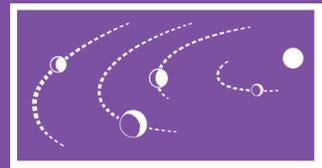




АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Исследования Солнечной системы



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 58, номер 4, 2024

Новые результаты исследования радиации на борту TGO Экзомарс в 2018–2023 г. <i>Й. Семкова, В. Бенгин, Р. Колева, К. Крастев, Ю. Матвейчук, Б. Томов, Н. Банков, С. Малчев, Ц. Дачев, В. Шураков, С. Дробышев, И. Митрофанов, Д. Головин, А. Козырев, М. Литвак, М. Мокроусов</i>	373
Природные сплавы системы Cu-Ni из импактитов кратера Лонар (Индия) и лунного реголита <i>Т. А. Горностаева, П. М. Карташов, А. В. Мохов, А. П. Рыбчук, А. Т. Базилевский</i>	384
Карта приполярных областей Луны от параллелей $\pm 55^\circ$ <i>Е. А. Гришакина, Ж. Ф. Родионова, Е. А. Феоктистова, Е. Н. Слюта, В. В. Шевченко</i>	396
Радиолокационные изображения постоянно затененных областей на южном полюсе Луны <i>Ю. С. Бондаренко, Д. А. Маршалов, Б. М. Зиньковский, А. Г. Михайлов</i>	402
Совершенствование одноосного сейсмоакселерометра, составной части трехкоординатного сейсмоакселерометра СЭМ (сейсмометр ЭкзоМарс) <i>А. Б. Манукин, Н. Ф. Саякина, Н. А. Черногорова, А. К. Тоньшев, И. И. Калинин</i>	414
Смена состава плазмы на повороте магнитопаузы Марса <i>О. Л. Вайсберг, А. Ю. Шестаков, Р. Н. Журавлев, Д. Н. Морозова, А. Рамазан</i>	420
К теории спиральной турбулентности немагнитного астрофизического диска. Образование крупномасштабных вихревых структур <i>А. В. Колесниченко</i>	431
Результаты наблюдения покрытия звезды TYC 5254–00839–1 Тритоном в 2022 г. в обсерватории Сангloch <i>Г. И. Кохирова, Ф. Д. Рахматуллаева, Д. Л. Горшанов, В. Н. Львов, А. В. Девяткин</i>	460
Эволюционный статус околоземной кометы 7P/Pons-Winnecke <i>А. О. Новичонок, А. А. Шмальц, С. В. Назаров, А. С. Позаненко, Е. В. Новичонок, М. А. Тершина, В. А. Воропаев</i>	467
Исследование миграции планет-гигантов и формирования популяции далеких транснептуновых объектов в модели Ниццы <i>В. В. Емельяненко</i>	481
Определение динамических параметров группы объектов космического мусора в зоне ГСО по данным позиционных и фотометрических измерений <i>Т. В. Бордовицына, Н. С. Бахтигараев, П. А. Левкина, Н. А. Попандопуло, К. В. Салейко, И. В. Томилова, О. С. Новикова</i>	488

УДК 551.521.6: 53.087.4

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИИ НА БОРТУ TGO ЭКЗОМАРС В 2018–2023 г.

© 2024 г. **Й. Семкова^{a,*}, В. Бенгин^{b,**}, Р. Колева^a, К. Крастев^a, Ю. Матвейчук^a, Б. Томов^a,
Н. Банков^a, С. Малчев^a, Ц. Дачев^a, В. Шуршаков^b, С. Дробышев^b, И. Митрофанов^{c***},
Д. Головин^c, А. Козырев^c, М. Литвак^c, М. Мокроусов^c**

^a *Институт космических исследований и технологии Болгарской академии наук, София, Болгария*

^b *Государственный научный центр Российской Федерации*

Институт медико-биологических проблем РАН, Москва, Россия

^c *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

*e-mail: *jsemkova@stil.bas.bg; **v_benghin@mail.ru; ***mitrofanov@np.cosmos.ru*

Поступила в редакцию 12.12.2024 г.

После доработки 12.02.2024 г.

Принята к публикации 16.02.2024 г.

В статье дано краткое описание дозиметра Liulin-МО, который входит в состав прибора FRENД (Fine Resolution Epithermal Neutron Detector), установленного на космическом аппарате TGO (Trace Gas Orbiter) миссии ExoMars-2016. С апреля 2018 г. TGO работает на орбите вокруг Марса. Представлены данные о радиационной обстановке на орбите Марса на фазе спада 24-го цикла солнечной активности и фазе роста 25-го цикла. В рассматриваемый период наблюдался максимум потока и мощности дозы, обусловленный галактическими космическими лучами (ГКЛ). В период с июля 2021 г. по март 2023 г. дозиметром Люлин-МО зарегистрировано восемь возрастаний потоков частиц и мощности дозы от солнечных протонных событий (СПС). Представлены данные о радиационной обстановке во время СПС на орбите Марса в июле 2021 г. – марте 2022 г., когда Марс находился на противоположной по отношению к Земле стороне от Солнца. Проведено сравнение потоков частиц, измеренных на орбитах около Земли и Марса.

Ключевые слова: орбита Марса, доза радиации, солнечная активность, галактические космические лучи, солнечные протонные события

DOI: 10.31857/S0320930X24040018, **EDN:** LVIPUT

ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно (Frank и др., 1965; Grigoriev и др., 1965; National Research Council., 1967; Мирошниченко, Петров, 1985), космическая радиация является одним из неблагоприятных факторов, ограничивающих возможности пилотируемых полетов за пределами магнитосферы Земли. Исследованию различных аспектов параметров космической радиации и ее воздействия на аппаратуру и живые системы посвящено очень большое количество публикаций. Отметим здесь только некоторые из них (National Research Council., 1970; Панасюк, Новиков, 2007; Шафиркин,

Григорьев, 2009; Durante, Cucinotta, 2011). Одним из направлений стало экспериментальное изучение радиационной обстановки применительно к задаче подготовки пилотируемого полета к Марсу. Соответствующих экспериментальных данных значительно меньше, чем для околоземного пространства. Наиболее значимыми являются результаты, полученные с использованием прибора RAD на космическом аппарате MSL (Hassler и др., 2014; Zeitlin и др., 2013; Guo и др., 2015). С помощью этого прибора были получены характеристики радиационной обстановки во время перелета Земля – Марс, а также на поверхности Марса во время работы в составе марсохода Curiosity (Guo и др.,

2017; 2021). Нейтронная компонента радиации во время перелета к Марсу, на орбите и на поверхности Марса была исследована и с помощью наблюдений приборов HEND/Mars Odyssey, DAN/MSL (Litvak и др., 2020; 2021; Митрофанов и др., 2023). Эксперимент с прибором Liulin-МО в составе космической миссии ExoMars ESA, часть результатов которого представлена в данной статье, пополняет весьма немногочисленные экспериментальные данные о параметрах потока частиц и мощности поглощенной дозы космического излучения в пространстве вблизи Марса. Целью исследований, проводимых с использованием прибора Liulin-МО, являются:

- измерение потока частиц, мощности поглощенной и эквивалентной дозы от галактических и солнечных космических лучей, а также вторичной радиации для пилотируемых полетов в межпланетном пространстве и на орбите вокруг Марса;
- получение данных для верификации и анализа моделей радиационной обстановки и оценок радиационного риска для экипажей будущих космических экспедиций;
- миссия TGO ExoMars представила уникальную возможность провести измерения характеристик космической радиации на фазе спада 24-го и фазе роста 25-го циклов солнечной активности.

Описания миссии ExoMars, прибора FRENД, в состав которого входит дозиметр Liulin-МО,

а также самого прибора Liulin-МО и полученных с его помощью результатов были представлены в публикациях (Mitrofanov и др., 2018; Semkova и др., 2018; 2021). В данной публикации мы представляем недавно полученные результаты, включая измерения во время солнечных протонных событий (СПС) в 2021–2023 г. Для удобства восприятия и обеспечения связности изложения приводим здесь краткую информацию о миссии ExoMars, приборе FRENД, устройстве и принципе работы прибора Liulin-МО.

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА LIULIN-МО

Космический аппарат TGO Российско-Европейского проекта ExoMars (Trace Gas Orbiter) был запущен 14 марта 2016 г. Основной задачей проекта является регистрация малых составляющих марсианской атмосферы, в том числе метана. Одной из задач проекта является картирование распространённости воды в верхнем слое грунта, для чего в состав научной аппаратуры TGO был включен прибор FRENД (Fine Resolution Epithermal Neutron Detector). Дозиметр Liulin-МО является составной частью прибора FRENД. Чувствительными элементами дозиметра являются полупроводниковые детекторы. В приборе установлены четыре кремниевых детектора площадью 2 см^2 , толщиной 300 мкм. Детекторы размещены таким образом, что образуют две пары расположенных один напротив другого детекторов, как это показано на рис. 1.

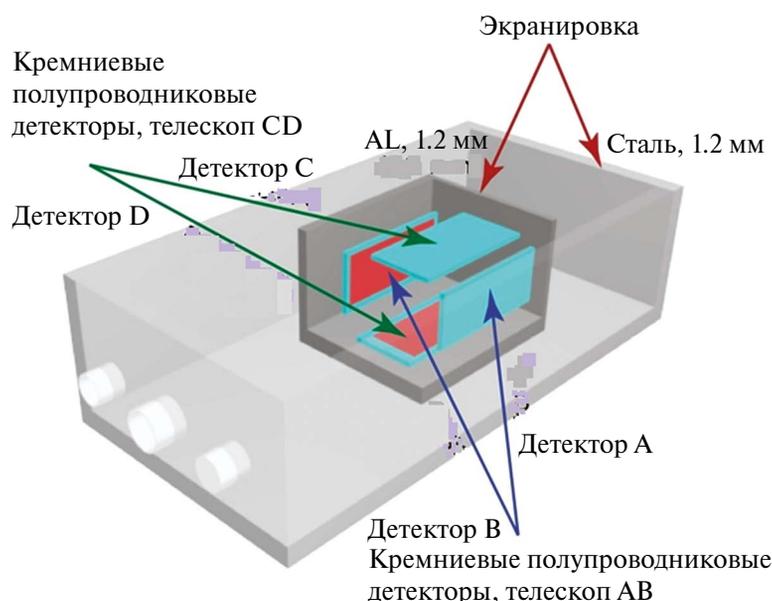


Рис. 1. Схематическое изображение расположения детекторов в приборе Liulin-МО (Semkova и др., 2021).

Каждая пара расположенных один напротив другого детекторов образует телескоп, позволяющий при включении сигналов детекторов на совпадение выделить из всего потока регистрируемых частиц только те, направление движения которых не сильно отклоняется от направления нормали к детекторам. В каждом телескопе один детектор обеспечивает регистрацию энерговыделений частиц со сравнительно малыми ионизационными потерями, а второй – большими. Сигналы с детекторов поступают на предусилители, логические схемы обработки, амплитудно-цифровые преобразователи и микроконтроллер. Информация с микроконтроллера передается в прибор FREND и далее через системы КА на Землю. Подробное описание прибора Liulin-MO и логики его работы представлены в публикации (Semkova и др., 2018). Выходной информацией прибора являются число частиц и суммарное энерговыделение в каждом из детекторов, регистрируемое каждую минуту, а также спектры энерговыделений в детекторах, регистрируемые каждый час. Кроме того, регистрируются также значения числа частиц и энерговыделений в детекторах для частиц, давших совпадения в парах детекторов, образующих телескоп.

Экранировка детекторов с различных направлений крайне неоднородна. А она имеет весьма существенное значение для условий регистрации излучения.

Прибор Liulin-MO смонтирован непосредственно под коллиматором прибора FREND, как это показано на рис. 2. Его защищенность со стороны днища довольно значительна, а с противоположной стороны определяется только элементами конструкции самого Liulin-MO.

Защищенность детекторов была рассчитана на основе документации на приборы Liulin-MO,

FREND, а также данных о конструкции ExoMars. Распределение покрывает диапазон от 0.9 до 178 г/см². На основе полученного распределения была рассчитана функция экранированности детекторов, которая представляет собой плотность вероятности P встретить толщину защиты, равную аргументу функции при движении в случайно выбранном направлении. Этому распределению толщины экранировки соответствует зависимость эффективной площади регистрации протонов от их энергии. Функции экранированности детекторов и соответствующие им зависимости эффективной площади регистрации протонов от их энергии представлены на рис. 3. Минимальное значение энергии

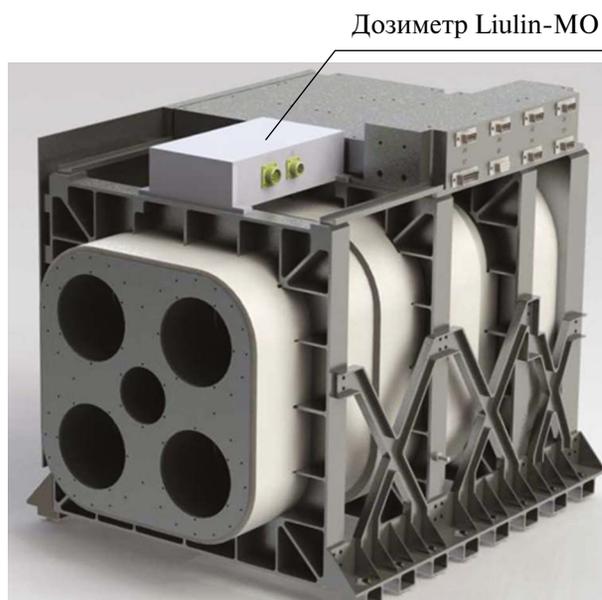


Рис. 2. Расположение дозиметра Liulin-MO на приборе FREND.

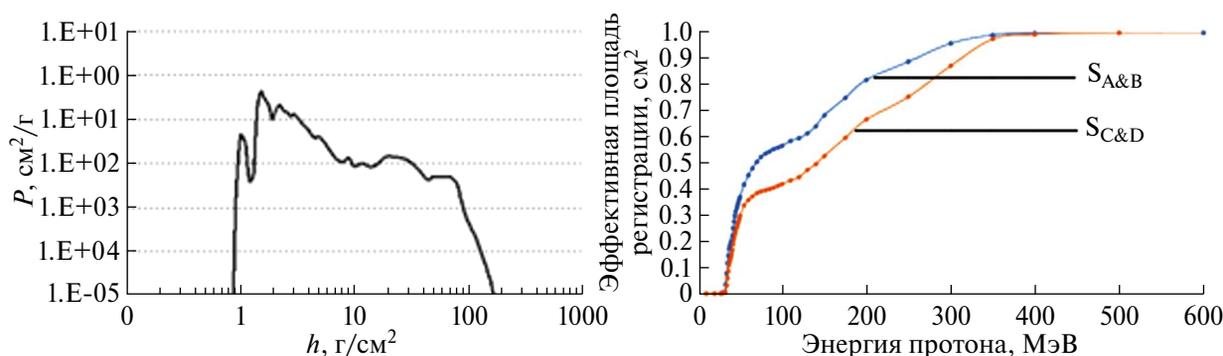


Рис. 3. Функции экранированности детекторов (левая панель) и соответствующие им зависимости эффективной площади регистрации протонов от их энергии (правая панель).

протона, который может быть зарегистрирован, равно 27 МэВ. Однако, как видно из графика, заметная эффективность регистрации появляется, начиная с энергии протона 45–50 МэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Данные, полученные с Liulin-MO

Измерения, выполненные на этапе перелета Земля – Марс. В период с 22.04.2016 г. по 15.09.2016 г. прибор Liulin-MO включался периодически.

Данные, полученные на высокоэллиптической орбите MCO1. Параметры орбиты: высота $98\,000 \pm 230$ км, наклонение 0° , период обращения 4.2 sol (марсианских дней). TGO прибыл на эту орбиту 19.10.2016 г. Прибор FRENД (и Liulin-MO) был включен в период 31.10.2016 г. – 17.01.2017 г.

Данные, полученные на высокоэллиптической орбите MCO2. Параметры орбиты: высота $37\,150 \pm 200$ км, наклонение 74° , период обращения 24 ч. 39 мин. Прибор FRENД (и Liulin-MO) был включен в период с 24.02.2017 г. по 07.03.2017 г.

Измерения, выполненные на “научной” орбите вокруг Марса. Параметры орбиты: почти

круговая орбита высотой около 400 км, наклонение 74° , период обращения около 2 ч. На этой орбите прибор Liulin-MO работал почти непрерывно с 16.04.2018 г.

На рис. 4 периоды проведения измерений прибором Liulin-MO сопоставлены с уровнем солнечной активности (СА). Данные о числе солнечных пятен, представленные на рисунке, взяты с сайта <http://sidc.be/silso> Королевской обсерватории Бельгии. Результаты, полученные на первых трех этапах полета TGO, были рассмотрены в работе (Semkova и др., 2018). В данной публикации мы рассмотрим результаты, полученные на “научной” орбите. На рис. 5 показаны графики среднесуточных значений потоков и мощности дозы, измеренные прибором Liulin-MO в период с мая 2018 г. по сентябрь 2023 г.

На верхнем графике представлены данные потоков частиц, а на нижнем – значения мощности дозы радиации. Данные представлены для каждой пары детекторов АВ и CD.

Можно видеть максимум потока, приходящийся на минимум СА, а также последующий спад показаний, обусловленный эффектом солнечной модуляции ГКЛ. Возрастание мощности дозы с мая 2018 г. по февраль 2020 г. соответствует возрастанию интенсивности ГКЛ в течение спада

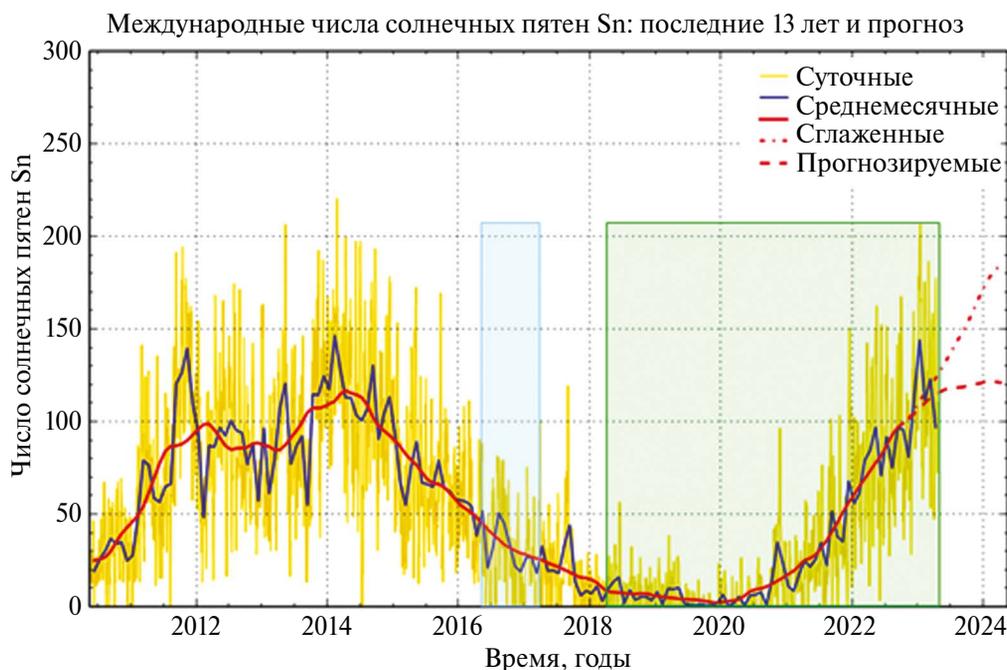


Рис. 4. Солнечная активность в периоды времени проведения измерений прибором Liulin-MO. Затененные области показывают периоды измерений Liulin-MO: на трассе перелета, MCO1 и MCO2 – левый прямоугольник, и на научной, круговой орбите Марса – правый прямоугольник.

