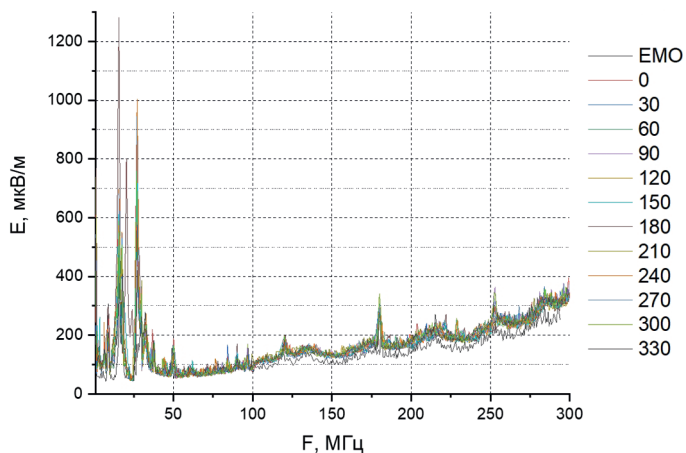


Рис. 15. График индикатрисы излучения вертикально расположенной ОГ-32

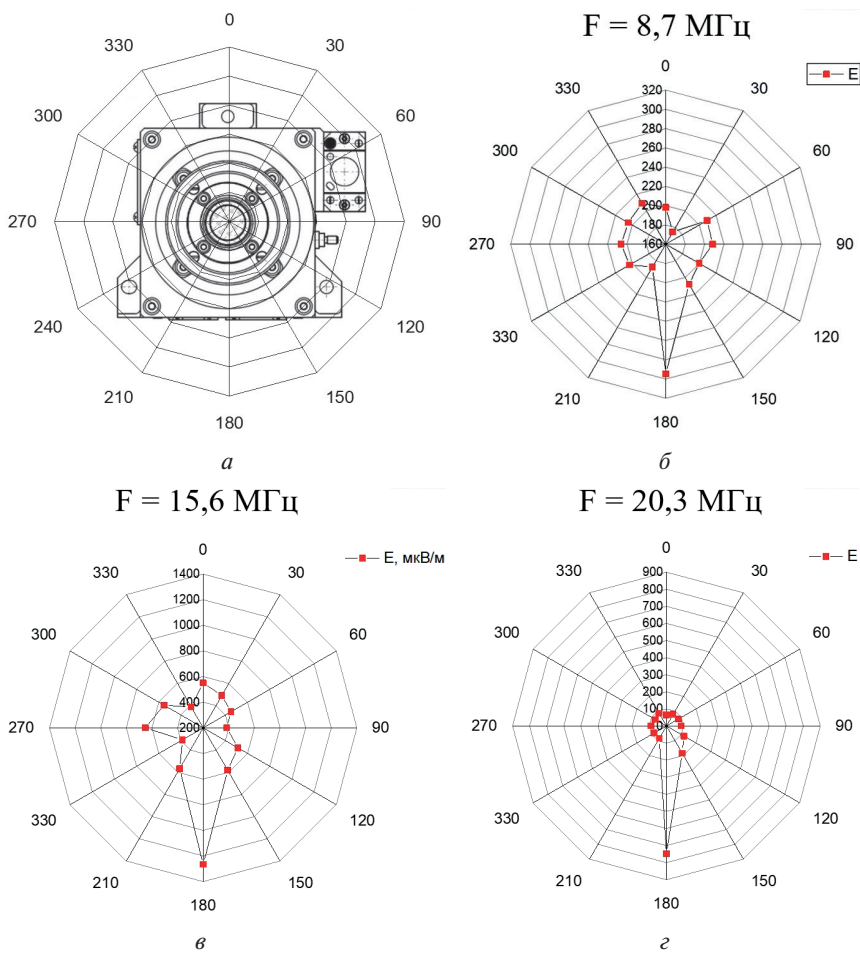


Рис. 16а–г. Индикатриса излучения вертикально расположенной ОГ-32 при выборке частот

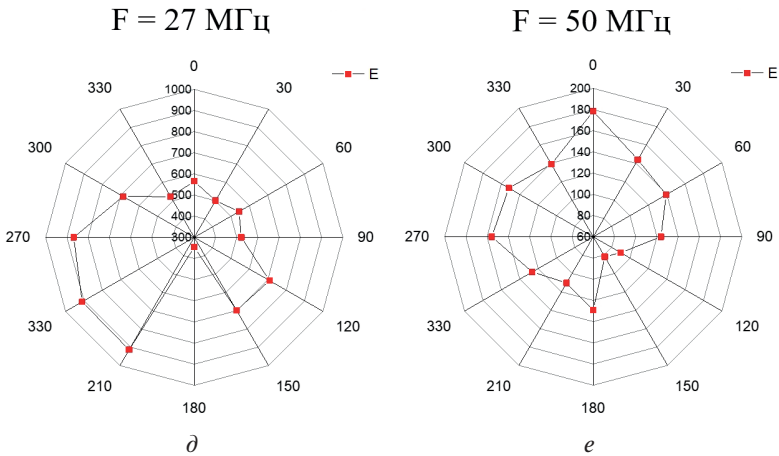


Рис. 16*д–е*. Индикатриса излучения вертикально расположенной ОГ-32 при выборке частот

Как видно на рис. 16*б–г*, наибольшая часть излучения на частотах 8,7; 15,6 и 20,3 МГц сосредоточена в направлении 180°. Таким образом, напряжённость поля, излучаемого в этом направлении, больше средней напряжённости поля, без учёта ЭМО, при остальных положениях в 1,5 раза на частоте 8,7 МГц, в 2,4 раза на частоте 15,6 МГц и в 8 раз на частоте 20,3 МГц. Предположительно, источником излучения на данных частотах может быть кабель или стык кабеля с разъёмом на ОГ-32.

СРАВНЕНИЕ ИНДИКАТРИССЫ ИЗЛУЧЕНИЯ БОКЗ-М2 И ОГ-32

При проведении вышеописанных измерений была определена направленность излучения БОКЗ-М2 и ОГ-32. Следующим шагом стало сравнение их индикатрис излучения между собой. Первым делом было решено произвести сравнение в точке с максимальным уровнем напряжённости поля у каждого из исследуемых приборов, что представлено на рис. 17.

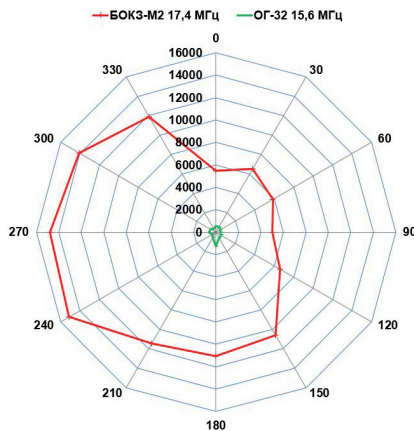


Рис. 17. Сравнение индикатрис излучения БОКЗ-М2 и ОГ-32.

Максимальный уровень напряжённости поля, излучаемого БОКЗ-М2, сосредоточен на частоте 17,4 МГц и составляет 15 118 мкВ/м, а у ОГ-32 — на частоте 15,6 МГц и составляет 1267 мкВ/м. Отсюда следует, что максимальный уровень напряжённости поля, излучаемого БОКЗ-М2, в 12 раз больше максимального уровня излучения ОГ-32. Минимальный же уровень излучения БОКЗ-М2 на частоте 17,4 МГц в 4 раза больше максимального уровня излучения ОГ-32. Это связано с тем, что БОКЗ-М2 является полноценным звёздным датчиком и в отличие от ОГ-32 выполняет не только функцию съёмки, но и множество других. В дальнейшем планируется проведение измерений индикатрисы излучения МБОКЗ-2В в сборе, по результатам которых можно будет произвести полноценное сравнение индикатрис излучения ЗД, имеющих различную конфигурацию и тип приёмника изображения.

ВЫВОДЫ

На основании проведённого исследования можно сделать следующие выводы.

- исследованные приборы удовлетворяют требованиям технического задания;
- для получения более детальных результатов нужно провести дополнительные исследования;
- несимметричность излучения прибора БОКЗ-М2 вызвана его конструктивными особенностями, в частности, компоновкой электронных узлов;
- примерно 80 % излучения БОКЗ-М2 находится в диапазоне от 5 до 37 МГц;
- максимальный уровень излучения БОКЗ-М2 сосредоточен в диапазоне от 16 до 19 МГц, потенциальным источником является модуль процессора;
- излучение БОКЗ-М2 в диапазоне от 242 до 254 МГц, предположительно, исходит от модуля видеотракта через объектив;
- максимальный уровень излучения ОГ-32 наблюдается со стороны разъемов, предположительным источником является кабель или стык с разъемом;
- максимальный уровень излучения ОГ-32 в 12 раз меньше максимального уровня излучения БОКЗ-М2.

THE STUDY OF EMERGENCY EMISSION OF STAR TRACKERS

K. P. Lyubchenko, N. A. Stroilov, N. F. Abramov, Brysin N. N.

Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (IKI), Moscow, Russia

The paper describes the study of the radiation indicatrix of the electromagnetic field of the BOKZ-M2 type star tracker and OG-32 optical head from the MBOKZ-2B type star tracker. The results of the study show the presence of the dependence of the electromagnetic radiation intensity on the position of the measuring antenna relative to the star tracker's body.

Keywords: star tracker, electromagnetic compatibility, radiation indicatrix.

Lyubchenko Konstantin Pavlovich — engineer, kostya2154@gmail.com

Stroilov Nikolay Aleksandrovich — researcher

Abramov Nikolay Frederikovich — engineer

Brysin Nikolay Nikolaevich — researcher, PhD

ОЦЕНКА ВКЛАДА ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ И СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТНЫХ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ДЛЯ СЛУЧАЕВ ВЫСОКОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Е. А. Маурчев, А. В. Германенко, Е. А. Михалко, Ю. В. Балабин, Б. Б. Гвоздевский

Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты, Россия

Во время вспышек Солнце способно генерировать протоны с энергиями, достигающими десятков гигаэлектронвольт и плотностью потока, большим по значению для этих же частиц в галактических космических лучах (КЛ) на несколько порядков. Если эти солнечные КЛ направлены в сторону Земли и достигают её атмосферы, то наземные детекторы регистрируют событие GLE (Ground level enhancement), которое выражается в существенном возрастании уровня радиации. Связано это с увеличением передачи энергии как на ионообразование в верхних слоях атмосферы Земли (от ~30 до 80 км), так и на каскадные процессы, возникающие в области ниже 30 км. В представленной работе рассматривается использование численного моделирования прохождения первичных протонов солнечных КЛ через вещество атмосферы для проведения количественной оценки степени возрастания скорости ионизации в сравнении со временем, когда в первичном потоке присутствуют частицы только галактических КЛ. В качестве технической особенности можно выделить, что входные параметры в виде спектральных характеристик получены путём обработки данных сети станций нейтронных мониторов по уникальной методике, разработанной группой учёных Полярного геофизического института. Все приведённые в работе расчёты высотных профилей выполнены при помощи программного комплекса RUSCOSMICS, основанного на языке программирования GEANT4, крупнейшем в мире наборе классов языка C++, предназначенных для моделирования взаимодействия частиц. Для измерения потоков частиц вторичных КЛ в атмосфере на высотах от уровня земли до стратосферы используются шары-зонды с установленными на них счётчиками Гейгера. На протяжении нескольких десятков лет такой эксперимент проводит группа учёных из Физического института Академии наук, благодаря чему на сегодня имеется обширная база высотных зависимостей скорости счёта, в том числе и для периодов, соответствующих событиям возрастания уровня радиации GLE. Такие данные являются хорошим инструментом для проведения верификации вычислений прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли и оценки их влияния на скорость ионообразования по всем высотам от 0 до 80 км. В представленной работе приводится сравнение таких рядов экспериментальных данных, соответствующих разным случаям высокой солнечной активности с полученными путём моделирования на RUSCOSMICS результатами.

Ключевые слова: ионизация, метод Монте-Карло, численное моделирование, космические лучи, физика частиц, детекторы корпускулярного излучения, микроконтроллерная техника

Маурчев Евгений Александрович — мл. науч. сотр., maurchev@pgia.ru

Германенко Алексей Владимирович — мл. науч. сотр., germanenko@pgia.ru

Михалко Евгения Александровна — мл. науч. сотр., mikhalko@pgia.ru

Балабин Юрий Васильевич — науч. сотруд., канд. физ.-мат. наук, balabin@pgia.ru

Гвоздевский Борис Борисович — науч. сотр., канд. физ.-мат. наук, gvozdevsky@pgia.ru

ВВЕДЕНИЕ

В Полярном геофизическом институте проводятся модельные эксперименты по расчёту прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли. Для этого на станции нейтронного монитора Апатиты базе пакета для разработки программ GEANT4 (Agostinelli et al., 2003) был создан специальный программный комплекс RUSCOSMICS, позволяющий получать данные об интенсивности потоков вторичных космических лучей (КЛ) (галактических (ГКЛ) и солнечных (СКЛ)), а также вычислять скорость ионизации (локально или для всех значений широты). Примеры типовых графиков, получаемых в ходе работы, приведены на рис. 1 и 2.

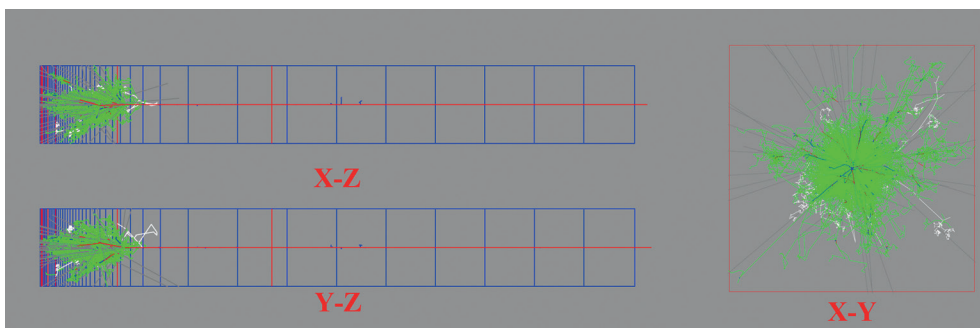


Рис. 1. Пример трекинга первичного протона с энергией $E = 100$ ГэВ (красная линия) и вторичных частиц (зелёный цвет — нейтральные частицы, белый — нейтроны, синий — отрицательно заряженные частицы) в столбе атмосферы Земли высотой 80 км, полученного при помощи программного комплекса RUSCOSMICS

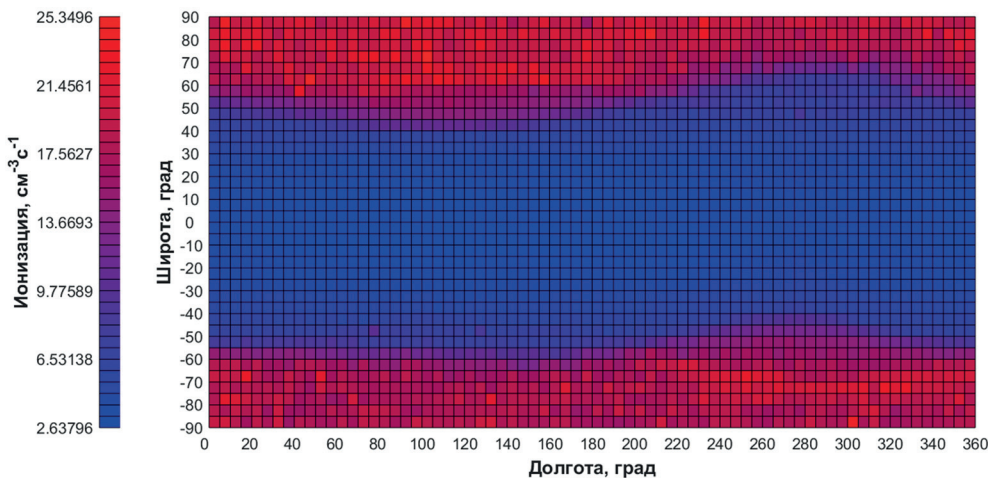


Рис. 2. Пример графика для оценки скорости ионизации всей атмосферы Земли на высоте 12 км, полученного при моделировании прохождения протонов первичных ГКЛ во время минимума солнечной активности. Данные для высот от 1 до 80 км с шагом в 1 км можно найти на сайте проекта <http://ruscosmics.ru>

Немаловажным этапом в процессе проведения расчётов является последующая верификация полученных данных. В представленной работе описывается наиболее подходящий метод — сравнение расчётных профилей суммарных потоков частиц вторичных КЛ с аналогичными данными, полученными экспериментальным методом при помощи измерений счётчиком Гейгера на разных высотах. В настоящее время для этого авторы располагают двумя возможностями получения таких наборов данных. Первая — это использование результатов серии запусков шаров-зондов с установленным на них оборудованием, проводимыми сотрудниками Физического института Академии наук им. П. Н. Лебедева (ФИАН) (Bazilevskaaya et al., 2008). Вторая — проведение прямых измерений скорости счёта при полётах на аэробусе, для чего был разработан специальный малогабаритный детектор заряженной компоненты. Основными особенностями устройства являются его продолжительная автономная работа, использование микропроцессорной техники в системе сбора данных, а также наличие GPS (Global Positioning System) приёмника, позволяющего с большой точностью позиционировать детектор. И в первом, и во втором случае результаты в виде зависимости скорости счёта от высоты отлично подходят для оценки корректности работы численной модели для расчёта прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли (Maurchev, Valabin, 2016; Maurchev et al., 2015). К недостатку первого можно отнести обстоятельство, что запуск шаров-зондов проводится сильно локализовано, однако имеет систематический характер, что обеспечивает наличие данных для большого промежутка времени, в том числе того, когда происходят события GLE (Ground level enhancement).

МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО В ЗАДАЧАХ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

В основе всех расчётов, проводимых при помощи программного комплекса RUSCOSMICS, лежит численный метод Монте-Карло. Так, например, для задачи моделирования прохождения протонов ГКЛ необходимо вычислять сечения взаимодействий, средние длины пробега частиц в веществе и вероятность возникновения той или иной реакции:

$$\sigma(Z, E) = \sum_{i=1}^N \sigma(Z, E)_i, \quad (1)$$

$$\lambda(E) = \left[\sum_{i=1}^k [n_i \sigma(Z_i, E)] \right]^{-1}, \quad (2)$$

$$n_i = \frac{N \rho \omega_i}{A}, \quad (3)$$

$$P(Z_i, E) = \frac{n_i \sigma(Z_i, E)}{\sum_i n_i \sigma(Z_i, E)}, \quad (4)$$

где Z — зарядовое число атомного ядра; E — энергия, МэВ; $\sigma(Z, E)_i$ — сечение i -го взаимодействия, барн; n_i — число ядер в единице объёма вещества для i -го элемента; $\lambda(E)$ — длина свободного пробега; N — число Авогадро; ρ — плотность вещества, г/см³; ω_i — количество атомов i -го элемента в одной молекуле вещества; A — молярная масса вещества; $P(Z_i, E)$ — Вероятность конкретного взаимодействия с i -м элементом.

Для лучшего представления реализации методики ниже приводится наглядный пример расчёта траектории нейтронов при начальных энергиях $E_1 = 0,025$ эВ и $E_2 = 1$ эВ в некотором объёме водородосодержащего вещества (вода).

Вначале по формулам (1) и (2), вычисляется средняя длина пробега частицы. Вода — сложное вещество. Значения сечения взаимодействия заведомо известны для кислорода (О) и водорода (Н) (рис. 3), наборы импортированы из данных ENDF/B-VII (Chadwick et al., 2011). Используя данные, представленные на рисунке, можно выписать:

$$\bar{\lambda}(E_1) \approx (6,04 \cdot 10^{23} \times 1000 \times (2 \cdot 10^{-23} + 0,006 \cdot 10^{-23}))^{-1} \approx 12 \cdot 10^{-4} \text{ м},$$

$$\bar{\lambda}(E_2) \approx (6,04 \cdot 10^{23} \times 1000 \times (4 \cdot 10^{-24} + 0,025 \cdot 10^{-24}))^{-1} \approx 24 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

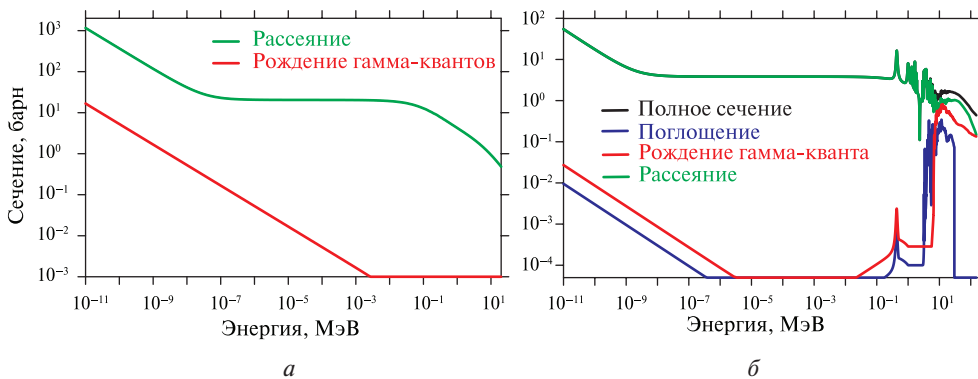


Рис. 3. Сечения взаимодействий нейтрона с водородом (а) и кислородом (б), используемые для моделирования движения частицы в воде. На графике для водорода полное сечение совпадает с сечением рассеяния, поскольку последнее для данного диапазона энергий является преобладающей реакцией

Угол рассеяния нейтронов определяется из условия равной вероятности любого направления, т.е. косинус $\mu = \cos(\varphi)$ равномерно распределён в интервале $[-1; 1]$. Тогда, используя формулу для разыгрывания, можно получать случайную величину $\mu = a + \gamma(b - a)$, где γ — значение выборки, равномерно распределённой в интервале $[0; 1]$. Если принять $a = -1$ и $b = 1$, как минимум и максимум значения косинуса угла, то угол, на который рассеиваются нейтроны, равен $\mu = 2\gamma - 1$. Наряду с этим можно выписать формулу для генерации значений длины свободного пробега:

$$\lambda = \bar{\lambda} \cdot \ln(\gamma). \tag{5}$$

Если движение нейтрона направлено вдоль оси x , то точка следующего взаимодействия вычисляется по формуле:

$$x_{k+1} = x_k + \lambda_k \mu_k. \tag{6}$$

В том случае, когда у объёма есть некоторая граница, то проверяется условие пересечение этой границы и выхода частицы за пределы объёма. В приведённом примере интерес представляет именно количественная оценка того, насколько вглубь материала пройдёт нейтрон. Поэтому единственным условием будет проверка вероятности поглощения:

$$\gamma < \frac{\sigma_{\text{рассеяния}}}{\sigma_{\text{полное}}}, \quad (7)$$

где $\sigma_{\text{полное}} = \sigma_{\text{рассеяния}} + \sigma_{\text{поглощения}}$ — полное сечение взаимодействия.

Используя представленные формулы для расчёта всех шагов траектории движения нейтрона в объёме воды, и отобразив полученный результат на проекции xu , можно получить наглядное представление о характере взаимодействия частиц такого типа с водородосодержащей средой (рис. 4). В основе выбора материалов с высоким содержанием водорода в качестве замедлителей либо отражателей лежат достаточно большая вероятность упругого рассеяния в диапазоне $E \in [10^{-9}; 10^{-6}]$ МэВ и, как следствие, потеря при каждом взаимодействии до половины от начальной энергии частицы.

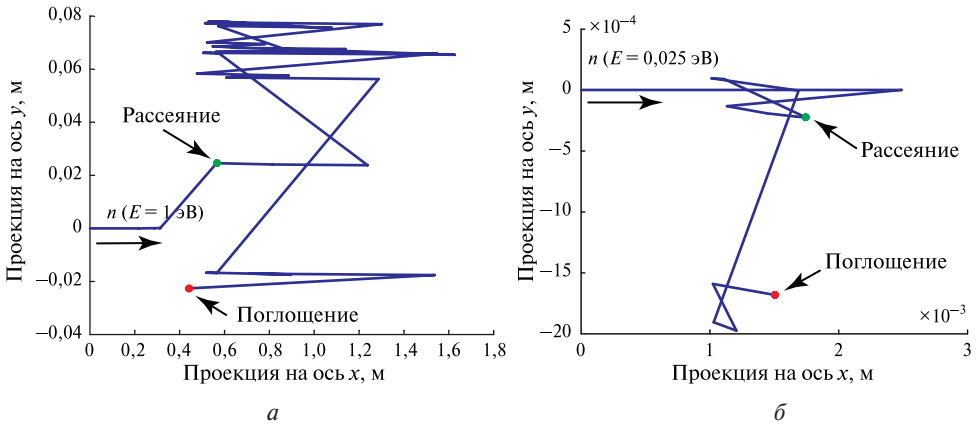


Рис. 4. Проекция на плоскость xu траектории нейтронов с начальными энергиями $E_1 = 0,025$ эВ (а) и $E_2 = 1$ эВ (б), полученные в результате их прохождения через объём воды. Хорошо видна разница в глубине проникновения, что полностью находится в соответствии с данными сечений взаимодействий, представленных на рис. 3

Для расчёта взаимодействия адронов на высоких энергиях (больше 1 ГэВ) используются модель внутриядерных каскадов Бертини и кварк-глюонная струнная модель (Folger, Wellisch, 2003; Heikkinen, 2005). Также включены стандартные электромагнитные процессы, изложение которых является весьма громоздким и выходит за рамки представленной работы.

СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ ПЕРВИЧНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ И СОЛНЕЧНЫХ ЛУЧЕЙ

Для того чтобы определить модельный источник протонов, необходимо задать его положение в пространстве и плотность вероятности генерируемых частиц, которая получается нормировкой дифференциального энергетического спектра. Эмпирическим путём на основе анализа результатов множества проведённых вычислений было выявлено, что наиболее оптимальной является так называемая точечная реализация источника. Она заключается в том, что на верхней границе столба атмосферы в центральной части определяется источник первичных частиц без назначения ему пространственного распределения. Такой подход

обеспечивает хорошую статистическую точность при сборе информации о величине интенсивности частиц вторичных КЛ. Для задания энергетических характеристик протонов ГКЛ использовалась формула (ГОСТ 25645.122-85 Протоны галактических космических лучей. Энергетические спектры):

$$F(E) = \frac{DE^\alpha}{(10^{-2}E + B)^4} + C \cdot \exp\left(-\frac{E}{10}\right) \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1\text{п}}, \quad (8)$$

где D, B, C, α — параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла (в представленной работе $D = 5,2, B = 6,2, \alpha = 1,4, C = 2$, эти коэффициенты соответствуют минимуму солнечной активности). Спектр протонов СКЛ описывается при помощи модели, разработанной в ПГИ Апатиты (Vashenyuk et al., 2008, 2011; Perez-Peraza J. et al., 2006, 2008), согласно которой в спектре присутствуют две компоненты — быстрая (PC) и медленная (DC), их энергетические зависимости могут быть выражены через следующие формулы:

$$J_{PC} = J_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}, \quad (9)$$

$$J_{DC} = J_1 E^{-\gamma} \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}, \quad (10)$$

где J_0, E_0, J_1, γ — коэффициенты, соответствующие событиям GLE. В качестве примера в таблице приводятся параметры для возрастания с номерами 65 и 67.

Пример параметров дифференциальных энергетических спектров солнечных протонов для событий GLE65, GLE67

Номер события GLE	Дата	Параметры энергетических спектров			
		J_0	E_0	J_1	γ
65	28.10.2003	$1,2 \cdot 10^4$	0,60	$1,5 \cdot 10^4$	4,4
67	02.11.2003	$4,6 \cdot 10^4$	0,51	$9,7 \cdot 10^3$	6,3

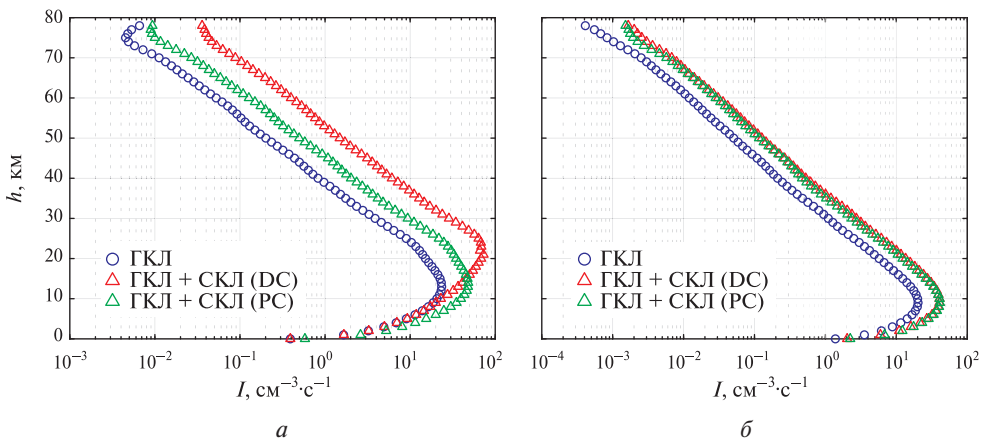


Рис. 5. Высотные профили скорости ионизации, полученные в результате моделирования прохождения протонов первичных ГКЛ и СКЛ через атмосферу Земли во время регистрации события GLE65 при значениях жёсткости геомагнитного обрезания 0,65 ГВ (а) и 2 ГВ (б)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ И СОЛНЕЧНЫХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

В результате моделирования прохождения протонов ГКЛ и СКЛ при помощи программного комплекса RUSCOSMICS были получены данные об влиянии на скорость ионообразования. Причём для ГКЛ произведена картина в глобальном масштабе, типовой график уже приводился на рис. 2. Для протонов СКЛ на данный момент рассчитаны величины при значениях жёсткости геомагнитного обреза $R = 0,65$ ГВ и $R = 2$ ГВ, типовые графики для GLE65 приводятся на рис. 5 (см. с. 108).

МОБИЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ

Как уже было приведено выше, для измерения во время полётов на аэробусах группой авторов был разработан портативный детектор заряженной компоненты, имеющий небольшие размеры и позволяющий автономно собирать данные об интенсивности потоков заряженной компоненты вторичных КЛ с привязкой к географическому положению при помощи GPS-приёмника. Его внешний вид представлен на рис. 6.

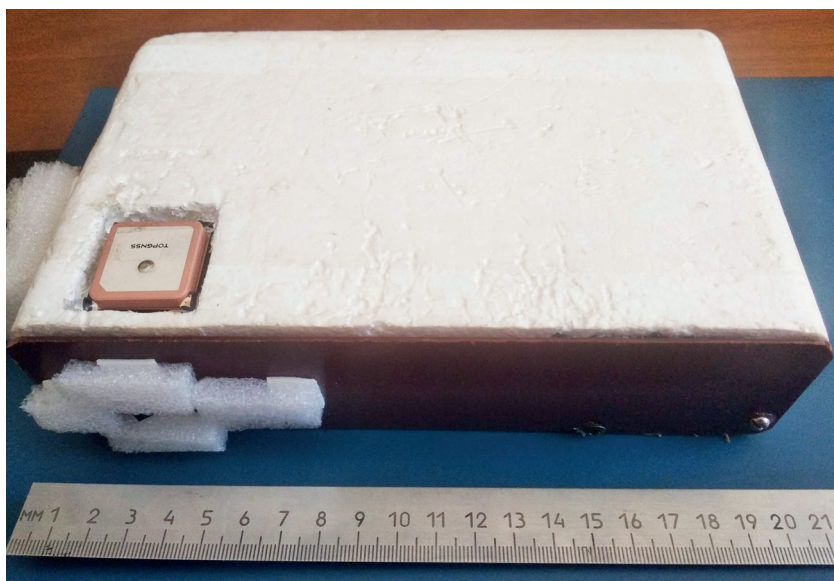


Рис. 6. Портативный детектор. Предполагается, что устройство наиболее чувствительно к электронам с $E > 2$ МэВ, протонам с $E > 2$ МэВ и гамма-квантам с $E > 20$ кэВ (с эффективностью детектирования $\delta \sim 1\%$). В качестве устройства регистрации импульсов используется микроконтроллер ATmega 2560 (в составе платформы Arduino Mega 2560), дополнительно оборудованный модулем для подключения карт памяти (SD или microSD) и модулем GPS. Питание обеспечивается Li-Ion батареей на 4000 мА·ч, обеспечивающей до 24 ч автономной работы устройства

На сегодня было проведено два ряда экспериментов, при которых удалось получить профили для Москвы и Апатит. Результат представлен на рис. 7 (см. с. 110).

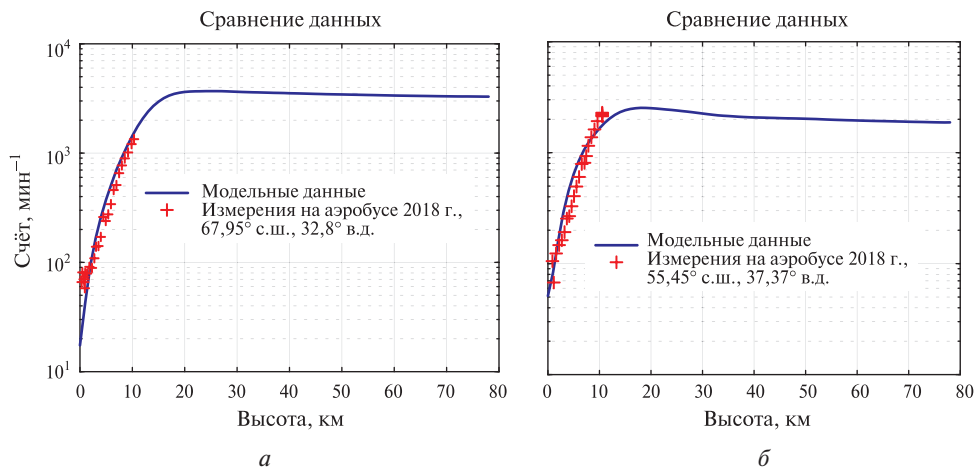


Рис. 7. Верификация вычислений прохождения протонов ГКЛ при помощи сравнения высотных профилей скорости счёта, полученных во время проведения измерений на самолёте, с результатами моделирования для двух точек: *a* — Апатиты; *б* — Москва

РЕГУЛЯРНЫЙ БАЛЛОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ КАК МЕТОД ВЕРИФИКАЦИИ

Регулярный баллонный мониторинг (РБМ) космических лучей в земной атмосфере проводится ФИАН им. П. Н. Лебедева с 1957 г., в настоящее время — три раза в неделю в Апатитах, Долгопрудном и обсерватории Мирный (Антарктика). Прибор РБМ (два счётчика Гейгера, барометрический датчик, радиопередатчик) описан во многих работах.

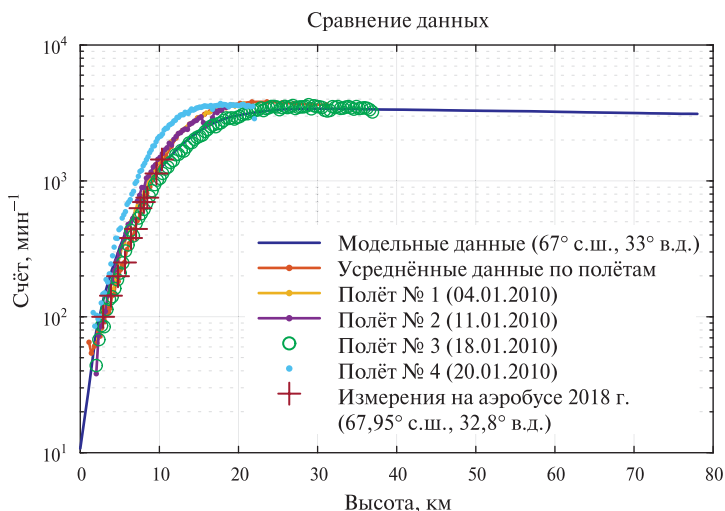


Рис. 8. Сравнение результатов, полученных в ходе моделирования прохождения протонов галактических космических лучей во время минимума солнечной активности через атмосферу Земли, с данными полёта шаров-зондов для разных промежутков времени и их усреднённого значения. Небольшие несоответствия в области максимумов являются нормой для текущей версии модели RUSCOSMICS и могут возникать вследствие множества факторов

Стандартная информация РБМ состоит из количества зарегистрированных наземной аппаратурой импульсов, генерированных передатчиком при прохождении через детекторы ионизирующих частиц, а также давления за каждую минуту полёта. Результаты РБМ широко используются при исследованиях галактических и солнечных космических лучей. Кроме того, опубликована обширная база характеристик высыпаний высокоэнергичных электронов, зарегистрированных в эксперименте РБМ. Сравнение экспериментальных данных с профилями, полученными во время моделирования ГКЛ и СКЛ, представлены на рис. 8, 9 (см. с.).

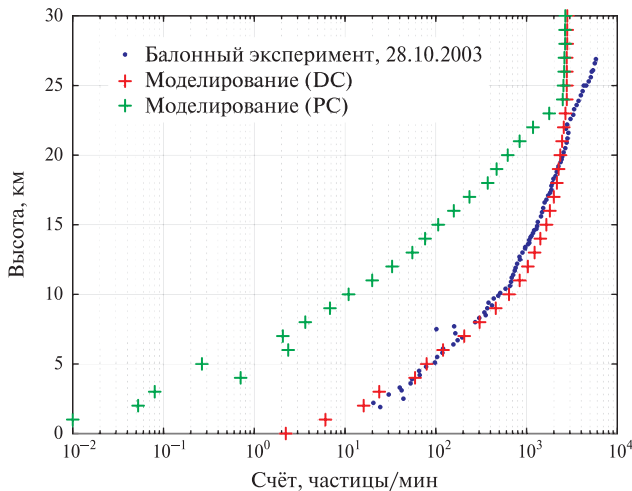


Рис. 9. На рисунке представлено сравнение результатов, полученных в ходе моделирования прохождения протонов солнечных космических лучей во время события GLE через атмосферу Земли, с данными полёта шаров-зондов. Видно, что совпадение наблюдается для спектра первичных протонов в медленной компоненте космических лучей. Особенностью можно выделить расхождение значений после ~22 км, объяснение его происхождения остаётся открытым вопросом. Также видно, что от высот ~25 км профили DC- и PC-компонент почти одинаковы, что является следствием особенности взаимодействий протонов с веществом на этих высотах при энергиях выше 10 ГэВ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы были проведены расчёты и сравнение результатов путём проведения реального эксперимента не только для ГКЛ, но и СКЛ. В целом можно сказать, что данные, полученные в ходе этого регулярного баллонного эксперимента, позволяют очень качественно верифицировать модель, выявлять её недостатки и устранять их. Однако запуск шаров-зондов происходит в ограниченных областях (авторы располагают данными для Апатитов и Москвы), что соответствует только двум значениям жёсткости геомагнитного обрезания. Поэтому их необходимо дополнять всеми имеющимися методами (непрерывные наземные измерения, измерения портативными счётчиками в ходе полёта на авиобусах). В перспективе, чем большая площадь будет покрыта проведением такого рода экспериментов, тем более реалистичной удастся сделать имеющуюся модель прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект № 18-32-00626).

ЛИТЕРАТУРА

- Agostinelli S., Allison J., Amako K.* et al. Geant4 — A Simulation Toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. V. 506. Iss. 3. P. 250–303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- Bazilevskaya G. A., Usoskin I. G., Flückiger E. O., Harrison R. G., Desorgher L., Bütikofer R., Krainev M. B., Makhmutov V. S., Stozhkov Y. I., Svirzhevskaya A. K., Svirzhevsky N. S., Kovaltsov G. A.* Cosmic ray induced ion production in the atmosphere // Space Science. Rev. 2008. V. 137. Iss. 1–4. P. 149–173. DOI: 10.1007/s11214-008-9339-y.
- Maurchev E. A., Balabin Yu. V., Gvozdevsky B. B.*, A new numerical model for investigating cosmic rays in the Earth's atmosphere // Bull. Russian Academy of Sciences Physics. 2015. V. 79. No. 5. P. 657–659.
- Maurchev E. A., Balabin Yu. V.* RUSCOSMIC — the new software toolbox for detailed analysis of cosmic rays interactions with matter // Solar-Terrestrial Physics. 2016. V. 2. No. 4. P. 3–10.
- Chadwick M. B., Herman M., Obložinský P.* et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // Nuclear Data Sheets. 2011. V. 112. No. 12. P. 2887–2996. DOI: 10.1016/j.nds.2011.11.002.
- Folger G., Wellisch J. P.* String parton models in Geant4 // Proc. Computing in High Energy and Nuclear Physics. California, La Jolla, 2003 Mar. 24–28. ePrint nucl-th/0306007.
- Heikkinen A.* Implementing the Bertini intra-nuclear-cascade in GEANT4 hadronic framework // The Monte Carlo Method: Versatility Unbounded in a Dynamic Computing World. Chattanooga, Tennessee, 2005 Apr. 17–21. CD-ROM. 2005.
- Perez-Peraza J., Gallegos-Cruz A., Vashenyuk E. V., Balabin Yu. V.* Relativistic proton production at the Sun in the October 28th, 2003 solar event // Advances in Space Research. 2006. V. 38. Iss. 3. P. 418–424. DOI: 10.1016/j.asr.2005.01082.
- Perez-Peraza J., Vashenyuk E. V., Gallegos-Cruz A., Balabin Yu. V., Miroshnichenko L. I.* Relativistic proton at the Sun in the 20 January 2005 solar event // Advances in Space Research. 2008. V. 41. Iss. 6. P. 947–954. DOI: 10.1016/j.asr.2007.04.054.
- Vashenyuk E. V., Balabin Yu. V., Miroshnichenko L. I.* Relativistic solar protons in the ground level event of 23 February 1956: the new study // Advances in Space Research. 2008. V. 41. P. 926–935.
- Vashenyuk E. V., Balabin Yu. V., Gvozdevsky B. B.* Features of relativistic solar proton spectra derived from ground level enhancement events (GLE) modeling // Astrophysics and Space Sciences Transactions. 2011. V. 7. Iss. 4. P. 459–463.