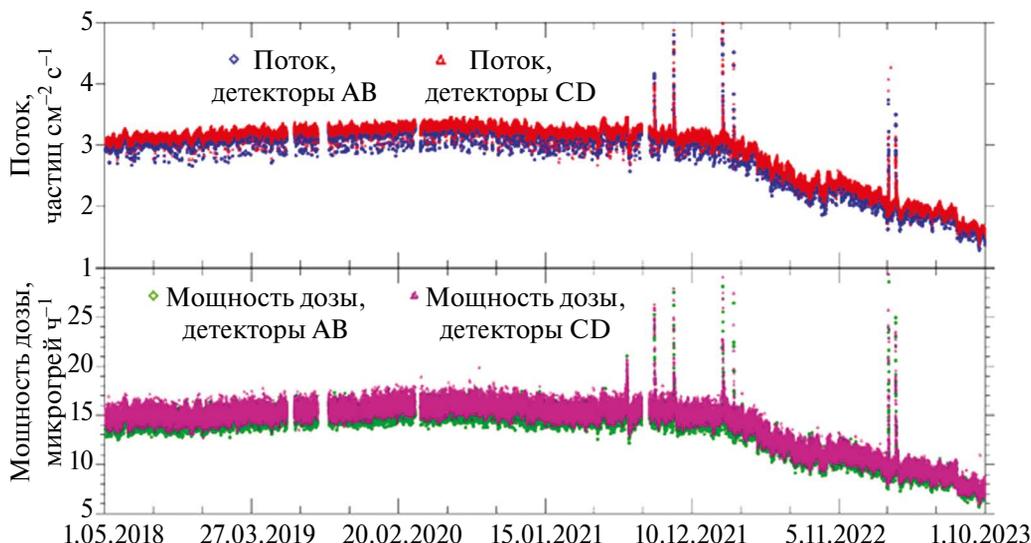


Рис. 5. Графики среднесуточных значений потоков частиц и мощности дозы радиации, измеренные прибором Liulin-МО.

24-го цикла солнечной активности. В марте – августе 2020 г. радиационные параметры находились на максимуме, что обусловлено минимумом 24-го цикла и переходом к 25-му циклу солнечной активности. Максимальное значение потока составило $3.3 \text{ частицы см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, мощности поглощенной дозы (в кремнии) $382 \text{ микрогрей сутки}^{-1}$, мощности эквивалентной дозы $1700 \text{ микрозиверт сутки}^{-1}$. С сентября 2020 г. наблюдалось уменьшение потока и мощности дозы ГКЛ. В период с сентября 2020 г. по сентябрь 2023 г. поток, мощность поглощенной и эквивалентной дозы ГКЛ уменьшились на 47% по отношению к величинам, измеренным в период минимума 24-го цикла солнечной активности.

С 2021 г. наблюдаются возрастания потоков и мощности дозы радиации, вызванные приходом в окрестности Марса протонов от крупных солнечных вспышек. Было зарегистрировано восемь таких возрастаний, обусловленных СПС, данные о которых представлены в табл. 1.

Солнечное протонное событие, наблюдавшееся 15–19 февраля 2022 г. было наиболее интенсивным из зарегистрированных прибором Liulin-МО на орбите Марса. Поглощенная доза за событие примерно соответствует дозе за 38 суток полета в невозмущенных радиационных условиях, а эквивалентная доза – дозе за 13 суток полета в невозмущенных условиях. Доза от СПС 28–31 октября 2021 г. примерно в 2 раза меньше. Остальные СПС дали существенно меньшие дозы. Рассмотрим события

28 октября 2021 г. и 15 февраля 2022 г. более подробно.

Событие 28 октября 2021 г. сопоставлено с солнечной вспышкой класса X1.0, произошедшей в 15:17 UT в активной области 12891 с координатами S26W05. Данные взяты из каталога СПС, размещенного на сайте космической погоды НИИЯФ МГУ https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat. На рис. 6 показано взаимное расположение Солнца, Земли, Марса, а также соответствующих силовых линий межпланетного магнитного поля, рассчитанных в приближении постоянной скорости солнечного ветра 400 км/с . Рисунок получен с использованием сайта <https://solar-machgithub.io>, обеспечивающего расчет в соответствии с методикой, описанной в (Gieseleg и др., 2022).

Можно видеть, что Марс и Земля расположены практически с противоположных сторон от Солнца. Однако потоки протонов, порожденных этим событием, наблюдались в обеих этих точках Солнечной системы почти одновременно. На рис. 7 сопоставлены зависимости от времени потока протонов с энергией больше 50 МэВ, зарегистрированных у Земли на КА GOES-16, и потока частиц, измеренных парой детекторов А и В прибора Liulin-МО около Марса. Данные GOES-16 также взяты с сайта космической погоды НИИЯФ МГУ (раздел “ИНСТРУМЕНТЫ”) <https://swx.sinp.msu.ru/tools/ida.php?gcm=1>.

Можно видеть, что возрастание потоков около Земли начинается немного раньше и имеет

Таблица 1. СПС, зарегистрированные прибором Liulin-МО на орбите Марса

Время начала события, UT	Длительность, ч	Суммарная доза за СПС (в кремнии), миллигрей	Максимальная мощность дозы, микрогрей ч ⁻¹	Максимальный поток, см ⁻² с ⁻¹
17 июля 2021 г., 09:06	23	0.096	20	4.25 ± 0.2
17 сентября 2021 г., 07:12	37	0.185	26	4.5 ± 0.2
28 октября 2021 г., 16:55	79	6.500	402	48.5 ± 2.43
15 февраля 2022 г., 23:00	76	13.800	1009	109.7 ± 5.5
14 марта 2022 г., 17:55	17	0.095	31	5.13 ± 0.26
24 февраля 2023 г., 21:07	24	0.185	59	5.1 ± 0.25
25 февраля 2023 г., 21:20	21	0.098	47	3.9 ± 0.2
13 марта 2023 г., 05:24	39	0.165	38	4.4 ± 0.22

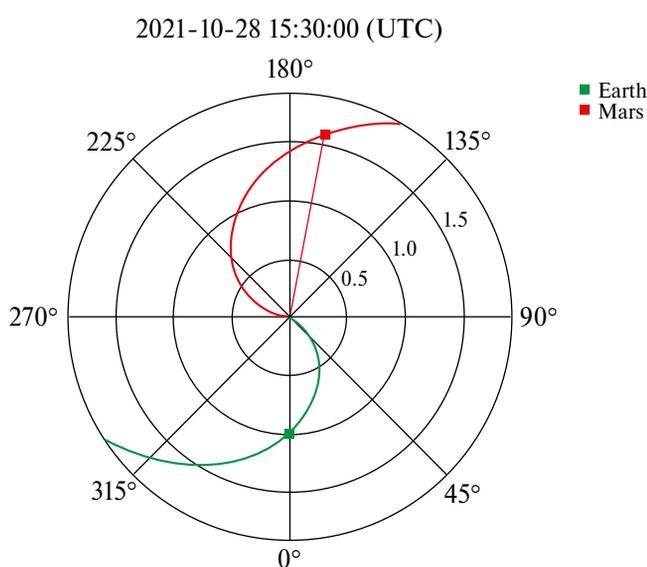


Рис. 6. Взаимное расположение Солнца, Земли, Марса и модельных силовых линий межпланетного магнитного поля, связывающих Землю и Марс с Солнцем 28 октября 2021 г.

более крутой фронт нарастания. На фазе спада интенсивности наблюдается появление второго и третьего локальных максимумов почти одновременно у Земли и у Марса.

Во время СПС 28 октября 2021 г. были зарегистрированы дозы космической радиации сразу на нескольких космических аппаратах: на полярной орбите у Земли прибором RAMIS, на лунной поверхности с прибором LND и на лунной орбите с прибором CRaTER, на поверхности Марса с прибором RAD и на орбите вокруг Марса с прибором Liulin-МО (Guo и др., 2023). На рис. 8 представлены взятые из этой работы данные о мощности дозы, измеренные с указанными приборами, а также динамика накопления дозы в ходе СПС. В табл. 2 представлены значения доз в воде, накопленных за все событие.

Следующее, наиболее крупное из зарегистрированных прибором Liulin-МО событий, произошло 15 февраля 2022 г. Это событие связывают с мощным коронарным выбросом массы (СМЕ), который наблюдался

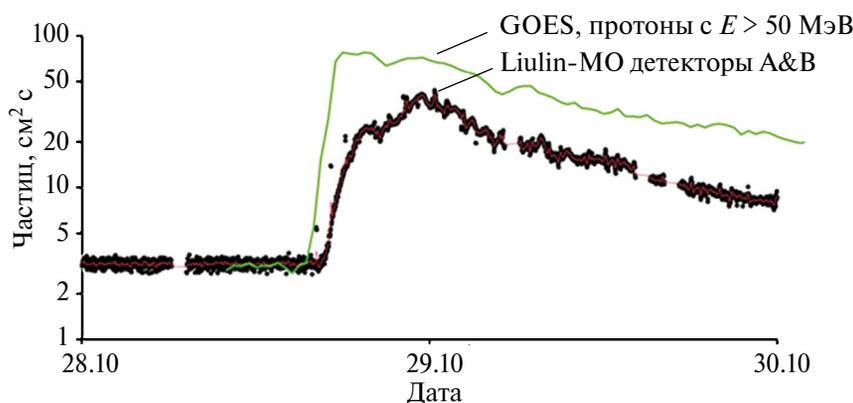


Рис. 7. Зависимость от времени потока протонов у Земли и потока частиц, измеренных около Марса. Кривая – поток протонов с энергией больше 50 МэВ, зарегистрированных у Земли на КА GOES-16. Точки – поток частиц, измеренных парой детекторов А и В прибора Liulin-MO около Марса.

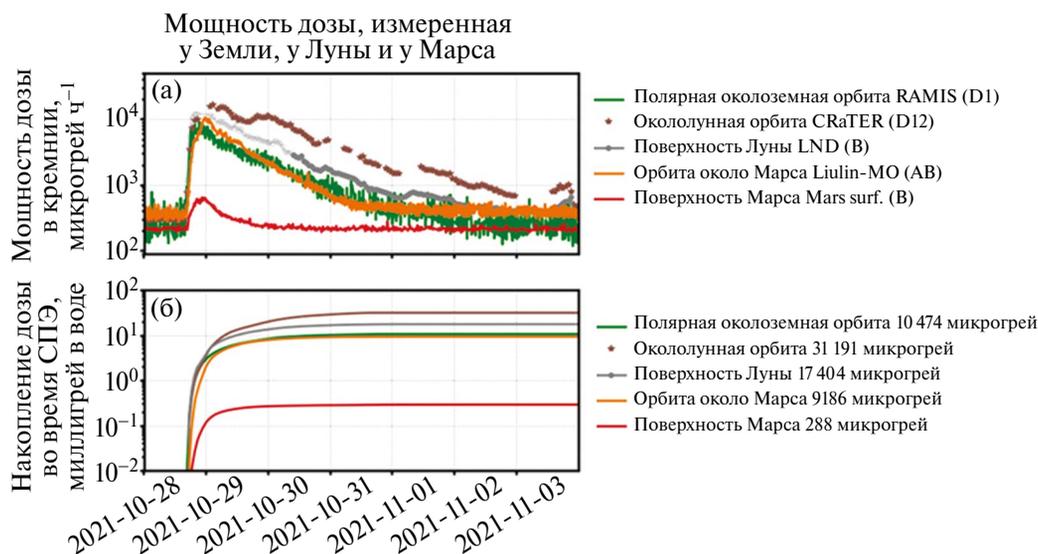


Рис. 8. Мощности дозы в кремнии (верхняя панель) и накопленные дозы в воде от солнечных энергичных частиц (нижняя панель), измеренные в различных точках Солнечной системы во время СПС 28 октября 2021 г. Данные взяты из работы (Guo и др., 2023). Обозначения снизу вверх соответствуют: прибору RAD, работающему на поверхности Марса, прибору Liulin-MO на орбите вокруг Марса, прибору RAMIS, работающему на полярной орбите у Земли, прибору LND, работающему на лунной поверхности, прибору CRaTER на лунной орбите.

Таблица 2. Значения доз, зарегистрированных во время СПС 28 октября 2021 г.

Прибор	Место проведения измерений	Доза (в воде) за СПС, микрогрей
RAMIS	на полярной орбите у Земли	10474
LND	на лунной поверхности	17404
CRaTER	на околослунной орбите	31191
RAD	на поверхности Марса	288
Liulin-MO	на орбите вокруг Марса	9186

на нескольких коронографах, находившихся на КА SOHO, STEREO-A и Solar Orbiter (https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Solar_Orbiter/Giant_solar_eruption_seen_by_Solar_Orbiter). Чтобы связать наблюдаемые СПС на орбите Марса с солнечными явлениями, мы используем информацию, представленную в списках CME в онлайн-каталогах: Solar Eruptive Event Detection System (SEEDS, <http://spaceweather.gmu.edu/seeds/>) и Каталог CDAW (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/) (Gopalswamy и др., 2009). SEEDS использует изображения с коронографа LASCO КА SOHO (Brueckner и др., 1995), с телескопа C2 и внешнего коронографа COR2 (Howard и др., 2002) на борту КА STEREO. В каталоге CDAW используются изображения, полученные с телескопов LASCO, C2 и C3 на КА SOHO.

Эти данные показывают, что CME произошло за восточным лимбом и распространялось в северо-восточном направлении на обратной стороне Солнца со скоростью около 1900 км с^{-1} . Можно предполагать, что ускорение протонов до высоких энергий произошло на фронте ударной волны этого CME. Взаимное расположение Солнца, Земли, Марса и силовых линий межпланетного магнитного поля, связывающих Землю и Марс с Солнцем 15 февраля 2022 г. показано на рис. 9.

Можно видеть, что в этом событии поток частиц у Марса, существенно превышал поток частиц у Земли (рис. 10). Это обусловлено более удобным расположением Марса относительно предполагаемой области ускорения высокоэнергичных протонов. Оба рассмотренных СПС произошли в условиях, когда Земля и Марс

находились в почти противоположных направлениях относительно Солнца.

24 и 25 февраля 2023 г. произошли СПС, во время которых Земля и Марс находились с одной стороны от Солнца на близких силовых линиях межпланетного магнитного поля, как это показано на рис. 11.

Обе вспышки на Солнце произошли в активной области 13229. Первая вспышка класса M3.7 произошла 24 февраля в 20:03 в области с координатами N29W24. Вторая вспышка класса M6.4 произошла 25 февраля в 18:40 в области

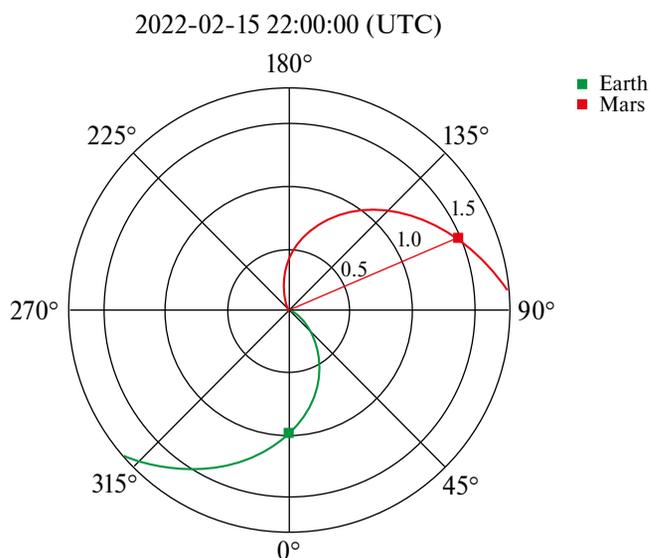


Рис. 9. Взаимное расположение Солнца, Земли, Марса и модельных силовых линий межпланетного магнитного поля, связывающих Землю и Марс с Солнцем 15 февраля 2022 г.

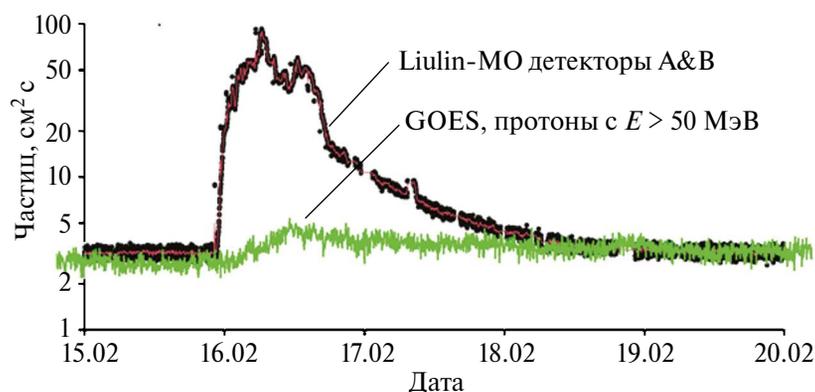


Рис. 10. Сопоставление потоков частиц, зарегистрированных на КА GOES и EхоMars во время СПС 15 февраля 2022 г. Кривая – поток протонов с энергией больше 50 МэВ, зарегистрированных у Земли на КА GOES-16. Точки – поток частиц, измеренных парой детекторов А и В прибора Liulin-MO около Марса.

2023-02-25 00:00:00 (UTC)

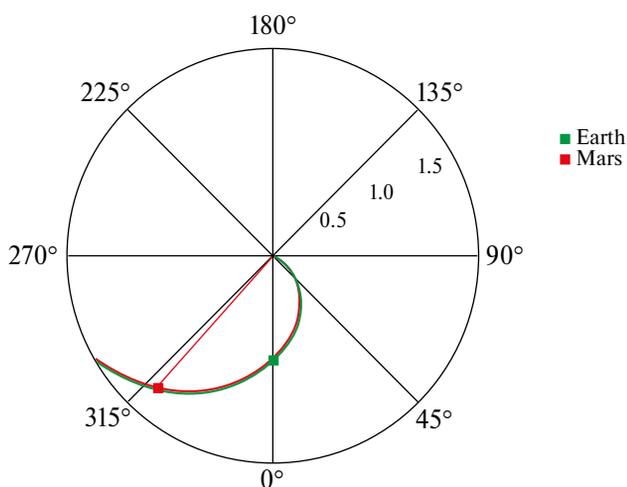


Рис. 11. Взаимное расположение Солнца, Земли, Марса и модельных силовых линий межпланетного магнитного поля, связывающих Землю и Марс с Солнцем 24 и 25 февраля 2023 г.

с координатами N24W45. Несмотря на то, что обе вспышки были сравнительно слабыми, их появление вблизи основания коротящей силовой линии межпланетного магнитного поля способствовало появлению высокоэнергичных протонов в окрестностях Земли и Марса. На рис. 12 представлены временные профили

потоков протонов с энергией больше 50 МэВ и больше 100 МэВ, зарегистрированные у Земли на КА GOES-16, а также поток частиц, измеренных парой детекторов А и В прибора Liulin-МО около Марса.

Можно видеть, что энергетический спектр второго СПС гораздо более мягкий, чем у первого. Начало возрастания потока для первого события у Земли и Марса происходит практически одновременно, а для второго события наблюдается задержка максимума потока у Марса, по сравнению с моментом наступления максимума у Земли. Представленные результаты важны для последующего анализа процессов распространения солнечных космических лучей в межпланетном пространстве.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены уникальные данные о радиационной обстановке на орбите Марса на фазе спада 24-го цикла солнечной активности и фазе роста 25-го цикла. Показано, что в сентябре 2023 г. поток, мощность поглощенной и эквивалентной дозы ГКЛ составляют 47% по отношению к величинам, измеренным в период минимума 24-го цикла солнечной активности.