ESTIMATION OF THE SOLAR SPACE RAYS PROTONS CONTRIBUTION TO THE EARTH ATMOSPHERE IONIZATION SPEED AND COMPARISON OF ESTIMATED HIGH PROFILES WITH EXPERIMENTAL DATA FOR HIGH-SOLAR SOLAR CASES

E. A. Maurchev, A. V. Germanenko, E. A. Mikhalko, Yu. V. Balabin, B. B. Gvozdevsky

Polar Geophysical Institute (PGI), Apatity, Russia

During flares, the Sun is able to generate protons with energies reaching dozens of GeV and a flux density greater in magnitude for these particles in galactic cosmic rays (GCR) by several orders of magnitude. If these solar CRs are directed toward the Earth and reach its atmosphere, then ground-based detectors will detect a ground level enhancement (GLE) event, which results in a significant increase of radiation levels. This is due to the increase in energy transfer both to ion formation in the upper layers of the Earth's atmosphere (from ~30 to 80 km) and to cascade processes occurring in the region below 30 km. The present paper considers the use of numerical simulation of the solar CRs primary protons passage through atmospheric matter to quantify

the degree of increase in the ionization rate as compared with the time when only galactic CRs are present in the primary flux. As a technical feature, it is possible to single out the fact that the input parameters in the form of spectral characteristics were obtained by processing data from the network of neutron monitors stations using a unique technique developed by a group of the Polar Geophysical Institute scientists. All calculations of height profiles presented in the work were performed using the RUSCOSMICS software package based on GEANT4, the world's largest set of C ++ language classes, designed to simulate the interaction of particles. To measure the secondary cosmic rays particles fluxes in the atmosphere at altitudes from ground level to the stratosphere, balloons with Geiger counters installed on them are used. For several decades, such an experiment has been carried out by a group of scientists from Lebedev Physical Institute, due to which today there is an extensive base of altitude dependencies of counting rate, including for periods corresponding to radiation level increase events (GLE). Such data are a good tool for verifying calculations of the passage of CR protons through the Earth's atmosphere and assessing their effect on the ionization rate over all altitudes from 0 to 80 km. This paper presents a comparison of such experimental data series corresponding to different cases of high solar activity with those obtained by simulating RUSCOSMICS results.

Keywords: ionization, Monte Carlo method, numerical simulation, cosmic rays, particle physics, particle radiation detectors, microcontroller technology

Maurchev Eugeny Alexandrovich — junior researcher, maurchev@pgia.ru

Germanenko Alexey Vladimirovich — junior researcher, germanenko@pgia.ru

Mikhalko Evgenia Alexandrovna — junior researcher, mikhalko@pgia.ru

Balabin Yury Vasilyevich — research associate, PhD, advanced supervisor, balabin@pgia.ru

Gvozdevsky Boris Borisovich — research associate, PhD, gvozdevsky@pgia.ru

НЕЙТРОННЫЙ ДЕТЕКТОР АДРОН-РМ ДЛЯ МИССИИ «ЭКЗОМАРС-2020»

*С. Ю. Никифоров, И. Г. Митрофанов, М. Л. Литвак, А. А. Аникин, Д. В. Головин,
М. В. Дьячкова, А. С. Козырев, Д. И. Лисов, А. В. Малахов, М. И. Мокроусов, А. Б. Санин,
В. И. Третьяков*

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)
Москва, Россия

В статье описаны физические принципы работы, конструкция, возможности измерений и итоги запланированных операций автономного детектора радиации нейтронов на борту ровера на поверхности Марса (АДРОН-РМ, ADRON-RM). АДРОН-РМ — это российский прибор, выбранный для совместной посадочной миссии Государственной корпорации по космической деятельности «Роскосмос» и Европейского космического агентства (ЕКА) «ЭкзоМарс-2020». Компактный пассивный нейтронный спектрометр АДРОН-РМ разработан для изучения наличия и распространения воды и элементов, поглощающих нейтроны (таких, как Cl, Fe и другие), в марсианском подповерхностном слое по пути движения марсохода «ЭкзоМарс».

Ключевые слова: исследование Марса, марсоход, нейтронная спектроскопия, вода.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия ядерные методы использовались для исследования планет Солнечной системы, их лун и малых тел. Гамма-спектрометры и нейтронные спектрометры были предложены для нескольких орбитальных полётов с целью получения подробных глобальных карт элементного состава и проверки на наличие подземных вод или водяного льда. Многочисленные подобные исследования были проведены на Луне, Марсе, Меркурии и некоторых малых планетах (см., например, (Boynnton et al., 2002, 2004; Feldman et al., 1998, 2002; Goldsten et al., 2007; Mitrofanov et al., 2002, 2008, 2010a b, 2012; Replowski et al., 2013; Prettyman et al., 2011, 2012)). Недавно был разработан первый эксперимент с активными нейтронами (динамическое альbedo нейтронов, *англ.* Detector of Albedo Neutron — DAN), и в настоящее время он успешно работает на борту марсианской научной лаборатории НАСА (Национальное управление по аэронавтике и исследованию космического пространства) (МНЛ, *англ.* Mars Science Laboratory — MSL NASA) (см. (Jun et al., 2013; Litvak et al., 2008, 2014; Mitrofanov et al., 2012, 2014; Tate et al., 2015, 2017, 2019)). Посадочные миссии позволяют изучать состав почвы в непосредственной близости от места посадки или вдоль пути следования марсохода, а также сравнивать актуальные наземные измерения с глобальными орбитальными данными. Это привело к разработке двух приборов для миссии «ЭкзоМарс» 2020 г. — пассивного нейтронного спектро-

Никифоров Сергей Юрьевич — науч. сотр., nikiforov@np.cosmos.ru

Митрофанов Игорь Георгиевич — зав. отделом, д-р физ.-мат. наук

Литвак Максим Леонидович — зав. лаб., д-р физ.-мат. наук

Аникин Артём Александрович — электроник

Головин Дмитрий Васильевич — мл. науч. сотр.

Дьячкова Майя Викторовна — мл. науч. сотр.

Козырев Александр Сергеевич — ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

Лисов Денис Игоревич — мл. науч. сотр.

Малахов Алексей Владимирович — ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

Мокроусов Максим Игоревич — зав. лаб., канд. физ.-мат. наук

Санин Антон Борисович — ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук

Третьяков Владислав Иванович — науч. сотр.

метра АДРОН-РМ на борту марсохода «ЭкзоМарс» и активного гамма- и нейтронного спектрометра АДРОН-ЭМ на борту стационарной посадочной платформы «ЭкзоМарс» — основной целью которых будет измерение распределения воды на поверхности Марса.

Миссия «ЭкзоМарс» планируется к запуску в 2020 г. и будет включать в себя марсоход и стационарную посадочную платформу. Марсоход миссии будет иметь компактный пассивный спектрометр нейтронов АДРОН-РМ. Основная научная цель миссии «ЭкзоМарс» посвящена пониманию эволюции и обитаемости Марса. Эта стратегия включает в себя поиск возможных прошлых и настоящих биосигнатур марсианской жизни и определение характеристик распределения воды, а также геохимических свойств с помощью сложной системы бурения, предназначенной для исследования подповерхностного слоя грунта на глубине до 2 м.

Прибор АДРОН-РМ был разработан в Институте космических исследований (ИКИ РАН, Москва, Россия) по контракту с государственной корпорацией (ГК) «Роскосмос». Прибор будет измерять пространственную изменчивость потока нейтронов, испускаемых с марсианской поверхности. Процедура обработки данных преобразует необработанные данные в оценку общего распределения воды и наличия элементов, поглощающих нейтроны, первоначально хлора и железа. Данный прибор также будет обеспечивать непрерывный мониторинг нейтронной составляющей радиационного фона и расширять наши знания о поверхностном излучении Марса, которые будут предоставлять информацию, касающуюся будущих миссий человека на эту планету. В настоящей работе представлены основные научные цели этого эксперимента, описание прибора и его измерительные возможности.

НАУЧНЫЕ ЦЕЛИ

Исследования, выполненные различными космическими миссиями за последнее десятилетие, выявили сложную минералогическую и водную историю Марса, которая может быть связана с обитаемой средой (Bell, 2008; Bibring et al., 2006; Grotzinger et al., 2013, 2015; Squyres et al., 2004, 2012).

Главные задачи научных исследований с помощью прибора АДРОН-РМ следующие:

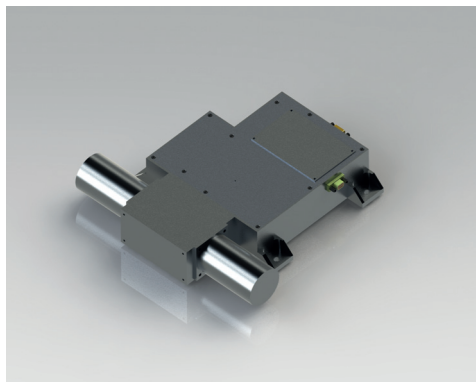
- измерение распределения объёмного содержания водорода (в виде свободной или связанной воды) в месте расположения стационарной платформы и вдоль пути движения марсохода;
- оценка объёмного состава основных элементов поглощения нейтронов в грунте (Cl, Fe и т.д.) в месте расположения стационарной платформы и вдоль пути движения марсохода;
- мониторинг нейтронной составляющей естественного радиационного фона и оценка дозы нейтронного излучения на марсианской поверхности под влиянием галактических космических лучей и солнечных протонных событий;
- возможность мониторинга сезонных изменений нейтронной среды из-за изменений атмосферных и подповерхностных свойств. Продолжительность миссии в настоящее время ограничена немногим более чем 200 солами (марсианскими днями) на поверхности, что даст возможность наблюдать по крайней мере один переход между двумя сезонами. Если марсоходу удастся проработать больше своего предполагаемого срока службы на поверхности, он потенциально сможет обеспечить полное покрытие марсианских сезонов.

На первом этапе миссии АДРОН-РМ будет использоваться для обеспечения одновременных наблюдений в сочетании с приборами, установленными на стационарную посадочную платформу. АДРОН-РМ планируется использовать вместе с активным гамма- и нейтронным спектрометром АДРОН-ЭМ (на борту посадочной платформы). Мониторинг изменений в индуцированном динамическом альbedo нейтронов, произведённый активным гамма- и нейтронным спектрометром, позволит получить более подробную информацию о подповерхностных свойствах в районе места посадки, таких как профили элементного состава, воды и плотности вещества.

Ожидается, что исследования АДРОН-РМ, в сочетании с исследованиями прибора ДАН на борту МНЛ НАСА, продолжат измерения распределения воды на поверхности и улучшат глобальные карты, которые дополняют результаты прошлых и текущих орбитальных измерений. Это обеспечит координацию с нейтронной и гамма-спектрометрией на борту орбитального аппарата НАСА «Марс Одиссей» (Boynton et al., 2002, 2006; Feldman et al., 2002, 2011; Maurice et al., 2011; Mitrofanov et al., 2002), которая нанесена на карту поверхности Марса с разрешением 300×300 км и будет включать новые измерения орбитальных коллимированных нейтронов с орбитального аппарата ЕКА «Трейс Газ Орбитер» (прибор ФРЕНД, в настоящее время находящийся на орбите Марса) с разрешением 40×40 км (Malakhov et al., 2014). Посадочные миссии на Марс, включая МСЛ НАСА, «ЭкзоМарс» и, возможно, «Марс-2020» НАСА (англ. Mars 2020 Rover Mission NASA), будут дополнять орбитальное картирование реальными измерениями содержания воды на поверхности в многочисленных точках экваториальной области Марса.

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

Прибор АДРОН-РМ сконструирован как единый блок (рисунок). Принципы работы и конструкция унаследованы непосредственно от инструмента ДАН (Litvak et al., 2008; Mitrofanov et al., 2012; Nikiforov et al., 2014). Сенсор ДАН состоит из двух отдельных блоков: импульсного нейтронного генератора (ДАН/ИНГ) и блока детекторов и электроники (ДАН/ДЭ). ДАН может работать как в активном, так и в пассивном режимах измерений. В активном режиме ДАН/ИНГ генерирует импульсы двухмикросекундных высокоэнергетических (14,1 МэВ) нейтронов, испускаемых в 4π ср вокруг ДАН/ИНГ. В пассивном режиме ДАН/ДЭ измеряет нейтронное альbedo от поверхности Марса.



Общий вид прибора АДРОН-РМ для миссии ЭкзоМарс

Таким образом, АДРОН-РМ является воспроизведением прибора ДАН, но только частично; конструкция АДРОН-РМ содержит значительные модификации с целью уменьшения массы прибора до 1,3 кг. Кроме того, АДРОН-РМ будет измерять только нейтронное альbedo на поверхности, получаемое от галактических космических лучей (ГКЛ), из-за того, что марсоход «ЭкзоМарс» использует солнечные панели для выработки энергии, это делает пассивный анализ данных прибора АДРОН-РМ проще, чем в случае прибора ДАН.

Так же, как и в конструкции ДАН/ДЭ, АДРОН-РМ использует два пропорциональных счётчика ${}^3\text{He}$. Счётчики имеют диаметр 25 мм и общую длину 55 мм. Они заполнены газом ${}^3\text{He}$ под давлением 4 атм. Конфигурация детектора выбрана для измерения потока нейтронов, генерируемого ГКЛ в грунте в различных энергетических полосах, так что прибор может разрешать подповерхностный спектр утечки нейтронов от тепловых энергий ($<0,4$ эВ) до ~ 1 кэВ. Измерения спектра утечки нейтронов будут использоваться для определения распределения воды и наличия элементов, поглощающих нейтроны, а также для мониторинга нейтронной составляющей радиационного фона Марса. Каждый пропорциональный счётчик обнаруживает нейтроны по реакции захвата нейтронов: ${}^3\text{He} + n \Rightarrow {}^3\text{H} + p$.

Первый нейтронный детектор представляет собой пропорциональный счётчик, заключённый в корпус из кадмия. Кадмий имеет очень высокое сечение поглощения нейтронов с энергиями $<0,4$ эВ. Это позволяет регистрировать только низкоэнергетические эпитепловые нейтроны выше порога кадмия в диапазоне энергий от 0,4 до 1 кэВ. Изменения потока эпитепловых нейтронов (вдоль пути движения марсохода) в основном обусловлены изменениями в подповерхностном распределении водорода. Второй детектор нейтронов — ещё один пропорциональный счётчик, который только частично заключён в кадмиевый корпус. Опыт, приобретённый за время работы прибора ДАН на поверхности, показал, что значительная часть тепловых нейтронов может быть произведена не только в подповерхностном слое под марсоходом, но и в самой конструкции марсохода. Чтобы уменьшить этот фон для нейтронных спектрометров следующего поколения, было предложено сужение поля зрения путём частичного покрытия открытого пропорционального счётчика защитой из кадмия, которая оставляла бы открытое окно под марсоходом, ориентированное к поверхности. Этот детектор чувствителен к тепловым и эпитепловым нейтронам, но использование частичной кадмиевой защиты подавляет обнаружение тепловых нейтронов практически со всех направлений (включая основные конструкции марсохода), за исключением телесного угла, направленного на поверхность под марсоходом. Из-за этого разница в скорости счёта между детекторами будет создаваться поверхностным потоком тепловых нейтронов в диапазоне энергий ниже 0,4 эВ. Тепловые нейтроны чувствительны как к изменениям в распределении воды, так и к присутствию элементов поглощения нейтронов.

Телеметрия прибора АДРОН-РМ имеет три различных типа кадров. Первый используется в режиме ожидания и содержит только служебную и организационную информацию. Второй тип телеметрического кадра используется в пассивном режиме работы для записи служебной и организационной информации вместе с научными спектральными данными (измеренными в виде двух 32-канальных спектров в каждом детекторе нейтронов). Он будет использоваться в качестве основного режима наблюдения во время движения марсохода. Период накопления для кадров этих данных по умолчанию составляет 20 с, но его можно изменить с Земли в зависимости от научных задач. Третий тип кадра добавляет временное разрешение к измерениям в пассивном режиме, записывая информацию (время прихода и спектральный канал) о каждом нейтроне, зарегистрированном в детекторах прибора. Этот режим будет работать вблизи

посадочной платформы для совместной работы с активным гамма- и нейтронным спектрометром АДРОН-ЭМ для мониторинга нейтронного альbedo от излучения генератора АДРОН-ЭМ.

Список основных параметров АДРОН-РМ представлен ниже.

Масса.....	1,3 кг
Энергопотребление.....	до 5 Вт
Размеры:	
X.....	42,5 мм
Y.....	204 мм
Z.....	210 мм

Прибор АДРОН-РМ размещается внутри корпуса марсохода «ЭкзоМарс». Высота над поверхностью составляет порядка ~0,8 м. Обычные пассивные измерения станут формировать первичный план операций АДРОН-РМ на поверхности, который будет реализован во время движения марсохода для контроля распределения воды, обнаружения элементов поглощения нейтронов и мониторинга фона нейтронного излучения. Во время сильных выбросов солнечных частиц АДРОН-РМ позволит отслеживать их вариацию (до нескольких дней) и оценивать дозу нейтронного излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент АДРОН-РМ — это следующая реализация ядерных методов исследования планет Солнечной системы и их поверхности. Нейтронный спектрометр интегрирован на борту марсианского марсохода, разработанного ЕКА в рамках совместной миссии «ЭкзоМарс» между ГК «Роскосмос» и ЕКА «ЭкзоМарс», запланированной на запуск в 2020 г. В работе обобщены возможности прибора АДРОН-РМ для проведения анализа водородной компоненты (представленной как связанная вода, водяной лёд или молекулы ОН (H₂O) в гидратированных минералах) в верхнем слое поверхности Марса. По оценке водородной компоненты в разных точках движения марсохода можно будет получить процентное значение среднего содержания воды. Эти измерения будут использованы в целях выбора наиболее оптимального места для проведения эксперимента по бурению грунта миссии «ЭкзоМарс».

ЛИТЕРАТУРА

- Bell J. F.* The Martian Surface. Composition, Mineralogy and Physical Properties. Cambridge, U. K.: Cambridge Univ. Press, 2008. 688 p.
- Bibring J.-P., Langevin Y., Mustard J. F.* et al. Global mineralogical and aqueous Mars history derived from OMEGA/Mars Express Data // *Science*. 2006. V. 312. P. 400–404. DOI: 10.1126/science.1122659.
- Boynton W. V., Feldman W. C., Squyres S. W.* et al. Distribution of hydrogen in the near surface of Mars: evidence for subsurface ice deposits // *Science*. 2002. V. 297. P. 81–85.
- Boynton W. V., Feldman W. C., Mitrofanov I. G.* et al. The Mars Odyssey Gamma-Ray Spectrometer instrument suite // *Space Science, Rev.* 2004. V. 110. P. 37–83.
- Boynton W. V., Taylor G. J., Evans L. G.* et al., Concentration of H, Si, Cl, K, Fe, and Th in the low- and mid-latitude regions of Mars // *J. Geophysical Research*. 2006. V. 112. Iss. E12. CiteID E12S99. DOI: 10.1029/2007JE002887.
- Feldman W. C., Maurice S., Binder A. B.* et al. Fluxes of fast and epithermal neutrons from Lunar Prospector: Evidence for water ice at the lunar poles // *Science*. 1998. V. 281. P. 1496–1500.

- Feldman W. C., Boynton W. V., Tokar R. L.* et al. Global Distribution of Neutrons from Mars: Results from Mars Odyssey // *Science*. 2002. V. 297. Iss. 5578. P. 75–78.
- Feldman W. C., Pathare A., Maurice S.* et al. Mars Odyssey neutron data: 2. Search for buried excess water ice deposits at nonpolar latitudes on Mars // *J. Geophysical Research*. 2011. V. 116. Iss. E11. CiteID E11009. DOI: 10.1029/2011JE003806.
- Goldsten J. O., Rhodes E. A., Boynton W. V.* et al. The MESSENGER Gamma-Ray and Neutron Spectrometer // *Space Science Rev.* 2007. V. 131. P. 339–391.
- Grotzinger J. P., Sumner D. Y., Kah L. C.* et al. A Habitable Fluvio-Lacustrine Environment at Yellowknife Bay, Gale Crater, Mars // *Science*. 2013. V. 343. Iss. 6169. DOI: 10.1126/science.1242777.
- Grotzinger J. P., Gupta S., Malin M. C.* et al., Deposition, exhumation, and paleoclimate of an ancient lake deposit, Gale crater, Mars // *Science*. 2015. V. 350. Iss. 6257. DOI: 10.1126/science.aac7575.
- Jun I., Mitrofanov I. G., Litvak M. L.* et al. Neutron background environment measured by the Mars Science Laboratory's Dynamic Albedo of Neutrons instrument during the first 100 sols // *J. Geophysical Research*. 2013. V. 118. Iss. 11. P. 2400–2412. DOI: org/10.1002/2013JE004510.
- Litvak M. L., Mitrofanov I. G., Barmakov Yu. N.* et al. The Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) Experiment NASA's 2009 Mars Science Laboratory, // *Astrobiology*. 2008. V. 8. Iss. 3. P. 605–612.
- Litvak M. L., Mitrofanov I. G., Sanin A. B.* et al., Local Variations of Bulk Hydrogen and Chlorine Content Measured at the Contact Between the Sheepbed and Gillespie Lake Units in Yellowknife Bay, Gale Crater, Using the DAN Instrument Onboard Curiosity // *J. Geophysical Research*. 2014. V. 119. Iss. 6. P. 1259–1275.
- Malakhov A., Litvak M., Kozyrev S. A.* et al., Fine Resolution Neutron Detector for ExoMars Trace Gas Orbiter. Instrument and science goals // 40th COSPAR Scientific Assembly. 2–10 Aug. 2014, Moscow, Russia. 2014. Abstract id. B0.2-19-14.
- Maurice S., Feldman W., Diez B.* Mars Odyssey neutron data: 1. Data processing and models of water-equivalent-hydrogen distribution // *J. Geophysical Research*. 2011. V. 116. E11008. DOI: 10.1029/2011JE003810.
- Mitrofanov I., Anfimov D., Kozyrev A.* et al., Maps of subsurface hydrogen from the High Energy Neutron Detector, Mars Odyssey // *Science*. 2002. V. 297. P. 78–81.
- Mitrofanov I. G., Sanin A. B., Golovin D. V.* et al. Experiment LEND of the NASA lunar reconnaissance orbiter for high-resolution mapping of neutron emission of the Moon // *Astrobiology*. 2008. V. 8. P. 793–804. DOI: 10.1089/ast.2007.0158.
- Mitrofanov I. G., Bartels A., Bobrovniy Y. I.* et al. (2010a) Lunar Exploration Neutron Detector for the NASA Lunar Reconnaissance Orbiter // *Space Science Rev.* 2010. V. 150. Iss. 1–4. P. 183–207. DOI: 10.1007/s11214-009-9608-4.
- Mitrofanov I. G., Sanin A. B., Boynton W. V.* et al. (2010b) Hydrogen Mapping of the Lunar South Pole using the LRO Neutron Detector Experiment LEND // *Science*. 2010. V. 330. P. 483–486.
- Mitrofanov I. G., Litvak M. L., Barmakov Yu. I.* et al. Experiment for measurements of Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) onboard NASA's Mars Science Laboratory // *Space Science Reviews*. 2012. V. 170. Iss. 1–4. P. 559–582.
- Mitrofanov I. G., Litvak M. L., Sanin A. B.* et al. Water and chlorine content in the Martian soil along the first 1900 m of the Curiosity rover traverse as estimated by the DAN instrument // *J. Geophysical Research*. 2014. V. 119. Iss. 7. P. 1579–1596.
- Nikiforov S., Litvak M., Kozyrev S. A.* et al., Subsurface water observations on Mars: From DAN/Curiosity to Adron-RM/ExoMars // 40th COSPAR Scientific Assembly. 2–10 Aug. 2014, Moscow, Russia. 2014. Abstract id. B0.2-37-14.
- Peplowski P. N., Lawrence D. J., Prettyman Th. H.* et al. Compositional variability on the surface of 4 Vesta revealed through GRaND measurements of high-energy gamma rays // *Meteoritics and Planetary Science*. 2013. V. 48. Iss. 11. P. 2252–2270.
- Prettyman T. H., Feldman W. C., McSween Jr. H. Y.* et al. Dawn's Gamma Ray and Neutron Detector // *Space Science Reviews*. 2011. V. 163. Iss. 1–4. P. 371–459.

- Prettyman T. H., Mittlefehldt D. W., Yamashita N.* et al., Elemental Mapping by Dawn Reveals Exogenic H in Vesta's Regolith // *Science*. 2012. V. 338. Iss. 6104. P. 242–246.
- Squyres S. W., Grotzinger J. P., Bell III J. F.* et al. In-situ evidence for an ancient aqueous environment at Meridiani Planum, Mars // *Science*. 2004. V. 306. P. 1709–1714.
- Squyres S. W., Arvidson R. E., Bell 3rd J. F.* et al. Ancient Impact and Aqueous Processes at Endeavour Crater, Mars // *Science*. 2012. V. 336. Iss. 6081. P. 570–576. DOI: 10.1126/science.1220476.
- Tate C. G., Moerschba J., Jun I.* et al. Water equivalent hydrogen estimates from the first 200 sols of Curiosity's traverse (Bradbury Landing to Yellowknife Bay): Results from the Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) passive mode experiment // *Icarus*. 2015. V. 262. P. 102–123. DOI: 10.1016/j.icarus.2015.09.002.
- Tate C. G., Moersch J., Mitrofanov I.* et al. Results from the dynamic albedo of neutrons (DAN) passive mode experiment: Yellowknife Bay to Amargosa Valley (Sols 201–753) // *Icarus*. 2017. V. 299. P. 513–537. DOI: 10.1016/j.icarus.2017.08.022.
- Tate C. G., Moersch J., Mitrofanov I.* et al. Mars Science Laboratory Dynamic Albedo of Neutrons passive mode data and results from sols 753 to 1292: Pahrump Hills to Naukluft Plateau // *Icarus*. 2019. V. 330. P. 75–90. DOI: 10.1016/j.icarus.2019.04.029.

THE ADRON-RM INSTRUMENT ONBOARD THE EXOMARS ROVER

S. Y. Nikiforov, I. G. Mitrofanov, M. L. Litvak, A. A. Anikin, D. V. Golovin, M. V. Djachkova, A. S. Kozyrev, D. I. Lisov, A. V. Malakhov, M. I. Mokrousov, A. B. Sanin, V. I. Tretyakov

Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (IKI), Moscow, Russia

This overview presents the physical principles, design, measurement capabilities, and summary of planned operations of the Autonomous Detector of Radiation of Neutrons onboard Rover at Mars (ADRON-RM) on the surface of Mars. ADRON-RM is a Russian project selected for the joint Roscosmos–ESA ExoMars 2020 landing mission. A compact passive neutron spectrometer, ADRON-RM, was designed to study the abundance and distribution of water and neutron absorption elements (such as Cl, Fe and others) in the martian subsurface along the path of the ExoMars rover.

Keywords: Mars exploration, Mars rover, neutron spectroscopy, water

Nikiforov Sergey Yurevich — researcher, nikiforov@np.cosmos.ru

Mitrofanov Igor Georgievich — head of department, doctor of physical and mathematical sciences

Maxim Litvak Leonidovich — head of laboratory, doctor of physical and mathematical sciences

Anikin Artem Aleksandrovich — electronic

Dmitry Golovin Vasilevich — junior researcher

Djachkova Maya Viktorovna — junior researcher

Kozyrev Alexander Sergeevich — senior researcher, PhD

Lisov Denis Igorevich — junior researcher

Malakhov Alexey Vladimirovich — senior researcher, PhD

Maxim Mokrousov Igorevich — head of laboratory, candidate of physical and mathematical sciences

Anton Sanin Borisovich — senior researcher, PhD

Tretyakov Vladislav Ivanovich — researcher

МЕХАНИЗМ ДИНАМО В АККРЕЦИОННОМ ДИСКЕ В ПЛАНАРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

М. В. Пашенцева¹, Е. А. Михайлов¹, Д. В. Бонева²

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)
Москва, Россия

² Институт космических исследований и технологий Болгарской академии наук
(ИКИТ БАН), София, Болгария

Магнитные поля в аккреционных дисках, образующихся около массивных объектов, могут играть существенную роль при понимании различных процессов. Стоит ожидать, что рост магнитных полей можно объяснить с помощью механизма динамо, качественно схожего с тем, который работает в галактиках. Большую популярность при исследовании галактического динамо получило планарное приближение, которое мы попытались применить для исследования процесса генерации магнитного поля в аккреционном диске. Было учтено, что в аккреционных дисках существуют интенсивные потоки вещества, направленные в сторону центра. Построены зависимости магнитного поля от времени при различных значениях динамо-числа. Показано, что критическое значение данного числа ниже, чем для галактик, что можно объяснить качественно иной структурой течения.

Ключевые слова: динамо, аккреционные диски, планарное приближение, галактики

ВВЕДЕНИЕ

Аккреционные диски встречаются в самых разных астрофизических задачах. Так, они образуются при падении вещества в чёрную дыру в центре галактики. Кроме того, они наблюдаются в двойных звёздных системах, когда происходит аккреция вещества на более массивную звезду. Особый интерес представляют аккреционные диски около белых карликов.

Н. И. Шакура и Р. А. Сюняев (Shakura, Sunyaev, 1973) отмечают, что большую роль в эволюции аккреционного диска играют магнитные поля, в частности, они могут объяснять перенос момента импульса. Как правило, в большинстве астрофизических объектов генерация магнитных полей описывается с помощью механизма динамо, основанного на совместном действии альфа-эффекта и дифференциального вращения. Хотя в настоящее время накоплен определённый опыт моделирования магнитогидродинамических процессов в аккреционных дисках (Жилкин, Бисикало 2010; Yan'kova, 2012), было бы достаточно интересно использовать опыт, накопленный при изучении генерации магнитных полей галактик, которые также представляют собой дисковые структуры. Можно ожидать, что качественно процессы в аккреционных дисках будут происходить примерно также. При этом в настоящее время в теории галактического динамо есть ряд моделей, которые позволяют заметно упростить процесс решения уравнений и сэкономить вычислительные ресурсы.

Генерация крупномасштабного магнитного поля описывается с помощью уравнения Штеенбека – Краузе – Рэдлера, характеризующего эволюцию среднего поля. В случае галактик для его решения часто применяется планарное приближение, использующее факт, что галактический диск достаточно тонкий, и поэтому можно считать, что магнитное поле с большой точностью лежит

Пашенцева Мария Владимировна — студентка, marusya_pashenceva@mail.ru

Михайлов Евгений Александрович — ассистент, канд. физ.-мат. наук, ea.mikhajlov@physics.msu.ru

Бонева Даниела Василева — ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук, danvasan@space.bas.bg

в плоскости диска, а частные производные могут быть заменены на алгебраические выражения (Moss, 1995). Данный подход хорошо зарекомендовал себя в галактическом динамо и может быть применён, в том числе, и для аккреционных дисков. К сожалению, в настоящий момент существует лишь небольшое количество работ (Moss et al., 2016), посвящённых применению этого метода.

Мы ставим своей целью изучение процесса генерации магнитного поля в аккреционном диске с использованием планарного приближения. Несмотря на принципиальную схожесть галактического и аккреционного дисков стоит отметить ряд существенных отличий. Так, в случае аккреционного диска необходимо брать достаточно большой внутренний радиус (данную модель можно использовать и при исследовании магнитных полей в случаях, когда при аккреции образуются структуры тороидальной формы) (Mikhailov, Khokhryakova, 2018). Кроме того, значимую роль будут играть радиальные потоки среды, связанные с падением вещества на центральное тело.

Отметим, что механизм динамо является пороговым, и генерация магнитного поля возможна лишь при определённых значениях безразмерного динамо-числа, характеризующего совокупную интенсивность работы альфа-эффекта и дифференциального вращения. Поле может расти лишь в случае, если оно превышает определённое критическое значение (в противном случае наблюдается затухание за счёт диссипативных эффектов). Одной из наших задач было определение данного значения для аккреционных дисков. Важно было понять, будет ли оно отличаться от тех величин, которые характерны для галактик.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Эволюция магнитного поля характеризуется уравнением Штеенбека – Краузе – Рэдлера:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}(\alpha \vec{B}) + \text{rot}[\vec{V}, \vec{B}] + \nu \Delta \vec{B},$$

где α — параметр альфа-эффекта; \vec{V} — скорость крупномасштабных движений (связанная с вращением диска, а также, возможно, с потоками вещества в радиальном направлении).

Планарное приближение, которое часто используется при исследовании дискового динамо, предполагает, что магнитное поле зависит от координаты z по косинусоидальному закону:

$$\vec{B}(r, z, t) = \vec{B}(r, 0, t) \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{2h}\right),$$

где h — полутолщина галактического диска. Стоит отметить, что основную роль играют компоненты магнитного поля B_r и B_ϕ , лежащие в плоскости галактического диска, в то время как компонента B_z достаточно мала, а её производная восстанавливается из условия бездивергентности.

Удобно измерять расстояние в единицах внешнего радиуса аккреционного диска, а время — в единицах h^2/η . В таком случае уравнения для магнитного поля могут быть представлены в виде (Moss, Sokoloff, 2013):

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{R_\alpha}{r^{3/2}} B_\phi - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \lambda^2 \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right) \right) - \frac{V_0}{r \left(1 - \sqrt{\frac{0,1}{r}} \right)} \cdot \frac{\partial B_r}{\partial r},$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -\frac{3R_\omega}{2r^{3/2}}B_r - \frac{\pi^2 B_\varphi}{4} + \lambda^2 \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rB_\varphi) \right) \right) - \frac{V_0}{r \left(1 - \sqrt{\frac{0,1}{r}} \right)} \cdot \frac{\partial B_\varphi}{\partial r},$$

где λ — безразмерное число, описывающее диссипацию магнитного поля в плоскости диска; R_α параметр альфа-эффекта; R_ω — дифференциальное вращение.

Рост магнитного поля за счёт механизма динамо объясняется переходом кинетической энергии турбулентных движений среды в энергию магнитного поля. Следует ожидать, что когда величины этих энергий станут сравнимыми, рост поля сначала замедлится, а потом вовсе прекратится, т.е. произойдёт «насыщение». В самом грубом приближении эту проблему можно решить, введя нелинейную модификацию коэффициента, отвечающего за альфа-эффект:

$$R_\alpha \rightarrow \frac{R_\alpha}{1 + (B^2/B_{\max}^2)}.$$

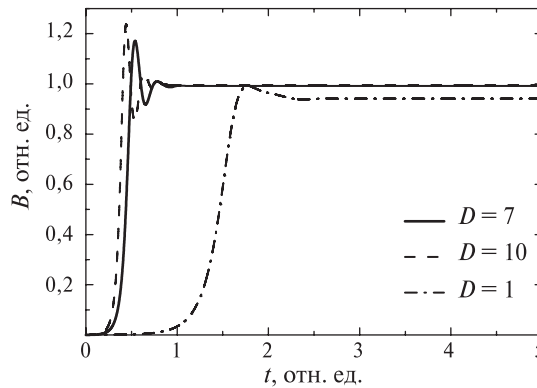
Это приведёт нас к следующей системе уравнений (Moss, Sokoloff, 2013):

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{R_\alpha}{r^{3/2}}B_\varphi \left(1 - \frac{B^2}{B_{\max}^2} \right) - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \lambda^2 \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) \right) \right) - \frac{V_0}{r \left(1 - \sqrt{\frac{0,1}{r}} \right)} \left(\frac{\partial B_r}{\partial r} \right),$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -\frac{3R_\omega}{2r^{3/2}}B_r - \frac{\pi^2 B_\varphi}{4} + \lambda^2 \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rB_\varphi) \right) \right) - \frac{V_0}{r \left(1 - \sqrt{\frac{0,1}{r}} \right)} \left(\frac{\partial B_\varphi}{\partial r} \right).$$

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При моделировании были получены зависимости магнитного поля от времени. В зависимости от значений параметров, возможен либо рост поля с разными скоростями, либо его затухание. Можно отметить, что поведение магнитного поля характеризуется динамо числом $D = R_\alpha R_\omega$. Эволюция поля для различных значений этого числа представлена на рисунке.



Зависимость магнитного поля от времени для разных значений динамо-чисел

Магнитное поле может расти при превышении динамо-числом определённого критического значения D_{cr} , определяемого свойствами модели. Таким образом, оно увеличивается при $D > D_{cr}$ и затухает при $D < D_{cr}$. В аналогичных моделях для галактик было получено, что $D_{cr} \approx 7$ (Arshakian et al., 2009). В нашем случае численный расчёт показывает, что $D_{cr} \approx 0,112$.

Отметим, что при достижении магнитным полем значения, близкого к уровню равномерного распределения, рост магнитного поля прекращается и оно выходит на определённое стационарное значение.

ВЫВОДЫ

Нами были исследованы магнитные поля в аккреционных дисках. Для изучения использовалось планарное приближение, которое широко применяется в случае галактик. Уравнения планарного приближения решались численно, кроме того, был проведён качественный анализ генерации магнитного поля. В результате расчётов найдено, что магнитное поле увеличивается по экспоненциальному закону, либо затухает. Критическое значение динамо-числа для аккреционных дисков, при котором затухание магнитного поля меняется на его рост, составляет $D_{cr} \approx 0,112$, что заметно отличается от значений для галактик.

В дальнейшем можно было бы использовать сходные представления для исследования магнитных полей в случае объектов, имеющих форму, близкую к тороидальной.

ЛИТЕРАТУРА

- Жилкин А. Г., Бисикало Д. В. Структура магнитного поля в аккреционных дисках полуразделенных двойных систем // Астрон. журн. 2010. Т. 87. С. 913–926.
- Arshakian T. G., Beck R., Krause M., Sokoloff D. Evolution of magnetic fields in galaxies and future observational tests with the Square Kilometre Array // Astronomy and Astrophysics. 2009. V. 494. P. 21–32.
- Mikhailov E. A., Khokhryakova A. D. Torus dynamo in the outer rings of galaxies // Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics. 2018. V. 112. Iss. 1–2. P. 199–207.
- Moss D. On the generation of bisymmetric magnetic field structures in spiral galaxies by tidal interactions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1995. V. 275. P. 191–194.
- Moss D., Sokoloff D. Magnetic field reversals and galactic dynamos // Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics. 2013. V. 107. P. 494–505.
- Moss D., Sokoloff D., Suleimanov V. Dynamo generated magnetic configurations in accretion discs and the nature of quasi-periodic oscillations in accreting binary systems // Astronomy and Astrophysics. 2016. V. 588. A18.
- Shakura N. I., Sunyaev R. A. Black holes in binary systems. Observational Appearance // Astronomy and Astrophysics. 1973. V. 24. P. 337–355.
- Yankova K. D. Structure of Accretion Disk in the Presence of Magnetic Field // Publications of the Astronomical Society “Rudjer Boskovic”. 2012. V. 11. P. 375–383.

DYNAMO MECHANISM IN ACCRETION DISKS IN NO-Z APPROXIMATION

*M. V. Pashentseva*¹, *E. A. Mikhailov*¹, *D. V. Boneva*²

¹ Lomonosov Moscow State University (MSU), Moscow, Russia

² Space Research and Technology Institute Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

Magnetic fields in accretion disks, which are situated near massive objects, can play an important role while describing different processes. It is possible that the magnetic fields generation is described by dynamo mechanism which is qualitatively similar with the one which takes place in galaxies. As for research of the galaxy magnetic field the no-z approximation is very popular. We used it for modelling magnetic field in the accretion disks. It was taken into account that there are radial flows of medium in the accretion disks, which are directed towards the center. We have described the time dependence of the magnetic field for different dynamo numbers. It was shown that the critical value of this number is lower than for the galaxies, which can be connected with another structure of the motions.

Keywords: dynamo, accretion disks, no-z approximation, galaxies

Pashentseva Mary Vladimirovna — student, marusya_pashenceva@mail.ru

Mikhailov Evgeny Aleksandrovich — assistant, PhD, ea.mikhajlov@physics.msu.ru

Boneva Daniela Vasileva — research associate, PhD, danvasan@space.bas.bg

РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЛУНЫ: ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ОТРАЖЕНИЯ

Р. А. Рудаменко^{1,2}, В. В. Юшков^{1,2}, О. В. Юшкова¹

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук (ФИРЭ РАН), Фрязино, Россия

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ) Москва, Россия

В проекте «Луна-Ресурс» предполагается проведение исследований грунта Луны радиолокационными методами в бистатическом режиме. Для этого будет использоваться иркутский радар некогерентного рассеяния, находящийся в ведении Института солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН. В паре с наземным радаром будет работать радиолокационный комплекс РЛК-Л, устанавливаемый на орбитальный космический аппарат «Луна-26». В работе рассматривается методика определения области поверхности Луны, формирующей отражённый сигнал.