Также получены уникальные данные о радиационной обстановке во время СПС на орбите Марса в июле 2021 г. – марте 2022 г., когда Марс

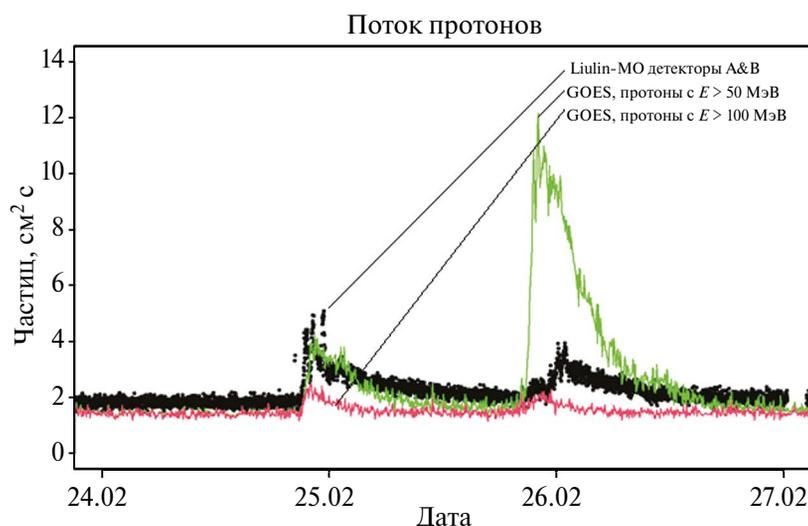


Рис. 12. Сопоставление потоков частиц, зарегистрированных на КА GOES-16 и ExoMars во время СПС 24–25 февраля 2023 г. Кривые – потоки протонов с энергией больше 50 МэВ и больше 100 МэВ соответственно, зарегистрированных у Земли на КА GOES-16. Точки – поток частиц, измеренных парой детекторов А и В прибора Liulin-МО около Марса.

находился на противоположной по отношению к Земле стороне от Солнца. Проведено сравнение потоков частиц, измеренных на орбитах около Земли и Марса.

В период с июля 2021 г. по март 2023 г. с прибором Liulin-МО на TGO зарегистрировано восемь возрастных, обусловленных солнечными протонными событиями. Шесть из них были незначительными.

Два СПС: 28 октября 2021 г. и 15 февраля 2022 г. дали заметный вклад в дозу 6.5 миллигрей и 13.8 миллигрей в кремнии, соответственно.

Использованные в данной работе данные прибора Liulin-МО находятся в свободном доступе на сайте http://esa-pro.space.bas.bg/LIULIN_MO_MARS_2/

Полученные результаты имеют важное значение для экспериментальной проверки и совершенствования методов расчета и прогнозирования радиационной обстановки при планировании пилотируемых экспедиций за пределы магнитосферы Земли.

Работа российских соавторов выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований РАН № FMFR-2024-0036. В ИКИ РАН работы велись в рамках проекта № 23-12-0032 Российского научного фонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мирошниченко Л.И., Петров В.М.* Динамика радиационных условий в космосе. М.: Энергоатомиздат, 1985. 148 с.
2. *Митрофанов И.Г., Литвак М.Л., Санин А.Б., Семкова Й.В., Дачев Ц.П.* Оценка нейтронной компоненты радиационного фона в кратере Гейл на Марсе // *Астрон. вестн.* 2023. Т. 57. № 3. С. 199–208.
<https://doi.org/10.31857/S0320930X2303007>. (*Mitrofanov I. G., Litvak M. L., Sanin A. B., Semkova I. V., Dachev Ts. P.* Estimation of the Neutron Component of the Radiation Background in the Gale Crater on Mars // *Sol. Syst. Res.* 2023. V. 57. № 3. P. 191–199.)
3. *Панасюк М.И., Новиков Л.С.* (Ред.) Модель космоса: Научно-информационное издание. Т. 1. Гл. 3. Физические условия в космическом пространстве. М., 2007. С. 417–667.
4. *Шафиркин А.В., Григорьев Ю.Г.* Межпланетные и орбитальные полеты. Радиационный риск для космонавтов. Радиобиологическое обоснование. М.: Экономика, 2009. 639 с.
5. *Brueckner G.E., Howard R.A., Koomen M.J., Koryndyke C.M., Michels D.J., Moses J.D., Socker D.G., Dere K.P., Lamy P.L., Llebaria A., and 5 co-authors*, The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO) // *Sol. Phys.* 1995. V. 162. P. 357–402.
<https://doi.org/10.1007/BF00733434>
6. *Durante M., Cucinotta F.A.* Physical basis of radiation protection in space travel // *Rev. Modern Phys.* 2011. V. 83. № 4. P. 1245–1281.
7. *Frank G.M., Saksonov P.P., Antipov V.V., Dobrov N.N.* Radiobiological problems of space flights // *Proc. 1st Int. Symp. on “Basic environmental problems of man in space”*, Paris, 1962 / Ed. Bjurstedt H. Wien – New York: Springer Sci., 1965. P. 254–266.
8. *Gieseler J., Dresing N., Palmroos C., von Forstner J.L.F., Price D.J., Vainio R., Kouloumyvakos A., Rodríguez-García L., Trotta D., Génot V., Masson A., Roth M., Veronig A.*, Solar-MACH: An open-source tool to analyze solar magnetic connection configurations // *Front. Astron. Space Sci.* 2022. V. 9.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2022.1058810>
9. *Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G., Stenborg G., Vourlidas A., Freelan, S., Howard R.*, The SOHO/LASCO CME Catalog // *Earth, Moon, and Planets.* 2009. V. 104. P. 295–313.
<https://doi.org/10.1007/s11038-008-9282-7>
10. *Grigoriev Yu., Guskova A.K., Domshlak M., Wysoccki V.G., Raevskaya S.A., Markelov B.A., Darenskay N.* The problem for establish of a limits doses to cosmonauts // *Proc. XVI-th Int. Astronautical Congress.* Athens, Sept. 13–18, 1965. V. 4. P. 145–161.
11. *Guo J., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber R.F., Rafkin S., Hassler D.M., Posner A., Heber, B., Köhler, J., Ehresmann B., Appel J. K., and 8 co-authors*, Modeling the variations of dose rate measured by RAD during the first MSL Martian year: 2012–2014 // *Astrophys. J.* 2015. V. 810. № 1. id. 24.
12. *Guo J., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber R., Hassler D.M., Köhler J., Ehresmann B., Böttcher S., Böhm E., Brinza D.E.* Measurements of the neutral particle spectra on Mars by MSL/RAD from 2015-11-15 to 2016-01-15 // *Life Sci. Space Res.* 2017. V. 14. P. 12–17.
13. *Guo J., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber R.F., Hassler D.M., Ehresmann B., Rafkin S., von Forstner, F. J. L.; Khaksarighiri S.; Liu W.; Wang Y.*, Radiation environment for future human exploration on the surface of Mars: The current understanding based on MSL/RAD dose measurements // *Astron. and Astrophys. Rev.* 2021. V. 29. № 1. P. 1–81.
<https://doi.org/10.1007/s00159-021-00136-5>.
14. *Guo J., Li X., Zhang J., Dobynde M. I., Wang Y., Xu Z., Berger T., Semkova Y., Wimmer-Schweingruber R. F., Hassler D., Zeitlin C. Ehresmann B., Matthiä D., Zhuang B.*, The first ground level enhancement seen on three planetary surfaces: Earth, Moon, and Mars // *Geophys.*

- Res. Lett. 2023. V. 50. № 15. id. 2023GL103069.
<https://doi.org/10.1029/2023GL103069>
15. Hassler D. M., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber R. F., Ehresmann B., Rafkin S., Eigenbrode J. L., Brinza D. E., Weigle G., Böttcher S., Böhm E., and 14 co-authors, Mars' surface radiation environment measured with the Mars Science Laboratory's Curiosity rover // *Science*. 2014. V. 343. № 6169. id. 1244797.
<https://doi.org/10.1126/Science.1244797>
 16. Howard R. A., Moses J. D., Socker D. J., Dere K. P., Cook J. W., SECCHI Consortium. Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI) // *Adv. Space Res.* 2002. V. 29. № 12. P. 2017–2026.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00147-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00147-3)
 17. Litvak M.L., Sanin A.B., Mitrofanov I.G., Bakhtin B., Jun I., Martinez-Sierra L. M., Nosov A., Perkhov A. S., Mars neutron radiation environment from HEND/Odyssey and DAN/MSL observations // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 184. id. 104866.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2020.104866>
 18. Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Bakhtin B., Golovin D. V., Zeitlin C. Observations of neutron radiation environment during Odyssey cruise to Mars // *Life Sci. Space Res.* 2021. V. 29. P. 53–62.
<https://doi.org/10.1016/j.lssr.2021.03.003>
 19. Mitrofanov I., Maklahov A., Bakhtin B., Golovin D., Kozyrev A., Litvak M., Mokrousov M., Sanin A., Tretyakov V., Vostrukhin A., and 12 co-authors Fine Resolution Epithermal Neutron Detector (FRIEND) onboard the Trace Gas Orbiter // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. id. 86.
<https://doi.org/10.1007/s11214-018-0522-5>
 20. National Research Council. 1967. Radiobiological Factors in Manned Space Flight. Washington, DC: The National Academies Press.
<https://doi.org/10.17226/12407>
 21. National Research Council. 1970. Radiation Protection Guides and Constraints for Space-Mission and Vehicle-Design Studies Involving Nuclear Systems. Washington, DC: The National Academies Press. <https://doi.org/10.17226/12393>
 22. Semkova J., Koleva R., Benghin V., Dachev T., Matviichuk Yu., Tomov B., Krastev K., Maltchev St., Dimitrov P., Mitrofanov I. and 14 co-authors, Charged particles radiation measurements with Liulin-MO dosimeter of FRENDO instrument aboard ExoMars Trace Gas Orbiter during the transit and in high elliptic Mars orbit // *Icarus*. 2018. V. 303. P. 53–66.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.12.034>
 23. Semkova J., Semkova J., Koleva R., Benghin V., Dachev T., Matviichuk Yu., Tomov B., Krastev K., Maltchev S., Dimitrov P., Bankov N., and 12 co-authors. Results from radiation environment measurements aboard ExoMars Trace Gas Orbiter in Mars science orbit in May 2018 – December 2019 // *Icarus*. 2021. V. 361. id. 114264.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.114264>
 24. Zeitlin C., Hassler D.M., Cucinotta F.A., Ehresmann B., Wimmer-Schweingruber R.F., Brinza D.E., Kang S., Weigle G., Böttcher S., Böhm E., and 7 co-authors. Measurements of energetic particle radiation in transit to Mars on the Mars Science Laboratory // *Science*. 2013. V. 340. P. 1080–1084.
<https://doi.org/10.1126/science.1235989>

УДК 52-468; 552.6

ПРИРОДНЫЕ СПЛАВЫ СИСТЕМЫ Cu–Ni ИЗ ИМПАКТИТОВ КРАТЕРА ЛОНАР (ИНДИЯ) И ЛУННОГО РЕГОЛИТА

© 2024 г. Т. А. Горностаева*, П. М. Каргашов, А. В. Мохов,
А. П. Рыбчук, А. Т. Базилевский

*Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН
(ГЕОХИ РАН), Москва, Россия
e-mail: tagorn8@mail.com

Поступила в редакцию 19.12.2023 г.

После доработки 26.01.2024 г.

Принята к публикации 10.02.2024 г.

Проведено сравнительное изучение импактных стекол кратера Лонар, расположенного на базальтовом плато Декан, Индия, и импактных стекол из лунного реголита, доставленного советскими автоматическими станциями (АС) Луна-16 и Луна-24 (Море Изобилия и Море Кризисов). В импактитах кратера Лонар и реголите Луны обнаружены многочисленные природные сплавы (Cu_3Ni_2 , Ni_2Cu и Ni_3Cu), которые ранее не были известны в природе. Обнаружение таких сплавов расширяет область изоморфизма в системе Cu–Ni. В результате сравнения импактитов Земли и Луны обнаружено сходство в составе, размере и морфологии частиц медно-никелевых сплавов, что может являться индикатором импактных процессов. Одним из возможных механизмов образования частиц Ni–Cu являлась конденсация из газовой плазменной облака. Возможным источником вещества для сплавов Cu–Ni были одновременно и материал ударника, и материал мишени.

Ключевые слова: Луна, Луна-16, Луна-24, импактиты, кратер Лонар, сплавы системы Cu–Ni, самородный никель, ударник, импактные стекла, СЭМ, ЭДС

DOI: 10.31857/S0320930X24040024, EDN: LUUPTW

ВВЕДЕНИЕ

На Земле известно лишь несколько импактных кратеров, которые образованы в результате бомбардировки базальтовых мишеней. Один из них – кратер Логанча – импактная структура, расположенная в Восточной Сибири (Красноярский край, Россия), которая находится на сибирских трапповых базальтах (Komatsu и др., 2019). Однако эта структура труднодоступна для изучения, размытая, плохо сохранившаяся и есть лишь единичные результаты ее исследования (Фельдман и др., 1983; Masaitis, 1999). Еще одной из недавно подтвержденных ударных структур на базальтовой мишени является кратер Виста-Алгре (Бразилия) (Crosta и др., 2010), изучение которой активно проводится последние несколько лет (Pittarello и др., 2015; Vasconcelos и др., 2019). Одной из наиболее изученных и хорошо сохранившихся импактных

структур является кратер Лонар, расположенный на базальтовых покровах плато Декан, округ Булдана, шт. Махараштра, Индия ($19^{\circ}59'$ с.ш., $76^{\circ}31'$ в.д.). Таким образом, кратер Лонар на данный момент является наиболее удачным объектом для сравнительного изучения высокотемпературного преобразования минерального вещества при высокоскоростных ударах в условиях Луны и Земли.

Кратер Лонар имеет чашеобразную форму и диаметр ~ 1.88 км и частично заполнен озером. Глубина кратера составляет порядка 150 м от края вершины кольцевого вала до уровня озера. Озеро глубиной 7–10 м заполнено постимпактными отложениями мощностью 30–100 м, которые подстилаются импактной брекчией до глубины ~ 325 м (Fredriksson и др., 1973). Возраст кратера Лонар по последним данным составляет 0.576 ± 0.047 млн лет (Schmieder, Kring, 2020). Достаточно хорошо изучены геология (Frederiksson

и др., 1973; Maloof и др., 2010), геофизические параметры кратера Лонар, а также геохимия исходных базальтов и импактитов. Породами мишени являются базальты Деканских траппов возрастом 65 млн лет (Sen, Chandrasekharam, 2011). Глубина подошвы слоя базальтов, являющегося мишенью, оценивается приблизительно в 520–570 м от поверхности (Chandran и др., 2021). Подстилающими базальты породами являются архейские гнейсы. Вовлечение последних в ударное плавление предполагается, в частности, в работах (Das Gupta и др., 2017) и (Chandran и др., 2021).

Подтверждением импактного генезиса кратера Лонар являются находки импактных стекол, в том числе тектитоподобных стеклянных сферул размером, не превышающим 1 мм (Son, Koeberl, 2007; Ray, Misra, 2014), а также маскелинита (Fredriksson и др., 1973; Murali и др., 1987; Nayak, 1993) и коэсита (Jaret и др., 2017).

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В настоящей работе описываются результаты электронно-микроскопического анализа образцов стекол из ударного кратера Лонар, Индия. Эти образцы были собраны в 1983 г. в выбросах из этого кратера сотрудниками ГЕОХИ АН СССР А.Т. Базилевским и М.А. Назаровым (Базилевский, Назаров, 1983).

В качестве объекта сравнения были изучены образцы лунного реголита, доставленного советскими автоматическими станциями АС Луна-16 и Луна-24 (Море Изобилия и Море Кризисов).

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ

В ходе исследований были использованы сканирующие электронные микроскопы (СЭМ) JEOLJSM-5610 и Tesla MIRA-3, оснащенные рентгеновскими энергодисперсионными спектрометрами (ЭДС) Oxford Aztec. Высоколокальные методы аналитической электронной микроскопии включали в себя получение картин во вторичных (SE) и отраженных (BSE) электронах, точечных элементных анализов и карт распределения элементов по заданной площади.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ранее нами были рассмотрены состав и морфология выделений сплавов системы Fe–Ni из импактитов кратера Лонар и Луны (Горностаева и др., 2023). В продолжение этой работы целью настоящего исследования являлось расширение представлений об образовании интерметаллидов в импактных процессах. Задачей исследований был поиск и диагностика минеральных фаз двойной системы Ni–Cu в импактных стеклах кратера Лонар и реголита Луны.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

При изучении образца лунного реголита, доставленного АС Луна-16, среди частиц стекла

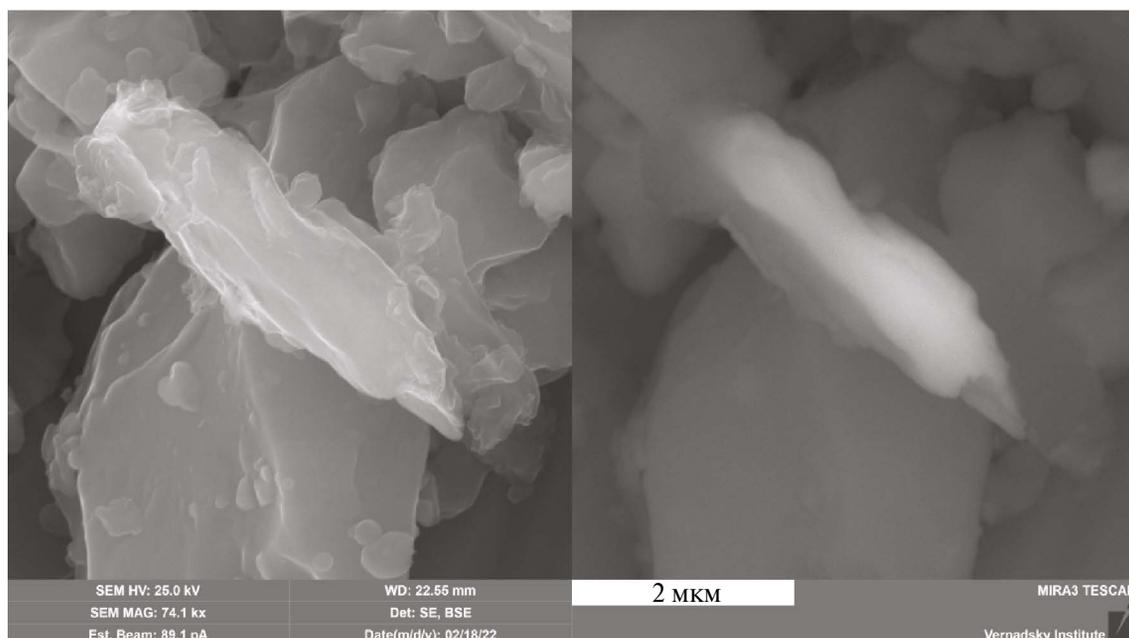


Рис. 1. Частица самородного никеля с примесью меди и цинка в матрице импактного стекла Луна-24. СЭМ. Слева – вторичные электроны. Справа – отраженные электроны.

состава HASP была обнаружена частица вытянутой формы размером около 3 мкм (рис. 1). Во вторичных электронах хорошо видна стеклянная пленка, покрывающая эту частицу. Морфология стеклянной пленки явно указывает на импактное ее происхождение.

В энергодисперсионном рентгеновском спектре, полученном от этой частицы, зафиксированы пики Ni высокой интенсивности и менее интенсивные пики Cu и Zn, и кроме того, пики слабой интенсивности O, Al, Si, Ca и Fe. Чтобы определить состав обнаруженной частицы было проведено ЭДС-картирование, которое показало приуроченность Ni, а также Cu и Zn к анализируемой частице (рис. 2). Отсутствие кислорода свидетельствует о металлической форме обнаруженной частицы никеля. Кроме того, в этом металле полностью отсутствует железо. O, Al, Si, Ca и Fe принадлежат окружающей стеклянной матрице и, видимо, были флуоресцентно возбуждены при ЭДС-анализе от покрывающей ее стеклянной пленки.

Количественный расчет по результатам ЭДС-анализа с учетом вычитания окружающей стеклянной матрицы показал, что обнаруженная частица имеет состав $Ni_{0,90}Cu_{0,06}Zn_{0,04}$.

Присутствие высокочистого самородного никеля может являться критерием для идентификации метеоритного вещества как на Луне, так и на Земле. Ранее нами был обнаружен листовидный агрегат частиц самородного никеля размером в несколько микрон в импактных стеклах кратера Лонар (Горностаева и др., 2023). Похожие по морфологии и размеру частицы самородного никеля были найдены нами в реголите АС Луна-24 (Карташов и др., 2010). Однако никаких примесей других металлов к никелю в обнаруженных ранее частицах зафиксировано не было. Также стоит отметить, что в настоящем исследовании при изучении импактных стекол кратера Лонар мы не зафиксировали частиц самородного никеля с небольшими примесями меди и цинка. Однако нами было найдено несколько частиц никеля с высоким содержанием меди.

При изучении полированного образца из кратера Лонар в массе импактного стекла был обнаружен скелетный кристалл ильменита, в котором зафиксировано яркое по контрасту в отраженных электронах включение размером около 0.5 мкм (рис. 3). Обращает на себя внимание каплевидная форма обнаруженного включения. Небольшой размер обнаруженного включения не позволил получить карт распределения элементов для подтверждения самородного его

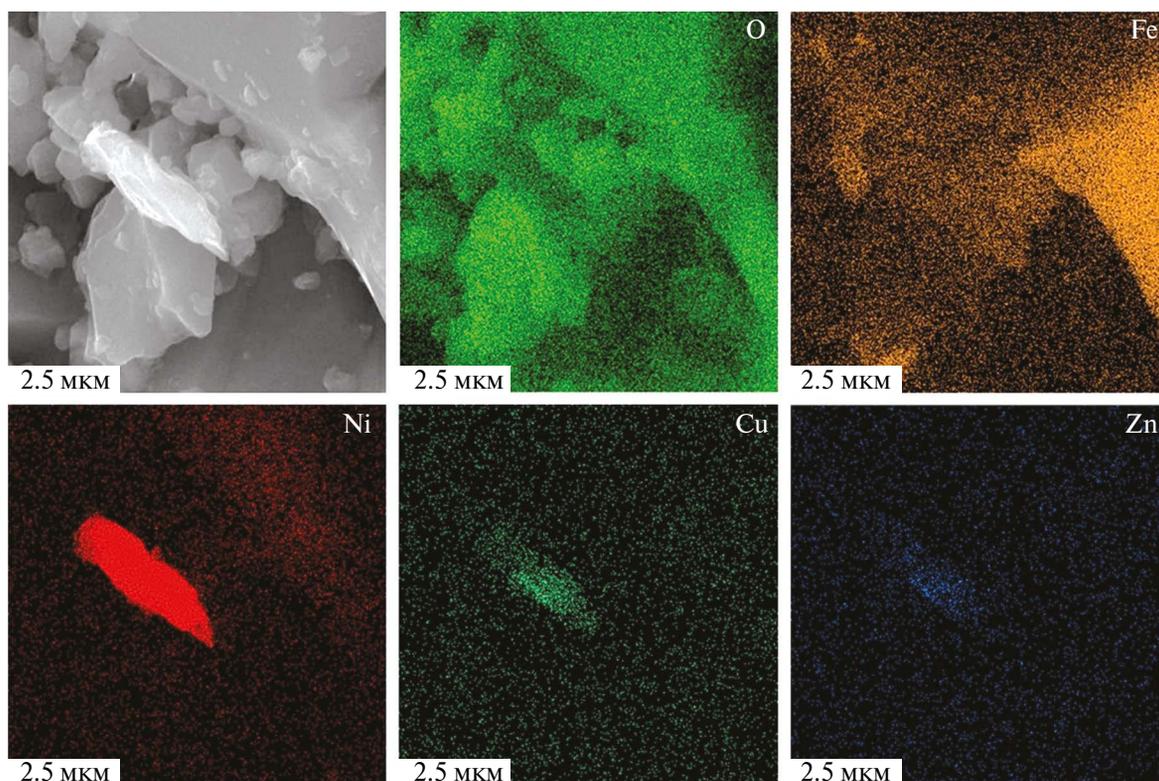


Рис. 2. Карта распределения элементов от участка образца, представленного на рис. 1. Луна-24. СЭМ, отраженные электроны, рентгеновское характеристическое излучение.

состояния. Однако достаточно яркий контраст в отраженных электронах по сравнению с окружающей кислородсодержащей ильменитовой матрицей позволил нам сделать вывод об отсутствии кислорода в этом включении. Количественный расчет с учетом влияния состава вмещающего ильменита показал, что состав включения следующий: $(\text{Ni}_{2.81}\text{Cr}_{0.25})_{3.06}\text{Cu}_{0.94}$, что близко соответствует метрике Ni_3Cu .

В нескольких образцах импактного стекла из кратера Лонар были обнаружены яркие по контрасту в отраженных электронах листовидные Ni–Cu содержащие частицы размером от 10 до 30 мкм (рис. 4). На снимке во вторичных электронах видно, что обнаруженные частицы утоплены в стеклянной матрице, а также покрыты стеклянной пленкой. Кроме того,

на поверхности самой крупной частицы зафиксировано несколько стеклянных шариков размером 2 и 0.5 мкм. Размер и морфология этих шариков указывают на их расплавную природу.

Достаточно большой размер обнаруженных частиц позволил получить карты распределения элементов (рис. 5). Карты распределения элементов, полученные от наиболее крупной из частиц, выявили, что в ее составе кроме никеля и меди не содержится других элементов, а отсутствие кислорода подтвердило самородный ее характер. На карте распределения кремния отчетливо видна его локализация в стеклянных шариках на поверхности Ni–Cu содержащей частицы. Видимо, они имеют высококремниевый состав с небольшим содержанием железа.

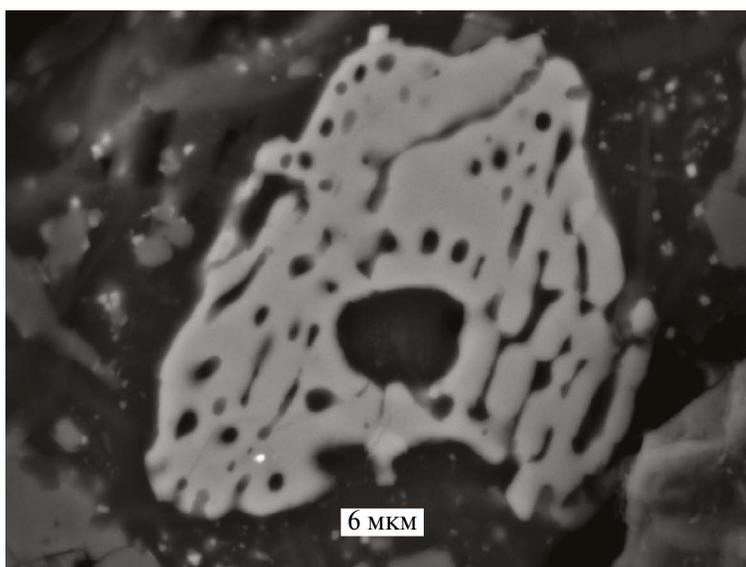


Рис. 3. Каплевидное включение Ni_3Cu в частице ильменита. Кратер Лонар. СЭМ. Отраженные электроны.

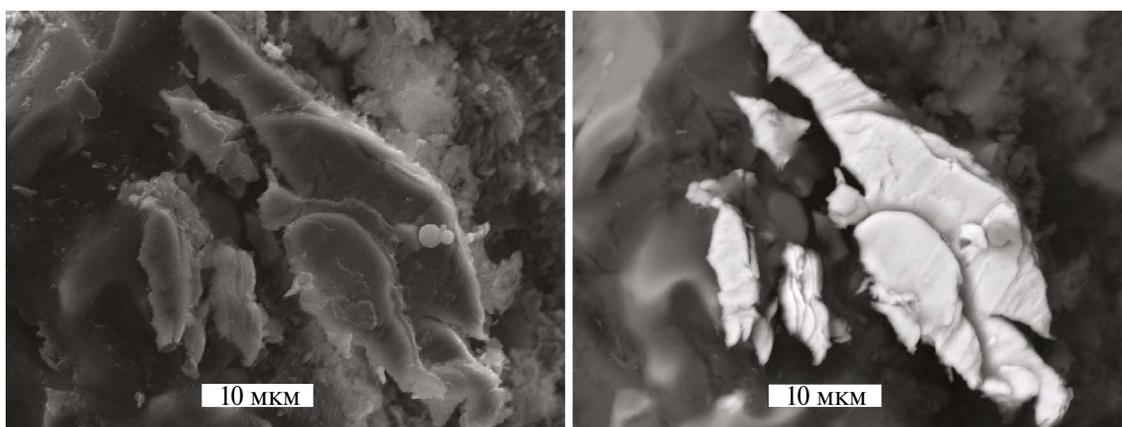


Рис. 4. Агрегат листовидных кристаллов Ni_3Cu в матрице импактного стекла. Кратер Лонар. СЭМ. Слева – вторичные электроны. Справа – отраженные электроны.

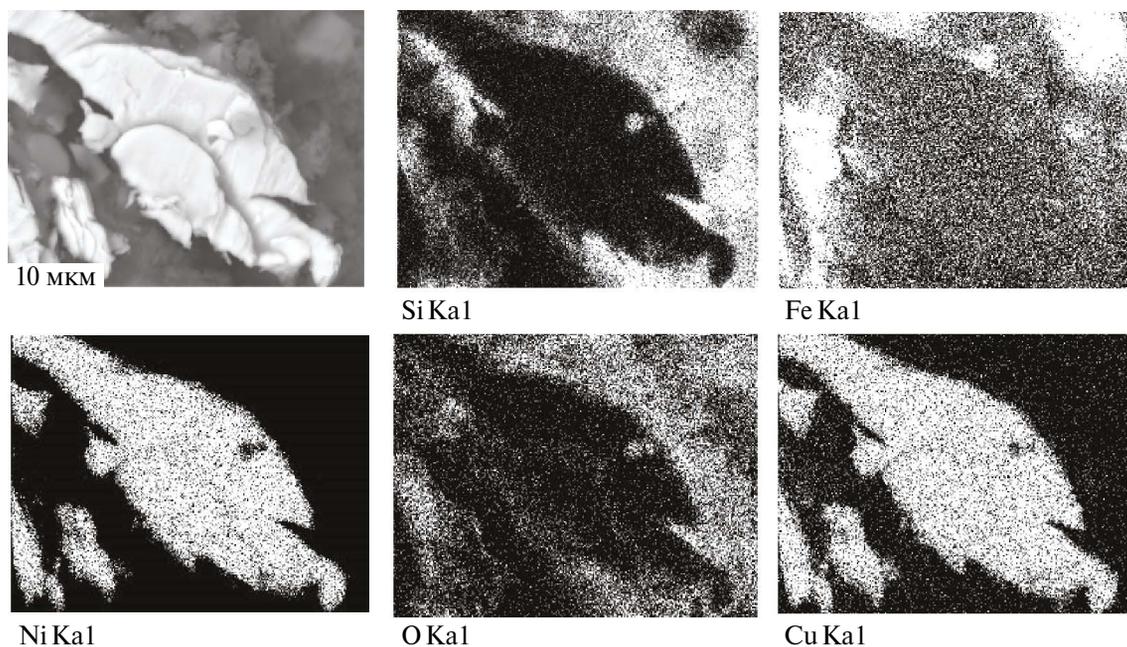


Рис. 5. Карта распределения элементов от участка образца, представленного на рис. 4. Кратер Лонар. СЭМ, отраженные электроны, рентгеновское характеристическое излучение.

Усредненный количественный расчет эмпирической формулы по данным с нескольких точек анализа, снятых с разворотом образца относительно детектора для уменьшения влияния неправильной формы поверхности частицы, дал $\text{Ni}_{2.84}\text{Cu}_{1.16}$, что так же близко соответствует метрике Ni_3Cu .

В нескольких образцах импактных стекол из кратера Лонар были обнаружены Ni–Cu частицы с более высоким содержанием меди. В образце импактного стекла было обнаружено несколько содержащих Ni–Cu листовидных частиц и их агрегатов, распределенных в матрице импактного стекла

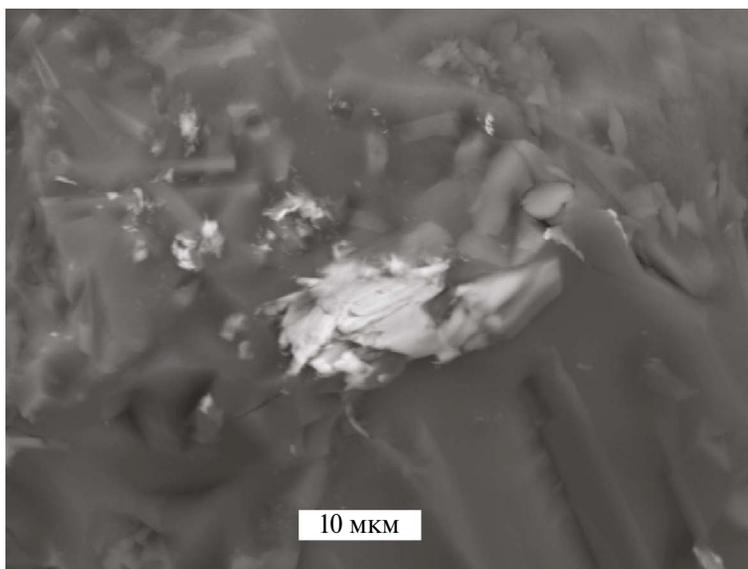


Рис. 6. Частицы Ni_2Cu в матрице импактного стекла. Кратер Лонар. СЭМ, отраженные электроны, рентгеновское характеристическое излучение.

(рис. 6). Размер частиц составил от 1 до 10 мкм. Для каждой из представленных на рис. 6 частиц был проведен ЭДС-анализ. Полученные составы были очень близки и в среднем по расчету составили $\text{Ni}_{2,14}\text{Cu}_{0,86}$, что соответствует метрике Ni_2Cu . В ЭДС-спектре нескольких частиц был зафиксирован интенсивный пик Fe, а также менее интенсивные пики O, Si, Ti и Ca. Согласно картам распределения, частицы Ni_2Cu не содержат в своем составе O, Fe, а также S. Самый крупный агрегат частиц Ni_2Cu сростается с агрегатом частиц самородного железа, не содержащего никеля.

Несколько близких по составу содержащих Ni–Cu листовидных частиц были обнаружены в препаратах лунного реголита, доставленного АС Луна-24. Одна из таких частиц представлена на рис. 7.

Стоит отметить, что морфология обнаруженных частиц и их агрегатов схожа с частицами подобного состава, обнаруженными в импактных стеклах кратера Лонар (рис. 5, рис. 6). Обнаружены как отдельные частицы псевдогексагональных очертаний, представленные сильно уплощенными вдоль одной из осей третьего порядка октаэдрами, так и их агрегаты размером около 10 мкм. На снимке во вторичных электронах видно стеклянное покрытие на поверхности этих частиц. Карты распределения (рис. 8) подтвердили локализацию меди и никеля в них, а также отсутствие кислорода. Расчет, выполненный на основе ЭДС-анализов, полученных от этих частиц, показал, что они

имеют средний состав $\text{Ni}_{2,11}\text{Cu}_{0,89}$, что соответствует метрике Ni_2Cu .

В образцах лунного реголита были обнаружены так же подвергшиеся пластической деформации частицы Ni_2Cu без правильных кристаллографических очертаний, неправильной чешуйчатой формы (рис. 9). Размер таких частиц не превышает нескольких микрон. Как видно на снимке во вторичных электронах, частица Ni_2Cu покрыта слоем стекла, которое по морфологии соответствует конденсатному стеклу, обнаруженному в лунном реголите (рис. 9).

В одном из образцов импактного стекла из кратера Лонар была обнаружена псевдотетрагональная таблитчатая Cu–Ni частица размером около 5 мкм (рис. 10). Очевидно, это сильно уплощенный вдоль одной из четверных осей кубический кристалл. В нем отмечается более высокое по отношению к никелю содержание меди. Согласно ЭДС-анализу его состав $(\text{Cu}_{2,10}\text{Zn}_{0,76})_{2,86}\text{Ni}_{2,14}$, что соответствует метрике $(\text{Cu}, \text{Zn})_3\text{Ni}_2$ при отношении Cu:Ni ~ 1:1.

Чистая самородная медь без примесей никеля была неоднократно в ходе проводимых нами исследований встречена в разных образцах импактитов Лонара. Причем размер ее выделений колебался от нанометров в препаратах просвечивающей электронной микроскопии, и до 10 мкм в образцах, исследованных на СЭМ. Во всех случаях она тесно ассоциировалась с различными стеклами как конденсатной, так и расплавной природы.

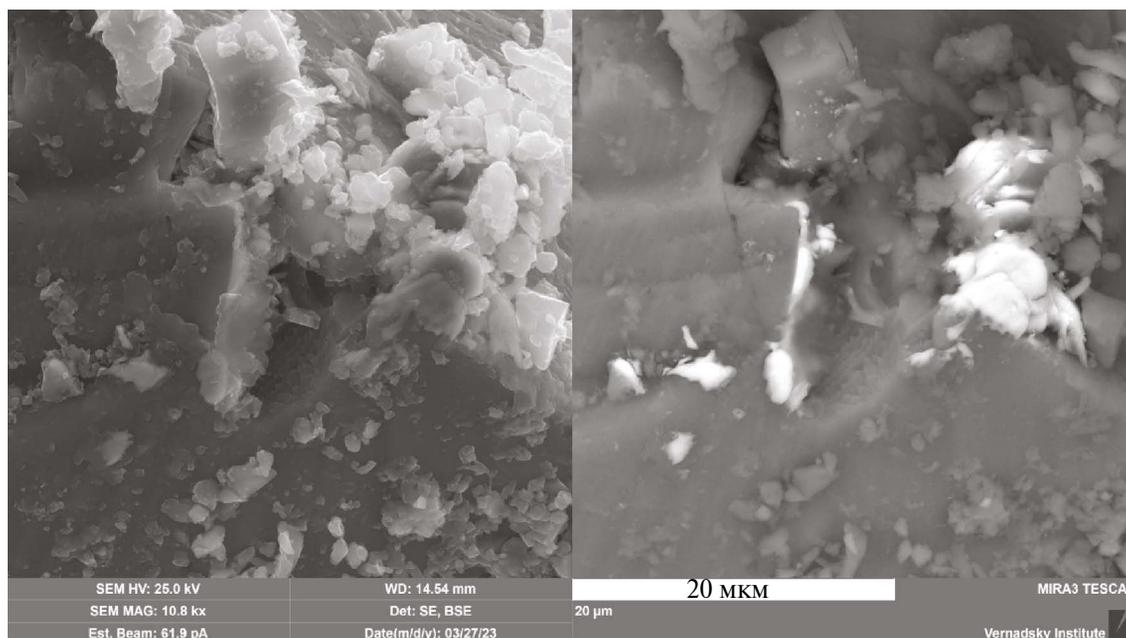


Рис. 7. Агрегат листовидных частиц Ni_2Cu в матрице стекла лунного реголита. Луна-24. СЭМ. Слева — вторичные электроны. Справа — отраженные электроны.