Ключевые слова: радиолокация, Луна, отражение, радар

Изучение Луны было и ещё долгие годы будет актуальным направлением космических исследований. В окололунном пространстве уже в этом веке побывали космические корабли многих стран. Россия тоже анонсировала старт проекта «Луна-Ресурс», в рамках которого планируется запуск двух космических аппаратов: посадочного и орбитального. Цель программы состоит в исследовании верхнего слоя грунта Луны. Бистатическая радиолокация является одним из немногих методов, позволяющих дистанционно изучать строение и минералогический состав верхнего покрова Луны. Для проведения бистатической локации нужны разнесённые приёмник и передатчик. Проводить бистатические исследования грунта можно по схеме down link, когда сигнал излучается радиопередатчиком, установленным на космическом аппарате (КА), а приём — на Земле. При генерации сигнала на борту космического аппарата мощность передатчика невелика, что обусловлено требованиями электромагнитной совместимости с другой научной и служебной аппаратурой. Так как глубина проникновения радиосигналов в грунт зависит и от мощности зондируемого сигнала, для реализации бистатических измерений была предложена схема up link: на орбите Луны должен находиться радиоприёмник, согласованный с мощным наземным передатчиком.

В рамках российской миссии «Луна-Ресурс» планируется провести бистатическую радиолокацию Луны как по схеме down link, так и по схеме up link. Для этого на борт орбитального аппарата «Луна-26» будет установлен радиолокационный комплекс РЛК-Л (Smirnov et al., 2013). Комплекс состоит из двух радаров: «Радара-20» и «Радара-200». «Радар-20» будет работать в частотном диапазоне от 17,5 до 22,5 МГц, «Радар-200» — в частотном диапазоне 140...180 МГц (рис. 1, см. с. 127). Работа «Радара-200» в бистатическом режиме предусмотрена совместно с иркутским радаром некогерентного рассеяния (ИРНР) (Yushkova et al., 2018) (рис. 2, см. с. 127). Сравнивая характеристики прямого и отражённого сигналов, можно оценить свойства слоя грунта, формирующего отражённый сигнал (Юшкова, Яковлев, 2017). Одна из основных проблем бистатической радиолокации Луны заключена в сложности определения района поверхности, в котором формируется отражённый радиосигнал. Вопросы, связанные с этой проблемой, будут рассмотрены в далее.

Рудаменко Роман Александрович — техник ФИРЭ, студент МГУ, crasher22@yandex.ru

Юшков Вячеслав Владиславович — техник ФИРЭ, студент МГУ

Юшкова Ольга Вячеславовна — вед. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук



Рис. 1. «Радар-200»



Рис. 2. Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР)

Бистатистические измерения проводятся при нахождении Луны и КА в секторе сканирования радара наземного базирования. Положение Луны, КА и ИРНР однозначно можно определить в прямоугольной системе селенографических координат MOON ME (Mean Earth). В этой системе Луна аппроксимируется сферой радиусом R_l , равным 1737,4 км: $x^2 + y^2 + z^2 = R_l^2$. С трёхмерной прямоугольной системой координат связана сферическая система, в которой положение КА регистрируется тремя координатами: высотой над поверхностью сферы H_s ; долготой φ_s и широтой θ_s . Координаты КА прямоугольной и сферической систем связаны формулой:

$$\begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (R_l + H_s) \cos \theta_s \cdot \cos \varphi_s \\ (R_l + H_s) \cos \theta_s \cdot \sin \varphi_s \\ (R_l + H_s) \sin \theta_s \end{pmatrix}.$$

В лучевом приближении задача бистатистической радиолокации рассматривается в плоскости, проходящей через центр Луны (координаты $O(0; 0; 0)$), назем-

ный радар с координатами $(L - R_l; 0; 0)$, где L — расстояние от Земли до КА, далее КА будем обозначать точкой с координатами $K(x_s, y_s, z_s)$. Обозначим её плоскостью β . Из электродинамического принципа взаимности следует, что район отражения на поверхности Луны при зондировании по схемам up link и down link один и тот же. Центр этого района находится из условия равенства углов между нормалью к поверхности Луны и направлением на Землю и между той же нормалью и направлением на КА. Далее центр этого района будем обозначать буквой D , две координаты этой точки определяются формулами: $x_D = R_l \cos \alpha$,

$$y_D = \frac{R_l \sin \alpha \cdot \cos \theta_s \cdot \sin \varphi_s}{\sqrt{\sin^2 \theta_s + \cos^2 \theta_s \cdot \sin^2 \varphi_s}},$$

третья координата определяется либо из формулы

$$z_D = \pm \sqrt{R_l^2 - x_D^2 - y_D^2},$$

либо из цифровой 3-D-модели поверхности Луны. В приведённых выше формулах угол α — это угол падения электромагнитной волны, он равен углу отражения. Значение α находится численно из уравнения $\eta = 2\alpha - \arcsin(R \sin \alpha / (R + H))$. Здесь $\eta = \arccos(\cos \theta_s \cdot \cos \varphi_s)$. Точка D всегда лежит между спутником и точкой пересечения нулевого меридиана и экватора. Она может быть удалена от подспутниковой точки на расстояние до 700 км.

При описании рассеяния радиоволн неоднородной поверхностью обычно учитываются две компоненты: диффузное рассеяние и квазизеркальное отражение. Квазизеркальная компонента в лучевом приближении радиофизики моделируется лучевой трубкой, точнее цилиндром, диаметр которой связывают с зоной Френеля d_F (Фейнберг, 1961). Координаты границы участка поверхности, наиболее существенной для отражения, можно определить как пересечение цилиндра и сферы. Обозначим границу пересечения $F(x, y, z)$. Ось цилиндра проходит через точки $D(x_D, y_D, z_D)$ и $K(x_s, y_s, z_s)$. Для того чтобы определить координаты функционала $F(x, y, z)$, проведём серию ортогональных преобразований системы координат MOON ME, обозначив её XYZ . Построим систему $X_1 Y_1 Z_1$, повернув систему XYZ вокруг оси OX на угол $90^\circ - \psi_s$ по часовой стрелке. В этой

системе для любой точки выполнены соотношения: $\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} = M_1 \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$, где $M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \psi_s & \cos \psi_s \\ 0 & -\cos \psi_s & \sin \psi_s \end{pmatrix}$ — матрица перехода. В силу того, что матрица M_1 —

ортогональная, $M_1^{-1} = M_1^T$. После этого преобразования ось OZ_1 лежит в плоскости β , а ось OX_1 совпадает с осью OX . Следующая система координат $X_2 Y_2 Z_2$ построена поворотом оси OZ_1 в плоскости β вокруг оси OY_1 на угол, равный $90^\circ - \alpha$ по часовой стрелке так, чтобы ось OZ_2 совпала с прямой OD . Для системы $X_2 Y_2 Z_2$ верны соотношения:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{pmatrix} = M_2 \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix}, \quad \text{где } M_2 = \begin{pmatrix} \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\cos \alpha & 0 & \sin \alpha \end{pmatrix}.$$

Матрица M_2 — тоже ортогональная, и поэтому $M_2^{-1} = M_2^T$. Теперь параллельным переносом системы $X_2 Y_2 Z_2$ построим систему $X_3 Y_3 Z_3$ так, чтобы её центр был расположен в точке D . В этом случае любая точка пространства имеет форму

$$\begin{pmatrix} x_3 \\ y_3 \\ z_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_D \\ y_D \\ z_D \end{pmatrix}.$$

Последнюю систему $X_4 Y_4 Z_4$ получим из системы $X_3 Y_3 Z_3$ поворотом на угол α вокруг оси OY_3 по часовой стрелке так, чтобы

ось OZ_4 совпала с прямой DK , при этом будет выполняться равенство:

$$\begin{pmatrix} x_4 \\ y_4 \\ z_4 \end{pmatrix} = M_3 \begin{pmatrix} x_3 \\ y_3 \\ z_3 \end{pmatrix}, \text{ где } M_3 = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix}. \text{ Обратная ей матрица равна транспо-}$$

нированной. В системе $X_4Y_4Z_4$ лучевая трубка аппроксимируется цилиндром $x_4^2 + y_4^2 = d_F^2$. Это же уравнение в параметрическом виде можно записать соот-

$$\text{ношениями: } \begin{pmatrix} x_4 \\ y_4 \\ z_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_F \cos \gamma \\ d_F \sin \gamma \\ V \end{pmatrix}. \text{ где угол } \gamma \text{ меняется от } 0 \text{ до } 360^\circ, V \in (-\infty; +\infty).$$

В системе $X_3Y_3Z_3$ координаты окружности пересечения будут преобразованы к виду:

$$\begin{pmatrix} x_3 \\ y_3 \\ z_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_F \cos \gamma \\ d_F \sin \gamma \\ V \end{pmatrix}.$$

В этой системе при пересечении с плоскостью $X_3Y_3Z_3$ цилиндр имеет в сечении эллипс $(x_3 \cos \alpha)^2 + y_3^2 = d_F^2$, вытянутый вдоль оси OX_3 , что согласуется с теоретическими заключениями работы (Фейнберг, 1961). Операция

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_3 \\ y_3 \\ z_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_D \\ y_D \\ z_D \end{pmatrix} \text{ обеспечивает переход в систему координат } X_2Y_2Z_2, \text{ именно}$$

в этой системе проще всего найти формулы, задающие координаты кривой $F(x, y, z)$, полученной в результате пересечения конуса и сферы. Для этого решим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} x_2 = d_F \cos \alpha \cdot \cos \gamma - V \sin \alpha + x_D, \\ y_2 = d_F \sin \gamma + y_D, \\ z_2 = d_F \sin \alpha \cdot \cos \gamma + V \cos \alpha + z_D. \end{cases}$$

В этой системе уравнений координаты x_2, y_2, z_2 однозначно определяются параметром γ , если известно значение V . Найдём это значение, сведя систему к квадратному относительно V уравнению:

$$(d_F \cos \alpha \cdot \cos \gamma - V \sin \alpha + x_D)^2 + (d_F \sin \gamma + y_D)^2 + (d_F \sin \alpha \cdot \cos \gamma + V \cos \alpha + z_D)^2 = R_l^2.$$

Уравнение имеет два корня. Меньший корень V_- применим для северного полушария, больший — V_+ — для южного. Оба корня являются функциями от H_s, Φ_s, θ_s и параметра γ . Таким образом, координаты кривой $F(x, y, z)$ в системе MOON ME задаются параметрическими уравнениями

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} d_F \cos \alpha \cdot \cos \gamma - V_{\mp} \sin \alpha + x_D \\ d_F \sin \gamma + y_D \\ d_F \sin \alpha \cdot \cos \gamma + V_{\mp} \cos \alpha + z_D \end{pmatrix},$$

где матрица $M = M_1^T M_2^T$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен вопрос определения области, существенной для отражения радиосигналов при бистатической локации Луны, с помощью двух радаров, один из которых находится на Земле, другой — на лунном орбитальном космическом аппарате. Исходя из приближения Френеля, область наибольшего отражения определяется как участок поверхности, центр которого находится из условия равенства углов между нормалью к поверхности и направлениями от основания нормали к приёмнику и передатчику. Радиус области отражения связывают с зонами Френеля, причём считается, что отражение от первой зоны вносит наибольший вклад в отражённый сигнал, однако и практика, и численное моделирование показывают, что в формировании отражённого сигнала участвует поверхность, значительно превышающая 3–4 зоны Френеля (Smirnov et al., 2014).

Работа была выполнена при частичной поддержке Программы № 12 фундаментальных исследований Президиума Российской академии наук «Космос: исследование фундаментальных процессов и их взаимосвязей».

ЛИТЕРАТУРА

- Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: Наука, 1961. 548 с.
- Юшкова О. В., Яковлев О. И. Анализ возможностей определения характеристик грунта Луны методом бистатической радиолокации // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62. № 1. С. 26–34.
- Smirnov V. M., Yushkova O. V., Marchuk V. N. et al. Luna_Glob Project: Radio Sounding of the Lunar Soil // J. Communications Technology and Electronics. 2013. V. 58. No. 9. P. 911–918.
- Smirnov V. M., Yushkova O. V., Karachevtseva I. P., Nadezhdina I. E. The influence of relief on formation of reflected signals of subsurface sounding radar // Solar System Research. 2014. V. 48. No. 3. P. 167–181.
- Yushkova O. V., Gavrik A. L., Marchuk V. N. et al. Bistatic Radar Detection in the Luna-Resurs Mission // Solar System Research. 2018. V. 52. No. 4. P. 287–300.

RADIO SOUNDING OF THE MOON: LOCALIZATION OF THE REFLECTION AREA

R. A. Rudamenko^{1,2}, V. V. Yushkov^{1,2}, O. V. Yushkova¹

¹ Fryazino Branch of the Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (FIRE RAS)

² Lomonosov Moscow State University (MSU), Moscow, Russia

In the project Luna-Resource it is supposed to study of the soil of the Moon by radar methods in a bistatic mode. For this purpose, the Irkutsk incoherent scatter radar, administered by the Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the RAS, will be used. Together with the ground-based radar, the radar complex RLK-L installed on the Luna-26 orbital spacecraft will operate. The paper discusses the method of determining the region of the surface of the moon, forming a reflected signal.

Keywords: radar, moon, reflection, radar

Rudamenko Roman Aleksandrovich — technician FIRE, student MSU, crasher22@yandex.ru

Yushkov Vyacheslav Vladimirovich — technician FIRE, student MSU

Yushkova Olga Vyacheslavovna — leading researcher

ИНСТРУМЕНТАЛЬНАЯ СРЕДА ПЛАНИРОВАНИЯ СЕАНСОВ СВЯЗИ С КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ

В. В. Сазонов, С. В. Сазонова, И. А. Самыловский

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)
Москва, Россия

В ходе выполнения представленной работы создан комплекс программных модулей, предоставляющий пользователю функциональность по расчёту углов наведения наземной антенны на космический аппарат для формирования файлов целеуказаний, используемых в дальнейшем для осуществления сеанса связи. Модули позволяют в зависимости от требуемой задачи формировать программные конвейеры для ручного и автоматизированного управления наземной антенной, приёма заявок на проведение сеансов, а также для визуального моделирования баллистико-навигационной обстановки. Разработанные решения могут быть использованы при разработке программного обеспечения наземного сегмента перспективных орбитальных группировок и отдельных космических аппаратов.

Ключевые слова: дистанционное зондирование земли, антенная система, расчёт сеансов связи, автоматизированное управление

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в России и мире большое внимание уделяется теоретической проработке и практической реализации проектов многоспутниковых группировок для решения задач дистанционного зондирования, связи и навигации. Представляется, что использование наработок в области группового управления позволит с помощью таких группировок решать весьма сложные задачи, связанные с обработкой неравномерно поступающего потока заявок на выполнение технологических операций в условиях изменяющейся внешней среды и воздействия факторов космического пространства. Уже сейчас понятно, что для успешной организации работ по таким направлениям требуется разработка инструментальных средств, позволяющих на этапе проектирования оценивать те или иные варианты организации наземного и космического сегментов группировки с точки зрения различных критериев качества. В частности, актуальным является вопрос о том, как должны соотноситься распределения спутников по орбитам (количество и параметры орбитальных плоскостей, количество спутников в плоскости) и наземных станций по географическим координатам (параметры кластеризации антенн в различных локациях, количество локаций и т. д.).

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРЕДЛАГАЕМОГО РЕШЕНИЯ

Разработанное программное решение представляет собой кроссплатформенную инструментальную среду, позволяющую проводить конфигурирование наземного и орбитального сегментов космической системы, а также моделировать сеансы связи спутников с наземными антеннами. При наличии подключения к серверу антенны программа позволяет загрузить рассчитанные сеансы (траектории,

Сазонов Василий Викторович — канд. физ.-мат. наук, доцент

Сазонова Софья Викторовна — ассистент

Самыловский Иван Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент, ivan.samylovskiy@cosmos.msu.ru

представляющие собой последовательности из времени и соответствующих угловых координат) на антенный приёмный комплекс для обработки.

Таким образом, предоставляется функциональность по реализации полной технологической цепочки от планирования сеанса до ретроспективного анализа поведения антенной системы в ходе его обработки.

ИНСТРУМЕНТАРИЙ БАЛЛИСТИКА — СРЕДА ПЛАНИРОВАНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЯ СЕАНСОВ СВЯЗИ

На рис. 1 показана рабочая область инструментальной среды, предназначенной для планирования сеансов связи с космическими аппаратами. Основные элементы пользовательского интерфейса — элемент баллистико-навигационного отображения и моделирования, элемент управления временем, редактор орбитальной группировки и редактор сеансов связи, понимаемых, с одной стороны, как элементы плана радиовидимости того или иного спутника, а, во-вторых, как траектории движения антенного приёмного комплекса, характеризующиеся такими характеристиками, как экстремальные значения тех или иных параметров (в частности, максимальный угол места аппарата), распределения фазовых координат (минимальные и максимальные скорости по различным осям и т. д.).

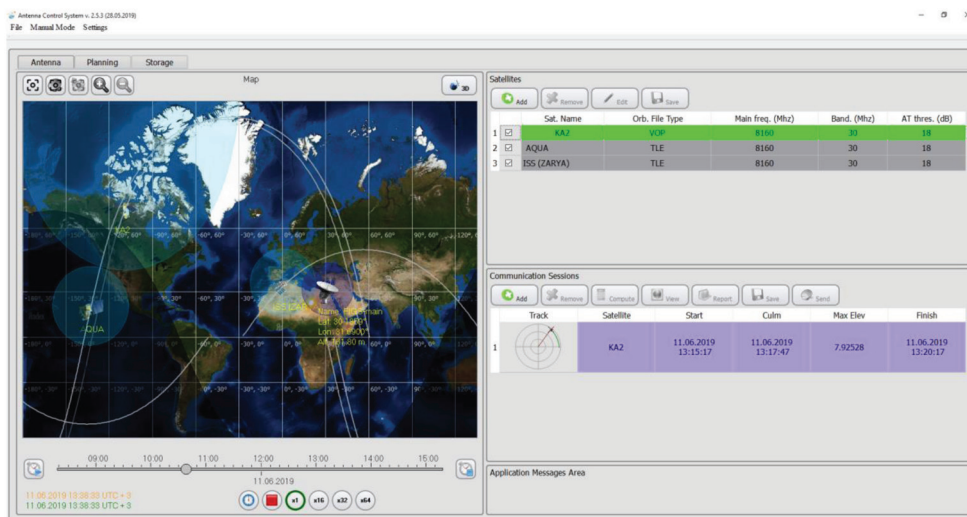


Рис. 1. Рабочий экран среды планирования сеансов связи: спутники группировки ДЗЗ промаркированы в соответствии с датой обновления орбитальных элементов, выведена информация об отработанном сеансе связи

Благодаря предоставляемой функциональности пользователь может:

- сконфигурировать параметры набора спутников, который будет использован для расчёта сеансов: состав, параметры радиолинии, орбитальные элементы и т. д.;
- расчитать сеансы связи на выбранный интервал, отследить перекрывающиеся сеансы и т. д.;
- произвести моделирование сеансов, отследить изменения позиционных углов антенны, дальности до космического аппарата и т. д.

Так, на рис. 2 демонстрируется сценарий работы, при котором пользователь создал группировку спутников, движущихся по солнечно-синхронным орбитам (спутники ДЗЗ) и провёл расчёт сеансов связи с выбранным антенным приёмным комплексом. Применяя различные фильтры, пользователь может оценить распределение сеансов связи во времени, динамику максимального угла места, последовательность прохождения спутников над локацией антенны и т. д.

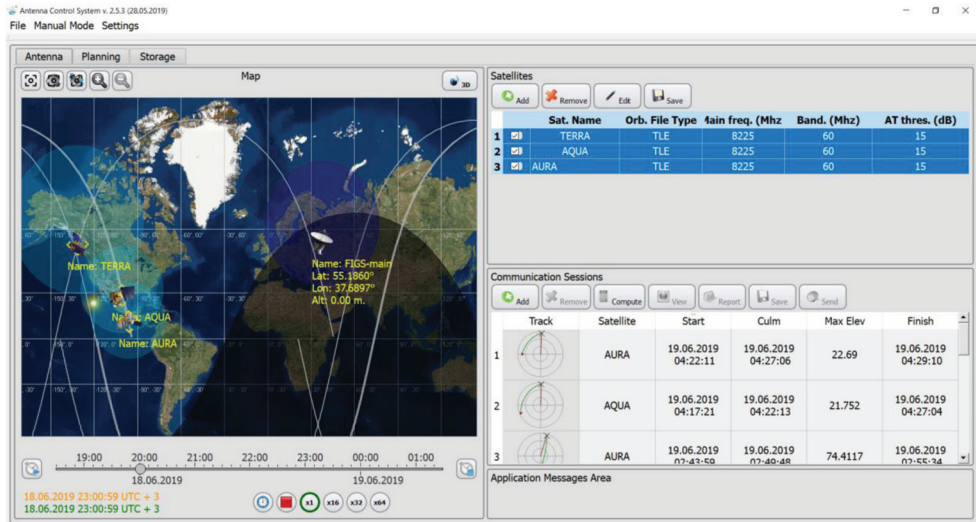


Рис. 2. Рабочий экран среды планирования сеансов связи. Пример сценария работы: пользователь выбрал набор спутников, рассчитал сессии связи на сутки и упорядочил их в соответствии со временем начала. Выводится информация о максимальном угле места, которая позволяет делать выводы о целесообразности проведения сеанса с использованием подключённой антенны

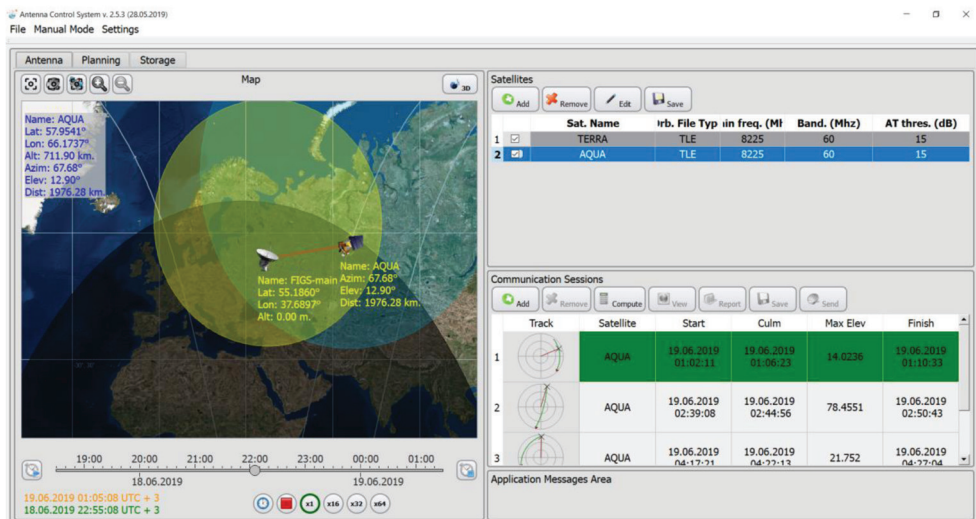


Рис. 3. Режим моделирование сеанса. Оператор имеет возможность переключать моделируемое время и наблюдать изменение баллистико-навигационной и светотеневой обстановки

Рисунок 3 (см. с. 133) иллюстрирует моделирование конкретного сеанса связи. В этом режиме пользователь имеет возможность оценить динамику фазовых координат антенны (угловые координаты спутника в локальной полярной системе координат), динамику дистанции до спутника в ходе сеанса и т. д.

ИНСТРУМЕНТАРИЙ ОПЕРАТОРА АНТЕННЫ — СРЕДА УПРАВЛЕНИЯ АНТЕННЫМ ПРИЁМНЫМ КОМПЛЕКСОМ

При наличии подключения к серверу антенны инструментальная среда планирования позволяет сформировать набор сеансов для отработки и отправить их на вход среды управления антенной. Эта составная часть программного комплекса предоставляет функциональность по подготовке поворотной антенны к сеансу (юстировка, проверка состояния угловых приводов и т. д.), а также по организации отработки пакета сеансов. Пример экрана ручного управления в режиме подготовки к сеансу приведён на рис. 4.

В ходе любых манипуляций с модулем управления оператор имеет доступ к отображению состояния подсистем антенны. Соответствующие элементы интерфейса осуществляют маркировку задействованных подсистем (например, при перемещении антенны маркируются работающие приводы), а также при необходимости маркировку подсистем, в работе которых есть неисправности (например, при отсутствии питания либо при отсутствии диагностической информации). Соответствующий экран приведён на рис. 5 (см. с. 135).

Наряду с ручным управлением, программный комплекс допускает автоматическую отработку пакетов сеансов. В этом случае необходимо лишь сформировать пакет из рассчитанных сеансов и отправить на сервер антенны. Программный комплекс выберет ближайшую по времени сессию и осуществит наведение антенны на её начальную точку (рис. 6, см. с. 135). При этом оператор имеет возможность редактирования списка сеансов.

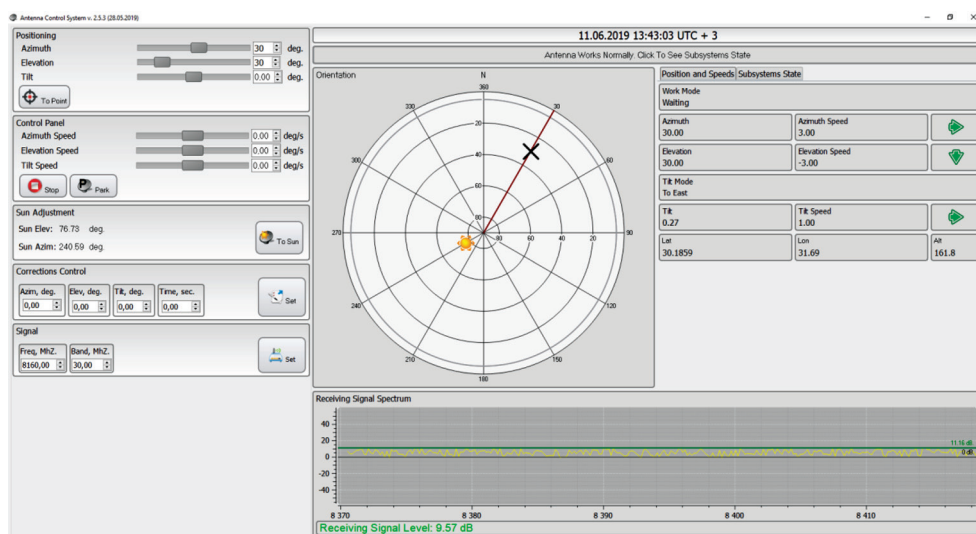


Рис. 4. Режим ручного управления антенной. Оператор имеет возможность отправлять на сервер команды, наблюдать изменение ориентации антенны, отслеживать параметры движения. Кроме того, оператору приходят оповещения о неисправностях

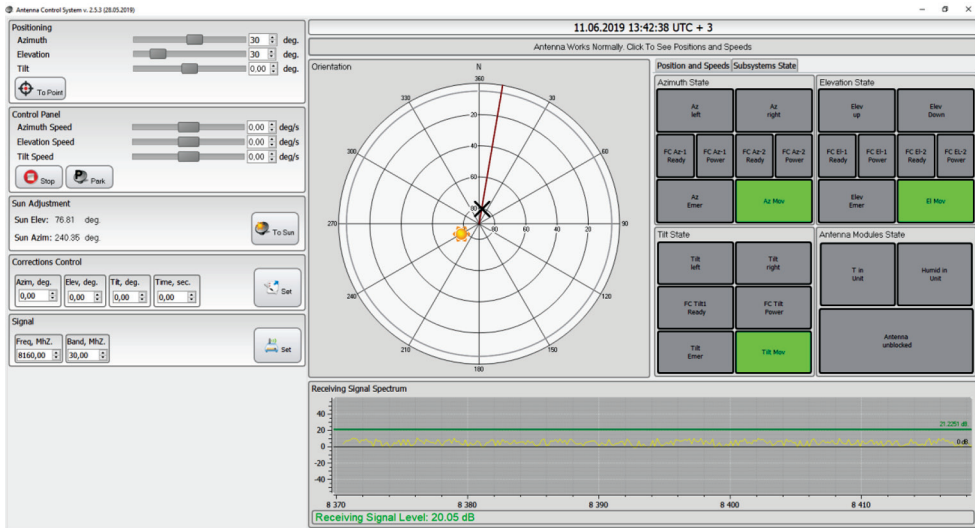


Рис. 5. Отображение состояния подсистем антенны. Визуальные маркеры сообщают пользователю об изменении состояния подсистем либо о задействовании подсистем в текущих технологических процессах. Маркеры сгруппированы в соответствии с используемыми осями (в данном случае — азимут, угол места, угол наклона)

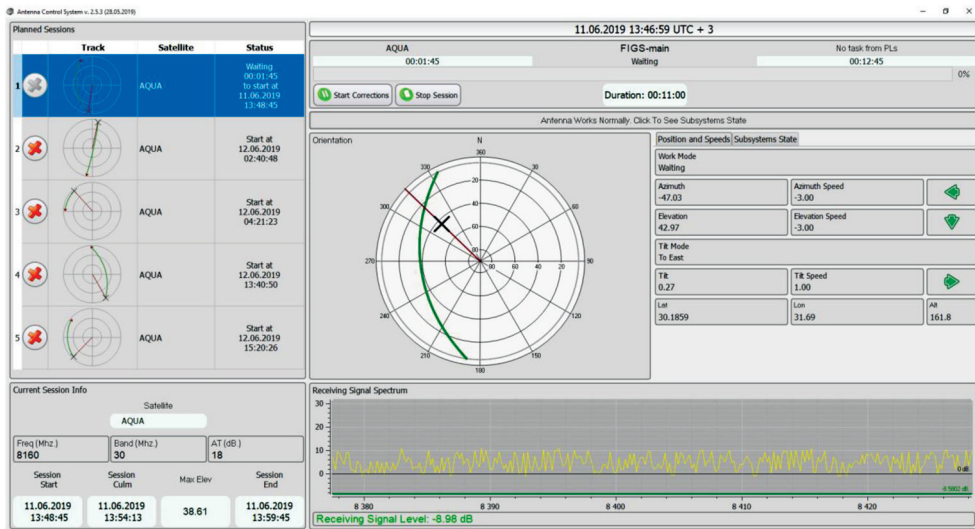


Рис. 6. Автоматическая отработка пакета сессий. Антенна перемещается к началу ближайшей сессии для захвата объекта. Отображается список запланированных сеансов, доступный для редактирования. Оператор имеет возможность просмотра ключевых параметров выделенного сеанса

Рисунок 7 (см. с. 136) иллюстрирует экран среды управления антенной в ходе отработки сеанса. Оператор наблюдает состояние приёма сигнала, визуальное отображение наведения антенны на сессию, возможное расхождение актуального и расчётного движения антенны (рис. 8, см. с. 136).

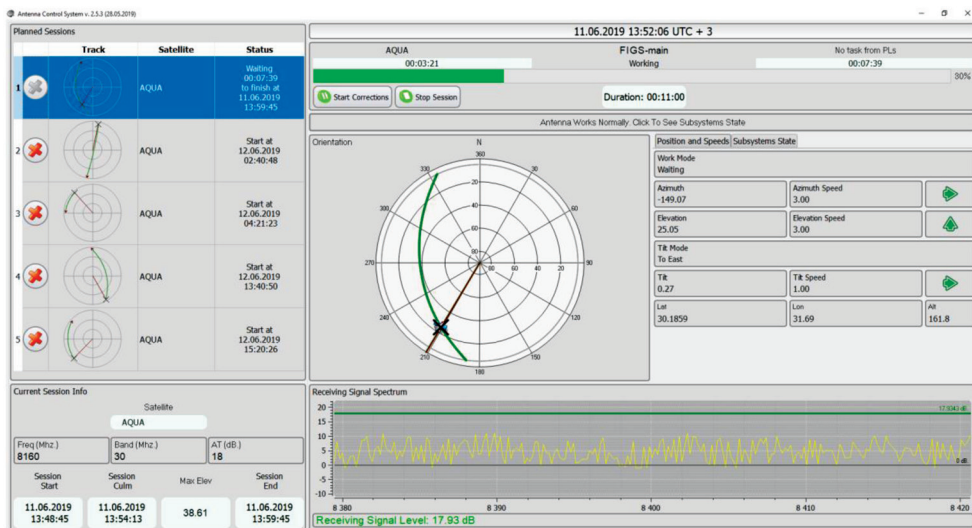


Рис. 7. Автоматическая отработка сессии. Антенна движется, сопровождая объект, оператор имеет возможность наблюдать отклонение реального движения от расчётного

После отработки программный комплекс в автоматизированном режиме генерирует отчёт о сеансе и производит перенацеливание антенны на начальную точку следующего по времени сеанса, как показано на рис. 8.

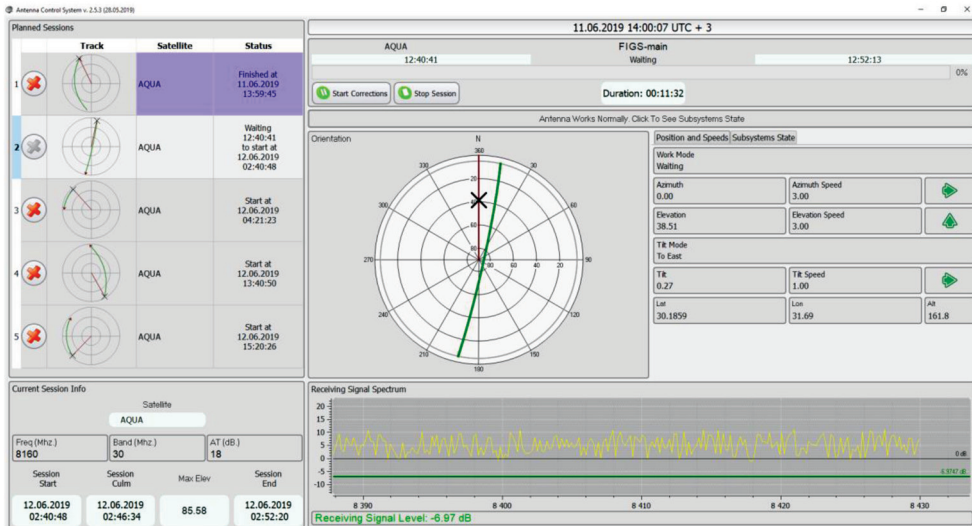


Рис. 8. Автоматическая отработка пакета сеансов. Антенна завершила сопровождение объекта и готовится к наведению на следующий объект. Сеанс промаркирован как отработанный

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ МОДЕРНИЗАЦИИ

В ходе выполнения представленной работы создан комплекс программных модулей, предоставляющий пользователю функциональность по расчёту углов наведения наземной антенны на космический аппарат для формирования файлов целеуказаний, используемых в дальнейшем для осуществления сеанса связи.

Программный комплекс способен функционировать как в автоматизированном режиме, осуществляя расчёт целеуказаний и передачу их на антенну по мере поступления задач на выполнение сеансов связи, так и в ручном режиме, в ходе которого пользователь с помощью стандартных элементов графического интерфейса может осуществлять изменение углов наведения, угловых скоростей антенны, а также наведение антенны на объекты с заданными полярными координатами («парковка» антенны в зенит, наведение антенны на Солнце как естественный источник радиоизлучения и т. д.).

В ходе доработок, произведённых с момента публикации (Сазонов и др., 2018) определился окончательный облик продукта — инструментальная среда для обеспечения полного цикла начиная от планирования сеанса связи и заканчивая анализом поведения антенны в ходе сеанса.

Следует отметить, что архитектура комплекса допускает добавление новых антенных систем, новых КА и т. д., вплоть до оперативной адаптации модуля управления антенной к новым протоколам информационного взаимодействия.

Разработанные решения могут быть использованы в ходе планирования облика перспективных орбитальных группировок в части выбора параметров орбит спутников и распределения пунктов приёма по географическим координатам (Сазонов и др., 2019).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-31-00091-мол_а).

ЛИТЕРАТУРА

- Сазонов В. В., Егоров М. В., Морозов О. В. и др. Масштабируемый комплекс программных средств автоматизированного управления антенной в составе наземного сегмента группировки спутников ДЗЗ // 15-я Конф. молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования»: сб. тр. М.: ИКИ РАН, 2018. С. 96–106.
- Сазонов В. В., Сазонова С. В., Самыловский И. А. и др. Инструментальная среда планирования космической съёмки и сеансов связи со спутниками ДЗЗ // Современные проблемы математики и механики: Материалы Международной конф., посвященной 80-летию академика РАН В. А. Садовниченко. М.: ООО «МАКС Пресс», 2019. Т. 2. С. 765–767.

DEVELOPMENT ENVIRONMENT TO PLAN SATELLITES COMMUNICATION SESSIONS

V. V. Sazonov, S. V. Sazonova, I. A. Samylovskiy

Lomonosov Moscow State University (MSU), Moscow, Russia

During this work, a set of specialized software modules to support functionality of computation and proceeding of antenna communication sessions was created. These modules allow user the opportunity to calculate the positioning angles of spacecraft or communication target with respect to antenna position, send them to antenna server, analyze session reports and model and visualize

ballistic environment. Modules might be used to form program conveyors with respect to complex targets and hardware resources. During future works, the presented program solutions can be used to develop software components for the ground segment of perspective orbital groups and individual spacecraft.

Keywords: earth remote sensing, antenna system, communication sessions computation, automatic control

Sazonov Vasilij Viktorovich — associate professor, PhD

Sazonova Sofia Viktorovna — assistant Professor

Samylovkiy Ivan Aleksandrovich — associate professor, PhD, ivan.samylovskiy@cosmos.msu.ru

МАСШТАБИРУЕМЫЙ ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ПЛАНИРОВАНИЯ МАРШРУТОВ КОСМИЧЕСКИХ СЪЁМОК

В. В. Сазонов, С. В. Сазонова, И. А. Самыловский

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ), Москва, Россия

В ходе работ создан программный комплекс, содержащий набор библиотек, приложений и веб-сервисов для целей дистанционного зондирования Земли и управления жизненным циклом заказов на космическую съёмку. Комплекс позволяет операторам и удалённым клиентам функциональность по созданию заказов на получение изображений Земли в различных режимах с учётом баллистических данных целевого космического аппарата и технологических ограничений на процесс съёмки. В рамках комплекса созданы библиотеки для формирования оптимальных в предписанном смысле программ съёмки, включая генерацию лётных заданий. Архитектура программного обеспечения позволяет пользователям добавлять новые задачи, новые режимы съёмки, новые спутники и элементы наземного контура управления для перспективных орбитальных группировок дистанционного зондирования Земли.

Ключевые слова: дистанционное зондирование земли, космическая съёмка, оптимальный маршрут в графе, компьютерная геометрия, автоматизированное управления

ВВЕДЕНИЕ

К современным системам сопровождения дистанционного зондирования Земли предъявляются требования по обработке огромного количества снимков различных типов, необходимого для удовлетворения масштабируемого в широких пределах объёма заказов. Это естественным образом вызывает потребность в разработке специализированного программного обеспечения, способного покрывать весь жизненный цикл снимка начиная от создания и конфигурирования заявки и заканчивая передачей снимка заявителю и архивированием полученных и обработанных снимков. Кроме того, масштабируемость современных систем дистанционного зондирования, как минимум относительно пользователей и заказов, а в перспективе и относительно количества спутников и станций приёма (см., например, программные документы по крупномасштабным спутниковым группировкам типа «Сферы»), приводит к необходимости частичной или полной автоматизации этих систем. В рамках представляемой работы создан масштабируемый программный комплекс для поддержки жизненного цикла заказов на проведение космической съёмки. Его структурная схема представлена на рис. 1 (см. с. 140). В рамках настоящей статьи мы сосредоточимся на описании автоматизированного рабочего места (АРМ) планирования (Planning AWS), обеспечивающего функциональность по созданию набора массива полётных заданий, обеспечивающего оптимальную в предписанном смысле последовательность съёмки земной поверхности.

Сазонов Василий Викторович — канд. физ.-мат. наук, доцент

Сазонова Софья Викторовна — ассистент

Самыловский Иван Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент, ivan.samylovskiy@cosmos.msu.ru

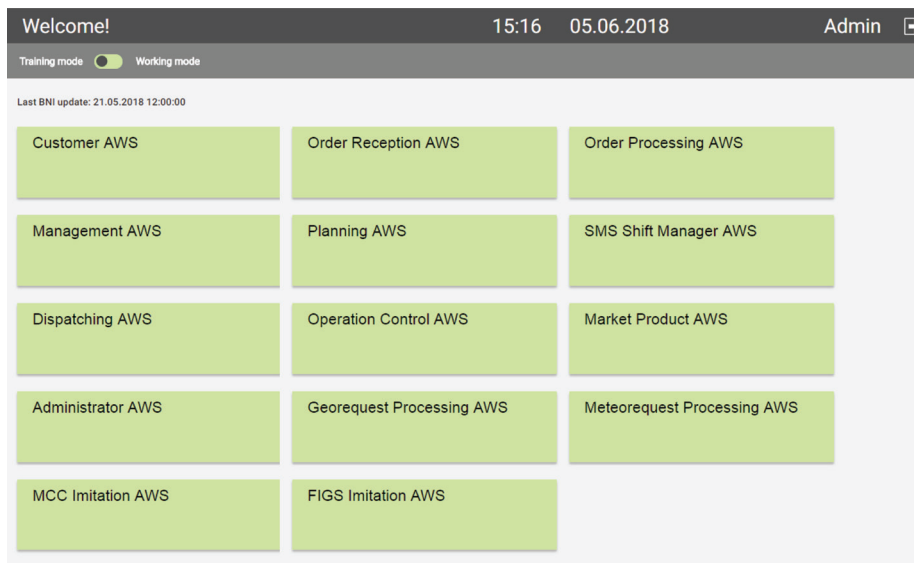


Рис. 1. Главный экран веб-страницы программного комплекса. Иконки предоставляют пользователю доступ к различным виртуальным рабочим местам. При наличии доступа к серверу программного комплекса имеется возможность развернуть «тонкие клиенты» рабочих мест в локальной компьютерной сети. На каждом рабочем месте ведётся своя база данных пользователей и лог работ.

Поддерживаемые типы съёмки:

- кадр (одиночный снимок);
- стереопара (два снимка, сделанных под соответствующими углами);
- стереотриплет (три снимка, сделанных под соответствующими углами);
- полосовая съёмка (параллельно трассе полёта);
- площадная съёмка (четыре полосы, снятые с соответствующими углами);
- коридор (полоса, сонаправленная геодезической линии, выходящей из стартовой точки съёмки и характеризующая длиной и направляющим азимутом).

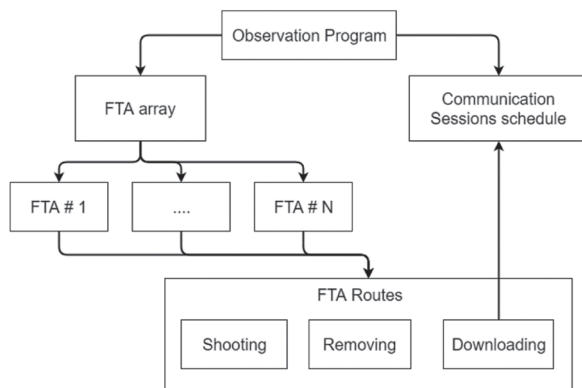


Рис. 2. Структура программы наблюдений. Программа состоит из набора МПЗ (FTA array) и расписания сеансов связи с наземными станциями (communication sessions schedule). Маршруты, задаваемые МПЗ (FTA routes) делятся на съёмку (shooting), удаление информации (Removing) и сброс информации (downloading).

ПЛАНИРОВАНИЕ СЪЁМКИ

Маршруты съёмки представлены в виде наборов массивов полётных заданий (МПЗ, *англ.* FTA), загружаемых в память бортовой электронно-вычислительной машины (ЭВМ) космического аппарата (КА) и содержащие параметры, определяющие, какие действия и в какие сроки требуется предпринять для реализации тех или иных маршрутов съёмки (рис. 2, см. с. 140).

Массивы полётных заданий формируют программу наблюдений (см. рис. 2), обновляющуюся в зависимости от добавления новых заказов, изменения метеоданных, коррекции орбиты КА и т.д. Соответствующая функциональная схема представлена на рис. 3, пример использования в ходе работы программного комплекса представлен на рис. 4 (экран редактирования программы наблюдений на АРМ управления).

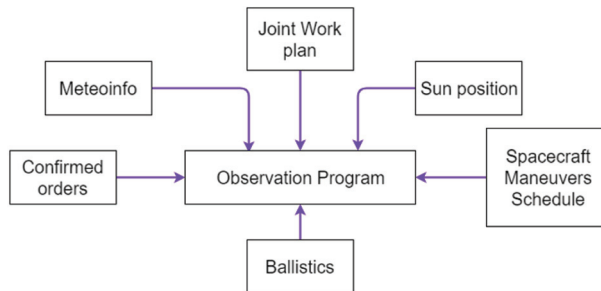


Рис. 3: Программа наблюдений и используемые для её формирования структуры данных: подтверждённые заказы на съёмку (confirmed orders), метеоинформация (Meteoinfo), план совместных мероприятий (joint work plan), данные о перемещении Солнца (Sun position), расписание манёвров космического аппарата (spacecraft maneuvers schedule), баллистические данные космического аппарата — траектория центра масс (ballistics)

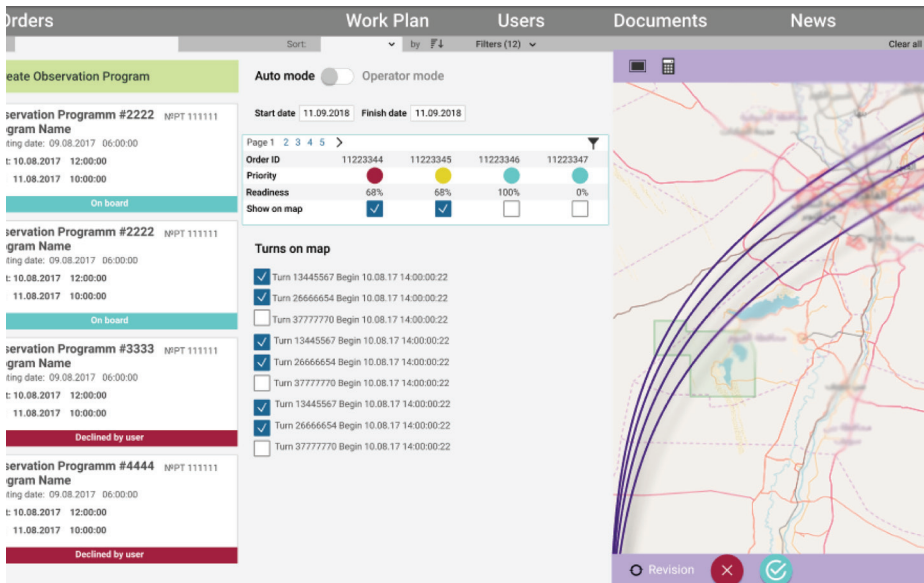


Рис. 4. Экран редактирования программы наблюдений на АРМ управления (Management AWS)

Шаг 1 — подготовка входных данных для планирования

Входные данные:

- массив заявок. Для целей планирования съёмки непосредственное значение имеет ограничивающий полигон заявки;
- траектория космического аппарата.

Алгоритм:

- разбиваем полосу обзора космического аппарата на полосы захвата исходя из высоты орбиты и углов фотоаппаратуры (рис. 5);
- определяем пересечения полос захвата и полигонов заявок. Каждое такое пересечение порождает конфигурацию съёмки (shooting configuration), характеризующуюся углами поворота космического аппарата относительно осей орбитальной системы координат;
- удаляем конфигурации, не подходящие под параметры заказа (углы поворота выходят за границы, угол Солнца не подходит по ограничениям и т. д.)

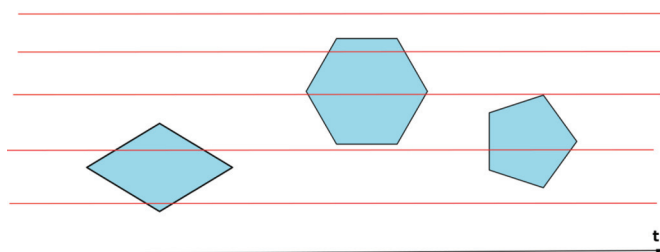


Рис. 5. Полоса обзора, разбитая на полосы захвата, и ограничивающие полигоны заказов

Выходные данные:

- список полос (конфигураций съёмки), которые потенциально могут быть сняты в течение заданного интервала времени (рис. 6).

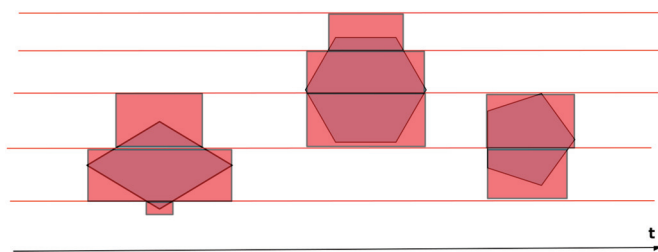


Рис. 6. Результирующие полосы

Каждая полоса характеризуется параметрами:

- время начала и конца съёмки;
- площадь;
- начальные углы: рыскание, крен, тангаж;
- непрерывность (полоса непрерывна, если можно переключиться на полосу с более высоким приоритетом без завершения текущей съёмки полосы). Параметр используется при планировании стереосъёмки;

- перечень заказов с ограничивающими полигонами, пересекающимися с полосой. Каждый заказ характеризуется параметрами:
 - приоритет заказа;
 - коэффициент покрытия: отношение площади пересечения полигона и полосы к полной площади.

Шаг 2 — формирование графа конфигураций съёмки

Подробнее этот шаг пояснён в работе (Sazonov et al., 2018). Мы формируем из полученных полос граф, в котором каждая вершина соответствует полосе (конфигурации съёмки), каждой вершине приписан весовой коэффициент, учитывающий такие параметры, как приоритет того или иного заказа, площадь полосы и т. д. Если две вершины графа соединены направленным ребром, это означает, что спутник способен перестроиться из одной конфигурации в другую за время, соответствующее весу этого ребра. Основное содержание шага заключается в превращении «чернового» варианта графа в ориентированный граф, не содержащий циклов.

Шаг 3 — поиск оптимального маршрута в графе

Ищем путь максимальной длины:

- проводим топологическую сортировку графа с помощью обхода в глубину. Пусть A — первая вершина после сортировки, B — последняя;
- для каждой вершины v в топологической сортировке вычисляем длину самого длинного пути, заканчивающегося в вершине v , просматривая входящие в эту вершину ребра с началом в соседних вершинах и добавляя вес рёбер к максимальной длине, приписанной соседям. Если в вершину v не входят рёбра графа, то длина максимального пути, заканчивающегося в v , принимается равной нулю;
- самый длинный путь к вершине B порождает искомую последовательность съёмок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ МОДЕРНИЗАЦИИ

В ходе работ создан программный комплекс, содержащий набор библиотек, приложений и веб-сервисов для целей дистанционного зондирования Земли и управления жизненным циклом заказов на космическую съёмку. Комплекс позволяет операторам и удалённым клиентам функциональность по созданию заказов на получение изображений Земли в различных режимах с учётом баллистических данных целевого космического аппарата и технологических ограничений на процесс съёмки. В рамках комплекса созданы библиотеки для формирования оптимальных в предписанном смысле программ съёмки, включая генерацию лётных заданий. Архитектура программного обеспечения позволяет пользователям добавлять новые задачи, новые режимы съёмки, новые спутники и элементы наземного контура управления для перспективных орбитальных группировок дистанционного зондирования Земли (см., например, (Сазонов и др., 2019)).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-31-00091-мол_а).

ЛИТЕРАТУРА

- Сазонов В. В., Сазонова С. В., Самыловский И. А. и др. Инструментальная среда планирования космической съемки и сеансов связи со спутниками ДЗЗ // Современные проблемы математики и механики: Материалы Международной конф., посвященной 80-летию академика РАН В. А. Садовниченко. М.: ООО «МАКС Пресс», 2019. Т. 2. С. 765–767.
- Sazonov V., Sazonova S., Samylovskiy I. et al. Scalable Real-Time Planning and Optimization Software Complex for the Purposes of Earth Remote Sensing // IFAC-PapersOnLine. 2018. V. 51. Iss. 32. P. 451–455/

SCALABLE SOFTWARE COMPLEX FOR SPACE SHOOTING ROUTES PLANNING

V. V. Sazonov, S. V. Sazonova, I. A. Samylovskiy

Lomonosov Moscow State University (MSU), Moscow, Russia

During this work, a program complex containing specialized libraries, desktop applications and web services is developed for the purposes of Earth remote sensing and managing space shooting orders lifecycle. Complex allows operators and remote clients a functionality to create order for getting Earth images in different modes w. r. t. target satellite ballistic data and shooting technological processes. As a part of complex, libraries to form optimal (in prescribed sense) shooting programs, including flight tasks generation. Software architecture allows users to add new tasks, new shooting modes, new satellites and terrain segment items for perspective earth remote sensing orbital constellations.

Keywords: earth remote sensing, space shooting, optimal path in graph, computational Geometry, automatic control

Sazonov Vasily Viktorovich — associate professor, PhD

Sazonova Sofia Viktorovna — assistant Professor

Samylovskiy Ivan Aleksandrovich — associate professor, PhD, ivan.samylovskiy@cosmos.msu.ru

О ВЛИЯНИИ ГИПЕРЗВУКОВОГО ПОТОКА НА СКОРОСТЬ ОПЛАВЛЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В УСЛОВИЯХ РАЗРУШЕНИЯ

Н. И. Сидняев, Э. В. Белкина

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (МГТУ)
Москва, Россия

Представлены результаты исследований, связанных с изучением фазовых переходов в пристеночном пограничном слое, происходящих при обтекании гиперзвуковым потоком аблирующей поверхности. Рассматривается влияние каталитической стенки на тепловой поток. Основное внимание уделяется анализу уноса с поверхности высокоскоростных летательных аппаратов, основанному на детальном учёте механизма протекания гетерогенных каталитических реакций в условиях поверхностного массообмена. Приводится распределение температурных факторов по толщине пограничного слоя в критической точке затупленного тела для конкретного участка траектории полёта. Определяется унос с поверхности кристаллических тел.

Статья предназначена для специалистов научно-исследовательских институтов, преподавателей, аспирантов и студентов, специализирующихся в областях аэротермодинамики, теплообмена и ракетно-космической техники.

Ключевые слова: гиперзвук, оплавление, унос масс, теплопроводность, жидкость, газ

ВВЕДЕНИЕ

Задача о переносе тепла в полубесконечном теле, поверхность которого разрушается при температурном градиенте, причём каждый килограмм унесённой массы поглощает некоторое заданное количество тепла, достаточно актуальна. Эта модель, несмотря на идеализацию постановки, несёт в себе все основные черты нестационарного разрушения реальных теплозащитных покрытий, она особенно удобна при разработке методики стендовых экспериментов и обработке их результатов. Достоинство метода обусловлено прежде всего малым числом определяющих параметров, позволяющих обойтись небольшим числом результирующих зависимостей, построенных на основании численных расчётов. Следует подчеркнуть при этом важность правильного выбора системы определяющих параметров для упрощения всех последующих расчётов.

Физическим прототипом данной расчётной модели является процесс оплавления кристаллических материалов при интенсивном нагреве высокоскоростным потоком (Васильевский и др., 1991; Ковалев, 2002; Колесников, 1993; Сидняев, 2004, 2017). В самом характере нагрева чётко различаются два периода. В первом температура поверхности монотонно возрастает, пока не достигнет температуры разрушения. На этом отрезке задача ничем не отличается от рассмотренных в работах (Горский, Запривода, 2014; Гришин и др., 1993; Лукашевич, Афанасьев, 2009; Финченко, Шматов, 2005). В частности, с их помощью легко рассчитать время достижения начала разрушения поверхности, а также профиль температуры в теле, который сформируется к этому моменту.

Достигнув температуры разрушения, кристаллические вещества плавятся и практически мгновенно сносятся в виде тончайшей жидкой плёнки

набегающим потоком газа. Небольшая толщина плёнки расплава на кристаллических телах обусловлена низкой вязкостью расплава. Температура внешней поверхности плёнки практически не отличается от температуры разрушения поверхности, соответствующей внутренней границе плёнки расплава. Как температура разрушения, так и сопровождающий его тепловой эффект остаются постоянными во всём интересующем практику диапазоне тепловых потоков. В работах (Глазунов и др., 2011; Самарский, 1971; Feldhuhn, 1976) установлено, что при уносе массы с образованием жидкой фазы для достижения высокой эффективности охлаждения вязкость жидкости должна быть большой. Причина этого состоит в том, что при большой вязкости потери материала в результате растекания под действием касательных газодинамических сил малы. Гидродинамическое поведение таких высоковязких жидкостей часто является неньютоновским, что означает, что коэффициент вязкости зависит от касательного напряжения. Ньютоновская жидкость — вязкая жидкость, подчиняющаяся в своём течении закону вязкого трения Ньютона, т.е. касательное напряжение и градиент скорости в такой жидкости линейно зависимы. Коэффициент пропорциональности между этими величинами известен как вязкость. Можно заметить, что ньютоновская жидкость — это вода, масло и большая часть текучих веществ, т.е. таких, которые сохраняют своё агрегатное состояние. Течение неньютоновских жидкостей не подчиняется закону Ньютона и их вязкость зависит от градиента скорости. Обычно такие жидкости сильно неоднородны и состоят из крупных молекул, образующих сложные пространственные структуры. Чем быстрее происходит внешнее воздействие на взвешенные в жидкости макромолекулы связующего вещества, тем выше её вязкость. И пока газодинамические касательные напряжения не очень велики, можно ожидать лишь небольшие отклонения от обычного ньютоновского течения; однако при сверхзвуковых скоростях полёта в относительно плотной атмосфере неньютоновское поведение потока жидкой фазы разрушающегося материала может привести к отклонениям в распределении градиента температуры внутри слоя жидкости и повлиять на весь процесс охлаждения (рис. 1). Из-за наличия большого градиента температуры внутри слоя жидкости, образующегося на поверхности разрушающегося материала, решение данной задачи в изотермической постановке может привести к большим неточностям (Гофман, Гришин, 1984); поэтому необходимо одновременно интегрировать всю систему уравнений жидкого слоя, состоящую из уравнений неразрывности, движения и энергии, с учётом зависимости коэффициента вязкости от температуры и касательного напряжения.

В большинстве случаев неньютоновское поведение слабо учитывает воздействия касательного напряжения, это означает, что кажущийся коэффициент вязкости уменьшается с увеличением касательного напряжения. Изменению касательных характеристик может в значительной степени способствовать присутствие в расславленной жидкости газовых пузырьков. Под действием приложенной касательной силы первоначально сферические пузырьки будут деформироваться и принимать форму эллипсоидов, большая ось которых располагается в направлении потока. Чем длиннее становятся эллипсоидальные газовые пузырьки под воздействием касательной силы, тем больше уменьшается коэффициент вязкости.

Существующие в настоящее время теории уноса массы пренебрегают неньютоновскими

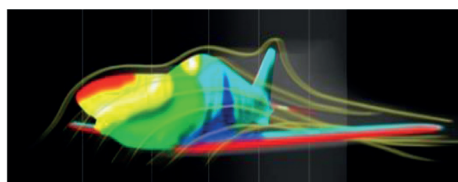


Рис. 1. Распределение температурных нагрузок по поверхности гиперзвукового летательного аппарата

эффектами (Бейкер, 1977; Колесников, 1993; Gubta et al., 1990); поэтому цель настоящего исследования состоит в том, чтобы изучить условия, при которых упрощённая теория остаётся справедливой, а также исследовать отклонения от обычных характеристик процесса уноса массы в тех случаях, когда неньютоновские эффекты становятся значительными (Abhilasha et al., 2012). Ради простоты, расчёты процесса уноса массы проводятся в окрестности критической точки, где неньютоновское поведение жидкости обусловлено как поверхностным трением, так и градиентом давления (Гофман, Гришин, 1984).

СВЯЗЬ МЕЖДУ КАСАТЕЛЬНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ И ТЕМПЕРАТУРОЙ ДЛЯ ОПЛАВЛЕННОЙ ЖИДКОСТИ

Поведение оплавленной жидкости связано со структурными изменениями, происходящими при её движении. Так, например, в случае полимера при больших касательных напряжениях происходит временная предпочтительная ориентация длинных молекул в направлении, параллельном направлению набегающего потока. Под воздействием приложенных касательных напряжений могут разрываться макромолекулы в стеклокерамике, такие как комплексы SiO_4 в кремнеземистых керамических материалах.

Теоретическая обработка зависимости вязкости макромолекулярных жидкостей от касательного напряжения представлена в работах (Васильевский и др., 1991; Ковалев, 2002; Колесников, 1993). Малые отклонения от ньютоновского течения пропорциональны квадрату касательного напряжения. Можно использовать соотношение между коэффициентом вязкости η_τ и касательным напряжением, имеющий вид:

$$\frac{1}{\eta_\tau} = \frac{1}{\eta} \left[1 + \left[\frac{(\chi\tau)^2}{3!} \right] + \left[\frac{(\chi\tau)^4}{5!} \right] + \dots \right], \quad (1)$$

где η — коэффициент вязкости при малых касательных напряжениях; χ — постоянная; τ — касательное напряжение. В условиях малых касательных напряжений, которые преобладают в газодинамике при уносе массы, вид степенного ряда можно ограничить квадратичными членами. Помимо зависимости от касательного напряжения, коэффициент вязкости существенно зависит от температуры. Обычно принимается следующее соотношение между коэффициентом вязкости и температурой:

$$\eta = e^{A/T-B}, \quad (2)$$

где A и B — постоянные, не зависящие от температуры. Предыдущая формула относится к температурной зависимости независимого от касательного напряжения коэффициента η в уравнении (1). Соотношение (2) можно приближённо представить в аналитическом виде:

$$\frac{\eta}{\eta_i} = \left(\frac{T}{T_i} \right)^{-n'}, \quad (3)$$

где индекс i относится к удобному характерному состоянию; $n' = A/T$. Выражение (3) удобно переписать в следующем виде:

$$\frac{\eta}{\eta_i} = \left[\frac{T - T_0}{T_i - T_0} \right]^{-n}, \quad (3a)$$

где T_i — температура на границе раздела газ — жидкость; T — температура внутри тела на достаточном удалении от поверхности, причём показатель степени n несколько меньше, чем n' . Подставляя выражение (3а) в уравнение (1) и обозначая для краткости $\chi^2/3!$ через k , получаем соотношение, которое выражает зависимость коэффициента вязкости как от температуры, так и от касательного напряжения:

$$\frac{1}{\eta_\tau} = \frac{1}{\eta_i} \left[\frac{T - T_0}{T_i - T_0} \right]^n (1 + k\tau^2). \quad (4)$$

Это формула будет применяться при изучении влияния неньютоновского поведения жидкости на процесс уноса массы. Формулу (4) можно применять также для жидкостей, содержащих газовые пузырьки. Однако в этом случае k является функцией их концентрации и размера. Если такая зависимость известна, то можно использовать для сохранения выражения величину k . При этом параметры жидкого слоя — коэффициент теплопроводности, теплоёмкость и т. д. — нужно определять как параметры смеси газа и жидкости. Постоянный коэффициент температуропроводности α для такого случая будет зависеть не только от соотношения газа и жидкости в смеси, но также, возможно, от величины и степени эллиптичности пузырьков.

УРАВНЕНИЯ ДЛЯ КВАЗИЖИДКОГО СЛОЯ

Когда газодинамический нагрев достаточно интенсивный, поверхность обтекаемого тела начинает плавиться. Часть жидкости уносится при обтекании, а часть испаряется. Обтекание таких стеклообразных или полимерных материалов является ламинарным и сравнимо со скоростью набегающего газа. В результате непрерывного уноса внутри тела создаётся градиент температуры (Сидняев, 2004). Легко показать, что увеличение теплопроводности (теплопоглощающая способность) теплоизоляционного материала может быть эффективно увеличена за счёт процесса уноса массы. Из-за градиента температуры, что обуславливает хорошие изоляционные свойства материала, происходит существенное изменение вязкости жидкого слоя, так что нельзя основывать расчёты на предположении о постоянстве коэффициента вязкости. Вязкость неньютоновских жидкостей довольно велика, поэтому можно пренебречь инерционными членами в уравнении движения. Тогда уравнения неразрывности, движения и энергии можно записать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x} ru + \frac{\partial}{\partial y} rv = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta_i \left(\frac{T - T_0}{T_i - T_0} \right)^{-n} \frac{1}{1 + k\tau^2} \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \right], \quad (6)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (7)$$

где u и v — касательная и нормальная к поверхности тела составляющие скорости тела; r — радиус обтекаемого тела, измеряемый по нормали к оси. Давление p не зависит от координаты y и является функцией условий во внешнем потоке. В уравнении (7) предполагается, что коэффициент температуропроводности α постоянен. Ось y системы координат выбрана таким образом, что она

перпендикулярна к поверхности тела, а её начало находится на поверхности раздела жидкость – газ. Ось x параллельна поверхности тела, а её начало находится в критической точке. Касательная сила τ определяется соотношением:

$$\tau = \eta_{\tau} \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (8)$$

где η_{τ} – неньютоновский, или структурный, коэффициент вязкости, определяемый выражением (4). Первое интегрирование уравнения (6) с учётом соотношения (4) даёт

$$\tau = \frac{\partial p}{\partial x} y + \tau_i, \quad (9)$$

где τ_i – касательное напряжение на поверхности раздела расплавленная жидкость – газ. Подставляя равенство (8) в выражение (9) и интегрируя второй раз, получаем распределение скорости внутри жидкого слоя

$$u = \frac{\partial p}{\partial x} \int_{-\infty}^0 \frac{y \, dy}{\eta_{\tau}} + \tau_i \int_{-\infty}^0 \frac{dy}{\eta_{\tau}}. \quad (10)$$

Если зависимость η_{τ} от y известна, то интегралы можно вычислить. Но на данной стадии анализа известна лишь зависимость η_{τ} от распределения температуры по жидкому слою. Поэтому следующий шаг состоит в решении уравнения (7). В окрестности критической точки первый член уравнения (7) равен нулю и первое интегрирование даёт значение градиента температуры в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_i \exp \frac{1}{\alpha} \int_0^y v \, dy, \quad (11)$$

где $\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_i$ – градиент температуры на поверхности раздела газ – жидкость. Показатель n в соотношениях (3) и (4) достаточно велик (в большинстве случаев больше 10), поэтому толщина теплового слоя намного больше толщины жидкого слоя, причём эти значения толщины определяются соответственно величинами δ_T и δ . На глубине, превышающей толщину жидкого слоя, значение v в уравнении (11) можно заменить величиной v_w , представляющей собой скорость, с которой поверхность раздела расплавленная жидкость – твёрдое тело движется по направлению внутрь тела. В результате второго интегрирования уравнения (11) при соответствующих граничных условиях получаем

$$T - T_0 = \frac{\alpha}{v_w} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_i e^{v_w y / \alpha}. \quad (12)$$

Выражение для $\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_i$ можно получить из простого уравнения теплового баланса

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_i = \frac{(T_i - T_0) v_w}{\alpha}.$$

С учётом этого выражения, принимая, что $\delta_T = \alpha / v_w$, уравнение (12) можно переписать в виде

$$T - T_0 = (T_i - T_0) e^{y / \delta_T}, \quad (13)$$

где δ_T – толщина теплового слоя. Теперь T выражается в зависимости от y , и уравнение (10) можно проинтегрировать, так как распределение коэффициента

вязкости по толщине жидкого слоя получается из совместного рассмотрения выражений (4) и (13):

$$\frac{1}{\eta_\tau} = \frac{\left\{ 1 + k \left[\frac{\partial p}{\partial x} + \tau_i \right]^2 \right\} e^{y/\delta_\tau}}{\eta_i}. \quad (14)$$

Подставляя выражение (14) в уравнение (10) и используя определение $\delta_\tau = n\delta$, получаем распределение касательной составляющей скорости по толщине жидкого слоя

$$u = \frac{\partial p}{\partial x} \int_{-\infty}^y \frac{\left\{ 1 + k \left[\frac{\partial p}{\partial x} y + \tau_i \right]^2 \right\} y \cdot e^{y/\delta}}{\eta_i} dy + \tau_i \int_{-\infty}^y \frac{\left\{ 1 + k \left[\frac{\partial p}{\partial x} y + \tau_i \right]^2 \right\} e^{y/\delta}}{\eta_i} dy. \quad (15)$$

Вводя для краткости обозначения:

$$N = 1 + k\tau_i^2, \quad M = 2k \frac{\partial p}{\partial x} \tau_i, \quad L = k \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2, \quad (16)$$

получаем из уравнения (15) после интегрирования

$$u = \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{e^{y/\delta}}{\eta_i} \left[-\delta^2 N + 2\delta^3 M - 6\delta^4 L + (\delta^2 N - 2\delta^3 M + 6\delta^4 L) \frac{y}{\delta} + \right. \\ \left. + (\delta^3 M - 3\delta^4 L) \frac{y^2}{\delta^2} + \delta^4 L \frac{y^3}{\delta^3} \right] + \\ + \frac{\tau_i e^{y/\delta}}{\eta_i} \left[N\delta - \delta^2 M + 2\delta^3 L + (\delta^2 M - 2\delta^3 L) y/\delta + \delta^3 L \frac{y^2}{\delta^2} \right]. \quad (17)$$

Теперь вертикальную составляющую скорости v можно получить, интегрируя уравнение (5)

$$v_i = -\frac{1}{r} \int_{-\infty}^0 \frac{\partial}{\partial x} (ru) dy + v, \quad (18)$$

где $v_i p_L$ — скорость испарения с единицы поверхности. Выражение (17) для составляющей скорости u следует подставить в уравнение (18), тогда получим выражение для скорости уноса массы. Изменяя порядок интегрирования и дифференцирования, находя интегралы и полагая $x = r$, получаем

$$\eta_i (v_i - v_w) = \frac{1}{x} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[x \frac{\partial p}{\partial x} (2N\delta^3 - 6M\delta^4 + 24L\delta^5) \right] + \\ + \frac{1}{x} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[x \tau_i (-N\delta^2 + 2M\delta^3 - 6L\delta^4) \right]. \quad (19)$$

В окрестности критической точки $\partial p/\partial x$ и τ_i можно рассматривать как линейные функции расстояния; однако при сохранении членов, которые зависят от k , появляются члены порядка x^2 . Поэтому чтобы оценить влияние неьютоновских отклонений в потоке, необходимо учитывать члены более высокого порядка относительно давления и поверхностного трения вдоль поверхности тела. Градиент давления $\partial p/\partial x$ и поверхностное трение τ_i являются нечётными функ-

циями по отношению к расстоянию до критической точки (Сидняев, 2004). Для целей настоящей работы достаточно пренебречь членами пятого и более высоких порядков, так что можно записать

$$\tau_i = a_1 x + a_2 x^3, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = b_1 x + b_2 x^3, \quad (20)$$

где a_i и b_i не зависят от x и y и представляют собой лишь функции условий во внешнем потоке. Подставляя эти величины в уравнение (19), выполняя дифференцирование и пренебрегая членами четвёртого и более высоких порядков относительно x , получаем

$$\begin{aligned} \mu_i(v_i - v_w) &= 4b_1\delta^3 - 2a_1\delta^2 + \\ &+ x^2\delta^2 \left[8b_2\delta - 4a_2 + k \left(-4a_1^3 + 24b_1a_1^2\delta - 72b_1^2a_1\delta^2 + 96b_1^3\delta^3 \right) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

Если можно пренебречь членами второго порядка относительно x , что можно сделать в случае квазижидкости в непосредственной близости от критической точки, то выражение (21) становится идентичным выражению для случая уноса массы стеклообразных материалов (Ковалев, 2002). Последнее выражение показывает, что в непосредственной близости к критической точке влияние не-ньютоновского поведения жидкости достаточно мало. На больших расстояниях от критической точки не-ньютоновские эффекты должны стать сравнимыми с членами второго порядка, характеризующими изменение температуры и $\partial p/\partial x$. Оценку условий, при которых поведение квазижидкости оказывает влияние на характеристики потока, можно сделать с помощью простого соотношения:

$$\left| 8b_2\delta - 4a_2 \right| < \left| k \left(-4a_1^3 + 24b_1a_1^2\delta - 72b_1^2a_1\delta^2 + 96b_1^3\delta^3 \right) \right|. \quad (22)$$

Для сферической носовой части a_i и b_i определяются следующим образом (Васильевский и др., 1991):

$$a_1 = \frac{3}{2} \cdot \frac{U_\infty}{R} \left(\frac{3U_\infty \eta_s \rho_s}{R} \right)^{1/2}, \quad a_2 = -\frac{U_\infty}{2R^3} \left(\frac{3U_\infty \eta_s \rho_s}{R} \right)^{1/2}, \quad b_1 = -\frac{2p_s}{R^2}, \quad b_2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{p_s}{R^4}, \quad (23)$$

где R — радиус носовой части тела; U_∞ — скорость внешнего потока; p_s — давление торможения; ρ_s — плотность газа в критической точке; η_s — коэффициент вязкости газа в критической точке. Вводя эти члены, можно записать x^2 в безразмерном виде как x^2/R^2 . Используя выражения (23) и полагая $p_s = U_\infty^2 \rho_0$, получаем вместо неравенства (22):

$$\left| \frac{32}{3} \cdot \frac{p_0 U_\infty}{R} \delta + 2 \left(\frac{3U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{1/2} \right| < \left| k \left[\frac{27}{2} U_\infty^2 \left(\frac{3U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{3/2} + \frac{324 U_\infty^4 p_0 \eta_s p_s}{R^2} \delta + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{432 p_0^2 U_\infty^4}{R^2} \left(\frac{3U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{1/2} \delta^2 + \frac{768 p_0^3 U_\infty^5}{R^3} \delta^3 \right] \right|. \quad (24)$$

Для того чтобы сделать оценки с помощью этого неравенства, необходимо знать η_s и ρ_s в зависимости от условий во внешнем потоке. Эти соотношения имеют вид:

$$\eta_s = \eta_0 \left(\frac{T_s}{T_0} \right)^{3/2} \left[\frac{410}{T_s + 110} \right]; \quad \rho_s = \frac{p_s}{R^* T_s},$$

где R^* — газовая постоянная; T_s — температура торможения. При очень больших скоростях набегающего потока ρ_s необходимо рассчитывать с учётом диссоциации молекул воздуха. Теперь можно представить Q — отношение левой и правой частей неравенства (24) — как некоторую функцию k , δ , R и U_∞ . Указанное отношение Q принимает следующий вид:

$$Q = \frac{\frac{32p_0U_\infty\delta}{3R} + 2\left(\frac{3U_\infty\eta_s p_s}{R}\right)^{1/2}}{k \left[\frac{27U_\infty^2}{2} \left(\frac{3U_\infty\eta_s p_s}{R}\right)^{3/2} + \frac{324U_\infty^4 p_0 \eta_s p_s \delta}{R^2} + \frac{432p_0^2 U_\infty^4 \delta^2}{R^2} \left(\frac{3U_\infty\eta_s p_s}{R}\right)^{1/2} + \frac{768p_0^3 U_\infty^5 \delta^3}{R^3} \right]} \quad (25)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Если отношение Q значительно меньше единицы, то членами, учитывающими неньютоновские отклонения в потоке, пренебрегать нельзя; при этом они должны быть сравнимыми с членами второго порядка, характеризующими изменение τ_i и $\partial p/\partial x$ в окрестности критической точки. Следует ожидать, что в этом случае процесс уноса массы неньютоновской жидкости отличается от соответствующего процесса для ньютоновской и, следовательно, параметры теплообмена также будут различными.

Интерес представляют условия, при которых отклонения от нормального поведения связаны со степенью неньютоновского поведения жидкости, которая выражается коэффициентом k . На рис. 2–4 (см. с. 153) построено семейство кривых, характеризующих зависимость произведения Qk от толщины жидкого слоя δ с числом Маха в качестве параметра. В случае, представленном на рис. 2, радиус сферической обтекаемой носовой части составляет 0,05; 0,1 и 0,3 м. Все три кривые относятся к баллистической траектории для высоты 20 км и $M = 25$. Можно сделать следующие общие выводы:

- 1) при постоянной толщине жидкого слоя неньютоновские отклонения в потоке возрастают с увеличением скорости полёта;
- 2) за исключением некоторых особых случаев, влияние неньютоновского поведения жидкости становится более сильным с увеличением толщины жидкого слоя;
- 3) отклонения от нормального поведения для неньютоновской жидкости, характеризующейся определённым значением параметра k , возрастают с уменьшением радиуса носовой части;
- 4) кривые на рис. 2–4 имеют минимумы, которые сдвигаются в сторону больших значений толщины при увеличении радиуса носовой части.

У жидкостей с таким малым значением параметра k , как 10^{-10} , отклонения от нормального поведения ньютоновской жидкости наблюдаются на высоте 20 км. Для большинства стеклообразных материалов значения k имеют именно такой порядок, а многие из них характеризуются гораздо большей степенью уменьшения жидкого слоя под действием касательного напряжения. В соответствии с выражением (21) неньютоновское поведение не проявляется в непосредственной близости от критической точки. Однако на таком расстоянии, на котором члены третьего порядка относительно τ и $\partial p/\partial x$ уже не являются пренебре-

жимо малыми, простейшая теория уноса массы стеклообразных материалов становится до некоторой степени неточной. В соответствии с упрощённой аналогией Рейнольдса касательная сила пропорциональна тепловому потоку, поэтому не только характер течения жидкой плёнки, но также процесс уноса массы в целом будут подвержены изменениям. Чтобы определить характеристики процесса уноса массы для неньютоновских жидкостей, необходимо решить уравнение (21) совместно с условиями, налагаемыми на процесс теплообмена.

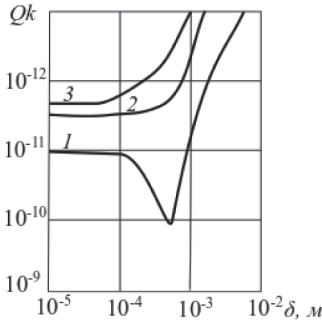


Рис. 2. Произведение Qk в зависимости от толщины жидкого слоя и числа Маха $M = 25$ при значениях радиуса носовой части тела: 1 — 0,05 м; 2 — 0,1 м; 3 — 0,3 м и высоты 20 км

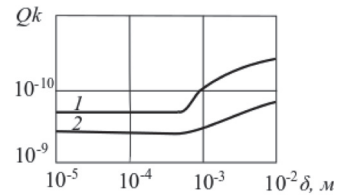


Рис. 3. Произведение Qk в зависимости от толщины жидкого слоя и числа Маха при значениях радиуса носовой части: 1 — 0,05 м; 2 — 0,1 м и высоты 50 км

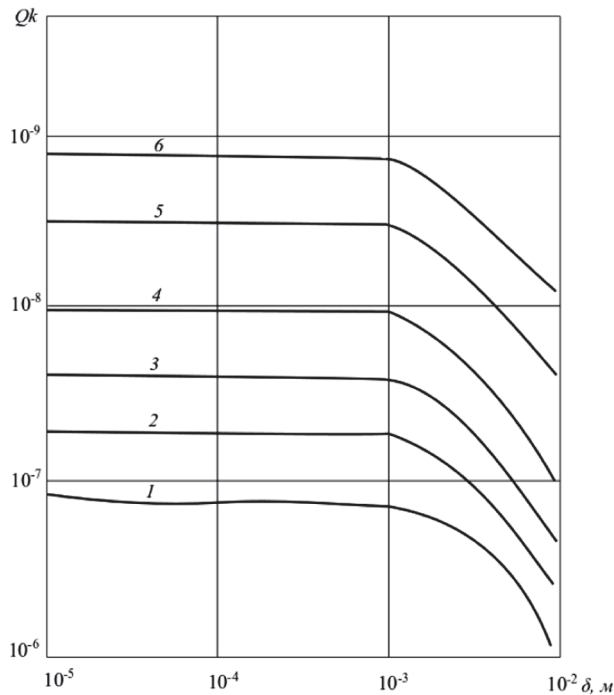


Рис. 4. Произведение Qk в зависимости от толщины жидкого слоя и числа Маха при значениях радиуса носовой части 30 см и высоты 50 км. Число Маха: 1 — 8; 2 — 10; 3 — 12; 4 — 15; 5 — 20; 6 — 25

На рис. 3 построены зависимости произведения Qk от δ , но только для высоты 50 км. Для того чтобы на этой высоте наблюдался какой-нибудь эффект, значение параметра k должно быть приблизительно на два порядка выше, чем при аналогичных условиях на высоте 20 км. Минимумы приведённых кривых также смещаются в сторону больших значений толщины, причём при радиусе носовой части 0,30 м минимум сдвигается так далеко вправо, что выходит за пределы диапазона, представляющего интерес для практических приложений.

Следует подчеркнуть, что представленные здесь результаты, строго говоря, законны лишь для неиспаряющихся жидкостей, поскольку при вдуве паров в пограничный слой τ уменьшается. Однако в окрестности критической точки градиент давления велик по сравнению с τ , так что для уноса массы неньютоновских жидкостей, которые частично испаряются, предыдущие результаты являются по крайней мере хорошим приближением. Следует также упомянуть, что когда пары попадают в пограничный слой, они, помимо отмеченного выше эффекта, оказывают влияние на плотность и вязкость (Сидняев, 2004); однако в большинстве практических случаев подавляющим по своей величине членом в знаменателе выражения (25) является последний член, в который не входят p_s и η_s .