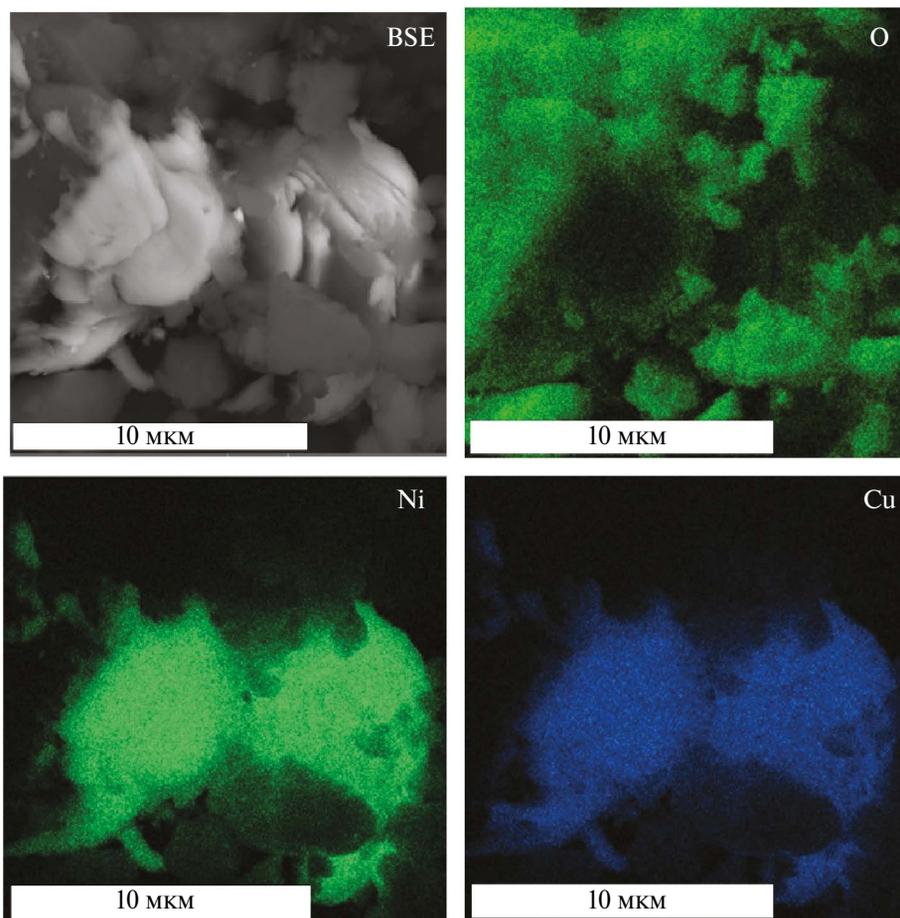


Рис. 8. Карта распределения элементов от частицы Ni_2Cu . Луна-24. СЭМ.

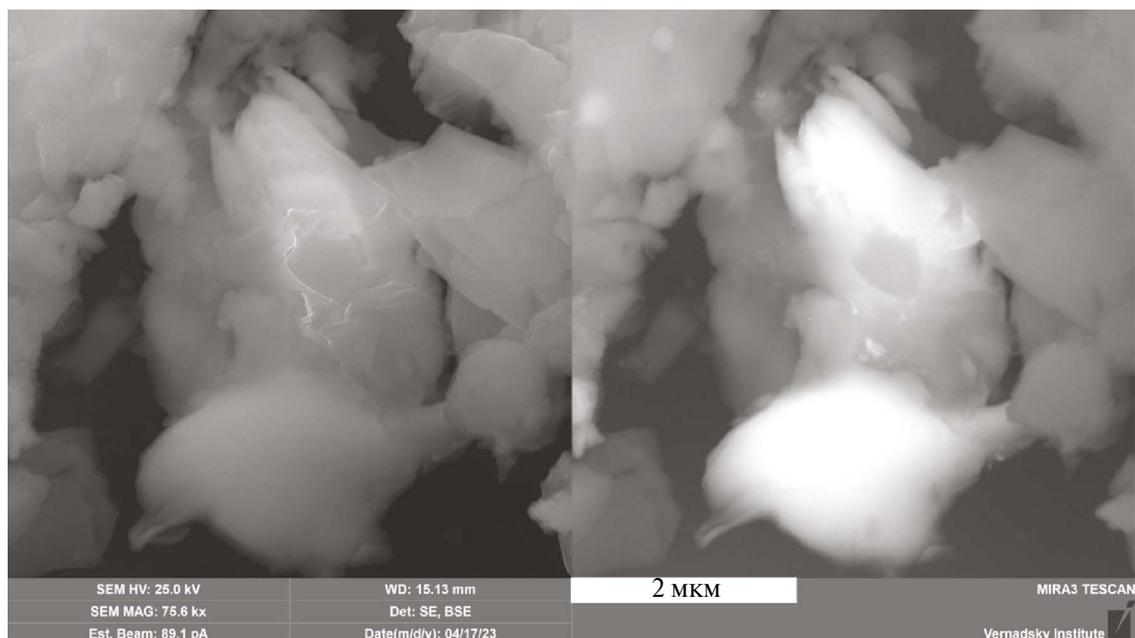


Рис. 9. Частица Ni_2Cu в матрице стекла лунного реголита. Луна-24. СЭМ. Слева – вторичные электроны. Справа – отраженные электроны.

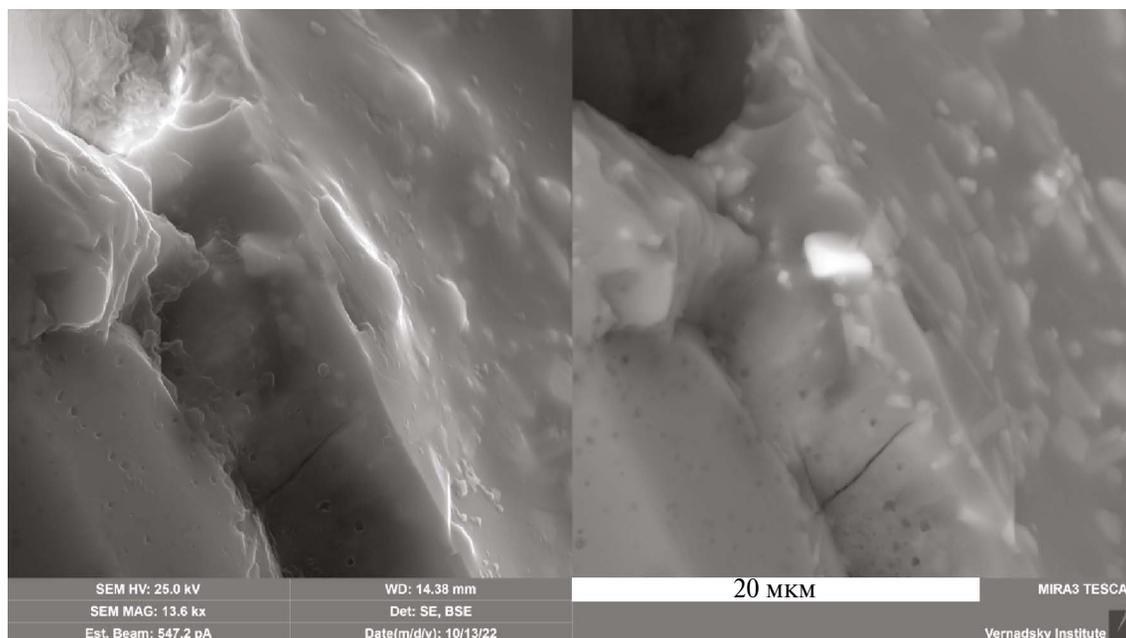


Рис. 10. Частица $(\text{Cu}, \text{Zn})_3\text{Ni}_2$ в импактном стекле. Кратер Лонар. СЭМ. Слева – вторичные электроны. Справа – отраженные электроны.

ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку в импактном процессе глубокой переработке подвергаются как породы мишени, так и ударника, то необходимо учитывать содержания рассматриваемых элементов в породах мишени и потенциального ударника.

Одним из основных маркеров присутствия ударного вещества в кратере является повышенное, по сравнению с породами мишени, содержание Ni, который является важным компонентом большинства известных типов метеоритов (например, Steele и др., 2012). Чаще всего такое сравнение проводится на основе статистически значимого массива данных по составу импактитов и пород мишени для дальнейшей вероятностной оценки типа ударника. Известен ряд находок вещества ударника, преобразованного в результате плавления вещества мишени и ударника в виде металлических сферул или ликвантов, разделенных на несколько фаз (Chao и др., 1964). Так сферулы с содержанием Ni в 10–13 мас. % были обнаружены в филиппинитах и индошинитах (Chao и др., 1964), в импактитах Вабар и Аризонского метеоритного кратера (Reid и др., 1964; Chao и др., 1964), а также в иргизитах (Glass и др., 1983). Есть единичные находки неизмененного вещества ударника, которое представлено легко преобразуемыми минералами, например, фосфидами железа-никеля – шрейберзитом, барринджеритом, обнаруженными в импактных структурах

Цэнхэр и Жаманшин (Салтыковский и др., 2011; Горностаева и др., 2018). Самородный никель был обнаружен в лунном реголите, доставленном АС Луна-24 (Карташов и др., 2010), а также в импактных стеклах кратера Лонар (Горностаева и др., 2023).

Большинство исследований по определению типа ударника кратера Лонар сходятся во мнении, что вероятнее всего это был хондрит (Ray и др., 2017; Schulz и др., 2016; Mougel и др., 2019; Chandran и др., 2023). Ранее обнаруженные нами в импактитах самородный никель, тэнит и высоконикелевый камасит подтверждают гипотезу о хондритовом типе ударника (Горностаева и др., 2023). Были предприняты попытки для уточнения типа хондрита. Так по данным (Ray и др., 2017) ударником, вероятнее всего, был хондрит ЕН-типа, по другим данным, скорее всего, это был СМ-хондрит (Mougel и др., 2019). Средние концентрации Ni в хондритах составляют от 10.2 до 17.5 ppm, причем в ЕН-типе хондрита содержание никеля самое высокое и составляет 17.5 ppm, а в СМ-хондритах – 12.0 ppm, (Wasson, Kallemeyn, 1988). Обыкновенные хондриты содержат в своем составе 70–100 ppm меди, которая сосредоточена в основном в Fe–Ni сплавах (Łuszczek, Krzesińska, 2020).

Содержание Ni в деканских базальтах в районе кратера Лонар – 52–206 ppm и в среднем составляет 90 ppm (Osae и др., 2005), а по данным (Das Gupta и др., 2017) – 59.8 ppm. Содержание Ni в импактитах кратера Лонар находится в интервале 64–156 ppm и в

среднем составляет 86 ppm (Osae и др., 2005). То есть наблюдается незначительное обогащение импактитов никелем за счет материала ударника.

Содержание Cu в базальтах кратера Лонар по данным (Osae и др., 2005) 194–269 ppm и в среднем составляет 219 ppm, а по данным (Das Gupta и др., 2017) среднее содержание Cu в базальтах мишени в среднем составляет 138.4 ppm. В расплавленных импактитах и брекчиях кратера Лонар содержание Cu – 149–228 ppm и в среднем составляет 184 ppm. Интересные данные получены при изучении тектито-подобных сферул (Ray и др., 2017) размером 250 мкм в которых зафиксировано повышенное содержание Cu – до 400 ppm, а также повышенные содержания Ni. Причем отмечается значительный разброс в содержании Cu в этих стеклянных шариках. Именно в этих стеклянных шариках зафиксировано присутствие компонентов метеоритного вещества, которое подвергалось испарению и конденсации. Таким образом, содержание меди в породах мишени превышает таковые в веществе предполагаемого ударника. В то же время импактиты заметно обогащаются медью по сравнению с материалом как мишени, так и ударника. Иными словами, происходит концентрирование меди в продуктах импактного процесса.

Теоретические температуры конденсации для меди и никеля близки (расчетная температура конденсации Cu – 1037 К; Ni – 1353 К) к температуре конденсации железа (расчетная температура конденсации – 1334 К) (Lodders, 2003), которое, как показывают испарительные эксперименты, является легколетучим (Маркова и др., 1986). При ударном испарении базальтовых аналогов лунных пород потери содержания железа более интенсивные по сравнению с кремнием и достигают 2–3 раз (Яковлев и др., 2003). Образование железистых конденсатов по результатам экспериментов, на примере модельных стекол лунного реголита, лежит в пределах ~1500°–1700°С (Яковлев и др., 2011). Теоретически существует вероятность образования Ni–Cu частиц путем конденсации из газовой плазмы. Таким образом, вероятно, что источником вещества для Cu–Ni сплавов в импактитах Лонара были одновременно материал и ударника, и мишени. Причем Cu преимущественно поступала из деканских базальтов, а Ni из материала хондритов. Обилие находок частиц самородной меди, обнаруженных нами в морских лунных базальтах позволяет предполагать такое же соотношение космогенного и лунного источников вещества для образования Cu–Ni сплавов и в лунном реголите.

Природные сплавы системы Cu–Ni встречаются несподручимо реже сплавов системы Fe–Ni. Самородная медь различного происхождения практически никогда не содержит сколько-нибудь значимых примесей никеля. Все известные ранее находки самородного

никеля принадлежат системе Fe–Ni и рассмотрены нами в статье (Горностаева и др., 2023). Три известные находки никелистой меди приурочены к зонам серпентинизации ультраосновных массивов. Впервые никелистая медь с содержанием 15 мас. % Ni (по нашим данным до 21 мас. %) была обнаружена в серпентините Родионовского хромитового месторождения (Попов и др., 2013). Практически одновременно нами была найдена никелистая медь с 5 мас. % Ni в составе галек джозефинита из Джозефин-Крик в Орегоне, США (<https://www.mindat.org/photo-558249.html>). Позднее медь с содержанием 4.5–7 мас. % Ni была описана в серпентинитах Безымянного ультрабазитового массива в Туве (Леснов и др., 2022). Все эти находки связаны с процессами взаимодействия различных сульфидов с восстановленными флюидами, возникающими в процессе серпентинизации оливина. Здесь никелистая медь тесно ассоциирует с сульфидами никеля (хизлевудитом, миллеритом, пентландитом) и аваруитом различного состава Ni₃Fe–Ni₂Fe.

Из других известных в литературе самородных фаз, одновременно богатых медью и никелем, можно упомянуть сплав с метрикой Ni₂Me, принадлежащий системе Ni–Cu–Al и обнаруженный в реголите из Моря Кризисов на Луне (Мохов и др., 2018). Отсутствие в ассоциации с данным сплавом фаз ряда NiAl–Cu₃Al позволяет сделать вывод о его происхождении, исключающем вероятность его кристаллизации из расплава. Предполагается, что данная фаза возникла вследствие газоконденсатных реакций в потоках восстановленных флюидов.

Фазы состава Cu₄Zn₂Ni и Ni₂Cu₂Zn отмечались в триасовых углеродисто-кремнистых породах Сихотэ-Алиня (Волохин, Карабцов, 2016). Предполагается, что они образовались при катагенезе осадков за счет переотложения металлов, содержащихся в подвижных фракциях битумоидов. Вторая из этих фаз очень похожа по составу на (Cu, Zn)₃Ni₂, обнаруженную на Лонаре, так что нельзя исключить и космогенное ее происхождение в породах Приморья.

В импактитах Лонара фазы системы Cu–Ni представлены максимально разнообразно – от чистой меди через (Cu, Zn)₃Ni₂, Ni₂Cu и Ni₃Cu до медистого никеля. Обращает на себя внимание то, что в реголите Луны фазы такого же состава Ni₂Cu и Ni₃Cu образуют выделения схожего размера и морфологии, что свидетельствует о сходстве способа их образования при близких параметрах развития импактного процесса.

В отличие от системы Fe–Ni, фазовая диаграмма которой осложнена наличием кубических объемно-центрированных, упорядоченных и разупорядоченных гранцентрированных фаз и тетрагонального FeNi, система Cu–Ni очень проста и представлена непрерывным изоморфным рядом фаз с кубической

гранцентрированной ячейкой (Дриц и др., 1979). Таким образом, в соответствии с “правилом 50%” (Nickel, 1992) в этой системе выделяются только два минеральных вида – самородная медь и самородный никель с их никелистыми и медистыми разновидностями, соответственно. Иными словами, сплавы с метриками Cu_3Ni_2 , Ni_2Cu и Ni_3Cu не могут являться собственно минералами. Твердые растворы с такими отношениями меди и никеля лишь маркируют составы, наиболее часто реализуемые в природе при сходных условиях. Как мы видим, изоморфный ряд Cu–Ni, не имея кристаллохимических ограничений, в обычных геологических условиях в силу геохимических причин очень ограничен и сдвинут в сторону меди. Специфические P–T условия и особая динамика импактных процессов снимают ограничения обычной геохимии и существенно расширяют область проявления изоморфизма в системе Cu–Ni. Причем появление высоконикелевых сплавов в этой системе приобретает значение типоморфного признака. Иными словами, обнаружение никеля с высокими примесями меди в каком-то геологическом объекте может являться индикатором наличия импактных процессов/событий на его территории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В импактитах кратера Лонар и реголите Луны обнаружены многочисленные природные сплавы (с метриками Cu_3Ni_2 , Ni_2Cu и Ni_3Cu) обогащенного никелем сектора двойной системы Cu–Ni.

2. Такие сплавы ранее не были известны в природе и значительно расширяют обычно подавленную (в силу геохимических причин) область изоморфизма в системе Cu–Ni.

3. Обнаружено исключительно близкое сходство в химизме, размере и морфологии частиц медно-никелевых сплавов из импактитов Земли и Луны. Эти типоморфные особенности могут являться индикатором импактных процессов как на Земле, так и в космосе. Теоретически существует вероятность образования Ni–Cu частиц путем конденсации из газовой-плазменного облака. Таким образом, вероятно, что источником вещества для Cu–Ni сплавов в импактитах Лонара были одновременно и материал ударника, и материал мишени.