Далее представляет интерес нанести на ведённые выше фигуры также некоторые опубликованные в литературе результаты для ньютоновских жидкостей, с тем чтобы выяснить, при каких условиях следует видоизменять эти результаты, если поведение участвующей в процессе уноса массы жидкости является в какой-то степени неньютоновским. Толщину жидкого слоя δ можно рассчитать по следующей формуле:

$$\delta = \frac{h_{eff} p_L \alpha}{q_0} n, \tag{25}$$

где h_{eff} — эффективная энтальпия разрушающегося материала, которую можно получить из упомянутой выше работы в виде функции скорости и высоты полёта; q_0 — тепловой поток при отсутствии уноса массы; p_L — плотность жидкости. В результате толщину жидкого слоя δ можно нанести на график в виде функции числа Маха.

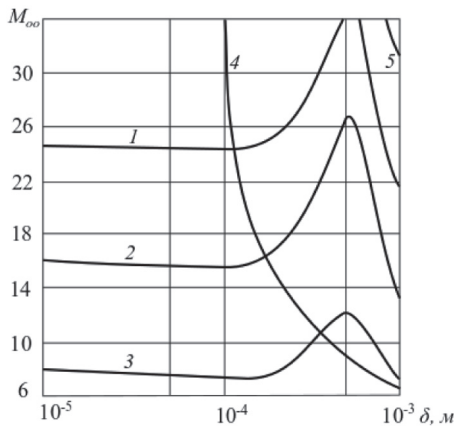


Рис 5. Влияние различной степени неньютоновского поведения материала модели с физическими свойствами стекла пирекс на характеристики процесса уноса массы при высоте 20 км, радиусе носовой части тела 0,30 м.: Qk : 1 — 10^{-11} ; 2 — 10^{-10} ; 3 — 10^{-9} ; 5 — 10^{-12} ; 4 — δ^*

На рис. 5 (см. с. 154) представлены результаты, полученные для стекла пирекс применительно к высоте 20 км и радиусу носовой части 30 см. На этой фигуре кривая, обозначенная через δ^* , была получена с помощью соотношения (25) из упомянутой выше работы. При относительно небольших скоростях полёта при числах Маха порядка 10 не будет наблюдаться никаких эффектов, если значение k для пирекса будет меньше 10^{-9} . Однако при больших скоростях, которым соответствуют числа Маха около 30, неньютоновские отклонения в потоке будут иметь место при значениях k для стеклообразных материалов порядка 10^{-12} . Весьма вероятно, что такая малая степень проявления эффекта характерна для большинства стёкол (Финченко, Шматов, 2005).

На рис. 6 приведены аналогичные результаты для высоты 50 км. Можно видеть, что в этом случае для того чтобы имели место значительные отклонения необходимо, чтобы значения k по своей величине были приблизительно на два порядка выше.

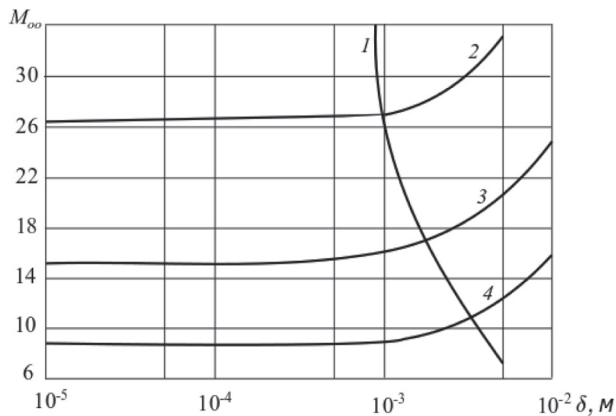


Рис. 6. Влияние различной степени неньютоновского поведения материала модели с физическими свойствами стекла пирекс на характеристики процесса уноса массы (высота 50 км, радиус носовой части тела 0,3 м): 1 — δ^* ; Qk : 2 — 10^{-9} ; 3 — 10^{-8} ; 4 — 10^{-7}

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе исследования выявлено, что при движении с гиперзвуковыми скоростями в атмосферах планет поверхности тел подвергаются интенсивному нагреву. В результате этого происходит оплавление теплозащитного покрытия, сопровождающееся уносом массы тела с поверхности летательного аппарата. Изучение этого процесса представляет большой интерес с точки зрения определения точных баллистических параметров. Одним из эффективных путей снижения тепловых потоков к телу и, следовательно, уменьшения уноса массы покрытия является соответствующий выбор теплозащитного материала, который должен удовлетворять целому ряду аэродинамических и конструктивных требований. Выявлено, что унос массы теплозащитного покрытия приводит к изменению первоначальной формы тела. Поэтому важно совместно решать задачи обтекания и нагрева тела с учётом абляции поверхности и движения тела по траектории. В наиболее общей постановке проблема поиска наилучшей начальной формы тела представляет собой сложную задачу оптимального управления системой нестационарных уравнении газовой динамики. В данной работе представлено уравнение абляции, когда унос массы происходит под воздействием

конвективного нагрева. Статья посвящена общей постановке задачи нахождения толщины уноса аблирующего покрытия тела, движущегося по баллистической траектории и обладающего минимальным суммарным радиационным нагревом поверхности. Интегрирование уравнений движения с учётом найденных коэффициентов сопротивления и теплообмена позволяет поставить и эффективно решить соответствующие вариационные задачи определения оптимальных начальных форм аблирующих поверхностей.

ЛИТЕРАТУРА

- Бейкер Р. Л.* Влияние неравновесных химических процессов на сублимацию графита // Ракетная техника и космонавтика. 1977. Т. 15. № 10. С. 21–29.
- Васильевский С. А., Колесников А. Ф., Якушин М. И.* Эффект увеличения теплового потока к титановой поверхности при вдуве кислорода в неравновесный пограничный слой // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1991. № 4. С. 148–155.
- Глазунов А. А., Гольдин В. Д., Зверев В. Г.* и др. Аэродинамический нагрев топливных баков космического разгонного блока при спуске в атмосфере // Вестн. Томского гос. ун-та. Математика и механика, 2011. № 4(16). С. 79–95.
- Горский В. В., Запривода А. В.* О применении полной термохимической модели разрушения углерода к задаче разрушения углепластика в условиях нестационарного нагрева // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 2. С. 240–245.
- Гофман А. Г., Гришин А. М.* Теоретическое исследование термохимического разрушения графита в высокоэнтальпийном воздухе // Прикладная механика и техническая физика. 1984. № 4. С. 107–114.
- Гришин А. М., Парашин А. Д., Якимов А. С.* Термохимическое разрушение углепластика при многократном импульсном нагружении // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29. № 1. С. 87.
- Ковалев В. Л.* Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике. М.: Физматлит, 2002. 224 с.
- Колесников А. Ф.* Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокоэнтальпийного потока к критической точке затупленного тела // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1993. № 1. С. 172–180.
- Лукашевич В. П., Афанасьев И. Б.* Космические крылья. М.: Лента Странствий, 2009. 496 с.
- Самарский А. А.* Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
- Сидняев Н. И.* Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающимся покрытием // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11. № 4. С. 501–522.
- Сидняев Н. И.* Обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов в условиях поверхностного разрушения. М.: Физматлит, 2017. 302 с.
- Финченко В. С., Шматов С. И.* Программный комплекс AIRSOL для расчета аэродинамического и радиационного воздействия на космические летательные аппараты // Актуальные вопросы проектирования космических систем и комплексов: сб. науч. тр. / под ред. Полищука Г. М., Пичхадзе К. М. М., 2005. Вып. 6 С. 394–401.
- Abhilasha A., Boyd I. D., Colombo V., Ghedini E., Sanibondi P., Boselli M., Gherardi M.* Computational Modeling of Surface Catalysis for Graphite Exposed to High-Enthalpy Nitrogen Flow // 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting. 09–12 Jan. 2012, Nashville. NATO AVT-199/RSM-0029. 2012. DOI: 10.2514/6.2012-534.
- Feldhuhn R. N.* Heat Transfer from a Turbulent Boundary Layer on a Porous Hemisphere // AIAA Meeting Paper. 14th Aerospace Sciences Meeting. 26–28 Jan. 1976, Washington. 1976. V. 97. P. 1–9. DOI: 10.2514/6.1976-119.
- Gubta R. N., Yoss J. M., Thompson R. A., Lee K. P.* A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11- species air model for chemical and thermal non-equilibrium calculations to 30 000 K. NASA-RP-1232. 1990.

AN IMPACT OF THE HYPERSONIC STREAM ON THE VELOCITY OF FUSION OF AN ISOLATING SURFACE AT THE DESTRUCTION POINT

N. I. Sidnyaev, E. V. Belkina

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The results of investigations connected with the study of phase transitions that occur during the exposure of the ablating surface to a hypersonic flow at the near-wall boundary layer are presented. The effect of the catalytic wall on the heat flow is considered. The emphasis is on the analysis of the surface ablation of supersonic vehicles that is based on the detailed consideration of the mechanism of heterogeneous catalytic reactions in the surface mass flux conditions. The distributions of heat transfer factors throughout the thickness of the boundary layer at a stagnation point of a blunt body are provided for a specific flight path segment. The surface ablation of crystalline solids is evaluated.

Keywords: hypersound, melting, mass entrainment, thermal conductivity, liquid, gas

Sidnyaev Nikolay Iwanowitsch — doctor of technical sciences, prof., Sidnyaev@yandex.ru
Belkina Eleonora Vadimovna — student, eleanorbelkin@gmail.com

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ ПО КАЧАНИЮ И ВРАЩЕНИЮ ДЖЕТА В ГАЛАКТИКЕ М87

Д. Н. Собьянин

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)
Москва, Россия

Новые длительные радиоастрономические наблюдения одного из наиболее известных космических струйных выбросов — джета в галактике М87 — на частоте 43 ГГц свидетельствуют о том, что джет испытывает поперечное квазипериодическое смещение с периодом от 8 до 10 лет. Такое покачивание джета может говорить о релятивистской прецессии Лензе–Тирринга наклонённого аккреционного диска. Период покачивания вместе с современными кинематическими данными по вращению джета открывает возможность оценки углового момента центральной сверхмассивной чёрной дыры. В случае прецессии пробных частиц приведённый угловой момент равен $J/Mc = (2,7 \pm 1,5) \cdot 10^{14}$ см и подразумевает наличие умеренных значений безразмерного параметра вращения чёрной дыры $a = 0,5 \pm 0,3$ и $0,31 \pm 0,17$ для противоречивых газодинамических и звёздодинамических значений её массы. Однако в случае твёрдотельной прецессии параметр вращения значительно меньше для обоих значений массы: $0,15 \pm 0,05$. Исключение последнего значения на основании других независимых оценок требует существования в М87 магнитноарестованного диска.

Ключевые слова: джеты, галактики, чёрные дыры, М87

ВВЕДЕНИЕ

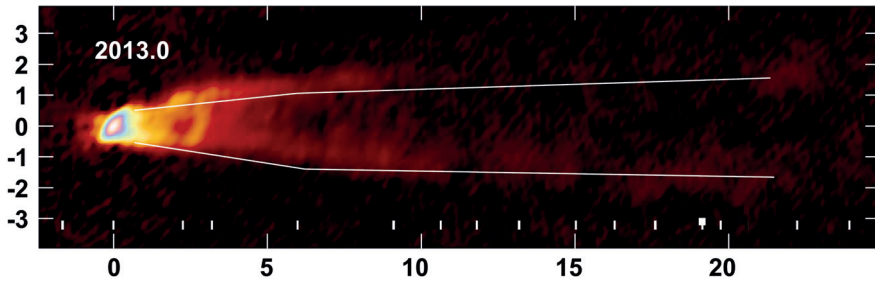
Один из наиболее известных и хорошо изученных внегалактических струйных выбросов — джет в гигантской эллиптической галактике Мессье 87 (М87, NGC 4486, 3C 274, Virgo A) — занимает особое место среди релятивистских джетов в активных ядрах галактик. Открытый более ста лет назад (Curtis, 1918), этот джет до сих пор остаётся одним из основных объектов современных теоретических и наблюдательных исследований. Джет является одним из ближайших, и расстояние до него составляет около 16...17 Мпк. Роль центральной машины играет сверхмассивная чёрная дыра с массой от 3 до 6 млрд солнечных масс, что подразумевает большую величину радиуса Шварцшильда $(1...2) \cdot 10^{15}$ см. Благодаря всем этим факторам джет в галактике М87 является одной из наиболее перспективных космических лабораторий для исследования процессов, происходящих в непосредственной близости от центральной машины и отвечающих за зарождение джетов в активных ядрах галактик.

Джет проявляет излучение различной природы во всём спектре от радиочастот до тэвнских энергий, и радиодиапазон особенно важен, так как радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами благодаря своему очень высокому угловому разрешению, особенно в миллиметровом диапазоне длин волн, позволяет отображать тонкую структуру джета на масштабах вплоть до 6–10 радиусов Шварцшильда чёрной дыры и изучать кинематику релятивистских течений. При одновременном проведении наблюдений в нескольких диапазонах использование радиоданных позволяет более точно локализовать физические явления, наблюдаемые в других диапазонах, например, вспышки.

С помощью радиоинтерферометрии удалось определить ключевые свойства джета в галактике М87, такие как наличие кажущихся сверхсветовых дви-

жений вещества, уярчение к краю, широкий угол раскрытия у основания, возможные признаки реколлимации, параболическая структура на относительно малых расстояниях от ядра и её переход в коническую на больших расстояниях, а также наличие контрджета. Изучение кинематики джета на расстояниях от 100 до 1000 радиусов Шварцшильда позволило обнаружить вращение джета и оценить его скорость (Mertens et al., 2016). Далее в радионаблюдениях на частотах 1,6; 5 и 15 ГГц была разрешена трёхгорбая структура поперечного профиля джета (Asada et al., 2016; Nada, 2017). Эти наблюдения позволили заключить, что такая структура профиля отражает внутреннюю структуру джета, т.е. джет в действительности представляет собой джет в джете (Sob'yanin, 2017).

Недавно были представлены новые результаты радиоастрономических наблюдений джета в галактике M87 на частоте 43 ГГц (7 мм) (Walker et al., 2018). Было обнаружено значительное поперечное смещение джета, наиболее ярко проявляющееся на расстояниях от 2 до 8 угл. мс от ядра (рисунок). Смещение носит квазипериодический характер, а период смещения лежит в диапазоне 8–10 лет. В данной статье предлагается новый способ определения скорости вращения центральной сверхмассивной чёрной дыры исходя из известных вращательных характеристик джета и упомянутого нового явления квазипериодического покачивания джета.



Изображение джета в галактике M87 на частоте 43 ГГц, демонстрирующее его поперечное смещение (из статьи (Walker et al., 2018)).

НАБЛЮДЕНИЯ

Программа наблюдений джета на частоте 43 ГГц, проводимая на антенной решётке со сверхдлинными базами Национальной радиоастрономической обсерватории США (*англ.* National Radio Astronomy Observatory, NRAO), изначально посвящалась быстрому отображению процессов вблизи ядра галактики M87 с целью определения кажущихся сверхсветовых движений вещества джета. Тем временем, попытки обнаружения радиокомпаньонов тэвнских вспышек, начатые в 2009 г., вместе с более ранними архивными данными позволили сформировать массив примерно ежегодных радиоизображений джета, охватывающий 17-летний период начиная с 1999 г. Это позволило проследить динамику джета на больших временных промежутках и в качестве значимого побочного результата программы обнаружить, что джет совершает поперечное движение с характерным временным масштабом около нескольких лет (Walker et al., 2018).

Более конкретно, было обнаружено значительное поперечное смещение джета, особенно заметное на угловых расстояниях от 2 до 8 угл. мс от ядра. Общая динамика смещения согласуется с постепенным линейным изменением

позиционного угла джета и дополнительной квазисинусоидальной вариацией. Моделирование наблюдательных данных с помощью эмпирического уравнения, не основанного на какой-либо конкретной физической модели, даёт период вариации $10,3 \pm 0,3$ лет. В то же время, данные, взятые исключительно на 2 и 8 угл. мс от ядра, предполагают другой период $7,6 \pm 0,3$ лет. Эти последние данные имеют особое значение, так как они включают в себя дополнительные 7 лет наблюдений до 2006 г., в то время как остальные данные покрывают период наблюдений только с 2006 по 2016 г.

Таким образом, можно говорить о квазипериодическом поперечном смещении джета с периодом 8–10 лет. Ситуация с точным периодом может проясниться только после нескольких дополнительных лет высококачественных наблюдений джета, покрывающих, скажем, ещё один полный период такого качания. Ввиду существующей неопределённости пока приходится иметь дело с грубой оценкой периода 9 ± 1 лет.

ПОКАЧИВАНИЕ ДЖЕТА КАК ОТРАЖЕНИЕ ЕГО ПРЕЦЕССИИ

Покачивание может быть естественным следствием процессов ускорения и коллимации джета и отражать развитие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, если плотность вещества в джете не превышает плотность внешней среды. Однако другой причиной качания джета может быть прецессия наклонённого аккреционного диска вокруг чёрной дыры. Сам диск совершает прецессию благодаря общерелятивистскому эффекту увлечения систем отсчёта (прецессия Лензе – Тирринга). Джет при этом направлен перпендикулярно плоскости аккреционного диска.

В случае прецессии пробных частиц частота прецессии зависит от углового момента чёрной дыры и радиуса основания джета. Радиус основания, в свою очередь, выражается через массу чёрной дыры и частоту вращения вещества вокруг неё. Эта частота равняется так называемой частоте изоротации Ферраро, являющейся определённой комбинацией компонент скорости, магнитного поля и радиуса. Частота изоротации сохраняется при движении вдоль магнитных силовых трубок, что отражает выполнение закона сохранения магнитного потока и условия бесконечной проводимости плазмы. Возможность оценивания частоты изоротации Ферраро основана на сохранении магнитогидродинамических интегралов движения, отражающих выполнение законов сохранения вещества, энергии и импульса. В случае холодного потока эта частота выражается через лоренц-фактор плазмы, частоту её вращения и радиус джета и составляет величину порядка 10^{-6} с^{-1} (Mertens et al., 2016).

Итак, зная период покачивания джета, дающий частоту прецессии, и его вращательные характеристики, т.е. частоту изоротации, можно оценить угловой момент чёрной дыры, если известна её масса. Отсылая заинтересованного читателя к работе (Sob'yanin, 2018), здесь отметим лишь, что можно рассмотреть не только случай прецессии пробных частиц, но и случай твёрдотельной прецессии аккреционного диска, которая может происходить, когда время пересечения диска звуковой волной меньше прецессионного времени. В случае прецессии пробных частиц приведённый угловой момент равен $J/Mc = (2,7 \pm 1,5) \cdot 10^{14}$ см и подразумевает наличие умеренных значений безразмерного параметра вращения $a = 0,5 \pm 0,3$ и $0,31 \pm 0,17$ для значений массы чёрной дыры, полученных из исследований соответственно динамики газа и звёзд. Однако в случае твёрдотельной прецессии параметр вращения значительно меньше для обоих значений массы: $0,15 \pm 0,05$. Далее мы обсудим, как эти оценки связаны со структурой джета и аккреционного диска вокруг чёрной дыры.

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные оценки параметра вращения для случая твёрдотельной прецессии диска постоянной поверхностной плотности могут говорить о том, что на основании джета внутри его радиуса нет достаточного количества вещества для обеспечения необходимой поверхностной плотности и частоты Лензе – Тирринга. Интересно, что указания на это уже содержатся в ранее развитой модели «джет в джете» (Sob'yanin, 2017). Джет как целое состоит из двух соосных вложенных джетов, т.е. внешний джет представляет собой полый круговой плазменный цилиндр, содержащий в себе узкий внутренний джет. Вращающиеся релятивистские внешний и внутренний джеты постепенно расширяются с расстоянием и разделены прослойкой плазмы низкой плотности, содержащей электромагнитные поля. Низкая плотность в прослойке может отражать низкую плотность на основании внутри радиуса запуска джета.

Релятивистская магнитогидродинамическая модель позволила найти различные физические характеристики джета, такие как электромагнитные поля, заряды, токи, давление, плотность, множественность, потоки масс и температура. В частности, общий поток массы сравним с темпом аккреции Бонди, что благоприятствует сценарию, при котором почти весь аккреционный поток вдали от джета переходит во внешний джет. Такая ситуация соответствует так называемому магнитноарестованному диску, когда поток останавливается на радиусе запуска джета магнитным полем и далее переносится в джет и контрджет, в то время как аккреция на чёрную дыру подавляется. Баланс магнитного и динамического давления на основании джета как раз и определяет поток массы во внешнем джете.

Относительно малая величина параметра вращения чёрной дыры для случая твёрдотельной прецессии диска может являться дополнительным свидетельством существования магнитноарестованного диска в галактике M87. Значение параметра вращения для случая прецессии пробных частиц уже выше и соответствует ситуации, когда вещество, находящееся между радиусом основания джета и радиусом последней устойчивой орбиты, перемещено на радиус основания джета и формирует плотное кольцо. В действительности, возможно, наблюдается случай твёрдотельной прецессии диска, внутренний радиус которого — не радиус последней устойчивой орбиты, а радиус основания джета, а внешний радиус — не радиус основания, а некоторый характерный радиус, отражающий масштаб накопления вещества вне джета, происходящего из-за останавливающего действия магнитного поля. Если параметр вращения чёрной дыры близок к максимальному, данный радиус накопления примерно равен 10 радиусам Шварцшильда.

Между прочим, если посмотреть на задачу с другой стороны и предположить существование магнитноарестованного диска исключительно из наблюдения джета в джете и из большого потока массы, то значения параметра вращения, полученные для случая прецессии пробных частиц, дают нижнюю оценку для параметра вращения чёрной дыры в галактике M87. Это может являться независимым признаком того, что генерация мощных истечений от магнитноарестованного диска требует умеренной или высокой скорости вращения чёрной дыры. Данный вывод согласуется с результатами современного численного моделирования (Tchekhovskoy et al., 2011).

В заключение отметим, что наблюдаемое качание джета, если оно происходит из-за прецессии Лензе – Тирринга, может, наряду с общей структурой «джет в джете» и оценками радиуса основания, рассматриваться как доказательство работы механизма Блендфорда – Пейна при запуске внешнего джета в галактике M87.

ЛИТЕРАТУРА

- Asada K., Nakamura M., Pu H.-Y.* Indication of the black hole powered jet in M87 by VSOP observations // *Astrophysical J.* 2016. V. 833. Iss. 1. Art. id. 56. 7 p.
- Curtis H. D.* Descriptions of 762 nebulae and clusters photographed with the Crossley Reflector // *Publications of the Lick Observatory.* 1918. V. 13. Pt. 1. P. 9–42.
- Hada K.* The structure and propagation of the misaligned jet M87 // *Galaxies.* 2017. V. 5. Iss. 1. Art. id. 2. 8 p.
- Mertens F., Lobanov A. P., Walker R. C., Hardee P. E.* Kinematics of the jet in M87 on scales of 100–1000 Schwarzschild radii // *Astronomy and Astrophysics.* 2016. V. 595. Art. id. A54. 20 p.
- Sob'yanin D. N.* Jet in jet in M87 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Soc.* 2017. V. 471. Iss. 4. P. 4121–4127.
- Sob'yanin D. N.* Black hole spin from wobbling and rotation of the M87 jet and a sign of a magnetically arrested disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Soc.: Letters.* 2018. V. 479. Iss. 1. P. L65–L69.
- Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C.* Efficient generation of jets from magnetically arrested accretion on a rapidly spinning black hole // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Soc.: Letters.* 2011. V. 418. Iss. 1. P. L79–L83.
- Walker R. C., Hardee P. E., Davies F. B., Ly C., Junor W.* The structure and dynamics of the sub-parsec jet in M87 based on 50 VLBA observations over 17 years at 43 GHz // *Astrophysical J.* 2018. V. 855. Iss. 2. Art. id. 128. 36 p.

DETERMINATION OF THE BLACK HOLE SPIN FROM WOBBLING AND ROTATION OF THE M87 JET

D. N. Sob'yanin

Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (LPI RAS), Moscow, Russia

New long-term radio astronomy observations of one of the most well-known cosmic jets — the jet in the M87 galaxy — at 43 GHz show that the jet experiences a quasi-periodic sideways shift with a period of 8–10 yr. Such jet wobbling can be indicative of a relativistic Lense – Thirring precession of a tilted accretion disc. The wobbling period together with up-to-date kinematic data on jet rotation opens up the possibility for estimating angular momentum of the central super-massive black hole. In the case of a test-particle precession, the specific angular momentum is $J/Mc = (2.7 \pm 1.5) \cdot 10^{14}$ cm and implies moderate dimensionless spin parameters $a = 0.5 \pm 0.3$ and 0.31 ± 0.17 for controversial gas-dynamic and stellar-dynamic black hole masses. However, in the case of a solid-body-like precession, the spin parameter is much smaller for both masses, 0.15 ± 0.05 . Rejecting this value on the basis of other independent spin estimations requires the existence of a magnetically arrested disc in M87.

Keywords: jets, galaxies, black holes, M87

Sob'yanin Denis Nikolaevich — senior scientist, PhD, sobyanin@lpi.ru

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НАД СЕЙСМИЧЕСКИ АКТИВНЫМ РЕГИОНОМ ПО ДАННЫМ GPS В УСЛОВИЯХ СПОКОЙНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

М. А. Титова^{1,2}, *В. И. Захаров*³, *С. А. Пулинец*¹, *М. Эрнандес-Пахарес*⁴

¹ Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия

² Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), Троицк, Россия

³ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ), Москва, Россия

⁴ Политехнический университет Каталонии, Барселона, Испания

Рассмотрены проявления ионосферных возмущений при анализе данных GPS-наблюдений, детектируемые в периоды крупного землетрясения над регионом о. Гаити 12.01.2010 г. Проведён комплексный региональный анализ данных станций наземного базирования, объединённых в глобальные (IGS и UNAVCO) сети. Всего для анализа нами использовались данные от 67 наземных станций, было обработано свыше 7,5 тысяч часов индивидуальных наблюдений, 4,3 млн отсчётов фазы. Осуществлена локализация выявленных неоднородных волновых структур ионосферы с конкретными источниками сейсмических событий. Анализ параметра спада волнового спектра ионосферных неоднородностей показывает наличие экстремумов, связанных по времени с периодом сейсмической активности в регионе мониторинга.

Ключевые слова: ионосфера, геомагнитный индекс, навигационная система, фаза, полное электронное содержание (ПЭС), землетрясение, параметр спада волнового спектра

ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера Земли тесно взаимосвязана с другими геосферами. Состояние ионосферы характеризуется высокой степенью изменчивости и наличием неоднородных структур, что связано не только с гелиомагнитной активностью, но и со многими геофизическими процессами и явлениями (сейсмическая активность, ураганы, циклоны, песчаные бури и др.) (Афраймович, Перевалова, 2006). Диагностика состояния ионосферы даёт сведения об условиях распространения радиоволн в околоземном пространстве, позволяет следить за состоянием и процессами перестройки внешних областей земной атмосферы, а также за многими процессами в нижних слоях, в системе «литосфера – атмосфера».

В связи с этим настоящая работа сосредоточена на исследовании механизмов передачи литосферно-атмосферных воздействий на ионосферные высоты во время землетрясения, которое является источником данных возмущений.

Масштабное землетрясение магнитудой M7,0 произошло на острове Гаити 12 января 2010 г. в 21:53:10 UTC, координаты эпицентра 18,443° с. ш., 72,571° з. д., глубина залегания очага составила 13 км по данным USGS (United States Geological Survey). Мощность землетрясения привлекает к нему пристальное внимание со стороны геофизиков (Намгаладзе и др., 2013; Пулинец, Цыбуля, 2010; Akhoondzadeh, Saradjian, 2011), так как это позволяет более детально рассмотреть

Титова Мария Александровна — аспирантка ИКИ РАН, мл. науч. сотр. ИЗМИРАН, marititova@yandex.ru

Захаров Виктор Иванович — доцент, канд. физ.-мат. наук

Пулинец Сергей Александрович — гл. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук

Эрнандес-Пахарес Мануэль — проф.

взаимодействие различных геосфер. Сейсмическая активность оказалась наиболее ярко выражена в период 12–15 января 2010 г. В указанный период зарегистрированы более 50 землетрясений с магнитудой $M > 4$, и 14 землетрясений с магнитудой $M > 5$. В период с 1 по 10 января такой яркой активности не отмечено. Геомагнитная обстановка в указанный период была в целом невозмущённой по данным WDC, Киото, Япония (World Data Center for Geomagnetism, Kyoto, Japan, <http://wdc.kugi.kuoto-u.ac.jp/dstae>), до 20 нТл. Поэтому изменения в структуре ионосферы, зарегистрированные в рассматриваемый период, не могут объясняться только вариациями магнитного поля Земли и солнечной активностью.

В работе (Пулинец, Цыбуля, 2010) был проведён анализ широтно-временных вариаций параметра ионосферной плазмы вблизи эпицентра землетрясения, на основе полученных результатов установлены следующие особенности: искажение широтного профиля экваториальной аномалии; общее уменьшение электронного содержания в экваториальной аномалии в дни, предшествующие землетрясению; локальное увеличение электронной концентрации в области ионосферы на широте эпицентра; усиление дополнительного максимума на широте 30° с. ш. и формирование дополнительного максимума в магнитосопряжённой точке.

Для данного землетрясения в работе (Akhoondzadeh, Saradjian, 2011) рассматривались временные вариации полного электронного содержания (ПЭС, *англ.* total electron content — TEC) с использованием методов интерквартильного анализа, вейвлет-анализа и калмановской фильтрации. В период за две недели до землетрясения все три метода обнаружили аномальные вариации ПЭС, трактуемые как предвестники. При этом предвестники преимущественно наблюдались за 1–4 дня до землетрясения.

В работе (Akhoondzadeh, Saradjian, 2011) также исследовались морфологические особенности вариаций ПЭС перед землетрясением 12 января 2010 г. Рассматривались пространственные карты ПЭС, рассчитывались относительные отклонения значений ПЭС от фоновых. Использовалась модель верхней атмосферы Земли (*англ.* Upper Atmosphere Model, UAM) для численного эксперимента, чтобы воспроизвести особенности поведения ПЭС в течение модельных суток при постоянном режиме параметров: масштаба площадки и вертикального тока, текущего между нижней атмосферой и ионосферой. Установлено и в модельном случае, и по результатам наблюдений устойчивое повышение значений ПЭС, которые локализованы в околоэпицентральной и магнитосопряжённых областях. Наблюдались также слабые области пониженных значений ПЭС, расположенные западнее и экваториальнее положительных возмущений. Приход терминатора и освещённой хорошо проводящей ионосферы приводит к смещению и полной деформации аномалий как в эпицентре, так и в магнитосопряжённой точке.

Цель данной работы: детектирование атмосферно-ионосферных проявлений, напрямую не связанных с гелио- и геомагнитной активностью, в период 1–15 января 2010 г. землетрясения на о. Гаити с использованием возможностей спутниковой радионавигационной системы GPS (Global Positioning System — система глобального позиционирования).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ГЛОБАЛЬНЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМ

Для исследования изменчивости ионосферы используются глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС), которые позволяют определить электронную концентрацию выше главного ионосферного максимума. Различные неоднородности ионосферы вызывают групповую задержку и фазовый сдвиг

радионавигационных сигналов. Эти параметры используются в методе измерения полного электронного содержания вдоль пути распространения от спутника до приёмника на двух когерентных рабочих частотах (Афраймович, Перевалова, 2006; Hofmann-Wellenhof et al., 1998; Pi et al., 1997). Для спутников GPS эти частоты равны: $f_1 = 1575,42$ МГц, $f_2 = 1227,60$ МГц. Первичными данными, соответствующими этим частотам, являются ряды значений L_1 , L_2 , которые представляют собой фазовые пути радиосигналов, измеряемые в длинах зондирующих волн. Также первичными данными являются значения псевдодалностей P_1 и P_2 (групповые пути сигналов), измеренные на тех же частотах. Информация об измерениях записывается в стандартном формате RINEX (Receiver INdependence EXchange form) и находится в публичном доступе.

Поскольку данные по псевдодалности P_1 и P_2 довольно сильно зашумлены, погрешность определения абсолютного ПЭС может составлять до 30...50 % (Куницын и др., 2007), поэтому использование фазовых данных L_1 , L_2 становится предпочтительным. Фазовые данные позволяют вычислять значения наклонного ПЭС вдоль пути распространения от передатчика до приёмника, измеряемого в единицах ПЭС (англ. TEC units, 1 TECU = 10^{16} электрон \cdot м $^{-2}$):

$$\text{TEC} = \frac{1}{40,308} \cdot \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2) + K + nL], \quad (1)$$

где f_1 и f_2 — соответствующие рабочие частоты GPS; $L_1 \lambda_1$, $L_2 \lambda_2$ — дополнительные пути радиосигналов, обусловленные фазовым запаздыванием в ионосфере, м; L_1 и L_2 — число полных оборотов фазы на соответствующих рабочих частотах GPS; λ_1 и λ_2 — длины волн, м; K — константа неоднозначности определения фазы и рассинхронизации частотных каналов; nL — погрешности определения фазового пути.

Погрешность в определении вариаций ПЭС от фазовых измерений по формуле (1) составляет менее 0,1 % относительно фоновой концентрации (Куницын, 2007); абсолютное значение ПЭС, однако, неизвестно в этом случае.

Ряды значений наклонного ПЭС приводятся к эквивалентным вертикальным значениям с целью нормировки амплитуды возмущения и определения координат подионосферных точек с использованием известной методики (Клюбхар, 1986):

$$\text{VTEC} = \text{TEC} \cdot \cos \left[\arcsin \left(\frac{R_E}{R_E + h_{\max}} \cos \theta_s \right) \right], \quad (2)$$

где R_E — радиус Земли; h_{\max} — высота максимума F_2 -слоя ионосферы; θ_s — угол места луча на навигационный искусственный спутник Земли (НИСЗ), отсчитываемый от поверхности Земли.

Метод комбинации фазовых измерений для определения ПЭС в соответствии с формулой (1) при использовании данных глобальной специализированной сети станций IGS (International Geophysical Survey), расположенных по всему миру, позволяет получать достаточное разрешение по пространству. Временное разрешение данных, представленных в свободном доступе в формате RINEX, составляет 30 с.

МЕТОД GPS-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Метод основывается на выделении корреляционным способом отклика в навигационном сигнале на динамику изменения по времени неоднородных структур в средах (направление и вектор скорости). Технология многоспутниковой

радиоинтерферометрии основана на измерении вариаций ПЭС в трёх пространственно разнесённых пунктах — такая конфигурация GPS-приёмников получила название «GPS-интерферометр» (Афраймович, Перевалова, 2006).

В работе использовалась идея метода комбинации регистрируемых фаз на рабочих частотах L_1 и L_2 , с последующей фильтрации высокочастотного шума (с периодами менее 3–5 мин) и оценка скорости изменения параметра ПЭС по времени, т. е. производной $dTEC/dt$, а не сами значения ПЭС для исключения в выражении (1) неопределённости начальной фазы регистрируемых сигналов (Афраймович, Перевалова, 2006; Захаров и др., 2012; Hofmann-Wellenhof et al., 1998), что позволяет получить отклонения данного параметра от средних равновесных значений. Выделенные вариации на каждой станции в рассматриваемом регионе используются для корреляционной обработки при детектировании ионосферных неоднородностей. Метод имеет ракурсную зависимость амплитуды исследуемого сигнала от направления визирования на НИСЗ (Афраймович, Перевалова, 2006; Mercier, 1986). Максимум амплитуды наблюдается для перемещающихся ионосферных возмущений, волновой вектор \mathbf{k} которых перпендикулярен направлению луча \mathbf{r} между передатчиком и приёмником.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КЛАСТЕРНОГО АНАЛИЗА В ОБРАБОТКЕ ДАННЫХ GPS

В современных геофизических исследованиях активно применяются методы пространственно-временной классификации наблюдаемых структур. Например, кластерный анализ используется как технология структуризации объектов, полученных в первичном анализе, в группы, характеризующиеся схожими параметрами (Захаров, Будников, 2012; Gvishiani, Dubois, 2002). В данной работе при помощи кластерного анализа осуществляется классификация и выделение тождественных неоднородностей электронной плотности детектируемых различными ячейками GPS-приёмников подсети (Захаров, Зиенко, 2007, 2008). Анализ проводился для выбранных параметров: координаты подионосферной точки, направление движения неоднородной структуры, время наблюдения структуры ячейками подсети (Захаров, Будников, 2012). В программном пакете CRASS GPS, созданном на кафедре физики атмосферы физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, реализован комплексный алгоритм для обработки массивов данных, основанный на модифицированном методе k -средних. Указанный подход позволяет осуществлять многомерную фильтрацию данных и, как следствие, получать устойчивые оценки параметров конкретной выделяемой структуры (Захаров, Будников, 2012).

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЫДЕЛЕННЫХ НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУР

Определять степени турбулизации среды принято с использованием степенных оценок волнового спектра $S(k) \sim k^\alpha$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — характерный размер волнового возмущения (Афраймович, Перевалова, 2006; Татарский, 1967). Для турбулентности верхней атмосферы характерны спектры с максимумами в диапазоне частот Брента–Вяйсяля 0,2...2 мГц. Поскольку спектры обладают степенным характером спада, то α — наклон спектра в анализируемом диапазоне частот, является наиболее информативным параметром (Афраймович, Перевалова, 2006). Значения наклона спектра варьируются при изменении условий среды, и его отклонения от среднего значения могут служить индикатором возмущённости данной среды.

Проведённый анализ спектров выделенных волновых структур, сгруппированных в кластеры, имеющих скорости, соответствующие акустико-гравитационным волнам (АГВ, от 300 до 1200 м/с), показывает, что именно в период после значительных сейсмических событий изменяется параметр спадания α волнового спектра.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

За период 1–15 января 2010 г. для проведения анализа нами использовались данные от 67 наземных станций, были сформированы 27 измерительных ячеек. Обработано свыше 7,5 тысяч часов индивидуальных наблюдений, около 4,3 млн отсчётов фазы. Совместное расположение наблюдательных станций сети IGS (кружки синего и красного цвета) и сейсмособытий в регионе (квадраты) приведены на рис. 1. Выбранные для работы станции выделены красным цветом. Видно, что собственно в регионе мониторинга плотность станций достаточно мала, в основном они расположены на побережье Мексиканского залива.

На рис. 2 (см. с. 168) представлены неоднородные структуры, выделенные 9 января 2010 г. в результате кластеризации, связанные с очагом землетрясения. Проведённый анализ кластерных структур показывает, что 9 января 2010 г. можно выделить области, которые являются источниками возмущений.

На рис. 3 (см. с. 168) показаны результаты непосредственно в день землетрясения 12 января 2010 г., нами получено, что в период с 04:00–08:00 UTC обособливаются две кластерные структуры, идущие практически однонаправленно на юго-запад с одинаковыми скоростями 430 ± 70 м/с, в период с 12:00–16:00 UTC выделена одна структура, распространяющаяся в том же направлении со скоростью 350 ± 60 м/с, и наконец, в период 20:00–24:00 UTC, т.е. в период основного землетрясения, удалось выделить структуру, распространяющуюся на северо-восток со скоростью порядка 1200 ± 460 м/с.

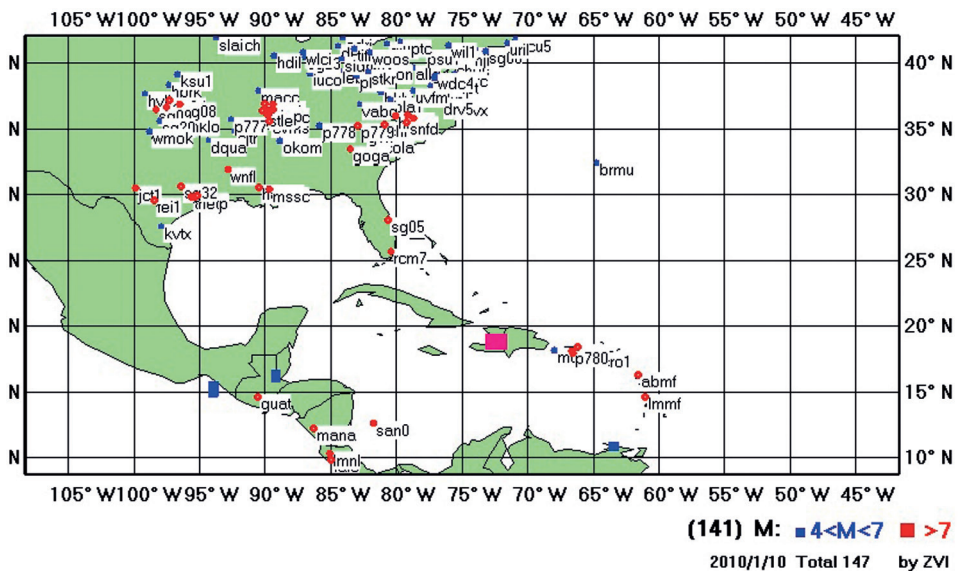


Рис. 1. Совместное расположение наблюдательных станций сети IGS (кружки синего и красного цвета) и сейсмособытий в регионе (квадраты)

Подионосферные точки всех структур укладываются в круг радиуса $1,5^\circ$ вокруг источника событий (землетрясения) и получены в результате обратной трассировки луча, заданного волновым вектором выделенной структуры в предположении, что высота максимума слоя F_2 составляет 350 км, луч задаёт направление движения самой структуры. Низкая плотность приёмных станций в регионе затрудняет увеличение точности пространственной локализации структуры. Отметим, что методическая точность локализации подионосферных точек составляет порядка 50...100 км (Афраймович, Первалова, 2006).

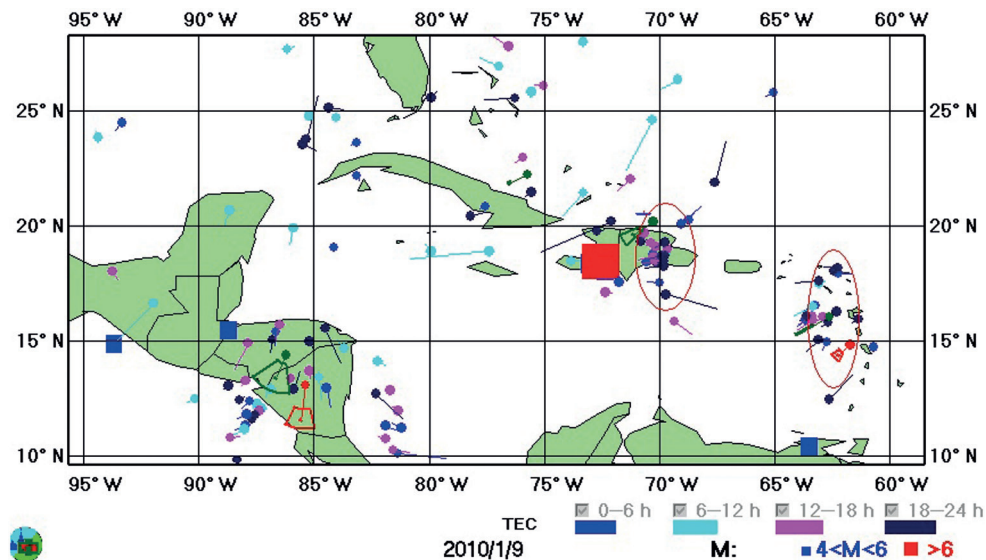


Рис. 2. Неоднородные структуры, выделенные 9 января 2010 г.

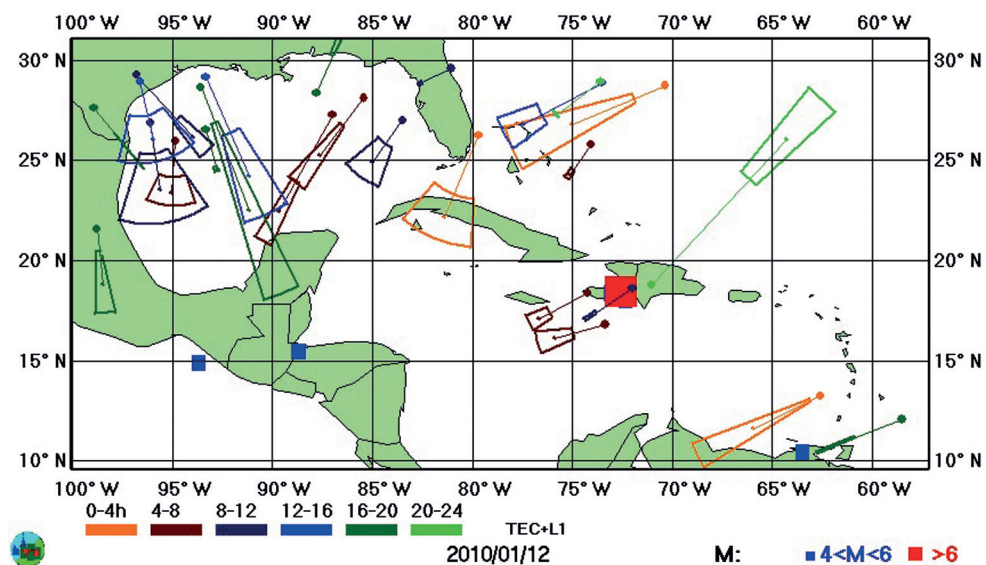


Рис. 3. Кластерные структуры, выделенные 12 января 2010 г.

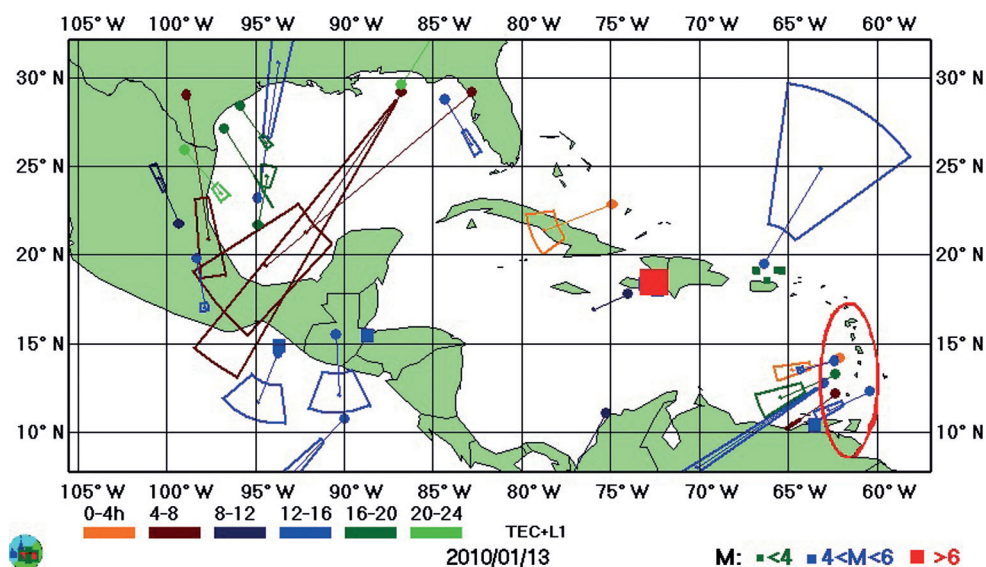


Рис. 4. Кластерные структуры, выделенные 13 января 2010 г.

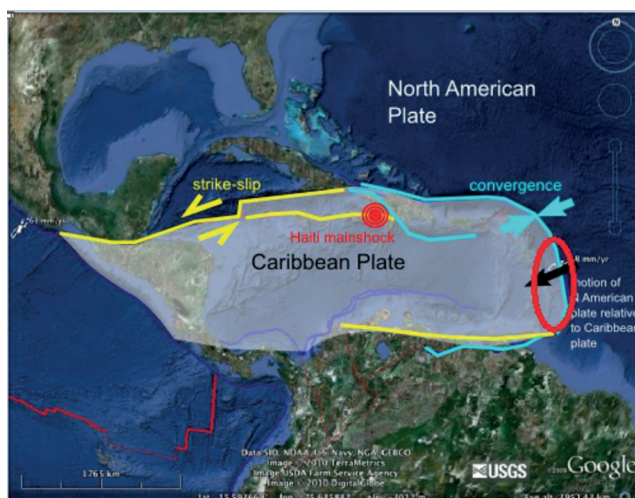


Рис. 5. Геотектонические особенности Карибской плиты

На рис. 4 показана обстановка на следующий день наблюдений — 13 января 2010 г., кластерный анализ в пределах указанной точности позволяет выделить одну структуру, связанную с событиями на о. Гаити. На рис. 4 в области, отмеченной эллипсом, получилось выделить значительно больше структур, чем для этой области за 12 января 2010 г. на рис. 3. Геофизический анализ результатов позволяет произвести привязку полученных данных о локализации ионосферных неоднородных структур непосредственно к географическому местоположению, которое совпадает (в пределах указанной точности) с границами тектонических плит, разломов и областей их движений, показанных на рис. 5 (см. с. 169). Сравнивая отмеченные эллипсом области на рис. 4. и 5, хорошо

просматриваются в качестве источников возмущений область Наветренных Антильских островов Карибского бассейна и ряд зон в Мексиканском заливе, что связано, во-первых, с нагонными явлениями и волнами на мелководье, на которых при обтекании воздушными массами генерируются волновые возмущения, во-вторых — с образованием турбулентных вихрей при изменении подстилающей поверхности, как, например, при выходе ветровых масс на сушу (Захаров, Куницын, 2012)[13].

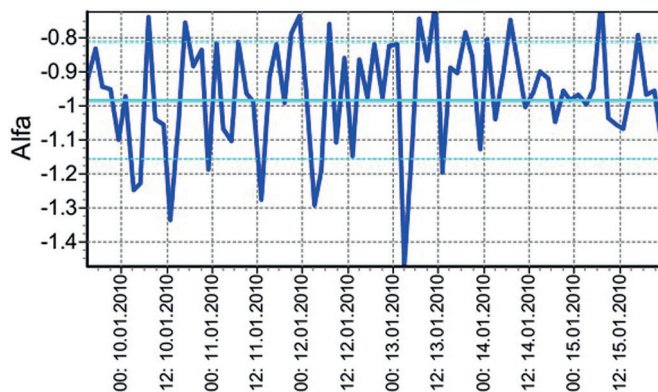


Рис. 6. Параметр волновой активности на о. Гаити в период 09–13.01.2010

Рисунок 6 демонстрирует за период 9–13 января 2010 г. анализ характеристик спектров ионосферных структур, сгруппированных в кластеры; видно наличие трёх экстремумов до основного события и локального экстремума 13 января в период 05:00–06:00UTC, что соответствует отклику ионосферы непосредственно на землетрясение в исследуемом регионе. На рис. 6 тонкие горизонтальные прямые задают положение величины выборочной дисперсии за указанный период наблюдений, равной $-0,17$, относительно среднего значения $-0,98$, отмеченного жирной горизонтальной прямой на графике; минимум составляет $-1,47$. Локальный минимум обозначен достаточно уверенно и превосходит среднее значение на величину почти трёх дисперсий. Видно, что самое крупное событие, конечно, провоцирует значимый отклик на ионосферных высотах. Однако процесс взаимодействия геосфер не сводится к простой причинно-следственной реакции на факт события. Отклик ионосферы представляет собой суперпозицию различных процессов, причём в сейсмически активных областях возможна дополнительная турбулизация ионосферы сериями более слабых толчков землетрясений.

ВЫВОДЫ

Над сейсмически активными районами происходят интенсивные изменения параметров ионосферы относительно показателей их регулярной изменчивости не только во время основного события, но также в период подготовки землетрясений и после его активной фазы. Причём источником неоднородных структур является не только будущий эпицентр, но, возможно, вся область подготовки землетрясения — например, активный разлом.

Основное землетрясение 12 января 2010 г. даёт значимый отклик на ионосферных высотах, который вероятно нелинеен и представляет собой суперпози-

цию различных процессов. Проведённый анализ характеристик спектров ионосферных структур, сгруппированных в кластеры, 9–13 января 2010 г. показывает наличие локального экстремума в период 05:00–06:00 UTC 13 января 2010 г., что соответствует отклику ионосферы непосредственно на землетрясение. Причём в сейсмически активных областях возможна дополнительная турбулизация плазмы ионосферы циклом более слабых землетрясений, что приводит к изменению параметра степенного спада спектра ионосферных неоднородностей для спектров выделенных волновых структур, имеющих скорости, соответствующие АГВ (от 300 до 1200 м/с).

В работе проведён анализ географической привязки выделенных кластерным анализом неоднородных ионосферных структур, иными словами рассмотрен вопрос о том, где в проекции на поверхность Земли расположен регистрируемых на ионосферных высотах источник возмущений плотности электронной концентрации. Установлено, что неоднородные структуры ионосферы, обнаруженные методом GPS-интерферометрии на выбранной наблюдательной сети, географически связаны с местами орографических возмущений, что осложняет литосферную интерпретацию наблюдаемых явлений.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФ (№ 18-12-00441).

ЛИТЕРАТУРА

- Афраймович Э. Л., Первалова Н. П.* GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: Изд-во ГУНЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
- Захаров В. И., Будников П. А.* Использование кластерного анализа для обработки данных GPS-интерферометрии // *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия.* 2012. Т. 67. № 1. С. 26–32.
- Захаров В. И., Зиенко А. С.* Метод статистического анализа вейвлет-спектров ионосферных сигналов системы GPS // *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия.* 2007. Т. 62. № 2. С. 44–49.
- Захаров В. И., Зиенко А. С., Куницын В. Е.* Распространение радиосигналов GPS при различной солнечной активности // *Электромагнитные волны и электронные системы.* 2008. Т. 13. № 8. С. 51–57.
- Захаров В. И., Куницын В. Е.* Региональные особенности атмосферных проявлений тропических циклонов по данным наземных GPS-сетей // *Геомагнетизм и аэрномия.* 2012. Т. 52. № 4. С. 562–574.
- Куницын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С.* Радиотомография ионосферы. М.: Наука, 2007. 335 с.
- Намгаладзе А. А., Золотов О. В., Прохоров Б. Е.* Численное моделирование вариаций полного электронного содержания ионосферы, наблюдавшихся перед землетрясением 12 января 2010 г. на о-ве Гаити // *Геомагнетизм и аэрномия.* 2013. Т. 53. № 4. С. 553–560.
- Пулинец С. А., Цыбуля К. Г.* Уникальные вариации полного электронного содержания в период подготовки землетрясения на Гаити (M7,9) 12 января 2010 г. // *Геомагнетизм и аэрномия.* 2010. Т. 50. № 5. С. 713–716.
- Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
- Akhoodzadeh M., Saradjian M. R.* TEC variations analysis concerning Haiti (January 12, 2010) and Samoa (September 29, 2009) earthquakes // *Advances in Space Research.* 2011. V. 47. No. 1. P. 94–104.
- Gvishiani A., Dubois J. O.* Artificial intelligence and dynamic systems for geophysical applications. Berlin: Springer, 2002. 347 p.
- Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J.* GPS Theory and practice. N. Y.: Springer-Verlag Vienna, 1998. 389 p.

- Klobuchar J. A.* Ionospheric time-delay algorithm for single-frequency GPS users // IEEE Trans. Aerospace and Electronics System. 1986. V. 23. No. 3. P. 325–331.
- Mercier C.* Observations of atmospheric gravity waves by radiointerferometry // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 1986. V. 48. N0. 7. P. 605–624.
- Pi X., Mannucci A. J., Lindqwister U. J.* et al. Monitoring of global ionospheric irregularities using the worldwide GPS network // Geophysical Research Letters. 1997. V. 24. No. 18. P. 2283–2286.

DETECTED OF IONOSPHERIC DISTURBANCES OVER SEISMIC ACTIVE REGION ACCORDING TO THE GPS UNDER CONDITIONS OF QUIET GEOMAGNETIC FIELD

M. A. Titova^{1,2}, *V. I. Zakharov*³, *S. A. Pulinets*¹, *M. Hernández-Pajares*⁴

¹ Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI), Moscow, Russia

² Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Troitsk, Russia

³ Lomonosov Moscow State University (MSU), Moscow, Russia

⁴ Polytechnic University of Catalonia, Barcelona, Spain

The ionospheric disturbances detected during large earthquake over the region of Haiti 12.01.2010 on the base the analysis of data GPS-observations are considered in this work. The complex regional analysis of the ground-based stations data integrated into global (IGS and UNAVCO) networks was carried out. Overall we used data of 67 receiving stations, processed more than 7.5 thousand hours of observations, that is, over 4.3 million phase measurements. The detected ionospheric irregularities were localized and related with certain sources of seismic events. Analysis of the wave spectra decay index shows the availability of temporal extremes correlated with the periods of seismic activity in the monitoring region.

Keywords: ionosphere, geomagnetic index, navigation system, phase, the total electron content (TEC), earthquake, decay index of wave spectrum

Titova Maria Aleksandrovna — graduate student IKI, junior researcher IZMIRAN, marititova@yandex.ru

Zakharov Viktor Ivanovich — associate professor, PhD

Pulinets Sergey Aleksandrovich — principal research scientist, doctor of physical and mathematical sciences

Hernández-Pajares Manuel — professor

СВЯЗЬ МАГНИТНОГО ПОТОКА СОЛНЕЧНЫХ ЭРУПЦИЙ С ВЕЛИЧИНОЙ ПРОТОННЫХ ВОЗРАСТАНИЙ

Л. А. Трефилова¹, А. А. Абуни^{1,2}, М. А. Абунина¹, А. В. Белов¹, С. П. Гайдаш¹,
И. И. Прямушкина¹, И. М. Черток¹

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), Троицк, Россия,

² Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова (КалмГУ) Элиста, Россия

В последние годы было показано, что магнитный поток солнечных эрупций, рассчитанный по наблюдениям диммингов и постэруптивных аркад, тесно связан с величиной форбуш-понижений и силой геомагнитных бурь, являющихся следствием этих эрупций. Поскольку в мощных спорадических событиях наблюдается комплекс взаимосвязанных явлений, включающий вместе с выбросами солнечного вещества эффективное ускорение, естественно ожидать связь магнитного потока эрупций и с величиной протонных возрастаний. В представляемой работе проверяется это предположение. Полный магнитный поток эрупций, а также его составные части, связанные с диммингами и аркадами, сопоставляются с протонными событиями для энергий протонов >10 и >100 МэВ, наблюдавшимися на спутниках GOES, и наземными возрастаниями солнечных космических лучей.

Ключевые слова: протонные события, магнитный поток солнечных эрупций, димминги, аркады

ВВЕДЕНИЕ

Существует множество солнечных параметров, прямо или косвенно связанных с протонными возрастаниями (Дорман, Мирошниченко, 1968). Протонные события чаще всего связывают с выбросами солнечного вещества (Coronal Mass Ejections — CMEs). Величина протонных возрастаний хорошо коррелирует со скоростью CME. Скорость CME, вероятно, непосредственно связана с процессом ускорения, однако у этого параметра есть существенный недостаток — он определяется сравнительно поздно, позже времени наиболее эффективного ускорения. Это ограничивает использование CME в прогнозировании протонных событий. В практическом прогнозировании чаще используются характеристики не CME, а вспышек, поскольку разнообразные вспышечные параметры доступны в числовом виде в реальном времени.

Можно вспомнить, что эрупции, т.е. процесс возникновения CME, наблюдаются одновременно со вспышками. И. М. Черток и В. В. Гречнев предложили количественные характеристики эрупций, а именно магнитные эруптивные потоки, а в работах (Chertok et al., 2013) изучена связь эруптивных характеристик с величиной форбуш-эффектов и мощностью геомагнитных бурь, а также показана прогностическая ценность этих характеристик.

Трефилова Людмила Александровна — вед. инженер, trefilova@izmiran.ru

Абуни Артём Анатольевич — ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук, abunin@izmiran.ru

Абунина Мария Александровна — ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук, abunina@izmiran.ru

Белов Анатолий Владимирович — вед. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук, abelov@izmiran.ru

Гайдаш Сергей Петрович — ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук, gaidash@izmiran.ru

Прямушкина Ирина Ивановна — мл. науч. сотр., abunin@izmiran.ru

Черток Илья Моисеевич — вед. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук, ichertok@izmiran.ru

В представляемой работе проверяется предположение, что имеется связь характеристик эрупций и с протонными возрастаниями. Полный магнитный поток эрупций, а также его составные части, связанные с диммингами и аркадами, сопоставляются с протонными событиями для энергии протонов >10 и >100 МэВ, наблюдавшимися на спутниках GOES (*англ.* Geostationary Operational Environmental Satellite — геостационарный эксплуатационный спутник наблюдения за окружающей средой), и наземными возрастаниями солнечных космических лучей.

Мы надеемся, что изучение связей солнечных параметров с протонными событиями должно привести, в конечном итоге, к разработке методик прогнозирования протонных возрастаний и связь с эруптивными характеристиками станет частью этой методики.

ДАННЫЕ

Для выявления связей между параметрами протонных возрастаний и характеристиками соответствующих солнечных эрупции использовался ряд баз данных, которые были созданы и поддерживаются в Институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН). Информация о характеристиках протонных возрастаний была взята из базы данных рентгеновских вспышек и протонных возрастаний (Белов, 2017), основанная на наблюдениях с космических аппаратов серии GOES (GOES-5–15, 1975 г. — наст. вр.) (García, 1994). Эта база данных ежедневно обновляется и на текущий момент содержит информацию по более 75 000 рентгеновским вспышкам и более 1400 протонным событиям. В данном анализе рассматривались протонные возрастания в двух интегральных каналах — P_{10} и P_{100} (максимальные потоки частиц с энергиями >10 и >100 МэВ соответственно). Для анализа отбирались только те протонные возрастания, которые были надёжно отождествлены со своим солнечным источником. Таким образом, всего из базы данных было выделено 793 события.

Информация о магнитных потоках солнечных эрупций получена из базы данных форбуш-эффектов и межпланетных возмущений FEID (database of Forbush-Effects and Interplanetary Disturbances) (Абунин и др., 2018; Belov et al., 2017). На сайте Центра прогнозов космической погоды ИЗМИРАН (<http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html>) выложена открытая версия каталога и базы данных FEID. Эта база данных охватывает период в 60 лет (1957–2017) и содержит информацию по более 7500 межпланетным возмущениям. В зависимости от ряда факторов каждое возмущение описывается несколькими десятками параметров (до сотни).

Одними из таких параметров являются магнитные потоки диммингов и постэруптивных аркад солнечных эрупций, которые были рассчитаны (к сожалению, только для небольшой части событий).

Димминги представляют собой крупномасштабные области пониженной яркости крайнего ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, возникающие в короне в результате коронального выброса (СМЕ) и имеющие время жизни несколько часов. Другими словами, димминги — это транзитные корональные дыры, которые располагаются рядом с центром солнечной эрупции (Chertok et al., 2013; Narra et al., 2011; Hudson et al., 2001; Thompson et al., 1998).

Что касается постэруптивных (ПЭ) аркад, то они образуются в виде ярких петель на месте располагавшегося до эрупции магнитного жгута, выброшенного в виде коронального выброса массы (Chertok et al., 2013; Hudson et al., 2001; Kahler, 1977; Sterling et al., 2000; Tripathi et al., 2004). ПЭ-аркады формируются

на стадии, когда магнитное поле в обширной области короны, сильно возмущённое эрупцией СМЕ, релаксирует к новому квазиравновесному состоянию посредством магнитного пересоединения.

В работах Чертока и др. (Chertok et al., 2013, 2017) представлена методика расчёта значений магнитных потоков диммингов и ПЭ-аркад солнечных эрупций. Именно таким методом была получена информация о магнитных потоках, которая впоследствии была помещена в базу данных FEID.

Важно отметить, что магнитные потоки рассчитывались только для тех эрупций, которые располагались в центральной зоне видимой солнечной полушеры в пределах $\pm 45^\circ$ от центрального меридиана. Это позволило свести к минимуму все проекционные эффекты. С другой стороны, эффективной гелиодолготой для протонного возрастания является более западная долгота (Белов, 2017). Поэтому две выборки (эрупций и протонных возрастаний) имеют совершенно разное гелиодолготное распределение и перекрываются только частично. Тем не менее, нашлось 42 надёжно отождествлённых со своими солнечными источниками протонных возрастания (таблица), для которых были рассчитаны и эруптивные параметры. Для этих событий мы искали связь между эруптивными магнитными потоками и величиной протонных возрастаний. Эти связи в дальнейшем анализируются.

В таблице приведены параметры анализируемых протонных возрастаний и отождествлённых с ними солнечных эрупций, здесь F_{AR} и F_{DIM} — магнитные потоки постэруптивной аркады и диммингов соответственно; F_{SUM} — полный магнитный поток солнечной эрупции ($F_{SUM} = F_{AR} + F_{DIM}$); P_{10} и P_{100} — максимальные потоки частиц с энергиями >10 и >100 МэВ соответственно.

Параметры анализируемых протонных возрастаний

Дата (год-месяц-день), время вспышки UTC	F_{AR}	F_{DIM}	F_{SUM}	Балл вспышки	P_{10}	P_{100}
1997-04-07, 13:50:00	35,2	39,6	73,5	C6.8	0,8	—
1997-05-12, 04:42:00	19,7	75,2	94,9	C1.3	0,9	0,02
1997-11-04, 05:52:00	52,4	123,8	161	X2.1	72	2,57
1998-04-29, 16:06:00	122,3	42,8	165,2	M6.8	2,3	—
1998-05-02, 13:31:00	127,8	92,2	220	X1.1	150	9,23
1998-11-05, 19:00:00	170,5	105,6	276,1	M8.4	8	0,2
1999-06-24, 12:04:00	32	30	61,9	C4.1	1,1	—
2000-02-12, 03:51:00	37,7	19,8	57,5	M1.7	2	—
2000-06-06, 14:58:00	122,5	422	482,3	X2.3	44	0,299
2000-06-10, 16:40:00	57,5	79,6	136,8	M5.2	40	1,54
2000-07-14, 10:03:00	348,6	121	469,6	X5.7	8400	623,0
2000-09-12, 11:31:00	64,7	161,4	208,9	M1.0	300	0,552
2000-09-16, 04:06:00	188,7	45,9	234,1	M5.9	2	—
2000-10-09, 23:19:00	33,4	88,3	121,6	C6.7	0,3	—
2000-11-24, 04:55:00	52,3	95,5	139,8	X2.0	8	0,599
2000-11-25, 09:06:00	107,9	40,5	148,5	M3.5	5	0,02
2001-03-29, 09:57:00	324,2	88,2	411,2	X1.7	35	0,271
2001-04-09, 15:20:00	183,2	72,5	255,7	M7.9	6	0,5
2001-04-10, 05:06:00	221,4	72,8	294,2	X2.3	355	0,468
2001-04-26, 11:26:00	135,9	52,7	185,7	M7.8	57	—
2001-08-14, 11:30:00	17,4	50,4	67,7	C2.3	0,7	—

Дата (год-месяц-день), время вспышки UTC	F_{AR}	F_{DIM}	F_{SUM}	Балл вспышки	P_{10}	P_{100}
2001-10-09, 10:46:00	52,9	65,2	118,1	M1.4	3,5	—
2001-10-19, 16:13:00	140,1	79,9	220	X1.6	8	0,3
2001-10-22, 14:27:00	93,4	49,8	135,8	M6.7	3	0,2
2001-10-22, 17:44:00	142,7	44,9	147,2	X1.2	22	0,5
2001-10-25, 14:42:00	207,3	97,2	293	X1.3	1,1	—
2001-11-22, 22:32:00	166,4	70,7	237,1	M9.9	4500	4,0
2002-03-15, 22:09:00	122,5	212	334,5	M2.2	4	—
2002-04-17, 07:46:00	218,2	68	286,2	M2.6	20	0,05
2002-08-16, 11:32:00	90,7	26	116,7	M5.2	4	—
2003-10-28, 09:51:00	651	219,6	870,6	X17.2	4500	186,0
2003-10-29, 20:37:00	351,3	169,2	520,5	X10.0	1500	100,0
2004-07-25, 14:19:00	266,9	96,5	362,6	M1.1	54	0,1
2004-10-30, 06:08:00	44,9	—	44,9	M4.2	0,9	0,04
2004-11-07, 15:42:00	153	137,1	290,2	X2.0	49	0,5
2004-12-02, 23:44:00	68,4	89,7	157,5	M1.5	3	—
2005-01-15, 22:25:00	356	15,4	371,4	X2.6	362	0,7
2005-01-17, 06:59:00	359,8	17,8	377,7	X3.8	4900	28,0
2005-05-13, 16:13:00	159,9	105,7	265,7	M8.0	146	0,15
2005-07-09, 21:47:00	73,1	36,4	109,5	M2.8	2,5	—
2006-07-06, 08:13:00	33,9	56,6	90,5	M2.5	2	0,1
2006-12-13, 02:14:00	155,7	66,5	222,3	X3.4	695	89,0

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку величина протонных возрастаний может зависеть от долготы, связь этой величины с любым другим параметром будет тем лучше проявляться, чем уже долготный интервал. Однако при этом уменьшается количество событий, которых у нас и без того немного. Чтобы выбрать оптимальный долготный интервал мы меняли нижнюю границу гелиодолготы (сверху наша выборка заранее ограничена долготой W45). Наилучшая корреляция получена для интервала E10-W45.

На рис. 1 (см. с. 177) представлены логарифмические зависимости максимальной величины протонных возрастаний для частиц с энергиями более 10 МэВ (P_{10}) от магнитного потока диммингов F_{DIM} (а), постэруптивных аркад F_{AR} (б) и суммарного магнитного потока диммингов и постэруптивных аркад соответствующих солнечных эрупций F_{SUM} (в).

Как видно на рис. 1а, между P_{10} и F_{DIM} связь почти отсутствует. Коэффициент корреляции в данном случае всего 0,24. В то же время между P_{10} и F_{AR} , а также между P_{10} и F_{SUM} наблюдаются достаточно хорошие зависимости (рис. 1б и 3а). В этих случаях коэффициенты корреляции равны 0,7 и 0,72 соответственно. В аналитическом виде представленные зависимости выглядят следующим образом:

$$\ln(P_{10}) = -0,99 + 0,96\ln(F_{DIM}),$$

$$\ln(P_{10}) = -7,66 + 2,27\ln(F_{AR}),$$

$$\ln(P_{10}) = -12,84 + 3,02\ln(F_{SUM}).$$

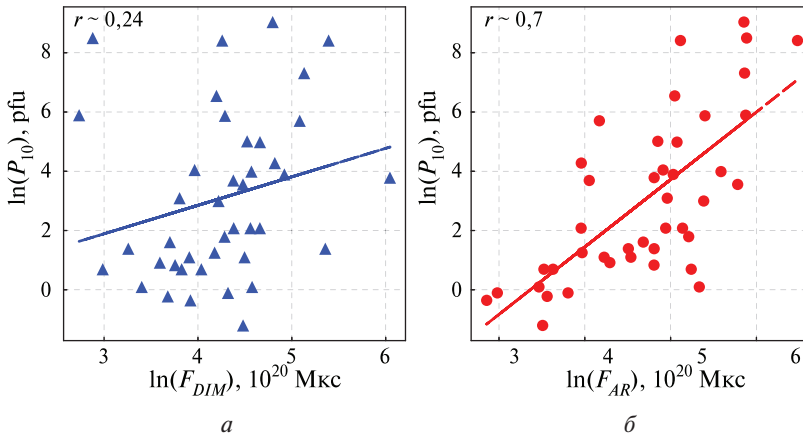


Рис. 1. Зависимость максимальной величины протонного возрастания для частиц с энергиями более 10 МэВ (P_{10}) от величины магнитного потока диммингов F_{DIM} (а) и постэруптивных аркад F_{AR} (б)

Похожая ситуация наблюдается, если сравнивать магнитные потоки солнечных эрупций с максимальными значениями протонным возрастаний частиц с энергиями более 100 МэВ (P_{100}) (рис. 2а, б, 3б).

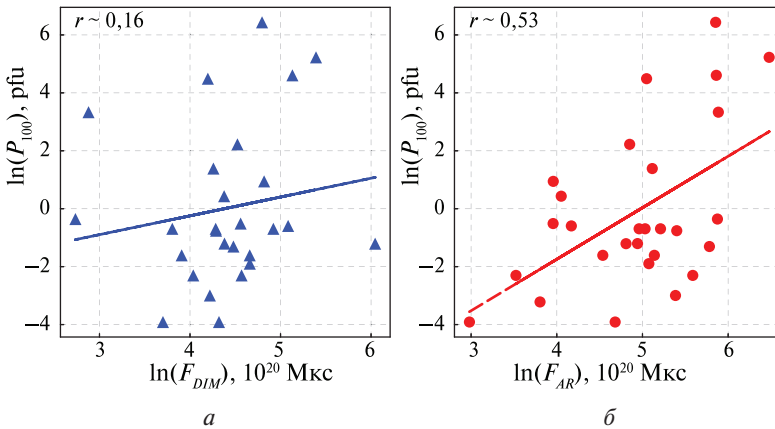


Рис. 2. Зависимость максимальной величины протонного возрастания для частиц с энергией более 100 МэВ (P_{100}) от магнитного потока диммингов F_{DIM} (а) и постэруптивных аркад F_{AR} (б)

В данном случае анализировалось 28 событий. На рис. 2а видно, что связь между P_{100} и F_{DIM} также слабая (коэффициент корреляции $\sim 0,16$). Коэффициенты корреляции между P_{100} и F_{AR} , а также между P_{100} и F_{SUM} равны 0,53 и 0,56 соответственно (рис. 3б). В аналитическом виде эти зависимости выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \ln(P_{100}) &= -2,84 + 0,65\ln(F_{DIM}) \\ \ln(P_{100}) &= -8,86 + 1,78\ln(F_{AR}) \\ \ln(P_{100}) &= -13,63 + 2,48\ln(F_{SUM}) \end{aligned}$$

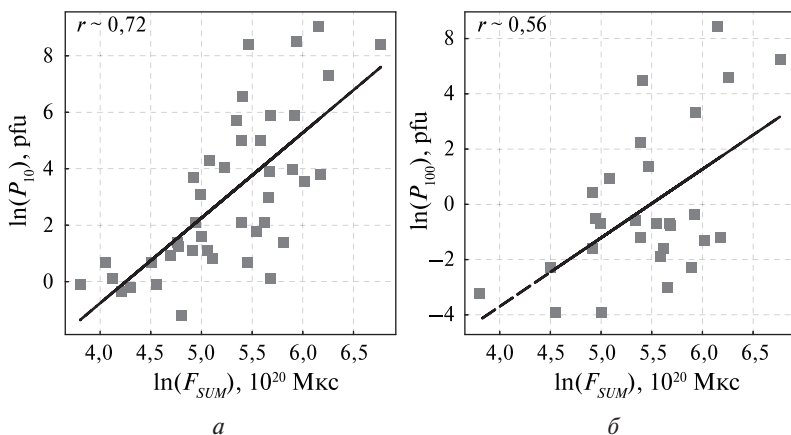


Рис. 3. Зависимость величины суммарного магнитного потока диммингов и постэруптивных аркад соответствующих солнечных эрупций F_{SUM} от частиц с энергиями более 10 МэВ (P_{10}) (а) и более 100 МэВ (P_{100}) (б)

И в первом, и во втором случае показано, что связь протонных возрастных с магнитным потоком постэруптивных аркад гораздо сильнее, чем с магнитным потоком диммингов от соответствующих солнечных эрупций. Это можно объяснить следующим образом. Характеристики протонных возрастных зависят, прежде всего, от величины магнитных полей, вовлечённых в процесс эрупций. Чем сильнее поле, тем большая доля энергии при его диссипации может передаваться высокоэнергичным частицам. Кроме того, и верхняя энергия ускоренных частиц будет определяться напряжённостью магнитного поля. При этом неважно, где происходит ускорение частиц (во вспышечном процессе или на ударной волне от коронального выброса). В большинстве случаев во время вспышечных эрупций значения магнитного потока ПЭ аркад гораздо больше значений магнитного потока диммингов в этом же событии. ПЭ аркады располагаются непосредственно в сильных полях над активной областью, в то время как димминги, хоть и имеют большую площадь, располагаются на периферии, там, где магнитные поля значительно слабее и где трудно обеспечить эффективное ускорение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе анализа проведено сопоставление параметров протонных возрастных для энергий >10 и >100 МэВ с магнитными потоками диммингов и постэруптивных аркад соответствующих солнечных эрупций.

Показано, что магнитные потоки постэруптивных аркад эрупции хорошо коррелируют с величиной протонных возрастных. Корреляция эруптивных потоков диммингов с протонными возрастаниями практически отсутствует. Полученные результаты могут стать основой полноценной прогностической модели. Создание такой модели будет задачей следующей работы.

Работа частично поддержана РФФИ (проект № 17-02-00508) и РНФ (проект № 15-12-20001).

ЛИТЕРАТУРА

- Абунин А. А., Абунина М. А., Белов А. В. и др. (2018) Возможности базы данных для изучения Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений // 22-я Всерос. ежегодная конф. по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика — 2018»: тр. С. 23–27. DOI: 10.31725/0552-5829-2018-23-26.
- Белов А. В. Вспышки, выбросы, протонные события // Геомагнетизм и аэронавигация. 2017. Т. 57. № 6. С. 783–793.
- Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. Солнечные космические лучи. М.: Физматгиз, 1968. 468 с.
- Belov A., Abunin A., Eroshenko E. et al. Database on the Forbush-effects and interplanetary disturbances to study Earth-affecting solar transients // VarSITI Newsletter. 2017. V. 14. P. 8–10.
- Chertok I. M., Grechnev V. V., Belov A. V. et al. Magnetic flux of EUV arcade and dimming regions as a relevant parameter for early diagnostics of solar eruptions — sources of non-recurrent geomagnetic storms and Forbush decreases // Solar Physics. 2013. V. 282. P. 175–199.
- Chertok I. M., Grechnev V. V., Abunin A. A. An early diagnostics of the geoeffectiveness of solar eruptions from photospheric magnetic flux observations: the transition from SOHO to SDO // Solar physics. 2017. V. 292. Iss. 4. Paper 62. DOI: 10.1007/s11207-017-1081-8.
- Garcia H. A. Temperature and emission measure from goes soft X-ray measurements // Solar Physics. 1994. V. 154. Iss. 2. P. 275–308. DOI: 10.1007/BF00681100.
- Harra L. K., Mandrini C. H., Dasso S. et al. Determining the solar source of a magnetic cloud using a velocity difference technique // Solar Phys. 2011. V. 268. P. 213–230.
- Hudson H. S., Cliver E. W. Observing coronal mass ejections without coronagraphs // J. Geophysical Research. 2001. V. 106. P. 25,199–25,214.
- Kahler S. The morphological and statistical properties of solar X-ray events with long decay times // Astrophysical J. 1977. V. 214. P. 891–897.
- Sterling A. C., Hudson H. S., Thompson B. J. et al. Yohkoh SXT and SOHO EIT observations of sigmoid-to-arcade evolution of structures associated with halo coronal mass ejections // Astrophysical J. 2000. V. 532. No. 1. P. 628–647.
- Thompson B. J., Plunkett S. P., Gurman J. B. et al. SOHO/EIT observations of an Earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997 // Geophysical Research. Letters. 1998. V. 25. P. 2465–2468.
- Tripathi D., Bothmer V., Cremades H. The basic characteristics of EUV post-eruptive arcades and their role as tracers of coronal mass ejection source regions // Astronomy and Astrophysics. 2004. V. 422. P. 337–349.

RELATION BETWEEN MAGNETIC FLUX OF SOLAR ERUPTIONS AND PROTON ENHANCEMENTS

L. A. Trefilova¹, A. A. Abunin^{1,2}, M. A. Abunina¹, A. V. Belov¹, S. P. Gaidash¹, I. I. Pryamushkina¹, I. M. Chertok¹

¹ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Troitsk, Russia,

² Kalmyk State University (KalmSU), Elista, Russia

In recent years, it has been shown that the magnetic flux of solar eruptions, calculated from observations of dimming and post-eruptive arcades, is closely related to the magnitude of Forbush decreases and the strength of geomagnetic storms that are a consequence of these eruptions. Since in powerful sporadic events there is a complex of interrelated phenomena, including, together with the emissions of solar matter, an effective acceleration, it is natural to expect a connection between the magnetic flux of eruptions and the magnitude of proton increases. This assumption

is verified in the presented paper. The total magnetic flux of eruptions, as well as its constituent parts associated with dimming and arcades, are compared with proton events for proton energies >10 and >100 MeV observed on GOES satellites and ground-based increases in solar cosmic rays.

Keywords: proton enhancements, magnetic flux of solar eruptions, dimming, arcades

Trefilova Lyudmila Aleksandrovna — leading engineer, trefilova@izmiran.ru

Abunin Artem Anatolyevich — senior researcher, PhD, abunin@izmiran.ru

Abunina Mariya Aleksandrovna — senior researcher, PhD, abunina@izmiran.ru

Belov Anatoly Vladimirovich — leading researcher, PhD, abelov@izmiran.ru

Gaidash Sergey Petrovich — senior researcher, PhD, gaidash@izmiran.ru

Pryamushkina Irina Ivanovna — research assistant, abunin@izmiran.ru

Chertotok Ilya Moiseevich — leading researcher, PhD, ichertok@izmiran.ru

ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ РАДИОИМПУЛЬС С ХАОТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙ НА МЕЖПЛАНЕТНОЙ ТРАССЕ

Ю. С. Худышев, Г. М. Стрелков

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук (ФИРЭ РАН), Фрязино, Россия

Выполнен анализ характера и особенностей дисперсионных искажений прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей, распространяющегося в бесстолкновительной плазменной среде на трассах, интегральные электронные содержания которых характерны для межпланетных расстояний. Хаотическая несущая моделируется на основе отображения Чебышева 1-го рода 3-го порядка. Установлено, что прямоугольная огибающая излучаемого импульса постепенно трансформируется к виду шумоподобного сигнала при его одновременном значительном уширении во времени. При этом тело неопределённости распространяющегося импульса сохраняет свою первоначальную игольчатую форму с малым уровнем боковых лепестков. Приведены примеры гистограмм распределения высоты огибающей деформированного радиоимпульса и рассмотрена возможность их аппроксимации на основе отражённого нормального распределения.