Работа выполнена за счет бюджетных средств по госзаданию ГЕОХИ РАН в рамках темы FMMZ-2024-0048 “Развитие комплекса взаимодополняющих методов изучения химического состава, трансформации и миграции нано/микрочастиц и легкоподвижных форм элементов в окружающей среде, Земной коре и Лунном реголите”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Базилевский А.Т., Назаров М.А.* Отчет о результатах командирования ученых за границу; страна командирования Индия. М.: ГЕОХИ АН СССР, 1983. 16 с.
2. *Волохин Ю.Г., Карабцов А.А.* Минералы в углеродистых силицитах триаса Сихотэ-Алиня // Литология и полезные ископаемые. 2016. № 5. С. 465–484.
3. *Горностаева Т.А., Мохов А.В., Карташов П.М., Богатииков О.А.* Тип ударника, образовавшего кратер Жаманшин (Казахстан) // Петрология. 2018. Т. 26. № 1. С. 90–104.
4. *Горностаева Т.А., Карташов П.М., Мохов А.В., Рыбчук А.П., Базилевский А.Т.* Самородные металлы ряда никель–железо из импактитов кратера Лонар (Индия) // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 4. С. 1–13. (*Gornostaeva T.A., Kartashov P.M., Mokhov A.V., Rybchuk A.P., Basilevsky A.T.* Native Nickel–Iron Metals from Lonar Crater Impactites (India) and Regolith of the Moon // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. P. 295–306).
5. *Дриц М.Е., Бочвар Н.Р., Гузей Л.С., Лысова Е.В., Падужнова Е.М., Рохлин Л.Л., Туркина Н.И.* Двойные и многокомпонентные системы на основе меди: справочник. М.: Наука, 1979. 248 с.
6. *Карташов П.М., Мохов А.В., Горностаева Т.А., Богатииков О.А., Ашихмина Н.А.* Минеральные фазы на сколах стеклянных частиц в препарате тонкодисперсной фракции из пробы реголита АС “Луна 24” // Петрология. 2010. Т. 18. № 2. С. 115–133.
7. *Леснов Ф.П., Королюк В.Н., Ойдул Ч.К., Монгуш А.А.* Первая находка “никелистой меди” в ультрамафитахувы // Научная конференция “Петрология и рудоносность магматических формаций”. Новосибирск, 25–29 апреля 2022 г. С. 124–126.
8. *Маркова О.М., Яковлев О.И., Семенов Г.А., Белов А.Н.* Некоторые общие результаты экспериментов по испарению природных расплавов в камере Кнудсена // Геохимия. 1986. № 11. С. 1559–1569.
9. *Мохов А.В., Горностаева Т.А., Карташов П.М., Рыбчук А.П., Богатииков О.А.* Самородные сплавы систем Pd–Pt и Ni–Cu–Al из реголита АС “Луна-24” // Докл. АН. 2018. Т. 481. № 1. Р. 81–84.
10. *Попов В.А., Колисниченко С.В., Блинов И.А.* Никелистая медь и накауриит из Голубой жилы в ультрамафитах (Верхнеуфалейский район, Южный Урал) // Четырнадцатые Всерос. научн. чтения памяти ильменского минералога В.О. Полякова. Миасс: Имин УрО РАН, 2013. С. 13–24.

11. *Салтыковский А.Я., Цельмович В.А., Байараа Т., Никитин А.Н., Иванкина Т.И., Коматсу Дж., Ормоо Ю.* Импактный кратер и состав космического вещества в раннепалеозойской структурной зоне Южной Монголии // Двенадцатая Международный конф. “Физико-химич. и петрофизич. исслед. в науках о Земле”. Москва–Борок 3–6 октября 2011 г. Материалы конференции. Москва, 2011. С. 298–302.
12. *Фельдман В.И., Коротаева Н.И., Свешникова Е.В.* Инфракрасные спектры тектитов, импаكتитов и обсидианов // Изв. АН СССР. Сер. геологическая. 1983. № 2. С. 96–100.
13. *Яковлев О.И., Герасимов М.В., Диков Ю.П.* Оценка температурных условий образования НАСП и GASP стекол лунного реголита // Геохимия. 2011. № 3. С. 227–238.
14. *Яковлев О.И., Диков Ю.П., Герасимов М.В., Влотска Ф., Хут Й.* Экспериментальное изучение факторов, определяющих состав стекол лунного реголита // Геохимия. 2003. № 5. С. 467–481.
15. *Chandran S.R., James S., Santosh M., Yang C.X., Zhang C., Rajesh V.J., Satyanarayanan M., Praveen M.N., Anilkumar Y., Singh S.P., Keerthy S.* Geochemical and geochronological evidence of meteorite impact excavating the Archean basement at Lonar Crater, Central India // *Lithos*. 2021. V. 404–405. id. 106479.
16. *Chandran S.R., James S., Aswathi J., Padmakumar D., Marjan T.S., Kumar R.B., Chavan A., Bhandari S., Sajinkumar K.S.* A compendium of the best-preserved terrestrial hypervelocity impact crater in a basaltic terrain: The Lonar, India // *Earth-Science Rev.* 2023. V. 243. id. 104508.
17. *Chao E.C.T., Dwornik E.J., Littler J.* New data on the nickel-iron spherules from Southeast Asian tektites and their implications // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1964. V. 28. № 6. P. 971–974.
18. *Crosta A.P., Koeberl C., Furuie R.A., Kazuo-Vieira C.* The first description and confirmation of the Vista Alegre impact structure in the Parana flood basalts of southern Brazil // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2010. V. 45. № 2. P. 181–194.
19. *Das Gupta R., Banerjee A., Goderis S., Claeys P., Vanhaecke F., Chakrabarti R.* Evidence for a chondritic impactor, evaporation-condensation effects and melting of the Precambrian basement beneath the ‘target’ Deccan basalts at Lonar crater, India // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2017. V. 215. P. 51–75.
20. *Feldman V.I., Sazonova L.V., Mironov Y.V., Kapustkina I.G., Ivanov B.A.* Circular structure Logancha as possible meteorite crater in basalts of the Tunguska syncline // XIV Lunar and Planet. Sci. Conf. Abstract. 1983. V. 14. P. 191–192.
21. *Fredriksson K., Dube A., Milton D.J., Balasundaram M.S.* Lonar Lake, India: An impact crater in basalt // *Science*. 1973. V. 180. № 4088. P. 862–864.
22. *Glass B.P., Fredriksson K., Florensky P.V.* Microirghizites recovered from a sediment sample from the Zhamanchin impact structure // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 1983. V. 88. Suppl. P. 319–330.
23. *Jaret S.J., Phillips B.L., King Jr D.T., Glotch T.D., Rahman Z., Wright S.P.* An unusual occurrence of coesite at the Lonar crater, India // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2017. V. 52. № 1. P. 147–163.
24. *Komatsu G., Coletta A., Battagliere M.L., Virelli M.* Logancha, Russia // *Encyclopedic Atlas of Terrestrial Impact Craters*. 2019. P. 171–173.
25. *Lodders K.* Solar system abundances and condensation temperatures of the elements // *Astrophys. J.* 2003. V. 591. № 2. P. 1220–1247.
26. *Luszczek K., Krzesińska A.M.* Copper in ordinary chondrites: Proxies for resource potential of asteroids and constraints for minimum-invasive and economically efficient exploitation // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 194. id. 105092.
27. *Maloof A.C., Stewart S.T., Weiss B.P., Soule S.A., Swanson-Hysell N.L., Louzada K.L., Garrick-Bethell I., Poursart P.M.* Geology of Lonar crater, India // *Geolog. Soc. Am. Bull.* 2010. V. 122. № 1/2. P. 109–126.
28. *Masaitis V.L.* Impact structures of northeastern Eurasia: The territories of Russia and adjacent countries // *Meteorit. and Planet. Sci.* 1999. V. 34. № 5. P. 691–711.
29. *Mougel B., Moynier F., Koeberl C., Wielandt D., Bizzarro M.* Identification of a meteoritic component using chromium isotopic composition of impact rocks from the Lonar impact structure, India // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019. V. 54. № 10. P. 2592–2599.
30. *Murali A.V., Zolensky M.E., Blanchard D.P.* Tektite-like bodies at Lonar crater, India: Implications for the origin of tektites // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 1987. V. 92. № B4. P. E729–E735.
31. *Nayak V.K.* Maskelynite from the Indian impact crater at Lonar // *J. Geol. Soc. India*. 1993. V. 41. № 4. P. 307–312.
32. *Nickel E.H.* Solid solutions in mineral nomenclature // *Mineralogy and petrology*. 1992. V. 46. № 1. P. 49–53.
33. *Osaе S., Misra S., Koeberl C., Sengupta D., Ghosh S.* Target rocks, impact glasses, and melt rocks from the Lonar impact crater, India: Petrography and geochemistry // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2005. V. 40. № 9/10. P. 1473–1492.
34. *Pittarello L., Nestola F., Viti C., Crósta A.P., Koeberl C.* Melting and cataclastic features in shatter cones in basalt from the Vista Alegre impact structure, Brazil // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2015. V. 50. № 7. P. 1228–1243.

35. Reid A.M., Park F.R., Cohen A.J. Synthetic metallic spherules in a Philippine tektite // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1964. V. 28. № 6. P. 1004–1010.
36. Ray D., Misra S. Contrasting aerodynamic morphology and geochemistry of impact spherules from Lonar crater, India: Some insights into their cooling history // *Earth, Moon, and Planets*. 2014. V. 114. P. 59–86.
37. Ray D., Upadhyay D., Misra S., Newsom H.E., Ghosh S. New insights on petrography and geochemistry of impactites from the Lonar crater, India // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2017. V. 52. № 8. P. 1577–1599.
38. Schmieder M., Kring D.A. Earth's impact events through geologic time: A list of recommended ages for terrestrial impact structures and deposits // *Astrobiology*. 2020. V. 20. № 1. P. 91–141.
39. Schulz T., Luguët A., Wegner W., van Acken D., Koeberl C. Target rocks, impact glasses, and melt rocks from the Lonar crater, India: Highly siderophile element systematic and Sr–Nd–Os isotopic signatures // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2016. V. 51. № 7. P. 1323–1339.
40. Sen G., Chandrasekharam D. Deccan traps flood basalts province: An evaluation of the thermochemical plume model // *Topics in igneous petrology* / Eds: Ray J., Sen G., Ghosh B. Berlin: Springer, 2011. P. 29–53.
41. Son T.H., Koeberl C. Chemical variation in Lonar impact glasses and impactites // *GFF*. 2007. V. 129. № 2. P. 161–176.
42. Steele R.C., Coath C.D., Regelous M., Russell S., Elliott T. Neutron-poor nickel isotope anomalies in meteorites // *Astrophys. J.* 2012. V. 758. № 1. id. 59.
43. Vasconcelos M.A.R., Rocha F.F., Crósta A.P., Wünnemann K., Güldemeister N., Leite E.P., Ferreira J.C., Reimold W.U. Insights about the formation of a complex impact structure formed in basalt from numerical modeling: The Vista Alegre structure, southern Brazil // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019. V. 54. № 10. P. 2373–2383.
44. Wasson J.T., Kallemeyn G.W. Compositions of chondrites // *Phil. Transact. Roy. Soc. London. Ser. A // Mathemat. and Phys. Sci.* 1988. V. 325. № 1587. P. 535–544.

УДК 528.94:523.34

КАРТА ПРИПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЕЙ ЛУНЫ ОТ ПАРАЛЛЕЛЕЙ $\pm 55^\circ$

© 2024 г. Е. А. Гришакина ^{a,*}, Ж. Ф. Родионова ^b, Е. А. Феоктистова ^b,
Е. Н. Слюта ^a, В. В. Шевченко ^b

^a Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

^b Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга

Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: orskaty@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2023 г.

После доработки 22.01.2024 г.

Принята к публикации 09.02.2024 г.

Описаны результаты создания карты приполярных областей Луны. Карты ограничены параллелями $\pm 55^\circ$, чтобы показать место падения аппарата Луна-25. В статье также дан краткий обзор космических миссий на Луну.

Ключевые слова: Луна, космические аппараты, полярные области, места посадок, места падений

DOI: 10.31857/S0320930X24040036, EDN: LUOBFX

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время полярные районы Луны представляются приоритетной целью для исследования. Основными деталями рельефа полярных областей Луны являются ударные кратеры. Малое наклонение оси вращения Луны к плоскости эклиптики (1.54°) обуславливает присутствие постоянно затененных областей в понижениях рельефа и постоянно освещенных областей на возвышенностях полярных районов. Обнаруженные некоторыми космическими аппаратами отложения летучих соединений и, в том числе, водяного льда в таких областях (Colaprete и др., 2010; Mitrofanov и др., 2012), являются важным фактором для создания постоянной лунной базы на поверхности спутника Земли. Ряд миссий различных стран в последние годы занимались изучением этих районов, включая японскую Kaguya (Kato и др., 2008), американские Lunar Prospector (Binder, 1998), LRO (Keller и др., 2016), LCROSS (Schultz и др., 2010), GRAIL, GRAILB (Zuber и др., 2013), индийские Chandrayaan-1, -2, -3 (Goswami, Annadurai, 2009; Padma, 2023; Stooke, 2019), Луна-25 (Зеленый и др., 2023).

Некоторые аппараты разбились о поверхность Луны либо в ходе ударного эксперимента, либо в ходе неудачной посадки. Например, в миссии LCROSS верхняя отработавшая ступень отделилась от КА Shepherding и совершила управляемое падение со скоростью 2.5 км/с в постоянно затененную область кратера Кабео с температурой на поверхности около 45 К. В точке падения с координатами -84.719° ю.ш. -49.610° в.д. (Heldmann и др., 2012) образовался кратер диаметром около 30 м. Облако выброса пыли и пара из кратера поднялось на высоту более 7 км и наблюдалось в отраженном солнечном свете в УФ-, видимом и ИК-диапазонах спектра с помощью научной аппаратуры на КА Shepherding и LRO, с орбитальных телескопов Earth Observing System и Hubble Space Telescope, и со многих (более 10) наземных телескопов. В облаке выброса по данным наблюдений, кроме воды, OH^- и молекулярного H_2 был обнаружен обширный состав водородосодержащих летучих (H_2S , NH_3 , C_2H_2 , CH_3OH , CH_4 и др.), а также CO , Ca , Hg , Mg , Na и др. (Colaprete и др., 2010; Gladstone и др., 2010). В 1999 г. КА Lunar Prospector с капсулой с прахом выдающегося

американского геолога и планетолога Юджина Шумейкера был направлен в безымянный кратер диаметром 52 км, расположенный вблизи южного полюса Луны (Шевченко, 2001). На Генеральной ассамблее Международного Астрономического Союза (МАС) в 2000 г. этому кратеру присвоили название Шумейкер. Спускаемые посадочные аппараты КА Chandrayaan-1 в 2008 г., Chandrayaan-2 в 2019 г. и Луна-25 в 2023 г. совершили жесткую посадку. И только в августе 2023 г. первую мягкую посадку в южном приполярном районе Луны совершил индийский спускаемый аппарат КА Chandrayaan-3.

КОСМИЧЕСКИЕ МИССИИ НА ЛУНУ, СОВЕРШЕННЫЕ В 2023 Г.

Запуск российской посадочной станции Луна-25 11 августа 2023 г. прервал затянувшуюся почти на 50 лет после Луны-24 в 1976 г. паузу в отечественных лунных исследованиях. Были утверждены основной (69.55° ю.ш., 43.54° в.д.) и резервный (68.77° ю.ш., 21.21° в.д.) районы посадок, расположенные около 70-й параллели Южной полярной области (Дьячкова и др., 2021). Миссия включала две задачи: отработка современных средств доставки и бортовых служебных систем на основе новой элементной базы в процессе полета и посадки на Луну, и возобновление отечественных научных исследований Луны. При достаточно скромной полезной нагрузке миссии (около 30 кг), в состав комплекса научной аппаратуры (КНА) тем не менее входили восемь приборов (Митрофанов и др., 2021): нейтронный и гамма-спектрометр АДРОН-ЛР для изучения химического состава реголита и содержания воды в грунте, ионный энерго-масс-анализатор АРИЕС-Л для изучения потоков вторичных ионов и нейтральных газов, образованных при взаимодействии солнечного ветра с лунным грунтом, лазерный время-пролетный масс-спектрометр ЛАЗМА-ЛР для изучения химического состава реголита и летучих компонентов, ИК-спектрометр ЛИС-ТВ-РПМ для изучения минерального состава реголита и степени его гидратации, электростатический детектор пыли ПМЛ для изучения пылевой плазмы в приповерхностном слое лунной экзосферы, система технического зрения СТС-Л для ТВ-панорамной и стереосъемки лунной поверхности в зоне работы манипулятора, манипуляторный комплекс ЛМК для раскопок лунного грунта и подачи образцов в лазерный масс-спектрометр для их

анализа. Сбор научной и служебной информации от приборов КНА обеспечивал блок управления БУНИ. После вывода КА Луна-25 на трассу полета к Луне было проведено пробное включение и проверка работы всего КНА. Вся научная аппаратура сработала штатно и без отказов. К сожалению, из-за ошибки в работе бортового блока управления служебной аппаратуры при сходе с лунной орбиты на посадку отключение двигателя произошло нештатно, вместо запланированных 84 с он отработал 127 с. Согласно баллистическому анализу внештатной траектории полета космического аппарата, проведенного в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Луна-25 совершила жесткую посадку 19 августа 2023 г. в 14:58 по московскому времени в кратере Pontecoulant G диаметром 42 км, расположенном в южном полушарии. В указанном районе команда LRO на снимке, полученном 24 августа 2023 г., обнаружила небольшой новый кратер диаметром 10 м, расположенный на 57.865° ю.ш., 61.360° в.д.

Индийский посадочный модуль КА Chandrayaan-3 Vikram с луноходом Pragyan на борту осуществил мягкую посадку 23 августа 2023 г. в лунной местности с координатами 69.37° ю.ш. и 32.35° в.д., т.е. примерно в том же районе, в котором планировалась и посадка КА Луна-25. Комплекс научной аппаратуры на посадочном модуле Vikram состоял из четырех приборов: сейсмометра для изучения лунной сейсмической активности (ILSA), термозонда (ChASTE) для измерения распределения температуры в лунном грунте на глубину до 10 см, зонда Лэнгмюра (LP) для измерения температуры и плотности электронной плазмы лунной ионосферы и лазерного уголкового отражателя (LRA) для изучения динамической системы Земля–Луна. На борту небольшого лунохода Pragyan с массой 26 кг размещались два научных прибора: спектроскоп лазерного пробоя (LIBS) для изучения элементного состава лунного грунта и рентгеновский спектрометр альфа-частиц (APXS) для определения основных породообразующих элементов (Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, Fe) в лунном грунте (ISRO, 2023). Посадочный модуль вместе с луноходом успешно отработали в течение всего оставшегося лунного дня до 4 сентября и передали на Землю уникальную научную информацию (Padma, 2023). За это время луноход Pragyan проехал более 100 м. Это была первая мягкая посадка космического аппарата в Южной приполярной области Луны.

СОЗДАНИЕ КАРТЫ ПРИПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЕЙ ЛУНЫ ОТ ПАРАЛЛЕЛЕЙ $\pm 55^\circ$

Для создания Карты приполярных областей Луны от параллелей $\pm 55^\circ$ мы использовали цифровую модель рельефа Луны, построенную по данным лазерного высотомера (LOLA) КА Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO) с точностью 0.5 км на пиксель. Высоты на карте отсчитаны от сферы со средним радиусом 1737.4 км. Максимальная пластичность и высокие эстетические качества изображения рельефа полярных областей Луны (рис. 1, рис. 2) на карте получены путем применения метода многоцветной гипсометрической окраски с дополнением легкой серой отмывки (Берлянт, 2002). При этом использовано программное обеспечение ArcGIS 10.1. Для отображения высотных уровней на карте разработана переменная шкала высот, включающая 16 уровней от +8 км до -9 км. Общий перепад высот на всей Луне составляет около 20 км. На карте подписаны собственные наименования основных лунных образований на латыни, в соответствии с решениями МАС, и на русском языке. Для названий на русском языке использовалась книга “Наименования форм рельефа Луны” (Пугачева и др., 2022), содержащая более 2000 названий деталей рельефа Луны. Данный каталог построен на основе справочника именованных лунных объектов, утвержденного МАС. В каталоге все наименования сгруппированы в таблицы согласно морфологическому типу образования: болота, борозды, горы, гряды, долины, заливы, кратеры, моря, мысы, озера, океан, равнины, сбросы, цепочки. Перевод названий именованных деталей лунного рельефа на русский язык осуществлялся по правилам транскрипции и транслитерации названий.

Карта приполярных областей Луны составлена Институтом геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН и Государственным астрономическим институтом им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Составитель: Е.А. Гришакина; редакторы: Ж.Ф. Родионова, Е.А. Феоктистова; научные редакторы: Е.Н. Слюта, В.В. Шевченко. Карта приполярных областей Луны размещена на сайте ГЕОХИ РАН (<http://portal.geokhi.ru/Lab41/SitePages/Maps-of-the-Moon.aspx>), причем ее можно увеличивать с хорошим разрешением.

НАСТОЯЩИЕ И БУДУЩИЕ ПОЛЕТЫ К ЛУНЕ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Залежи льда и других летучих соединений Луны могут стать ценным ресурсом для исследователей, астробиологов и создателей будущей лунной базы. Первый южнокорейский лунный космический аппарат Danuri стартовал 5 августа 2022 г. С помощью камеры ShadowCam, разработанной NASA, передал новые снимки кратера Шеклтон с разрешением 1.7 м на пиксель, на внутреннем склоне которого наблюдается борозда, проделанная скатившимся камнем.

— Японская межпланетная станция SLIM (Smart Lander for Investigating Moon) массой 200 кг запущена к Луне 7 сентября 2023 г. на борту ракетоносителя H-IIA из космического центра Танэгасима. Установленный на модуле аппарат предназначен для изучения содержания металлов в лунном грунте. Мягкая посадка осуществлена 19 января 2024 г. с точностью 55 м на склоне кратера диаметром 270 м с японским женским именем Сиори (координаты: 13.33° ю.ш.; 25.23° в.д.). Этот маленький кратер находится на видимой стороне Луны в кратере Кирилл к северо-западу от Моря Нектара. Непосредственно перед посадкой от станции отделился небольшой аппарат Lunar Exploration Vehicle-1, чтобы исследовать место высадки. Кроме того, на борту посадочного аппарата находился шарообразный ровер SORA-Q, разработанный JAXA в сотрудничестве с Toyou Sony Group и Университетом Дошиша. Ровер весит 250 г и оснащен двумя небольшими камерами. Япония стала пятой страной, осуществившей мягкую посадку на Луну после Советского Союза, США, Китая и Индии.

— В мае 2024 г. китайская автоматическая межпланетная станция Chang'e-6 станет второй китайской возвращаемой экспедицией, в рамках которой планируют осуществить сбор проб лунного грунта на обратной стороне естественного спутника Земли. Chang'e-6 станет продолжением миссии Chang'e-6 2020 г., которая собрала 1731 г лунного материала из Океана Бурь. По данным CNSA, Chang'e-6 с массой 8200 кг запустят на ракете Changzhen-5. Планируется, что аппарат прилунится в южной части бассейна Аполлон, расположенной на 150° – 158° з.д. и 41° – 45° ю.ш. (восточнее места посадки аппарата Chang'e-4). Посадочный модуль впервые попытается доставить с обратной стороны Луны около 2 кг породы, собранной как с поверхности, так и с помощью бура.

— Китай планирует искать замерзшую воду возле Южного полюса Луны с помощью

специального детектора, который доставит аппарат Chang'e-7 в конце 2026 г. Миссия Chang'e-7 будет состоять из орбитального и посадочного модулей (несущего луноход и летающий минизонд). Летающий минизонд будет производить исследования постоянно затененных зон кратеров. Аппарат будет оборудован анализаторами воды и изотопов водорода. Межпланетная станция Chang'e-7 доставит также небольшой луноход Объединенных Арабских Эмиратов – Rashid-2, в район южного полюса Луны. Точное место посадки пока не определено, но вероятно, связано с программой Artemis.

– Американская компания United Launch Alliance 8 января 2024 г. запустила к Луне ракету Vulcan с первым частным лунным посадочным модулем Peregrine Mission One, разработанным компанией Astrobotic Technology для будущих миссий NASA. Предполагаемое место посадки – Sinus Viscosities возле вулканических куполов Груйтуйзена. Это первый испытательный полет создаваемой с 2014 г. ракеты-носителя, которая больше не будет зависеть от российских двигателей РД-180. Планировалось, что Peregrine достигнет Луны 23 февраля 2024 г. Кроме научной нагрузки, на борту аппарата была и коммерческая – от компаний Elysium Space и Celestis. Они занимаются “похоронами в космосе”. Пепел умерших на Земле людей в этой миссии предполагалось доставить на Луну. Коммерческая нагрузка миссии содержала останки и биологический материал 70 человек и одной собаки. Однако по данным компании-разработчика Astrobotic Technology, через десять часов после запуска выяснилось, что двигательная установка аппарата не функционирует, произошла утечка топлива, и Peregrine направился к Земле, где аппарат сгорел в плотных слоях ее атмосферы. В связи с этой неудачей NASA на год отложило запуск миссий, предусматривающих пилотируемый облет Луны (Artemis-2) и посадку на нее с экипажем (Artemis-3) из-за технической неготовности. Пока состоялся лишь первый беспилотный полет к Луне в конце 2022 г. Но уже к 2032 году, во время миссии Artemis-8 США планируют доставку оборудования для лунной базы.

– Автоматическая лунная орбитальная станция Луна-26 является второй в четверке запланированных лунных зондов 1-го этапа Российской лунной программы. Запуск аппарата Луна-26 планируется на 2027 г. Основными научными задачами КА Луна-26 являются: дистанционное изучение лунной поверхности, построение топографической карты лунной поверхности,

определение структуры и состава недр, поиск богатых водородом регионов, определение химического и элементного состава реголита, определение неоднородности лунного гравитационного поля, изучение состава и динамики экзосферы, исследования взаимодействия солнечного ветра и Луны, исследования лунных магнитных аномалий и соответствующей динамики плазмы, исследование микрометеорных потоков и вторичных пылевых облаков вокруг Луны (Слюта и др., 2021a), также он будет ретранслятором сигналов со следующей станции Луны-27.

– Запуск российской автоматической межпланетной станции Луна-27 запланирован на 2028 г. Это часть российской лунной программы первого этапа, в которой предусмотрены дистанционные исследования с помощью орбитальной станции Луна-26, а также посадочного аппарата, который будет исследовать поверхность в районе южного полюса Луны. Научные приборы станции Луна-27 предназначены для выполнения исследований около параллели -80° , определения содержания воды и других летучих компонентов в лунном грунте, а также изучения химического и минерального состава, структуры, физико-механических, теплофизических и электромагнитных свойств лунного реголита, пылевой и плазменной экзосферы Луны (Слюта и др., 2021б; Дьячкова и др., 2022).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Карта приполярных областей Луны составлена в Полярной стереографической проекции в масштабах 1:6 000 000 и 1:11 500 000. Северная и южная приполярные области ограничены параллелями $\pm 55^\circ$ для того, чтобы показать место падения аппарата Луна- 25. Рельеф лунной поверхности показан методом многоцветной гипсометрической окраски с дополнением аналитической отмывки (Берлянт, 2002) на основе цифровой модели по данным лазерного альтиметра LOLA КА Lunar Reconnaissance Orbiter. На карте ромбиками отмечены места падений КА Lunar Prospector, Chandrayaan-1, -2, LCROSS, Kaguya, GRAIL A, GRAIL B, Луна-25. Место мягкой посадки КА Chandrayaan-3 отмечено флажком.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского Российской академии наук (ГЕОХИ РАН). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берлянт А.М. Картография: Учебник для вузов. М.: Аспект Пресс, 2002. 336 с.
2. Дьячкова М.В., Митрофанов И.Г., Санин А.Б., Литвак М.Л., Третьяков В.И. Характеристика мест посадки космического аппарата Луна-25 // Астрон. вестн. 2021. Т. 55(6). С. 522–541. (Djachkova M.V., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Litvak M.L., Tretyakov V.I. Characterization of the Luna-25 landing sites // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 6. P. 509–528.)
3. Дьячкова М.В., Митрофанов И.Г., Санин А.Б., Литвак М.Л., Третьяков В.И. О выборе района посадки космического аппарата Луна-27 // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 3. С. 158–168. (Djachkova M.V., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Litvak M.L., Tretyakov V.I. Selecting a landing site for the Luna-27 spacecraft // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 3. P. 145–154.)
4. Зеленый Л.М., Митрофанов И.Г., Третьяков В.И., Литвак М.Л., Калашников Д.В., Суоров А.В., Прохоров В.Г. Научная программа исследований космического аппарата “Луна-25” // Автоматический космический аппарат нового поколения “Луна-25” – от исследований к освоению лунных ресурсов. Т. 1 / Ред.: Зеленый Л.М., Ефанов В.В., Ширшаков А.Е. Химки: АО “НПО Лавочкина”, 2023. С. 8–28.
5. Митрофанов И.Г., Зеленый Л.М., Третьяков В.И., Калашникова Д.В. Луна-25: первая полярная миссия на Луну // Астрон. вестн. 2021. Т. 55(6). С. 497–508. (Mitrofanov I.G., Zelenyi L.M., Tretyakov V.I., Kalashnikov D.V. Luna-25: the first polar mission to the Moon // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 6. P. 485–495.)
6. Пугачева С.Г., Родионова Ж.Ф., Скобелева Т.П., Феоктистова Е.А., Шевченко В.В. Наименования форм рельефа Луны. М.: One Book, 2022. 144 с.
7. Слюта Е.Н., Высочкин В.В., Иванов В.В., Маковчук В.Ю., Назаров А.И., Погонин В.И., Роскина Е.Г., Сафронов В.В., Тацкий Л.П. Прибор МЕТЕОР-Л на лунном орбитальном аппарате Луна-26: детектор космической пыли // Астрон. вестн. 2021а. Т. 55. № 5. С. 444–453. (Slyuta E.N., Ysoshchkin V.V., Ivanov V.V., Makovchuk V.Y., Nazarov A.I., Pogonin V.I., Roskina E.A., Safronov V.V., Tatsiy L.P. METEOR-L device on the lunar orbital vehicle Luna-26: space dust detector // Sol. Syst. Res. 2021a. V. 55. № 5. P. 437–445.)
8. Слюта Е.Н., Маров М.Я., Дунченко А.Г., Маковчук В.Ю., Морозов О.В., Назаров А.И., Иванов В.В., Погонин В.И., Роскина Е.Г., Сафронов В.В., Харлов Б.Н., Тацкий Л.П. Эксперимент ТЕРМО-ЛР на посадочном аппарате Луна-27: изучение теплофизических, физико-механических и электромагнитных свойств лунного грунта // Астрон. вестн. 2021б. Т. 55. № 5. С. 454–475. (Slyuta E. N., Marov M. Ya., Dunchenko A. G., Makovchuk V. Yu., Morozov O. V., Nazarov A. I., Ivanov V. V., Pogonin V. I., Roskina E. G., Safronov V. V., Kharlov B. N. and Tatsiy L. P. TERMO-LR Experiment on the Luna-27 Lander: Study of Thermophysical, Physicomechanical, and Electromagnetic Properties of the Lunar Soil // Sol. Syst. Res. 2021b. V. 55. № 5. P. 446–466.)
9. Шевченко В.В. Лунар Проспектор погиб, проблемы остались // Земля и Вселенная. 2001. № 1. С. 23–33.
10. Binder A.B. Lunar Prospector: Overview // Science. 1998. V. 281. № 5382. P. 1475–1476.
11. Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., Ennico K., Hermalyn B., Marshall W., Ricco A., Elphic R.C., and 7 co-authors. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. № 330. 463–468.
12. Gladstone G.R., Hurley D.M., Retherford K.D., Feldman P.D., Pryor W.R., Chaufray J.-Y., Versteeg M., Greathouse T.K., Steffl A. J., Throop H., and 10 co-authors. LRO-LAMP observations of the LCROSS impact plume // Science. 2010. V. 330. P. 472–476.
13. Goswami J.N., Annadurai M. Chandrayaan-1: India’s first planetary science mission to the Moon // Current Sci. 2009. V. 96. № 4. P. 486–491.
14. Heldmann J.L., Colaprete A., Wooden D.H., Ackermann R.F., Acton D.D., Backus P.R., Bailey V., Ball J.G., Barott W.C., Blair S.K., and 80 co-authors. LCROSS (Lunar Crater Observation and Sensing Satellite) Observation Campaign: Strategies, Implementation, and Lessons Learned // Space Sci. Rev. 2012. V. 167. P. 93–140.
15. ISRO (Indian Space Research Organization) <https://www.isro.gov.in/Chandrayaan3.html>.
16. Kato M., Sasaki S., Tanaka K., Iijima Y., Takizawa Y. The Japanese lunar mission SELENE: Science goals and present status // Adv. Space Res. 2008. V. 42. P. 294–300.
17. Keller J.W., Petro N.E., Vondrak R.R., the LRO team. The Lunar Reconnaissance Orbiter mission – Six years of science and exploration at the Moon // Icarus. 2016. V. 273. P. 2–24.
18. Mitrofanov I., Litvak M., Sanin A., Malakhov A., Golovin D., Boynton W., Droege G., Chin G., Evans L., Harshman K., and 14 co-authors. Testing polar spots of water-rich permafrost on the Moon: LEND observations onboard LRO // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. № 27. id. E00H27. <https://doi.org/10.1029/2011JE003956>

19. *Padma T.V.* India's Moon mission: four things Chandrayaan-3 has taught scientists // *Nature*. 2023. V. 621. P. 456.
20. *Schultz P.H., Hermalyn B., Colaprete A., Ennico K., Shirley M., Marshall W.S.* The LCROSS cratering experiment // *Science*. 2010. V. 330. P. 468–472.
21. *Stooke Phil.* Lunar Landing Sites, U.S. Geological Survey, Univ. Western Ontario, 2019. 1 printed sheet.
22. *Zuber M.T., Smith D.E., Watkins M.M., Asmar S.W., Konopliv A.S., Lemoine F.G., Melosh H.J., Neumann G.A., Phillips R.J., Solomon S.C., and 7 co-authors.* Gravity field of the Moon from the Gravity Recovery and Interior Laboratory (GRAIL) mission // *Science*. 2013. V. 339. P. 668–671.
23. https://www.rbc.ru/technology_and_media/03/10/2023/651c1cc89a794726acd9f8e4?from-copyhttps://nauka.tass.ru/nauka/19688463
<https://tass.ru/kosmos/19688783>
<https://tass.ru/kosmos/19688857>
<https://tass.ru/kosmos/19689701>
<https://tass.ru/kosmos/19689949>
24. <http://shadowcam.sese.asu.edu/images/1284>
25. <https://www.nasa.gov/feature/nasa-moon-camera-mosaic-sheds-light-on-lunar-south-pole>
26. <https://www.nasa.gov/feature/goddard/2023/lro-luna-25-impact>

УДК 523.34; 520.874.3; 520.27; 528.8.044.2

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПОСТОЯННО ЗАТЕНЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ НА ЮЖНОМ ПОЛЮСЕ ЛУНЫ

© 2024 г. Ю. С. Бондаренко^{a,*}, Д. А. Маршалов^a, Б. М. Зиньковский^b, А. Г. Михайлов^a

^aФедеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

^bАкционерное общество “Особое конструкторское бюро
Московского энергетического института”, Москва, Россия

*e-mail: bondarenko@iaaras.ru

Поступила в редакцию 23.11.2023 г.

После доработки 12.01.2024 г.

Принята к публикации 25.01.2024 г.

В работе представлены новые подробные радиолокационные карты и поляриметрические данные, охватывающие южный полярный район видимой стороны Луны размером 400×800 км с пространственным разрешением около 75 м. Данные были получены с использованием 64-метровой антенны ТНА-1500 Центра космической связи ОКБ МЭИ Медвежьего озера и 13.2-метрового радиотелескопа РТ-13 Обсерватории Светлое ИПА РАН на длине волны 4.2 см. На этой длине волны радиолокационные сигналы проникают в лунный реголит на глубину до 1 м и чувствительны к поверхностным и взвешенным породам размерами более 1 см. На картах видны 39% площади постоянно затененных областей, недоступных для наблюдений оптическими наземными средствами, в которых могут скрываться залежи водяного льда. Анализ радиолокационных карт не выявил связи между поляризационными свойствами поверхности в этих областях и наличием солнечного освещения. Полученные в результате этой работы данные могут быть использованы для изучения особенностей поверхности и приповерхностного слоя реголита южного полярного района Луны, включая поиск ледяных отложений в постоянно затененных областях, а также для планирования будущих лунных миссий.

Ключевые слова: Луна, южный полярный район, постоянно затененные области, радиолокационные изображения, радиолокационное рассеяние, отношение круговых поляризаций

DOI: 10.31857/S0320930X24040045, EDN: LUHTVN

ВВЕДЕНИЕ

В августе 2023 г. индийский космический аппарат (КА) Chandrayaan-3 впервые в мире совершил мягкую посадку в районе южного полюса Луны. За время работы миссии была измерена температура на поверхности реголита и под ним, а также исследован его спектральный состав. В это же время к южному полюсу направлялась и российская автоматическая межпланетная станция Луна-25 с целью исследования реголита, экзосферы и отработки технологии безопасной посадки (Митрофанов и др., 2021).

К сожалению, во время одного из орбитальных маневров, произошла нештатная ситуация и КА столкнулся с Луной, не выполнив поставленные перед ним задачи. И все же, интерес к исследованию южного полюса Луны не заканчивается этими миссиями. В текущем десятилетии разными странами выполняется целый ряд космических программ, таких как Artemis, Луна, Chandrayaan, Chang'e и другие основной целью которых является создание базы на Луне, а также поиск водяного льда, в постоянно затененных областях южного полюса Луны. Поэтому в ближайшей перспективе дополнительные знания

об этих областях будут в значительной мере актуальны и востребованы.

Одним из наиболее эффективных методов дистанционного исследования физических свойств поверхности и недр Луны является радиолокация. Этот метод заключается в освещении Луны радиолокационным сигналом, приеме отраженного сигнала (эхо-сигнала) и анализе его характеристик. При этом и излучатель, и приемник радиолокационного сигнала могут располагаться как на Земле, так и на КА в различных “би-статических” конфигурациях. Наиболее простой конфигурацией с точки зрения ее реализации является наземное расположение передающей и приемной антенных систем, однако размещение одной или обеих таких систем на борту КА, находящегося на окололунной орбите, позволяет исследовать обратную сторону Луны, а также выбирать углы, под которыми будет освещаться ее поверхность. Основными преимуществами радиолокации по сравнению с наблюдениями, например, в оптическом или инфракрасном диапазонах длин волн являются чрезвычайно высокое разрешение получаемых изображений, независимость от атмосферы Земли, способность радиосигналов проникать вглубь реголита, наличие в эхо-сигнале информации о поляризационных свойствах рассеивающей поверхности, а также возможность исследовать приполярные области Луны, никогда не освещаемые Солнцем, в том числе и для поиска водяного льда.

Первые радиолокационные наблюдения полярных районов Луны с целью поиска ледяных отложений в постоянно затененных областях, были проведены в 1994 г. с помощью КА Clementine на длине волны 13.2 см. В качестве излучателя радиолокационного сигнала выступала 1.1-метровая антенна, размещенная на борту КА, а прием эхо-сигнала осуществлялся на 70-метровую антенну обсерватории Голдстоун. Основным результатом этого эксперимента стало обнаружение сильного обратного рассеяния в постоянно затененных областях южного полюса Луны, которое объяснялось возможным наличием там водяного льда (Nozette и др., 1996). Годом позже были представлены радиолокационные изображения южного полярного района Луны с разрешением 125 м и поляриметрические данные с разрешением 1 км, полученные в обсерватории Аресибо с помощью 300-метрового локатора и расположенной неподалеку небольшой вспомогательной антенны на длине волны 12.6 см (Stacy и др., 1997). Обнаруженные на изображениях участки с высоким отношением круговых

поляризаций на этот раз не стали убедительным доказательством присутствия водяного льда, поскольку было показано, что часть из них освещается Солнцем или совпадает с обращенными к радару склонами кратеров. Позднее был проведен повторный анализ данных, полученных во время эксперимента на КА Clementine, который также показал, что высокие значения обратного рассеяния не являются чем-то уникальным для исследуемых районов (Simpson и др., 1999).