Ключевые слова: прямоугольный радиоимпульс, хаотическая несущая, дисперсионные искажения, межпланетная плазма

ВВЕДЕНИЕ

Задачи повышения помехоустойчивости, устранения посторонних абонентов и противодействия обнаружению работы систем связи самого различного назначения в настоящее время решаются, в том числе, через применение хаотических (шумоподобных) радиосигналов (см., например, (Гуляев и др., 2003; Калинин, Чапурский, 2015; Кальянов, 2009; Кушнер и др., 2014)). Параметры таких сигналов (амплитуда, фаза, частота) изменяются в процессе излучения совместно или по отдельности в соответствии с конкретными математическими алгоритмами (примеры см., например, в работах (Васюта и др., 2012; Seventline et al., 2010)), а их спектры также шумоподобны и имеют характерную ширину, многократно превышающую соответствующие величины для детерминированных сигналов равной длительности.

Анализ литературных источников показывает, что при получении и сопоставлении оценок эффективности применения того или иного алгоритма формирования хаотического сигнала до настоящего времени не находят отражения вопросы возможного влияния на их характеристики среды распространения, в частности, плазменной среды. Между тем следует полагать, что на достаточно протяжённых трассах частотная дисперсия заведомо будет приводить к изменению дифференциальных и корреляционных характеристик распространяющихся сигналов, что обусловит и последующие вариации соответствующих оценок.

В статье (Худышев, 2017) приведён анализ дисперсионных искажений импульса, представляющего собой смесь сильного хаотического и слабого детерминированного подымпulseв равной длительности в холодной плазменной среде при интегральной электронной концентрации трассы, характерной для межпланетных расстояний. Поле первого из них (и, фактически, способ расширения

спектра хаотического подимпульса) задаётся как решение модифицированного уравнения Ван дер Поля (Вадивасова и др., 2006). Из полученных результатов следует, что в зависимости от конкретных значений параметров импульса и протяжённости траектории его последующее распространение в межпланетной среде может сопровождаться принципиальными деформациями исходной формы. Цель настоящей работы — на основе теоретических соотношений, принятых в статье (Худышев, 2017), рассмотреть возможный характер и особенности дисперсионных искажений радиоимпульса с начальной прямоугольной формой, несущая частота которого в процессе излучения описывается хаотической зависимостью.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАЕМОГО ИМПУЛЬСА

Примем, что: а) текущая величина хаотической несущей в пределах длительности излучаемого импульса $t_{\text{и}}$ претерпевает N скачков в моменты времени $t_k = kt_{\text{и}}/N$ ($k = 1, 2, \dots, N$), оставаясь неизменной в пределах временных промежутков между скачками, равных $t_{\text{и}}/N$; б) в пределах временного интервала с номером k величина $f_x(t)$ определяется как

$$v(t) = f' + (\Delta f'/2)X_k, \quad t_{k-1} < t \leq t_k, \tag{1}$$

где f' — центральное значение величины v ; $\Delta f'$ — интервал её вариаций («девиация»); X_k определяется через отображение Чебышева первого рода третьего порядка:

$$X_k = 4X_{k-1}^3 - 3X_{k-1}. \tag{2}$$

Конкретный вид знакопеременной последовательности величин X_k определяется начальным условием X_0 , причём $|X_0| < 1$. На рис. 1а приведён пример ступенчатой функции $f_x(t)$ значения параметров указаны в подписи.

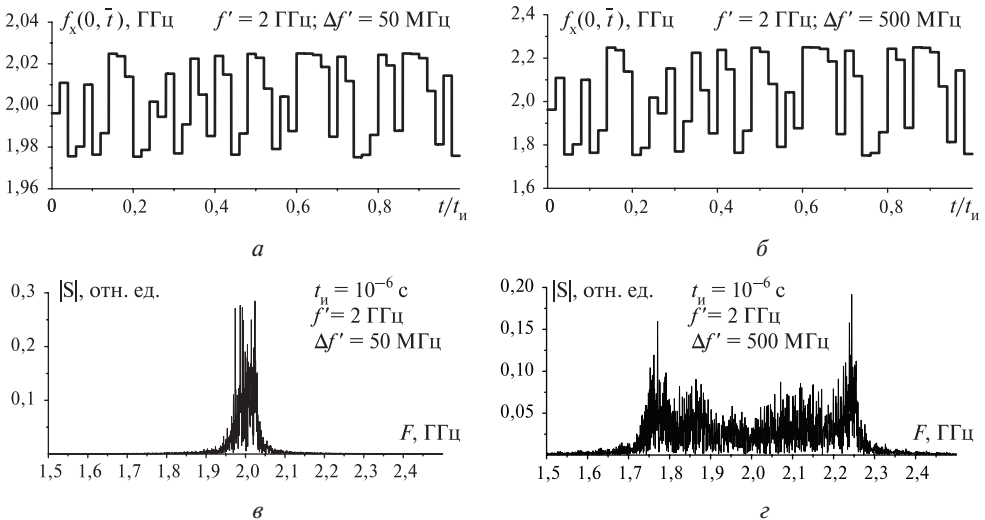


Рис. 1. Несущая частота (а, б) и амплитудный спектр (в, г) прямоугольного импульса (1) при $\Delta f' = 50$ МГц (а, в) и 500 МГц (б, г); $N = 1$; $f' = 2$ ГГц и $t_{\text{и}} = 1$ мкс

Комплексная огибающая излучаемого прямоугольного импульса с хаотической несущей (1) описывается выражением

$$\tilde{A}(0; \bar{t}) = \begin{cases} A_0 \exp(i\Phi_x(\bar{t})), & 0 \leq \bar{t} \leq 1, \\ 0, & \bar{t} > 1, \end{cases} \quad (3)$$

где A_0 — «высота» импульса, $\bar{t} = t/t_n$ и

$$\Phi_x(\bar{t}) = \pi \Delta f' t_n \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{k-1} X_l + \pi \Delta f' t_n X_k (\bar{t} - \bar{t}_{k-1}) \quad (4)$$

— хаотическая составляющая мгновенной начальной фазы в пределах k -го временного интервала $\bar{t}_{k-1} < \bar{t} \leq \bar{t}_k$.

На рис. 1а и б даны примеры временного хода мгновенной частоты для двух значений девиации $\Delta f' = 50$ и 500 МГц и прочих равных условиях. Приведённые кривые $f_x(0; \bar{t})$ различаются только соответствующими им масштабами по оси ординат. Амплитудные спектры начальной огибающей импульса (3) микросекундной длительности с несущей частотой $f' = 2$ ГГц, соответствующие приведённым кривым $f_x(0; \bar{t})$ и вычисленные в частотном интервале от 1,5 до 2,5 ГГц, изображены на рис. 1в и г. Энергия спектров составляет $\sim 0,999$ (рис. 1в, г) от энергии излучаемого импульса, а их среднеквадратическая ширина — ~ 20 и ~ 187 МГц соответственно. Таким образом, при принятых значениях параметров введение хаотической несущей приводит к значительному расширению спектра импульса, а увеличение $\Delta f'$ при сохранении энергии спектра сопровождается, в том числе, и заметным усложнением его структуры (усилением хаотизацией).

АНАЛИТИЧЕСКИЕ И РАСЧЁТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Последующая эволюция комплексной огибающей импульса (3) в плазменной среде описывается выражениями (Стрелков, 2008):

$$\tilde{A}(\text{ТЕС}; t') = \tilde{A}(0; t') - \int_0^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} \cdot J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp\{-(\nu_3 + i\omega')\theta\} \tilde{A}(0; t' - \theta) d\theta \quad (5)$$

при $0 \leq t' \leq t_n$ и

$$\tilde{A}(\text{ТЕС}; t') = - \int_{t'-t_n}^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} \cdot J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp\{-(\nu_3 + i\omega')\theta\} \tilde{A}(0; t' - \theta) d\theta. \quad (6)$$

при $t' > t_n$.

В равенствах (5) и (6) введены обозначения: $\omega' = 2\pi f'$; f' — несущая; $t' = t - z/c$; z — длина трассы; c — скорость света; $\delta = \delta(z) = \int_z \omega_0^2(z) dz / 2c$; $\omega_0^2 = 31,81 \cdot 10^8 N_e$ — квадрат плазменной частоты; N_e — электронная концентрация (см^{-3}); ν_3 — эффективная частота соударений. Нетрудно видеть, что параметр δ прямо пропорционален интегральному электронному содержанию трассы $\text{ТЕС} = \int_z N_e(z) dz \text{ м}^{-2}$.

Все приводимые ниже результаты по деформации радиоимпульсов получены с применением формул (5) и (6) в предположении бесстолкновительной

плазмы ($v_z = 0$). Последнее равносильно, в частности, отсутствию поглощения в среде, так что энергия распространяющегося импульса $E_{\text{и}}(\text{TEC}) = \int_0^{\infty} |\tilde{A}(\text{TEC}; t')|^2 dt' = E_{\text{и}}(0)$ остаётся неизменной. Это обеспечивает возможность дополнительного контроля результатов вычислений интегралов в соотношениях (5) и (6).

ОГИБАЮЩАЯ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ИМПУЛЬСА С ХАОТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙ

На рис. 2 и 3 представлены две совокупности кривых, в пределах текущей длительности импульса изображающих временной ход величины $|\tilde{A}(\text{TEC}; t')|$ при изменении девиации несущей частоты $\Delta f'$ (см. рис. 2) или интегрального электронного содержания TEC (см. рис. 3) и неизменных значениях других параметров задачи (указаны в подрисночных подписях).

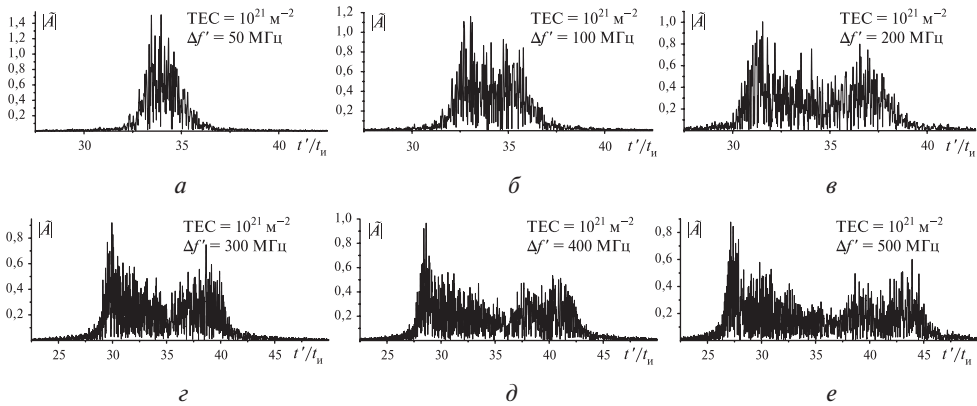


Рис. 2. Текущая огибающая импульса (3) в межпланетной плазме при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_{\text{и}} = 1 \text{ мкс}$; $f' = 2 \text{ ГГц}$; $\text{TEC} = 10^{21} \text{ м}^{-2}$; $\Delta f'$ равной: а — 50 МГц; б — 100; в — 200; г — 300; д — 400; е — 500 МГц

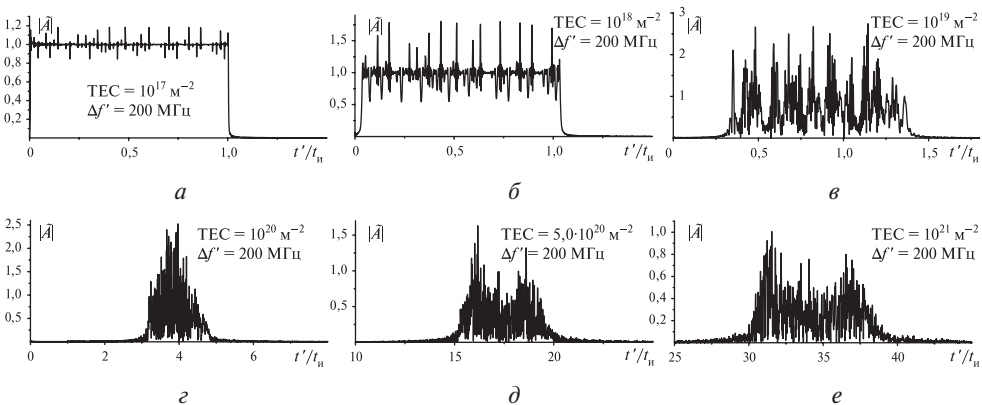


Рис. 3. Текущая огибающая импульса (3) в межпланетной плазме при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_{\text{и}} = 1 \text{ мкс}$; $f' = 2 \text{ ГГц}$; $\Delta f' = 200 \text{ МГц}$; TEC равной: а — 10^{17} м^{-2} ; б — 10^{18} ; в — 10^{19} ; г — 10^{20} ; д — $5,0 \cdot 10^{20}$; е — 10^{21} м^{-2}

По аналогии величину $|\tilde{A}|$ далее будем называть текущей огибающей распространяющегося импульса. Энергия импульсов с текущими огибающими на рис. 2 и 3 во всех случаях отличаются от своего начального значения $E_{и}(0)$ менее чем на 0,1 %.

Положение центра тяжести $t_{цт}$ кривых на рис. 2 остаётся практически неизменным, во всех случаях отклоняясь от значения $34t_{и}$ менее чем на 1 %. Среднеквадратическая ширина $\Delta t_{и}$ кривых на рис. 2 возрастает с увеличением ТЕС. На рис. 2а она равна $0,755t_{и}$, а на рис. 2е — $6,366t_{и}$. Возрастание $\Delta t_{и}$ отражает увеличение высоты и протяжённости обоих крыльев деформирующейся огибающей. В целом, одним из возможных сценариев процесса распространения импульса (3) на межпланетной трассе является его постепенная трансформация к виду хаотического (шумоподобного) сигнала или, иначе, случайного процесса.

Кривым на рис. 3 соответствуют различающиеся значения ТЕС и постоянное значение девиации несущей $\Delta f' = 200$ МГц. Увеличение ТЕС трассы также сопровождается нарастанием хаотизации текущей огибающей и запаздывания импульса. Однако вариации его характеристик оказываются теперь значительно более выраженными. Так, временная координата центра тяжести $t_{цт}$ огибающей увеличивается с $0,503t_{и}$ на рис. 3а до $33,92t_{и}$ на рис. 3е, а их среднеквадратическая ширина $\Delta t_{и}$ — с $0,289t_{и}$ на рис. 3а до $2,507t_{и}$ на рис. 3е.

Результаты вычисления поля по формулам (5) и (6) позволяют далее находить любые дифференциальные и интегральные характеристики распространяющегося импульса. К последним относятся и его корреляционные функции (далее — КФ), из которых для практических приложений наиболее употребительными являются, по-видимому, автокорреляционная функция (далее — АКФ)

$$\Psi_A(\text{ТЕС}; \mu) = \left| \frac{1}{E_{и}(\text{ТЕС})} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(\text{ТЕС}; t' - \mu) \tilde{A}(\text{ТЕС}; t') dt' \right| \quad (7)$$

и частотная корреляционная функция (далее — ЧКФ)

$$\Psi_F(\text{ТЕС}; F) = \left| \frac{1}{E_{и}(\text{ТЕС})} \int_0^{\infty} \tilde{A}^*(\text{ТЕС}; t') \tilde{A}(\text{ТЕС}; t') \exp(2\pi i F t') dt' \right|. \quad (8)$$

Обозначения в формулах (7) и (8): μ — временной сдвиг; $F = f - f'$ — разностная частота; * — знак комплексного сопряжения. Вид КФ определяет возможности радиосистем по точности измерений дальности и скорости целей. В прямоугольной системе координат $(\mu; F; \Psi)$ кривые $\Psi_A(\text{ТЕС}; \mu)$ и $\Psi_F(\text{ТЕС}; F)$ представляют собой сечения поверхности неопределённости импульса $\Psi(\text{ТЕС}; \mu; F)$ плоскостями $F = 0$ и $\mu = 0$ соответственно. На начальном этапе их изучения представляет интерес, по-видимому, установить возможный характер деформации КФ, обусловливаемый изменениями ТЕС.

На рис. 4 и 5 (см. с. 186) приведены АКФ импульса с хаотической несущей, отвечающие огибающим на рис. 2 и 3 соответственно. Представленные совокупности АКФ демонстрируют заметно различающийся характер поведения АКФ при возрастании только $\Delta f'$ (см. рис. 4) или только ТЕС (см. рис. 5) и прочих равных условиях. Увеличение девиации несущей приводит к формированию всё более узкого центрального максимума АКФ на фоне снижающихся по высоте боковых максимумов. С увеличением же интегральной электронной концентрации при заметных вариациях вида текущих огибающих (см. рис. 3) вид АКФ по достижении некоторого значения ТЕС стабилизируется вместе с уровнем боковых максимумов. Все кривые на рис. 5 также имеют узкий и высокий

по сравнению с пьедесталом максимум и могут рассматриваться как достаточно близкие к идеальным АКФ. В отсутствии выраженных боковых максимумов основной характеристикой АКФ является величина $\Delta\mu_{0,5}(\text{TEC})$, равная ширине её центрального пика по уровню 0,5. В частности, на рис. 4в и 5в ширина АКФ равна $\sim 0,00455t_{\text{и}}$.

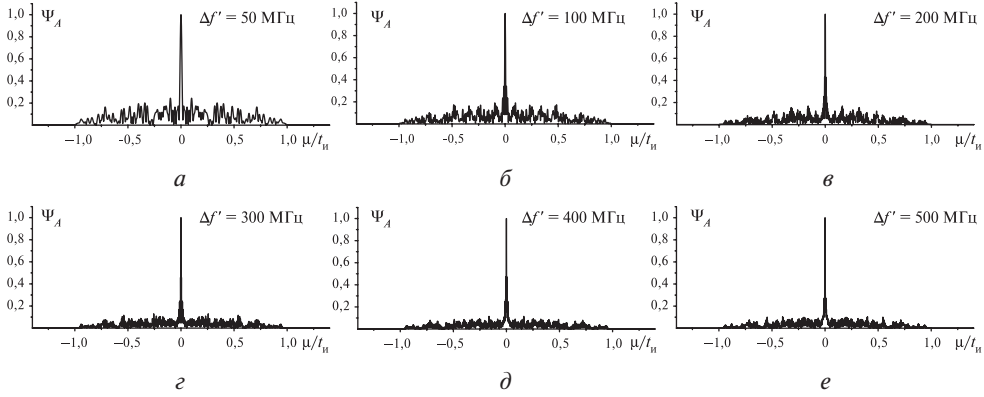


Рис. 4. Автокорреляционная функция импульса (3) в межпланетной плазме при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_{\text{и}} = 1$ мкс; $f' = 2$ ГГц; $\text{TEC} = 10^{21} \text{ м}^{-2}$; $\Delta f'$ равной: а — 50 МГц; б — 100; в — 200; г — 300; д — 400; е — 500 МГц

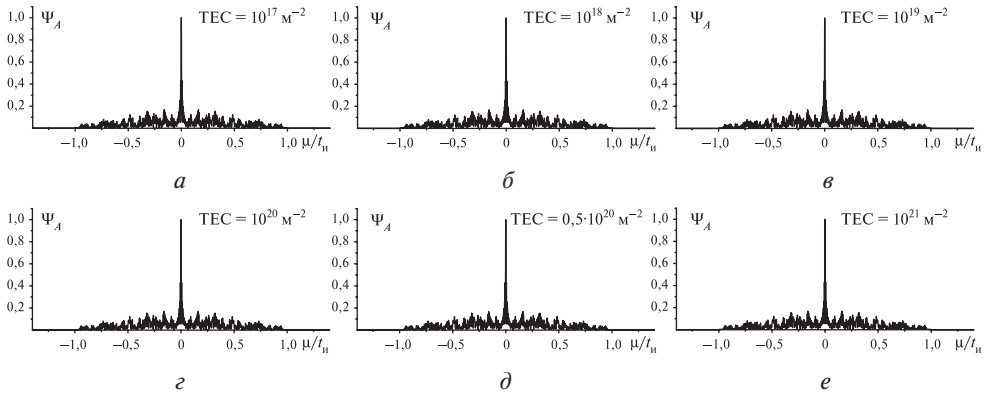


Рис. 5. Автокорреляционная функция импульса (3) в межпланетной плазме при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_{\text{и}} = 1$ мкс; $f' = 2$ ГГц; $\Delta f' = 200$ МГц; TEC равной: а — 10^{17} м^{-2} ; б — 10^{18} ; в — 10^{19} ; г — 10^{20} ; д — $5,0 \cdot 10^{20}$; е — 10^{21} м^{-2}

Совокупность ЧКФ импульса с хаотической несущей, соответствующих кривым $|\tilde{A}|$ на рис. 2 и кривым АКФ на рис. 4, представлена на рис. 6 (см. с. 187). Кривые ЧКФ также имеют единственный максимум, пьедестал которого по сравнению с пьедесталом кривых на рис. 4 ещё менее выражен. Аналогично, ЧКФ, соответствующие кривым $|\tilde{A}|$ на рис. 3 и кривым АКФ на рис. 5, приведены на рис. 7 (см. с. 187). Влияние величины TEC проявляется здесь лишь через вариации формы пьедестала. Таким образом, в рассмотренных случаях кривые ЧКФ имеют единственный центральный максимум, высота которого многократно превышает высоту боковых максимумов. Поэтому их единственной характери-

стикой является теперь величина $\Delta F_{0,5}(\text{TEC})$, определяемая по аналогии с величиной $\Delta\mu_{0,5}(\text{TEC})$. В частности, на рис. 6*б* и 7*е* ширина ЧКФ равна $\sim 0,12$ МГц.

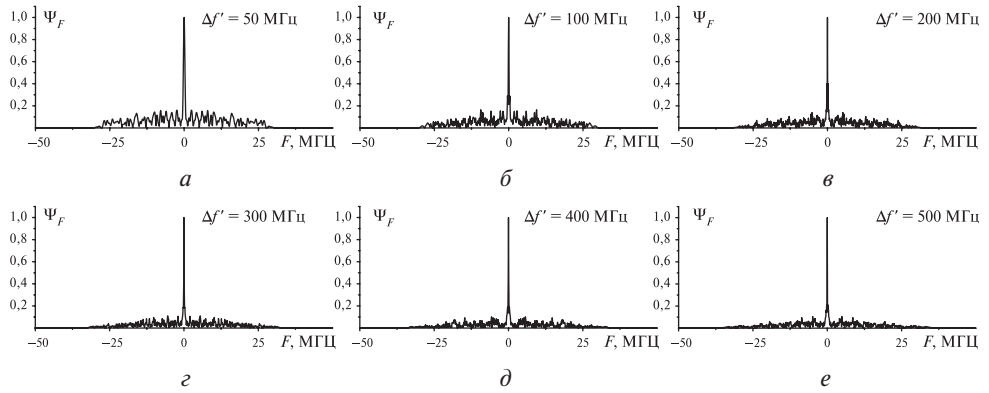


Рис. 6. Частотная корреляционная функция импульса (3) в межпланетной плазме при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_{\text{и}} = 1$ мкс; $f' = 2$ ГГц; $\text{TEC} = 10^{21} \text{ м}^{-2}$; $\Delta f'$ равной: *а* — 50 МГц; *б* — 100; *в* — 200; *г* — 300; *д* — 400; *е* — 500 МГц

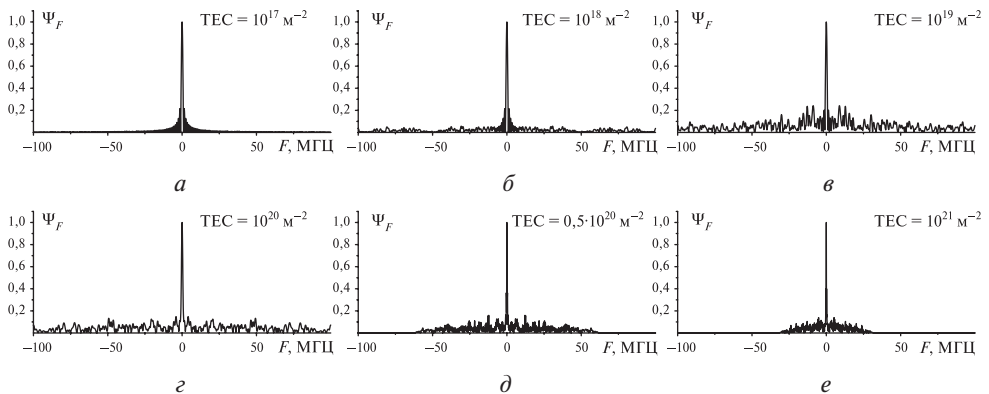


Рис. 7. Частотная корреляционная функция импульса (3) в межпланетной плазме при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_{\text{и}} = 1$ мкс; $f' = 2$ ГГц; $\Delta f' = 200$ МГц; TEC равной: *а* — 10^{17} м^{-2} ; *б* — 10^{18} ; *в* — 10^{19} ; *г* — 10^{20} ; *д* — $0,5 \cdot 10^{20}$; *е* — 10^{21} м^{-2}

В целом совокупность КФ, изображённых на рис. 4–7, позволяет допустить, что влияние среды распространения не будет приводить к разрушению изначально «игольчатой» структуры тела неопределённости импульса (3).

Поскольку энергия импульса (3) в процессе распространения не изменяется (см. выше), в приложениях может представлять интерес взаимная корреляционная функция излучённого и распространяющегося импульсов (далее — ВКФ)

$$\Psi_M(\text{TEC}; \mu) = \left| \frac{1}{E_{\text{и}}(\text{TEC})} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(0; t' - \mu) \tilde{A}(\text{TEC}; t') dt' \right|. \quad (9)$$

На рис. 8 приведены примеры деформации ВКФ, обуславливаемые возрастанием TEC . Принятые здесь для кривых 1–4 значения $\Delta f'$ и TEC те же, что и у текущих огибающих на рис. 3*а* и 3*г–е* соответственно.

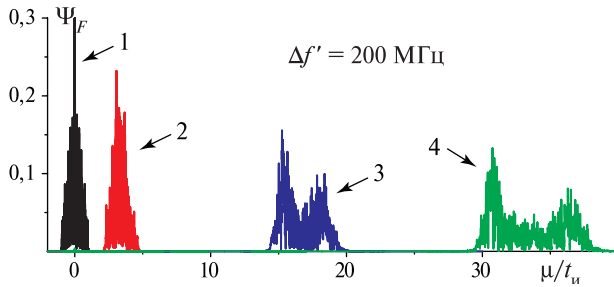


Рис. 8. Взаимокорреляционные функции излучённого и деформированного на межпланетной трассе импульса при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_u = 1$ мкс; $f' = 2$ ГГц; $\Delta f' = 200$ МГц; ТЕС равной: 1 — 10^{17} м^{-2} ; 2 — 10^{20} ; 3 — $5,0 \cdot 10^{20}$; 4 — 10^{21} м^{-2}

ГИСТОГРАММЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОДУЛЯ ОГИБАЮЩЕЙ

На рис. 9 приведены гистограммы распределения огибающей $|\tilde{A}|$ прямоугольного импульса с хаотической несущей. Они соответствуют огибающим, изображённым на рис. 2. Интервал дискретизации $\Delta|\tilde{A}|$ для всех гистограмм одинаков и равен 0,05. Высота столбца гистограммы \bar{p} есть отношение числа попаданий величины $|\tilde{A}|$ в занимаемый им интервал (включая его правую границу) к полному числу отсчётов величины модуля огибающей на временном отрезке \bar{T} (на рис. 9: $\bar{T} \in [32,5; 35,5]$ (а); $\bar{T} \in [32; 37]$ (б); $\bar{T} \in [30; 39]$ (в); $\bar{T} \in [28; 41]$ (г); $\bar{T} \in [27; 44]$ (д); $\bar{T} \in [25; 46]$ (е)). Шаг отсчёта по времени $\Delta\bar{T} = 0,001$.

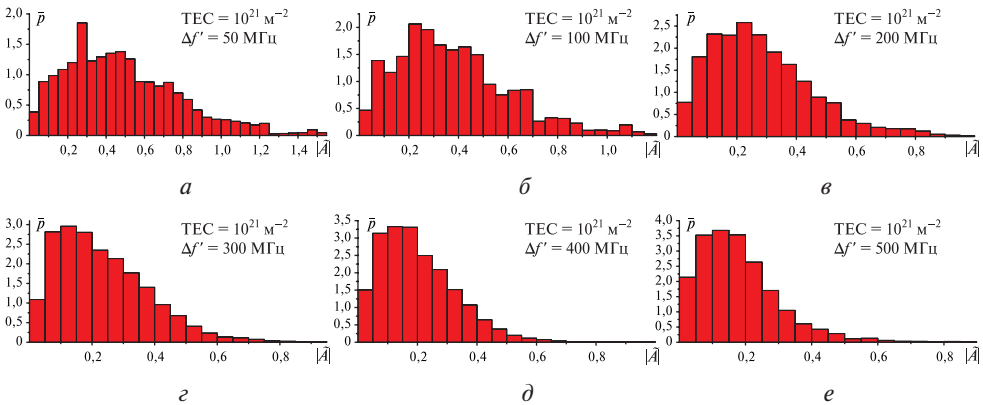


Рис. 9. Эволюция гистограммы распределения высоты огибающей $|\tilde{A}|$ импульса (3) в межпланетной плазме при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_u = 1$ мкс; $f' = 2$ ГГц; ТЕС = 10^{21} м^{-2} ; $\Delta f'$ равной: а — 50 МГц; б — 100; в — 200; г — 300; д — 400; е — 500 МГц

Примеры кривых плотности вероятности p для изображённых на рис. 9 гистограмм, построенных с применением отражённого нормального распределения (Вадзинский, 2001), приведены на рис. 10. По вертикали здесь отложены величины $P/\Delta|\tilde{A}|$ и p (P — количество отсчётов поля в пределах отдельного интервала дискретизации).

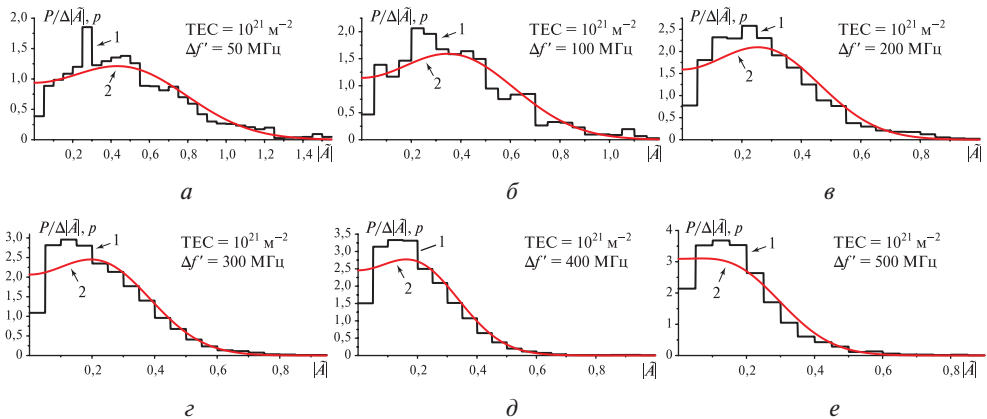


Рис. 10. Плотность вероятности модуля огибающей $|\tilde{A}|$ импульса (3) в межпланетной плазме (кривые 1) и её аппроксимация с применением отражённого нормального распределения (кривые 2) при $A_0 = 1$; $N = 1$; $t_{\text{и}} = 1$ мкс; $f' = 2$ ГГц; $\text{TEC} = 10^{21} \text{ м}^{-2}$; $\Delta f'$ равной: а — 50 МГц; б — 100; в — 200; г — 300; д — 400; е — 500 МГц

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложены предварительные результаты теоретического анализа процесса распространения по межпланетной трассе радиоимпульса с начальными прямоугольной формой и хаотической несущей. Межпланетная среда моделируется как бесстолкновительная плазма. Хаотическая несущая является возможным способом обеспечить одновременно расширение и шумоподобный вид спектра излучаемого импульса.

При рассмотренных характеристиках излучаемого импульса с увеличением девиации несущей и/или интегрального электронного содержания трассы в процессе распространения происходит постепенная хаотизация его текущей огибающей, иначе, трансформация первоначально прямоугольного импульса к шумоподобному виду. При рассмотренных значениях параметров излучаемого импульса вплоть до величин $\text{TEC} \approx 10^{21} \text{ м}^{-2}$ пиковые значения поля в хаотизированном импульсе остаются сопоставимыми с их значениями в излучаемом импульсе. Вследствие влияния среды у авто- и частотной корреляционных функций деформированного импульса всегда формируются и сохраняются при возрастании ТЕС узкие центральные пики, высота которых многократно превышает высоту вторичных пиков пьедестала и характерная ширина определяется конкретными значениями ТЕС и $\Delta f'$, уменьшаясь при их возрастании.

С целью проверки гипотезы о возможности представления как случайного процесса текущей высоты огибающей поля прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей, претерпевшего дисперсионные искажения на межпланетной трассе, построены гистограммы распределения высоты огибающей в пределах его текущей длительности.

ЛИТЕРАТУРА

- Вадзинский Р. Н.* Справочник по вероятностным распределениям. СПб.: Наука, 2001. 295 с.
Вадивасова Т. Е., Анищенко В. С., Окрокверцхов Г. А., Захарова А. С. Статистические свойства мгновенной фазы зашумленных периодических и хаотических автоколебаний // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 5. С. 580–592.

- Васюта К. С., Малышев А. А., Зоц Ф. Ф.* Анализ корреляционных свойств хаотических радиоимпульсов // Системы обработки информации. 2012. Т. 2. Вып. 3(101). С. 22–25.
- Гуляев Ю. В., Беляев Р. В., Воронцов Г. М.* и др. Информационные технологии на основе динамического хаоса для передачи, обработки, хранения и защиты информации // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 10. С. 1157–1185.
- Калинин В. И., Чапурский В.* Передача информации на основе шумовых сигналов со спектральной модуляцией // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. № 10. С. 1025–1035.
- Кальянов Э. В.* Скрытная передача информации при использовании запаздывания для выделения полезного сигнала из маскирующих колебаний // Письма в Журн. техн. физики. 2009. Т. 35. № 6. С. 56–62.
- Кушнир А. И., Васюта К. С., Крыжный Ф. В., Зоц Ф. Ф.* Корреляционные свойства радиоимпульса, сформированного с применением псевдослучайной последовательности Лемера // Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил. 2014. Вып. 3(40). С. 69–72.
- Стрелков Г. М.* Сложный радиосигнал в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 9. С. 1094–1103.
- Худышев Ю. С.* О возможной особенности искажений сверхкороткого радиоимпульса на межпланетной трассе // 14-я Конф. молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования»: сб. тр. М.: ИКИ РАН, 2017. С. 130–142.
- Seventline J. B., Rani D. E., Rajeswari K. R.* Ternary Chaotic Pulse Compression Sequences // Radioengineering. 2010. V. 19. No. 3. P. 415–419.

A RECTANGULAR RADIO WAVE PULSE WITH A CHAOTIC CARRIER ON THE INTERPLANETARY PATH

Yu. S. Khudyshev, G. M. Strelkov

Fryazino Branch of the Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (FIRE), Fryazino, Russia

The analysis of the nature and characteristics of the dispersion distortion of a rectangular radio pulse with a chaotic carrier, propagating in collisionless plasma media on the tracks, the integral electronic contents of which are characteristic of interplanetary distance paths, has been analyzed. The chaotic carrier is modeled based on a Chebyshev mapping of the 1st kind of the 3rd order. It has been established that the rectangular envelope of the emitted pulse is gradually transformed to the form of a noiselike signal with its simultaneous significant broadening in time. At the same time, the body of uncertainty of the propagating pulse retains its original needle shape with a low level of side lobes. Examples of histograms of the height distribution of a deformed radio pulse are given and the possibility of their approximation based on the reflected normal distribution is considered.

Keywords: rectangular radio wave pulse, chaotic carrier, dispersion distortions, interplanetary plasma

Khudyshev Yuriy Sergeevich — junior researcher, XAntaresX@yandex.ru

Strelkov German Mikhaylovich — doctor of physical and mathematical sciences, professor

ИЗУЧЕНИЕ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ НА МЕЗОСФЕРНЫХ ВЫСОТАХ С НЕМАКСВЕЛЛОВСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ

Г. Н. Шиникулова, К. Е. Нурғалиева

Казахский национальный университет имени аль-Фараби (КазНУ)
Алматы, Казахстан

В данной работе исследована зарядка пылевой частицы в неравновесной ионосфере, где в качестве функции распределения электронов использовалась k -распределение. Расчёты проводились для ионосферной плазмы на высоте 85 км с температурой 150 К и концентрацией электронов и ионов около 10^{10} м^{-3} . Частота ионов составляет около 10^5 с^{-1} . Предполагается, что все пылевые частицы одного размера и составляет около 10 нм. Для моделирования зарядки пылевых частиц, была использована теория OML. Получено, что для максвелловского и немасвелловского распределения плазменных частиц по скорости при $k = 9$ есть заметное отклонение распределения хвоста из максвелловского равновесия, потенциал частицы уменьшается с увеличением отношения температуры электронов и ионов и увеличивается с возрастанием порядкового номера элемента, потенциал частицы с увеличением отношения температуры электронов и ионов при неравновесном распределении электронов уменьшается только для водорода по сравнению с равновесном распределением электронов, а для остальных составляющих компонент мезосферы увеличивается.

Ключевые слова: мезосфера, ионосфера, пылевая плазма, максвелловское распределение, немасвелловское распределение, каппа распределение

ВВЕДЕНИЕ

В атмосферу Земли ежедневно проникает около 40 т пыли метеорного происхождения. Частицы метеорного происхождения попадают в атмосферу Земли, тормозятся и сгорают на высоте 70...120 км, в результате пары метеорных веществ конденсируются и образуют мелкодисперсные наночастицы. Наночастицы также могут попадать из нижней атмосферы в результате пожаров и извержении вулканов. На высоте 80...95 км локализуется наибольшая концентрация субмикронных и наночастиц и создаётся естественный пылевой слой (Попель, 2012, с. 110–112; Фортов и др., 2004). Полярные мезосферные явления, которые можно наблюдать с конца мая по конец августа, — это серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения. Серебристые облака наблюдаются на высоте 80...85 км, их увидеть на закате, тогда как полярные мезосферные радиоотражения проявляются как сильные радиоотражения на радарх, работающих на частоте порядка 50...1000 МГц на высоте 85...95 км (Попель, 2012, с. 110–112; Фортов и др., 2004). Во время летней полярной мезосферы температура воздуха опускается до 150 К, и пары воды на этих высотах становятся пересыщенными. Выросшие до определённого размера пылевые частицы характеризуют ионизационные свойства в месте своей локализации (Попель, 2012, с. 110–112; Фортов и др., 2004).

Впервые на существование ионизованного следа от метеоров было указано в работах (Skellett, 1931, 1935). Однако активные исследования в области образования и дальнейшей динамики мезосферной пылевой плазмы были начаты лишь в конце прошлого столетия с использованием наземных, спутниковых

Шиникулова Гульнур Нурбековна — старший преподаватель, gulnur.shynikulova@gmail.com

Нурғалиева Куралай Еркеновна — канд. физ.-мат. наук, доцент, kdungen@gmail.com

и ракетных измерений (Belova et al., 2003; Chilson et al., 2000; Cho et al., 1992; Eklund, Balsley, 1981; Gavrillov et al., 2004; Havnes, 2014; Kelley, Ulwick, 1988; Rottger et al., 1991; Sobyenin et al., 2002). Необходимо отметить, что исследования, связанные с изучением свойств пылевой мезосферной плазмы, имеет большой научный и практический интерес. Так, одним из основных направлений исследования пылевого слоя на высоте мезосферы является возможная связь между вышеперечисленными явлениями и глобальным изменением климата вследствие увеличения слоя мезосферного облака за последние 100 лет из-за антропогенного фактора (DeLand et al., 2006; Roble, Dickinson, 1989; Taylor et al., 2002; Thomas et al., 2003). Заряженные пылевые частицы оказывают существенное и часто определяющее влияние на физико-химические процессы, протекающие в ионосферной плазме (Havnes et al., 2001; Klumov et al., 2000). В связи с этим компания AIM (Asteroid Impact Mission) запустила в апреле 2007 г. первую космическую миссию, направленную на изучение полярного мезосферного облака. Вместе с тем, в работе (Zabotin, Wright, 2001) предполагается, что метеорные пылевые частицы участвуют в формировании спрайтов. Так же необходимо отметить, что влияние пыли на частоту столкновений, и как следствие, на проводимость, может значительно повлиять на токовые слои на высотах 100...120 км и, в конечном счёте, на динамику ионосферы (Muralikrishna, Kulkarni, 2008).

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Кинетика зарядки пылевых частиц в немаксвелловской плазме на сегодняшний день представляет огромный интерес (Mishra et al., 2013; Scales, Mahmoudian, 2016; Nurgaliyeva et al., 2018). В работе в качестве функции распределения электронов в пылевой ионосфере, нагретой мощными радиоволнами используется k -распределение.

Расчёты проводились для ионосферной плазмы на высотах 85 км с температурой 150 К и концентрацией электронов и ионов около 10^{10} м^{-3} . Частота ионов составляет около 10^5 с^{-1} . Предполагается, что все пылевые частицы одного размера и составляет около 10 нм. Для моделирования зарядки пылевых частиц была использована теория ограниченного орбитального движения (orbit motion limited — OML).

Для количественного описания зарядки пылевых частиц в газоразрядной плазме, как правило, используются теоретические модели, заимствованные из теории электрических зондов в плазме. Одна из наиболее часто используемых моделей — приближение ограниченного орбитального движения (OML) (Цытович, 1997).

Обычно условия применимости данного приближения формулируются как $a \ll \lambda_D \ll l_{i(e)}$, где a — размер пылевой частицы, считается, что все частицы одного размера и сферические; λ_D — радиус Дебая; $l_{i(e)}$ — длина свободного пробега. Этот подход позволяет только собственно из законов сохранения энергии и момента импульса определить сечения поглощения электронов и ионов пылевой частицей:

$$\sigma_e(v) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{2e\varphi_S}{m_e v^2} \right), & \frac{2e\varphi_S}{m_e v^2} > -1, \\ 0, & \frac{2e\varphi_S}{m_e v^2} < -1, \end{cases} \quad (1)$$

$$\sigma_e(v) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e\phi_s}{m_i v^2} \right), \quad (2)$$

где $\sigma_{e(i)}(v)$ — сечение поглощения электронов и ионов; $m_{e(i)}$ — масса электронов (ионов); v — скорость электронов и ионов, потенциал поверхности пылевой частицы ϕ_s .

Потоки электронов и ионов на поверхность частицы определяются интегрированием соответствующего сечения с функциями распределения по скоростям $f_e(v)$ и $f_e^k(v)$:

$$I_e = n_e \int v \sigma_e(v) f_e(v) d^3 v, \quad (3)$$

$$I_e^k = n_e \int v \sigma_e(v) f_e^k(v) d^3 v, \quad (4)$$

где n_e — концентрация электронов.

Для максвелловского и немаквелловского распределения плазменных частиц по скоростям:

$$f_M(v) = \frac{n}{\sqrt{\left(\frac{2\pi T}{m}\right)^3}} e^{-v^2}, \quad (5)$$

$$f_k(v) = \frac{n}{\sqrt{\frac{(2k-3)T}{m}}} \frac{\Gamma(k+1)}{\Gamma\left(k-\frac{1}{2}\right)} (1+v)^{-k-1}, \quad (6)$$

где Γ — гамма функция; k — каппа-распределение.

Результат максвелловского и немаквелловского распределения плазменных частиц по скоростям показано на рис. 1. Подобрано значение каппа, которое отличается от максвелловского при хвосте, равное 9.

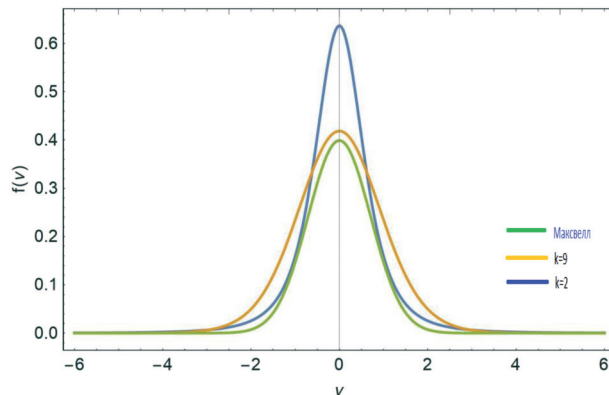


Рис. 1. Максвелловское и немаквелловское распределение плазменных частиц по скоростям (зелёный цвет — максвелловское, синий — немаквелловское при $k = 2$, жёлтый — немаквелловское при $k = 9$)

Потенциал пылевой частицы в зависимости от отношения температуры электронов и ионов показано на рис. 2 (см. с. 194).

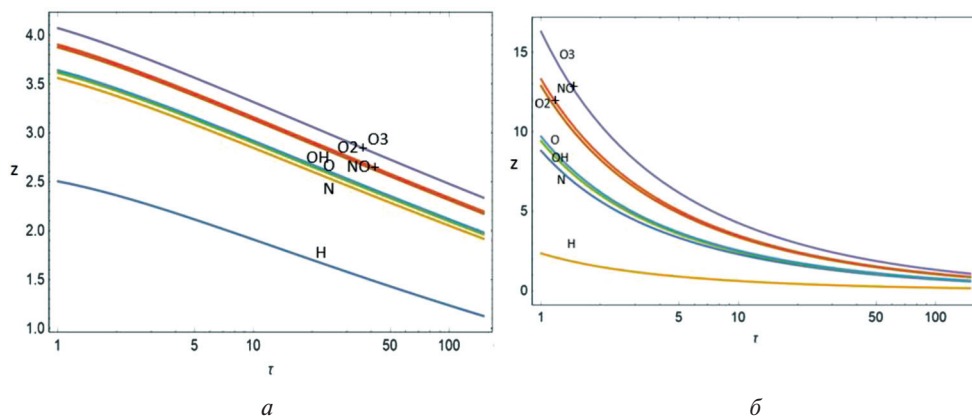


Рис. 2. Потенциал пылевой частицы в зависимости от отношения температуры электронов и ионов в случае: *a* — максвелловского распределения; *б* — нематксвелловского распределения при $k = 9$

Как видно на рис. 1, при $k = 9$ нематксвелловского распределения есть заметное отклонение распределение хвоста от максвелловского распределения. На рис. 2 видно, что при максвелловском и нематксвелловском распределении потенциал частицы уменьшается с увеличением отношения температуры и увеличивается с возрастанием порядкового номера для газов N, O, O₂⁺, O₃, OH, NO⁺, а также потенциал для нематксвелловского распределения увеличивается по сравнению с максвелловским распределением. На рис. 3 видно что только для водорода потенциал частицы с увеличением отношения температуры электронов и ионов при неравновесном распределении электронов уменьшается.

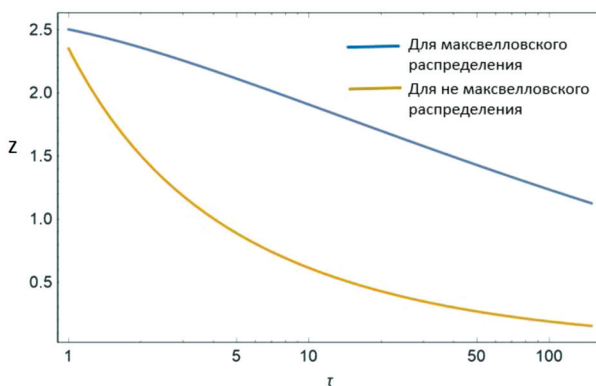


Рис. 3. Потенциал пылевой частицы в зависимости от отношения температуры электронов и ионов для водорода

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате расчётов было получено:

- для максвелловского и нематксвелловского распределения плазменных частиц по скоростям при $k = 9$ есть заметное отклонение распределения хвоста из максвелловского равновесия;

- потенциал частицы уменьшается с увеличением отношения температуры электронов и ионов и увеличивается с возрастанием порядкового номера элемента;
- потенциал частицы с увеличением отношения температуры электронов и ионов при неравновесном распределении электронов уменьшается только для водорода по сравнению с равновесным распределением электронов, а для остальных составляющих компонент мезосферы увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

- Попель С. И.* Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
- Фортвов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А.* и др. Пылевая плазма // *Успехи физ. наук.* 2004. Т. 174. № 5. С. 495–544.
- Цытович В. Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // *Успехи физ. наук.* 1997. Т. 167. № 1. С. 57–99.
- Belova E., Chilson P. B., Rapp M.* et al. The response time of PMSE to ionospheric heating // *J. Geophysical Research.* 2003. V. 108. Iss. D8. CiteID 8446.
- Chilson P. B., Belova E., Rietveld M. T.* et al. First artificially induced modulation of PMSE using the EISCAT heating facility // *Geophysical Research Letters.* 2000. V. 27. P. 3801–3804.
- Cho J. Y. N., Hall T. M., Kelley M. C.* On the role of charged aerosols in polar mesospheric summer echoes // *J. Geophysical Research.* 1992. V. 97. P. 875–886.
- DeLand M. T., Shettle E. P., Thomas G. E.* et al. A quartercentury of satellite PMC observations // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2006. V. 68. Iss. 9. P. 29.
- Eklund W. L., Balsley B. B.* Long-term observations of the Arctic mesosphere with MST radar at Poker Flat, Alaska // *J. Geophysical Research.* 1981. V. 8. Iss. A9. P. 7775–7780.
- Gavrilov B. G., Podgorny I. M., Sobyenin D. B.* et al. North star plasma-jet experiment particles and vġnetic field measurements // *J. Spacecraft and Rockets.* 2004. V. 41. P. 490–495.
- Havnes O.* Polar mesospheric Summer Echoes (PMSE) overshoot effect due to cycling of artificial electron heating // *J. Geophysical Research.* 2014. V. 109. CiteID A02309.
- Havnes O., Aslaksen T., Brattli A.* Charged dust in the Earth’s middle atmosphere // *Physica Scripta.* 2001. V. I89. P. 133.
- Kelley M., Ulwick J.* Large- and small-scale organization of electrons in the highlatitude mesosphere: Implications of the STATE data // *J. Geophysical Res.* 1988. V. 93. P. 7001–7008.
- Klumov B. A., Popel S. I., Bingham R.* Dust particle charging and formation of dust structures in the upper atmosphere // *J. Experimental and Theoretical Physics Letters.* 2000. V. 72. Iss. 7. P. 524–529.
- Mishra S. K., Misra Sh., Sodha M. S.* Charging kinetics of dust particles in a non-Maxwellian Lorentzian plasma // *European Physical J. D.* 2013. V. 67. P. 210.
- Muralikrishna P., Kulkarni V. H.* Modeling the meteoric dust effect on the equatorial electrojet // *Advances in Space Research.* 2008. V. 42. P. 164–170.
- Nurgaliyeva K. E., Ramazanov T. S., Popel S. I.* The charging of dust particles in ionospheric plasma with non-Maxwellian electrons // *Conf. “Physics of Non-Ideal Plasmas”,* 24–28 Sept. 2018, Saint-Malo, Francia. 2018. P. 112.
- Roble R. G., Dickinson R. E.* How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? // *Geophysical Research Letters.* 1989. V. 16. P. 1441.
- Rottger J., Rietveld M. T., La Hoz C.* et al. Polar mesosphere summer echoes observed with the EISCAT 933-MHz radar and the CUPRI 46.9-MHz radar, their similarity to 224-MHz radar echoes and their relationship to turbulence and electron density profiles // *Radio Science.* 1991. V. 25. P. 671–687.

- Scales W. A., Mahmoudian A.* Charged dust phenomena in the near-Earth space environment // Reports on Progress in Physics. 2016. V. 79. Iss. 10. 106802. 31 p.
- Skellett A. M.* The effect of meteors on radio transmission through the Kennellyheavyside layer // Physical Rev. 1931. V. 37. Iss. 12. P. 1668.
- Skellett A. M.* The ionizing effect of meteors // Proc. Inst. radio engineers. 1935. V. 23. P. 132–249.
- Sobyanin D. B., Gavrilov B. G., Podgorny I. M.* Laboratory investigation of plasma jet interaction with transverse magnetic field // Advances in Space Research. 2002. V. 29. P. 1345–1349.
- Taylor M. J., Gadsden M., Lowe R. P.* et al. Mesospheric cloud observations at unusually low latitudes // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2002. V. 64. P. 991–999.
- Thomas G. E., Olivero J. J., DeLand M.* et al. A response to the article by U. von Zahn, Are noctilucent clouds truly a miner's canary of global change? // Eos Trans. American Geophysical Union. 2003. V. 84. P. 352.
- Zabotin N. A., Wright J. W.* Role of meteoric dust on sprite formation // Geophysical Research Letters. 2001. V. 28. P. 2593–2599.

STUDYING THE CHARGING DUST PARTICLES ON MESOSPHERIC HEIGHTS WITH NON-MAXWELL DISTRIBUTION OF ELECTRONS

Shinikulova G. N., Nurgaliyeva K. E.

Al-Farabi Kazakh National University (KAZNU), Almaty, Kazakhstan

In this paper, we investigated the charging of a dust particle in a nonequilibrium ionosphere, where the k -distribution was used as the electron distribution function. The calculations were carried out for ionospheric plasma at altitudes of 85 km with a temperature of 150 K and an electron and ion concentration of about 10^{10} m^{-3} . The frequency of ions is about 10^5 s^{-1} . It is assumed that all dust particles of the same size and is about 10 nm. To simulate the charging of dust particles, the OML theory was used. It was found that for Maxwell and non-Maxwell distributions of plasma particles over velocities, with $k = 9$ there is a noticeable deviation of the tail distribution from Maxwellian equilibrium, the particle potential decreases with increasing electron-ion temperature ratio and increases with increasing element number, electrons and ions with a nonequilibrium distribution of electrons decreases only for hydrogen compared to the equilibrium distribution of electrons, and for the total components of the mesosphere increases.

Keywords: mesosphere, ionosphere, dusty plasma, Maxwell distribution, non-Maxwell distribution, kappa distribution

Shinikulova Gulnur Nurbekovna — senior lecturer, gulnur.shynykulova@gmail.com
Nurgaliyeva Kuralay Erkenovna — associate professor, PhD, kdungen@gmail.com

НОРМАЛИЗОВАННЫЕ РАЗНОСТНЫЕ ВЕГЕТАЦИОННЫЕ ИНДЕКСЫ НА ПЕРСПЕКТИВНЫХ УЧАСТКАХ ГЕОЛОГИЧЕСКОГО ХРАНЕНИЯ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА В ДОНБАССЕ

В. В. Юрченко, А. В. Несова, Ф. В. Недопекин, Н. С. Шеставин

Донецкий национальный университет (ДонНУ), Донецк, Украина

Территория Донбасса обладает самым значительным потенциалом в Европе для геологического хранения диоксида углерода (CO_2) с целью смягчения последствий изменения климата. На перспективных участках хранения CO_2 проанализированы возможные сценарии утечек CO_2 и методами дистанционного зондирования Земли определены значения нормализованных разностных вегетационных индексов, которые характеризуют степень поглощения CO_2 растительностью этих участков.

Ключевые слова: хранение CO_2 , утечка CO_2 , поглощение CO_2 , дистанционное зондирование Земли, нормализованный разностный вегетационный индекс

Coal Atlas (русское издание: «Угольный атлас: Ископаемое топливо в цифрах и фактах, 2016»; издан совместно Фондом имени Генриха Бёлля, Берлин, Германия, и «Друзьями Земли» (FoEI), Лондон, Великобритания) (Coal Atlas, 2017), составленный Фондом Генриха Бёлля (Германия), указывает на Донбасс как на крупнейший бассейн в Европе, где можно хранить диоксид углерода (CO_2) в геологических структурах для смягчения последствий глобального изменения климата. Возможный потенциал геологического хранения CO_2 оценивается величиной от 45,7 до 428,3 млрд т (рис. 1, см. с. 198), что значительно превышает объёмы выбросов CO_2 предприятий Донбасса и обуславливает интерес к возможности его использования для потребностей всей Европы, а дословный перевод названия этого рисунка — «Желательные свалки для нежелательного газа» намекает на большие риски геологического хранения CO_2 .

Ранее была создана географическая информационная система (ГИС) (Недопекин, Шеставин, 2016), где определены 8 перспективных участков геологического хранения CO_2 на территории Донбасса (маркеры 12–19 на рис. 2) с учётом геологического строения недр, промышленной и газотранспортной инфраструктуры, демографической и географической ситуаций. Эта ГИС (см. рис. 2) содержит слой источников эмиссии CO_2 , которые расположены на территории Днепропетровской, Донецкой, Запорожской, Луганской и Харьковской областей и представлены 12 угольными тепловыми электростанциями (маркер 1 на рис. 2), 13 металлургическими заводами (2), 14 коксохимическими заводами (3), 1 газовой теплоэлектроцентралью (4), 3 химическими заводами (5), 8 цементными заводами (6) и 39 действующими угольными шахтами (7), а также слой с элементами существующей на территории этих областей газотранспортной системы, которые могут быть использованы для транспортировки CO_2 и содержат магистральные газопроводы (8), распределительные газопроводы (9), компрессорные станции (10) и подземные газовые хранилища (11).

Юрченко Виктория Владимировна — инженер, vika.yurchenko.donnu@mail.ru

Несова Арина Владимировна — аспирант, arina.nesova@gmail.com

Недопекин Федор Викторович — проф., д-р техн. наук, проф., f.nedopekin@gmail.com

Шеставин Николай Степанович — зав. отделом, канд. техн. наук, n.shestavin@mail.ru

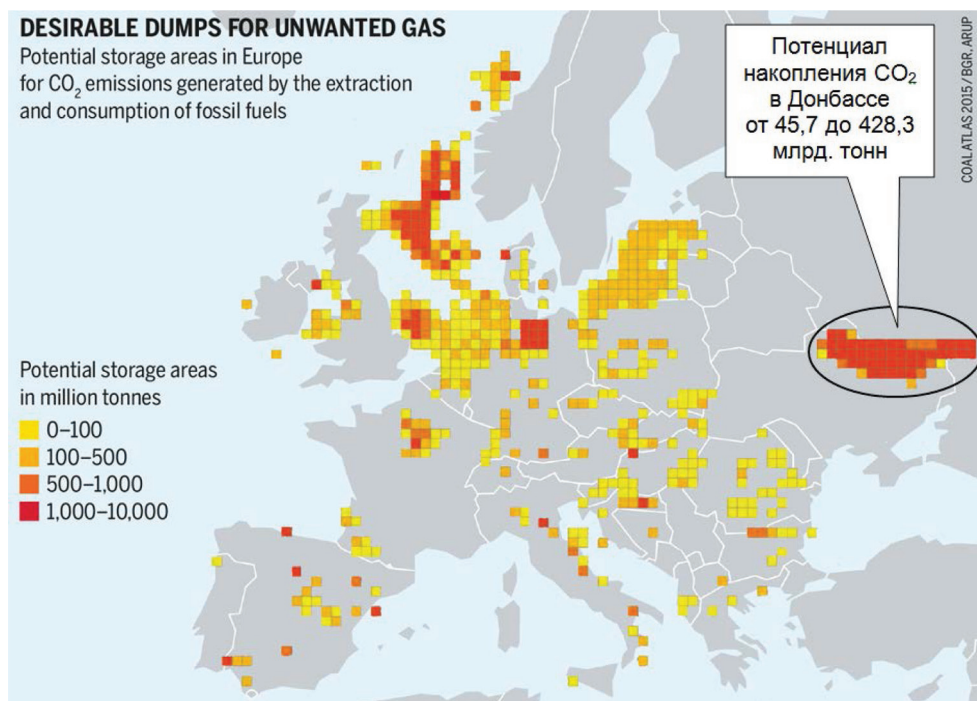


Рис. 1. Потенциальные области накопления CO₂ в Европе (Coal Atlas, 2017)

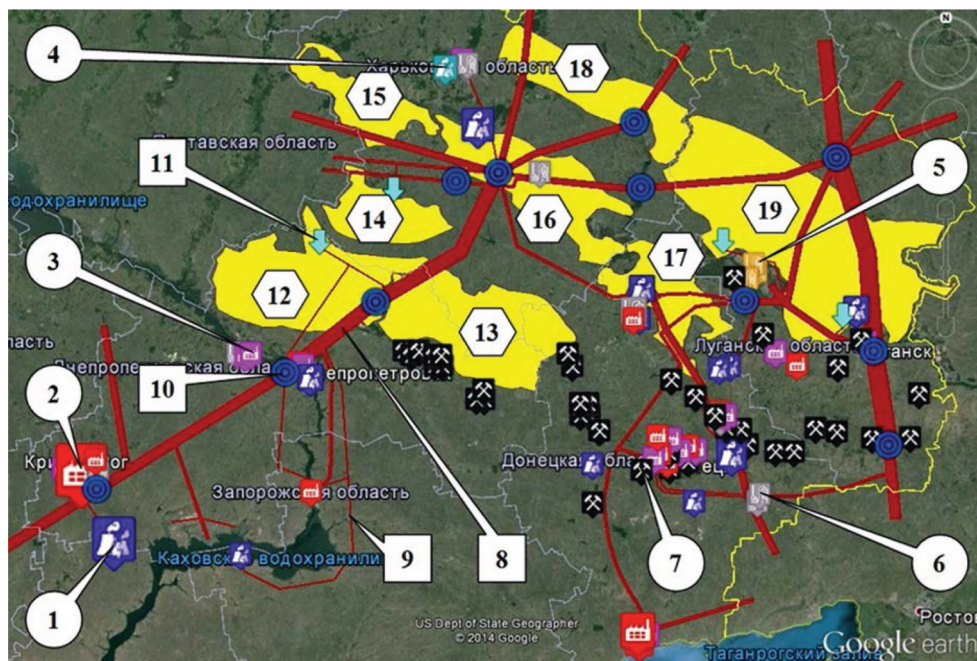


Рис. 2. ГИС источников и путей транспортировки и участков хранения CO₂ (Недопекин, Шестакин, 2016)

При закачке и геологическом хранении CO_2 реализуются три главных сценария утечек сверхкритического CO_2 из мест долговременного хранения (Шестакин и др., 2015):

- из-за недостаточной герметичности породы-покрышки — это медленный процесс, который обычно будет заканчиваться минерализацией CO_2 по пути утечки;
- по старым и новым скважинам, стволам и штрекам — эти процессы легко отслеживаются и предотвращаются;
- через существующие разломы и трещины в горных пластах — при этом выходят на поверхность значительные объёмы CO_2 и других газов, в том числе метана и радона.

Реализация первого сценария утечки CO_2 из-за недостаточной герметичности породы-покрышки происходит путём распространения сверхкритического CO_2 (вначале жидкого, а затем двухфазного) через пористые горные породы-покрышки. Оценки объёмов утечек CO_2 по этому сценарию осуществляются методом численного моделирования термогидродинамических и механико-химических процессов (Xiaochun Li, 2017) с учётом реальных параметров и состава горных пород, расположенных над зоной хранения CO_2 .

Эти процессы протекают очень медленно (может пройти сто или тысяча лет пока химические продукты этих процессов достигнут грунтовых вод или поверхности), но крайне опасны для человека и окружающей среды (сверхкритический CO_2 , как жидкий, так и двухфазный, является очень эффективным растворителем горных пород и продукты таких химических реакций могут быть токсичными). А попадая в грунтовые воды такие токсичные продукты могут существенно ухудшать их качество. Затем эти химические продукты и газообразный CO_2 достигают поверхности и могут негативно влиять на человека и окружающую природную среду.

Второй сценарий утечки CO_2 может реализоваться в районе выработанных и действующих месторождений нефти и газа. На Донбассе таких месторождений расположено множество, часть из которых продолжает эксплуатироваться (Загороднов, 2016), а часть законсервирована или заброшена, хотя там ещё остались углеводороды. Для повышения нефте- и газоотдачи пластов можно использовать инъекции сверхкритического CO_2 .

Риск утечки CO_2 из геологических хранилищ по этому сценарию можно оценить как отношение площади месторождения, где есть множество заброшенных и действующих скважин, к общей площади перспективных участков геологического хранения CO_2 — 1,6 %, при этом в процессе подъёма CO_2 к поверхности он может растворяться в грунтовых водах, что будет оказывать воздействие на их качество.

Для оценки вероятности реализации третьего сценария утечек CO_2 из перспективных участков геологического хранения CO_2 на Донбассе можно использовать соотношение площади, на которых расположены глубинные и региональные разломы (Загороднов, 2016) (условно считаем ширину разломов равной 1 км) и общей площади перспективных участков геологического хранения CO_2 , равной 4,7 %.

При утечке CO_2 из геологических хранилищ часть газа будет непосредственно уходить в атмосферу и создавать проблемы для населения расположенных на этих участках населённых пунктов, по пути утечек частично флюид и газ будут вступать в химические реакции с другими газами и горными породами, что будет приводить к минерализации CO_2 и исключения его из потока утечки, а некоторая часть вышедшего на поверхность CO_2 будет поглощаться растительностью на этой территории. При этом степень поглощения CO_2 будет зависеть от плотности биомассы на данной площади.

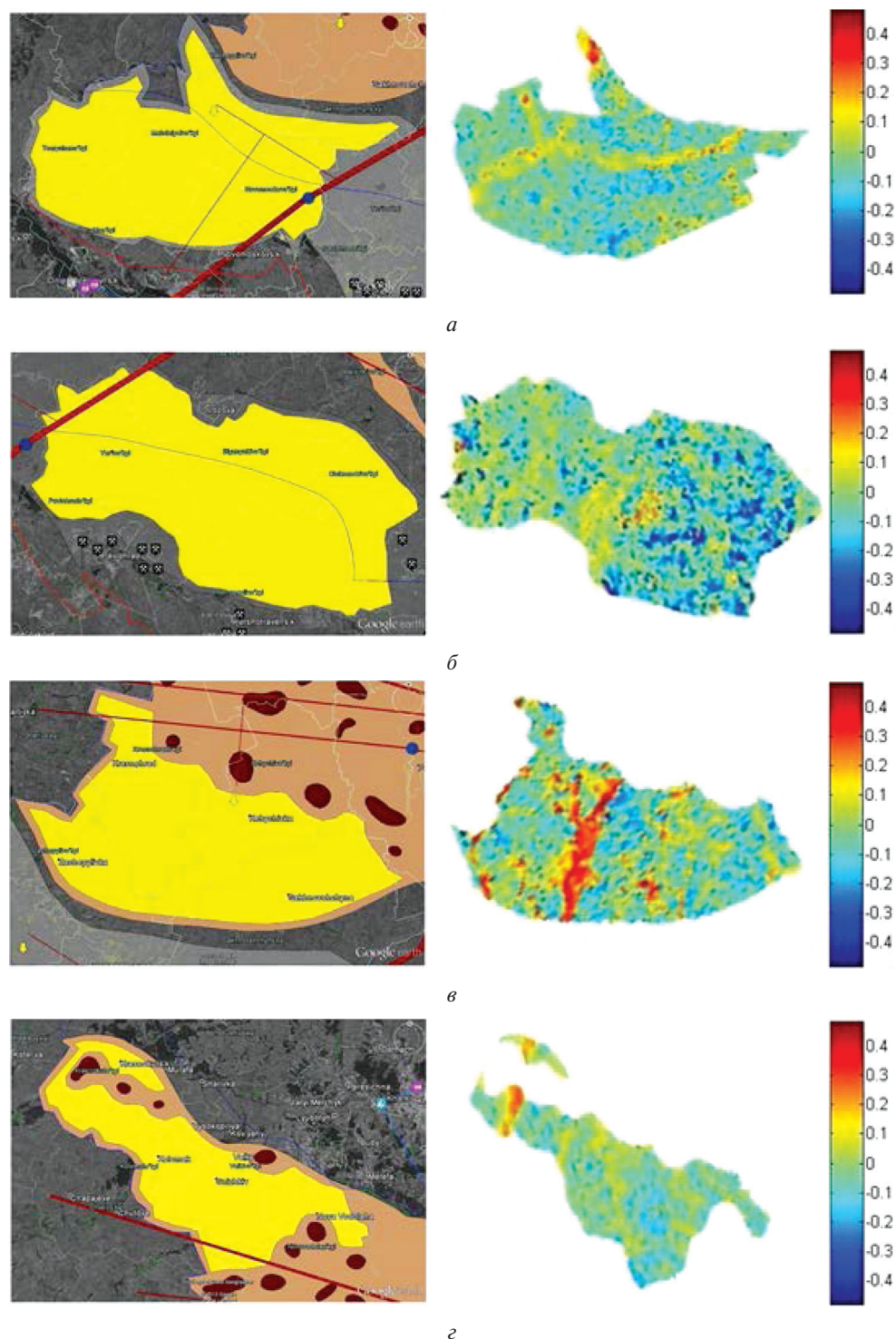


Рис. 3. Локализация перспективных участков хранения CO_2 в Донбассе и распределение значений нормализованных вегетационных индексов на участках № 12–15

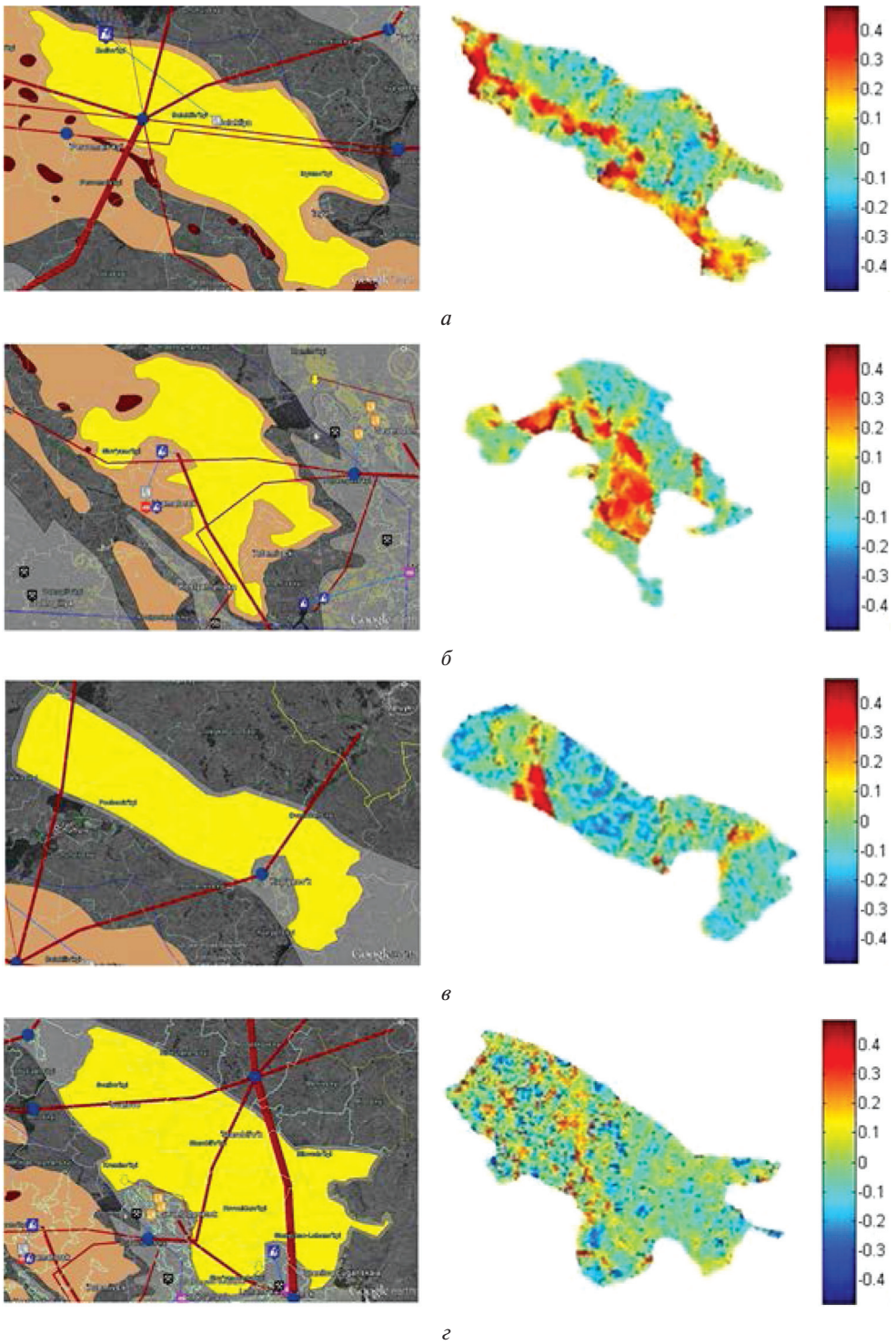


Рис. 4. Локализация перспективных участков хранения CO_2 в Донбассе и распределение значений нормализованных вегетационных индексов на участках № 16–19

Количество биомассы на перспективных участках геологического хранения CO_2 определялась методами дистанционного зондирования Земли по значениям нормализованных разностных вегетационных индексов NDVI (Normalized Difference Vegetation Index) (Недопекин и др., 2018), которые характеризуют степень поглощения CO_2 растительностью (Сафонов, Колесников, 2011) на этих участках (рис. 3, 4, см. с. 200, 201). Участок № 12 (рис. 3а) имеет среднее значение индекса NDVI = 0,20; № 13 (рис. 3б) — 0,25; № 14 (рис. 3в) — 0,15; № 15 (рис. 3г) — 0,05; № 16 (рис. 4а) — 0,25; № 17 (рис. 4б) — 0,03; № 18 (рис. 4в) — 0,30; № 19 (рис. 4г) — 0,04. Чем больше среднее значение NDVI, тем выше поглощающая способность данного участка, т.е. участок № 18 наиболее перспективный для геологического хранения CO_2 в Донбассе.

Оценка значений индексов NDVI на перспективных участках геологического хранения CO_2 выполнена путём цифровой обработки спутниковых снимков с космического аппарата Landsat-7 красного и инфракрасного спектральных каналов со следующими значениями сенсоров — NIR: 0,75...0,90 мкм и RED: 0,63...0,69 мкм, — полученными с помощью интернет-сервиса Landsat Look Viewer, а вычисления проведены в среде MatLab по алгоритму, где использовались маски контуров потенциальных участков геологического хранения CO_2 , полученные в интернет-сервисе Google Earth Pro.

Показанное на рис. 3, 4 распределение значений нормализованных разностных вегетационных индексов на перспективных участках геологического хранения CO_2 отражает реальное состояние биомассы на этих участках с ярким выделением растительности на территории протекания поверхностных вод. А в перспективе изучая такие распределения этих индексов можно будет отслеживать значительные выбросы CO_2 по всем трём сценариям утечек CO_2 .

ЛИТЕРАТУРА

- Загороднов А. В. Критерии размещения нефтяных и газовых залежей в Днепровско-Донецкой впадине с учетом соляной тектоники // Вісник Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна. Сер. «Геологія. Географія. Екологія». 2016. Вип. 44 С. 16–26.
- Недопекин В. Ф., Шестакин Н. С. Анализ рисков адаптации на Донбассе технологий улавливания и хранения диоксида углерода // Безопасность в техносфере: сб. ст. / науч. ред. В. М. Колодкин. Ижевск: Ин-т компьютерных исслед., 2016. С. 105–111.
- Недопекин В. Ф., Шестакин Н. С., Несова А. В. Анализ потенциала поглощения диоксида углерода на перспективных участках его хранения в Донбассе // Безопасность в техносфере: сб. ст. / науч. ред. В. М. Колодкин. Ижевск: Ин-т компьютерных исслед., 2018. С. 126–132.
- Сафонов А. И., Колесников С. В. Оценка современного состояния и динамики степных растительных сообществ РЛП «Зуевский» с помощью технологий дистанционного зондирования // Проблемы экологии и охраны природы техногенного региона. 2011. № 1. С. 106–110.
- Шестакин Н. С. Недопекин В. Ф., Осетров В. В. и др. Низко-углеродные возможности для промышленных регионов Украины: монография. Дружковка: Юго-Восток, 2015. 239 с.
- Coal Atlas: Facts and figures on a fossil fuel — 2015, Heinrich Boll Foundation, Berlin, Germany, and Friends of the Earth International, London, UK. 2nd English ed. 2017. 56 p.
- Xiaochun Li Coupled Thermal-Hydrodynamic-Mechanical-Chemical (THMC) Processes in CO_2 Geological Storage. China: IRSM, CAS, 2017. 41 p.

NORMALIZED DIFFERENCE VEGETATION INDEXES ON PROSPECTIVE PLOTS OF GEOLOGICAL STORAGE OF CARBON DIOXIDE IN DONBASS

V. V. Yurchenko, A. V. Nesova, F. V. Nedopekin, N. S. Shestavin

Donetsk National University (DonNU), Donetsk, Ukraine

The territory of Donbass has the greatest potential in Europe for the geological storage of carbon dioxide (CO₂) to mitigate the effects of climate change. On prospective CO₂ storage areas, possible scenarios of CO₂ leaks were analyzed and the values of normalized difference vegetation indices were determined by remote sensing of the Earth, which characterize the degree of CO₂ absorption by the vegetation of these areas.

Keywords: CO₂ storage, CO₂ leak, CO₂ absorption, Earth remote sensing, normalized differential vegetation index

Yurchenko Viktoriya Vladimirovna — engineer, vika.yurchenko.donnu@mail.ru

Nesova Arina Vladimirovna — graduate student, arina.nesova@gmail.com

Nedopekin Fedor Viktorovich — professor, doctor of technical sciences, professor, f.nedopekin@gmail.com

Shestavin Nikolay Stepanovich — head of department, PhD, n.shestavin@mail.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>Аникин А. А., Митрофанов И. Г., Санин А. Б., Никифоров С. Ю., Головин Д. В., Дьячкова М. В., Лисов Д. И., Литвак М. Л., Мокроусов М. И., Тимошенко Г. Н., Швецов В. Н.</i>	
Перспективный прибор «Космический гамма-спектрометр с мечеными заряженными частицами» (КГС-МЗЧ) для изучения Луны, Марса и других небесных тел Солнечной системы методами ядерной физики	5
<i>Голобурда Ю. В., Конева Н. С.</i>	
Моделирование и тепловой анализ конструкции спутника CubeBel	11
<i>Гришакина Е. А., Маковчук В. Ю., Дмитровский А. А., Сорокин Е. М., Уварова А. В., Слюта Е. Н.</i>	
Марсианский грунт-аналог для отработки посадки космических аппаратов	19
<i>Дьячкова М. В., Никифоров С. Ю., Лисов Д. И., Митрофанов И. Г., Литвак М. Л., Санин А. Б.</i>	
Сопоставление данных эксперимента ДАН о распространённости воды в грунте кратера Гейл вдоль трассы марсохода Curiosity с данными эксперимента CRISM на борту марсианского спутника MRO	24
<i>Климова Н. С., Сидняев Н. И.</i>	
Влияние космического пространства на аккомодацию поверхностей космических аппаратов	34
<i>Кронрод Е. В., Мацумото К., Кусков О. Л., Кронрод В. А.</i>	
Влияние погрешностей в сейсмических моделях на результат совместной инверсии геофизических (сейсмических и геодезических) и геохимических (валовый состав) данных в мантии Луны	48
<i>Круглов А. А., Лыскова Н. С.</i>	
Влияние микролинзирования на кривые блеска гравитационно линзированных сверхновых	61
<i>Логинова А. А., Сидняев Н. И.</i>	
Определение аэродинамических характеристик космических аппаратов при обтекании разреженным газом	73
<i>Лопуха В. О.</i>	
Использование мультиспектральной спутниковой съёмки при анализе эволюции облачности полярных мезовихрей	83
<i>Любченко К. П., Строилов Н. А., Абрамов Н. Ф., Брысин Н. Н.</i>	
Исследование помехоэмиссии звёздных датчиков	90
<i>Маурчев Е. А., Германенко А. В., Михалко Е. А., Балабин Ю. В., Гвоздевский Б. Б.</i>	
Оценка вклада протонов солнечных космических лучей в скорость ионизации вещества атмосферы Земли и сравнение расчётных высотных профилей с экспериментальными данными для случаев высокой солнечной активности	103

<i>Никифоров С. Ю., Митрофанов И. Г., Литвак М. Л., Аникин А. А., Головин Д. В., Дьячкова М. В., Козырев А. С., Лисов Д. И., Малахов А. В., Мокроусов М. И., Санин А. Б., Третьяков В. И.</i>	Нейтронный детектор АДРОН-РМ для миссии «ЭкзоМарс-2020»	114
<i>Пашенцева М. В., Михайлов Е. А., Бонева Д. В.</i>	Механизм динамо в аккреционном диске в планарном приближении	121
<i>Рудаменко Р. А., Юшков В. В., Юшкова О. В.</i>	Радиолокационное зондирование Луны: локализация области отражения	126
<i>Сазонов В. В., Сазонова С. В., Самыловский И. А.</i>	Инструментальная среда планирования сеансов связи с космическими аппаратами	131
<i>Сазонов В. В., Сазонова С. В., Самыловский И. А.</i>	Масштабируемый программный комплекс планирования маршрутов космических съёмки	139
<i>Сидняев Н. И., Белкина Э. В.</i>	О влиянии гиперзвукового потока на скорость оплавления теплозащитной поверхности в условиях разрушения	145
<i>Собьянин Д. Н.</i>	Определение скорости вращения чёрной дыры по качанию и вращению джета в галактике М87	158
<i>Титова М. А., Захаров В. И., Пулинец С. А., Эрнандес-Пахарес М.</i>	Детектирование ионосферных возмущений над сейсмически активным регионом по данным GPS в условиях спокойного геомагнитного поля	163
<i>Трефилова Л. А., Абуни А. А., Абунина М. А., Белов А. В., Гайдаш С. П., Прямушкина И. И., Черток И. М.</i>	Связь магнитного потока солнечных эрупций с величиной протонных возрастаний	173
<i>Худышев Ю. С., Стрелков Г. М.</i>	Прямоугольный радиоимпульс с хаотической несущей на межпланетной трассе	181
<i>Шиникулова Г. Н., Нургалиева К. Е.</i>	Изучение зарядки пылевой частицы на мезосферных высотах с немаксвелловским распределением электронов	191
<i>Юрченко В. В., Несова А. В., Недопекин Ф. В., Шестакин Н. С.</i>	Нормализованные разностные вегетационные индексы на перспективных участках геологического хранения диоксида углерода в Донбассе	197

055(02)2

ИКИ РАН

117997, Москва, Профсоюзная, 84/32

Подписано к печати 06.08.2019

Заказ 4177

Формат 70×100/16

Тираж 100

16,74 усл.-печ. л.