Первые топографические карты южного полюса Луны с разрешением 150 м в плане и 50 м по высоте были получены в 1997 г. в обсерватории Голдстоун с использованием метода радиолокационной интерферометрии (Margot и др., 1999). Для излучения сигнала на длине волны 3.5 см была задействована 70-метровая антенна, а две 34-метровые антенны, разнесенные друг от друга на 20 км, образовывали приемный радиointерферометр. По полученным значениям высот, используя метод трассировки лучей, впервые были определены границы областей на поверхности Луны, никогда не освещаемых Солнцем.

Следующая попытка обнаружить наличие водяного льда на южном полюсе Луны при помощи радиолокации была предпринята в 2005 г. на длине волны 12.6 см. На этот раз пару 300-метровому локатору обсерватории Аресибо составил 100-метровый радиотелескоп обсерватории Грин-Бэнк. В результате эксперимента было получено изображение с пространственным разрешением порядка 20 м (Campbell и др., 2006), однако проблемы с абсолютной калибровкой приемных каналов радиотелескопа Грин-Бэнк не позволили надежно оценить отношение круговых поляризаций, в результате чего поляриметрические данные были представлены с относительно низким разрешением порядка 500 м. Как и в работе (Stacy и др., 1997) авторы не обнаружили разницы между поляризационными свойствами поверхностей, освещаемых Солнцем и находящихся в постоянной тени.

В 2009 г. был проведен эксперимент LCROSS (Lunar Crater Observation and Sensing Satellite) во время которого отработанный разгонный блок Centaur столкнулся с постоянно затененной поверхностью кратера Кабео, расположенного вблизи южного полюса Луны. При этом сам удар и последовавший за ним выброс наблюдались с окололунной орбиты с инструментами КА LCROSS, включая оптические камеры, спектрометры и радиометр. В результате удара образовался кратер диаметром около 30 м, а в выброшенном облаке газа и пыли была обнаружена

не только вода, но и ряд других летучих соединений (Schultz и др., 2010; Colaprete и др., 2010). Вместе с тем, радиолокационные изображения и поляриметрические данные кратера Кабео на длине волны 12.6 см, полученные до и после удара при помощи радиолокатора с синтезированной апертурой Mini-RF, размещенного на борту КА LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter) не выявили аномального обратного рассеяния в районе падения LCROSS (Neish и др., 2011). Такой результат объяснялся недостаточным пространственным разрешением полученных радиолокационных изображений, сравнимым с размерами образовавшегося кратера, а вода, обнаруженная КА LCROSS, скорее всего, представляла собой небольшие невидимые радаром частички льда, смешанные с реголитом.

Поиски водяного льда с использованием инструмента Mini-RF продолжились в 2010 г. в постоянно затененной области самого южного кратера Луны – Шеклтон. В результате этих наблюдений было обнаружено неоднородное распределение отношения круговых поляризаций на стенках кратера, величина которого уменьшалась в направлении дна. Полученные с Mini-RF данные были хорошо согласованы с повышенной шероховатостью стенок кратера в дециметровом масштабе за счет движения камней вниз по крутым склонам, однако не исключали наличия небольшого количества водяного льда, примешанного к самым верхним метрам реголита (Thomson и др., 2012).

В 2011 г. передающая часть инструмента Mini-RF на борту КА LRO вышла из строя, однако приемник продолжил функционировать, что позволило с 2012 по 2015 гг. провести серию бистатистических радиолокационных наблюдений совместно с 300-метровым радиолокатором обсерватории Аресибо на длине волны 12.6 см. Целью этой кампании было изучение поляризационных свойств различных типов лунной поверхности в зависимости от бистатистического угла и обнаружение эффекта когерентного обратного рассеяния, указывающего на наличие водяного льда (Patterson и др., 2017). Несмотря на то, что такой эффект наблюдался в выбросах нескольких молодых ударных кратеров, а также на дне кратера Кабео, однозначно идентифицировать водяной лед с помощью радиолокации так и не удалось. Поэтому дополнительные бистатистические радиолокационные наблюдения постоянно затененных областей на южном полюсе Луны могут быть полезны для лучшего понимания потенциальной возможности обнаружения водяного льда этим методом.

Современные возможности цифровой обработки сигналов позволяют получать радиолокационные изображения Луны с высоким пространственным разрешением без использования специальных “планетарных локаторов”, таких как 300-метровый телескоп обсерватории Аресибо или 70-метровая антенна обсерватории Голдстоун. Было показано, что для реализации подобных экспериментов вполне достаточно маломощного излучателя и высокочувствительной приемной антенны небольшого размера (Bondarenko и др., 2022). В данной работе проведены радиолокационные наблюдения южного полярного района Луны на длине волны 4.2 см на базе действующих в России антенных систем, описаны метод получения радиолокационных изображений и технические подробности эксперимента, представлены новые радиолокационные карты и поляриметрические данные с пространственным разрешением порядка 75 м, а также проведен анализ отношений круговых поляризаций в постоянно затененных областях на южном полюсе Луны.

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Наземные бистатистические радиолокационные наблюдения Луны осуществляются путем сопровождения передающей и приемной антенными системам и выбранной цели на поверхности Луны по заранее вычисленным эфемеридам, в течение заданного интервала времени (Маршалов и др., 2018). При этом передающая антенная система освещает радиосигналом область, соответствующую пересечению главного лепестка своей диаграммы направленности с поверхностью, а приемная антенная система собирает мощность, отраженную от области, соответствующей ее диаграмме. Ближайшая к приемнику точка на поверхности Луны называется подрадарной (SRP – Sub-Radar Point). Во время наблюдений эта точка движется по поверхности Луны в плоскости, определяющей видимый “доплеровский” экватор Eg , а вектор, перпендикулярный этой плоскости, проходящий через центр масс Луны, представляет собой видимую ось вращения.

В связи с тем, что каждая из точек освещенной поверхности имеет разные лучевые скорости относительно приемной антенны, сигналы, отраженные от них, будут иметь разное доплеровское смещение частоты. Для точек поверхности, приближающихся к приемнику, частота

эхо-сигнала будет увеличиваться $+f$, а для удаляющихся – уменьшаться $-f$ (см. рис. 1). В результате возникает, так называемое уширение полосы частот эхо-сигнала, которое можно оценить как:

$$B = \frac{2D\omega}{\lambda},$$

где λ – длина волны излучаемого сигнала, ω – видимая угловая скорость вращения Луны, а D – размер наименьшей из проекций диаграмм направленности на поверхности Луны.

Кроме того, эхо-сигнал от каждой точки на освещенной поверхности регистрируется приемной системой со своей задержкой по времени. Эти задержки могут быть измерены в случае, если излучаемый сигнал будет известным образом изменяться со временем (модулироваться). Например, можно изменять фазу сигнала через промежутки времени равные τ , в соответствии с повторяющейся последовательностью, состоящей из N элементов. Период повторения такой последовательности (или импульса) (PRP – Pulse Repetition Period) будет равен $N\tau$, с частотой повторения (PRF – Pulse Repetition Frequency) равной $1/PRP$. Для получения задержек принятый эхо-сигнал коррелируется с синтезированным модельным эхо-сигналом, в результате чего формируются N временных рядов, каждый из которых соответствует своей

временной задержке. Применяя к этим рядам преобразование Фурье, вычисляем частоту и мощность соответствующих компонентов эхо-сигнала. Таким образом, в системе координат “частота – временная задержка эхо-сигнала” формируется так называемое радиолокационное изображение, интенсивность которого соответствует мощности принятого эхо-сигнала. Вдоль оси временной задержки полученное радиолокационное изображение будет охватывать область пространства размером $\Delta R = cPRP/2$ с разрешением $\Delta r_\tau = c\tau/(2\sin \varphi)$, где c – скорость света, а φ – угол между направлением сигнала на освещаемую цель и нормалью к поверхности в этой точке (угол падения). Протяженность такого изображения по оси частот будет ограничена PRF, с частотным разрешением Δf , обратно пропорциональным времени интегрального накопления эхо-сигнала, которое преобразуется в расстояние следующим образом:

$$\Delta r_f = \frac{D}{B} \Delta f.$$

Время интегрирования выбирается таким образом, чтобы $\Delta r_f \approx \Delta r_\tau$. При этом, чтобы избежать размытия радиолокационного изображения на длительных временах интегрирования, применяется метод фокусировки, позволяющий компенсировать изменение задержки и доплеровского смещения частоты эхо-сигнала

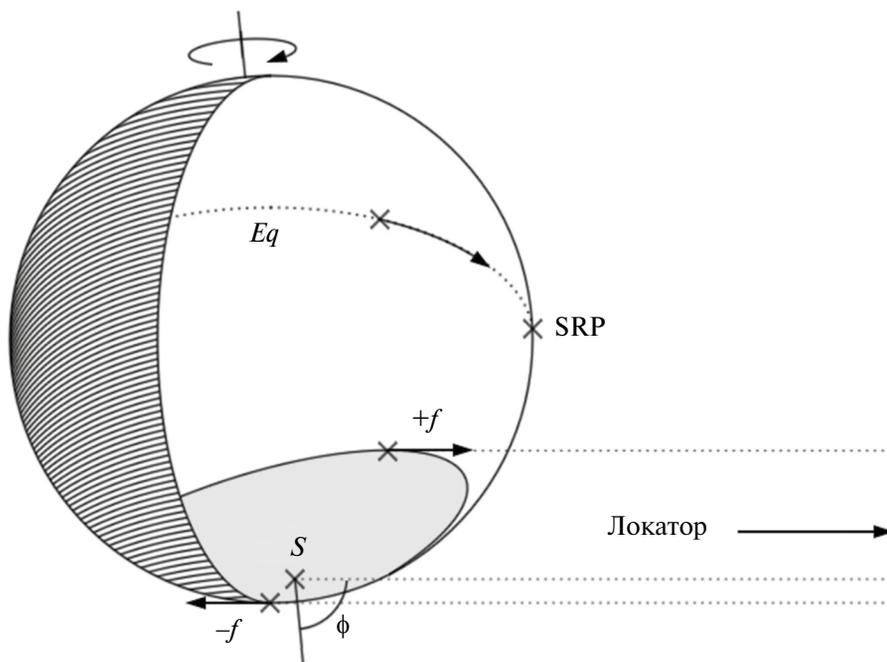


Рис. 1. Схема радиолокационных наблюдений южного полюса Луны.

в выбранной точке поверхности Луны в соответствии с эфемеридными данными (Campbell и др., 2007). Таким образом, пространственное разрешение доплеровского радиолокационного изображения ограничивается в основном фазовой стабильностью передающей и приемной систем и возможностями цифровой обработки данных.

Описанный выше метод получения радиолокационных изображений имеет ряд ограничений, накладываемых на выбор освещаемой области на поверхности Луны и параметры модуляции излучаемого сигнала. У вращающегося сферического тела имеются пары точек к северу и к югу от доплеровского экватора с одинаковыми расстояниями и лучевыми скоростями относительно приемника. В случае, если такие точки одновременно попадают в главный лепесток диаграммы направленности, то возникнет так называемая неоднозначность “север–юг”, приводящая к суммированию на радиолокационном изображении мощностей компонентов эхо-сигнала с одинаковыми значениями задержки и доплеровской частоты. Проблемы неоднозначности “север–юг” можно избежать путем выбора координат цели севернее или южнее доплеровского экватора Луны с учетом размеров наименьшего главного лепестка. К тому же параметры модуляции должны выбираться так, чтобы радиолокационное изображение охватывало всю освещенную область на поверхности Луны, как по задержке, так и по частоте. Т.е. необходимо выполнить два условия: $\Delta R > D$ и $PRF > B$. Это позволит избежать наложений компонентов эхо-сигнала по задержке и частоте на радиоизображении.

Как правило, передающая антенная система облучает цель на поверхности Луны сигналом с одним заданным направлением круговой поляризации. При этом отраженный от поверхности Луны сигнал будет поляризован в обоих направлениях. Большая часть мощности эхо-сигнала будет иметь поляризацию, противоположную излученной, поскольку после отражения от гладких, обращенных к радару участков поверхности с размерами, сопоставимыми с длиной волны излучения, направление круговой поляризации сигнала меняется на противоположное. Однако часть мощности эхо-сигнала принимается в поляризации, совпадающей с излученной, вследствие многократных отражений и диффузного рассеяния на шероховатых поверхностях. Эти составляющие эхо-сигнала принято называть зеркальным и диффузным поляризационными компонентами, соответственно, а отношение

мощностей диффузного компонента к зеркальному (CPR – Circular Polarization Ratio) является мерой шероховатости, количества камней и состава материалов. Малые значения CPR свидетельствуют о гладких на масштабах длины волны поверхностях, в то время как значения, большие единицы, относятся к поверхностям с сильным диффузным рассеянием, таким как, например, каменные выбросы молодых ударных кратеров или покрытые трещинами застывшие лавовые потоки (Campbell, 2012). Кроме того, аномально высокие значения CPR наблюдаются в Солнечной системе у низкотемпературных льдов, например, обнаруженных в постоянно затененных приполярных областях Меркурия (Slade и др., 1992; Harmon и др., 1994). Эти свойства связаны с малым поглощением радиолокационного сигнала водяным льдом и его когерентным обратным рассеянием (Harpe, 1990). Таким образом, для получения информации о физических характеристиках исследуемой области необходимо, чтобы приемная антенная система регистрировала отраженный от поверхности Луны сигнал в обеих круговых поляризациях.

Также, важно понимать, что рассеяние радиолокационного сигнала происходит не только на поверхности реголита, но и в его толще на границах материалов с разными диэлектрическими свойствами, таких как камни, пустоты или коренные породы с размерами, сопоставимыми с длиной волны излучения. Глубина проникновения радиолокационных сигналов зависит от тангенса угла потерь и диэлектрической проницаемости реголита, а также от длины волны излучения радара (Carrig и др., 1991). Радиолокационные сигналы сантиметрового диапазона длин волн позволяют зондировать реголит на глубину от 40 см до 4 м, рассеиваясь на структурах сантиметрового масштаба, в то время как более длинноволновые сигналы проникают на десятки метров, достигая коренных пород (Campbell и др., 1997)

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ, ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Наземные радиолокационные наблюдения южного полюса Луны проводились 26 мая 2023 г. с 11:20 до 11:30 UT с использованием 64-метровой антенны ТНА-1500 Центра космической связи ОКБ МЭИ Медвежьи озера (Жуков и др., 2023) и 13.2-метрового радиотелескопа РТ-13 Обсерватории Светлое ИПА РАН (Shuygina и др., 2019). Антенна ТНА-1500 облучала поверхность

Луны модулированным сигналом на длине волны 4.2 см (7190 МГц) мощностью 1.5 кВт в левой круговой поляризации, а находящийся от нее на расстоянии 700 км радиотелескоп РТ-13 принимал отраженные эхо-сигналы. При этом угол падения сигнала излучателя φ в южном полюсе был равен 84.1° , а размер облучаемой области на поверхности Луны составил порядка 500×1000 км. Для данной бистатической конфигурации эта область определялась проекцией главного лепестка диаграммы направленности 64-метровой антенны на южный полюс Луны. На выбранном интервале наблюдений южный полюс Луны был максимально повернут к Земле, что позволило осветить большую часть постоянно затененных областей.

Излучаемый сигнал модулировался двоичной фазовой манипуляцией в соответствии с повторяющейся псевдослучайной последовательностью длиной 32767 элементов с периодом повторения 16.3835 мс и занимал полосу частот, равную 4 МГц. Для выбранных параметров модуляции радиолокационное изображение охватывало область пространства размером 2500 км с разрешением около 75 м по задержке. Соответствующее разрешение по оси доплеровских

частот было достигнуто когерентным интегрированием эхо-сигнала в течение 250 с. Передающие и приемные системы были синхронизированы с водородными стандартами времени и частоты для обеспечения когерентности при столь длительном интервале интегрирования.

Для гарантированной регистрации всей полосы модуляции отраженный от Луны сигнал принимался радиотелескопом РТ-13 в диапазоне частот от 7186 до 7194 МГц (Evstigneev и др., 2020). При этом использовались два канала приемника с левой и правой круговыми поляризациями, в которых проводились измерения шумовой температуры в течение всего интервала наблюдений для надежной оценки значений СРР эхо-сигнала. Сигналы обоих каналов оцифровывались системой преобразования (Nosov и др., 2021) в полосе 8 МГц с 2-битным квантованием по амплитуде и сохранялись на сервере.

В соответствии с описанной в предыдущем разделе методикой было получено радиолокационное изображение южного полярного района Луны, которое представлено на рис. 2 в системе координат “частота – временная

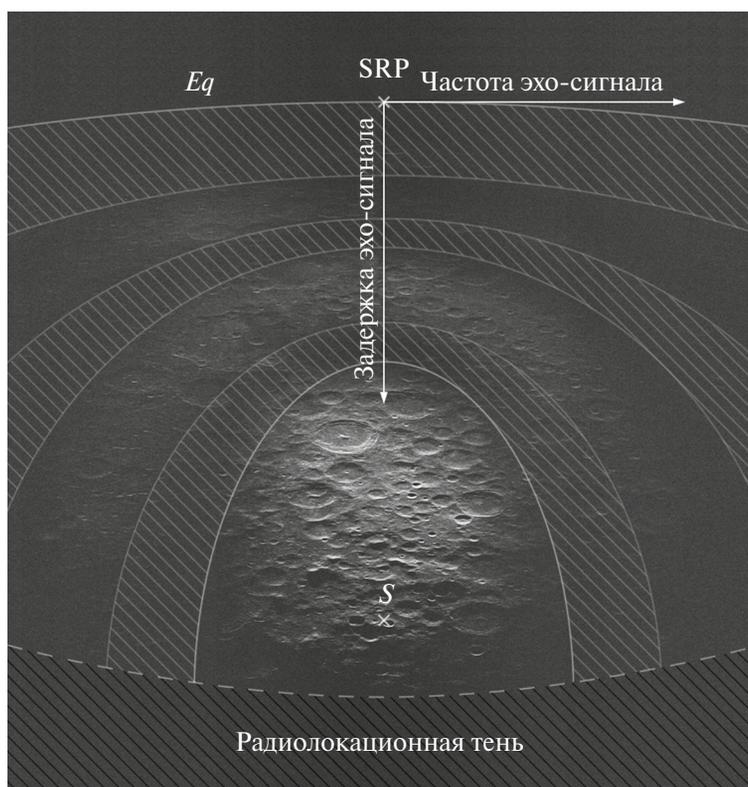


Рис. 2. Радиолокационное изображение зеркального компонента южного полярного района Луны на длине волны 4.2 см.

задержка эхо-сигнала”. Размеры изображения составляют порядка 12 мс по задержке и около 20 Гц по частоте. На этом рисунке белыми линиями отмечены контуры проекций главного лепестка диаграммы направленности антенны ТНА-1500 с центром в южном полюсе S , а также боковых лепестков на поверхности Луны. Нули диаграммы направленности и область радиолокационной тени отмечены штриховкой, а радиолокационный терминатор – пунктирной линией. Подрадарная точка SRP, расположенная на доплеровском экваторе Eq , имеет наименьшую величину задержки эхо-сигнала, которая увеличивается вдоль оси ординат, а частота эхо-сигнала изменяется вдоль оси абсцисс.

Данное радиолокационное изображение, однако, не привязано к селенографической системе координат, что затрудняет его практическое использование. Временную задержку и частоту эхо-сигнала можно преобразовать к селенографической широте и долготе, используя, например, линейную интерполяцию по известным узловым значениям, вычисленным по эфемеридным данным на средний момент наблюдений (Павлов и др., 2023). Полученная таким образом радиолокационная карта зеркального компонента эхо-сигнала представлена на рис. 3а. Значения CPR для соответствующих селенографических координат были вычислены как отношение мощностей диффузного компонента к зеркальному и наложены на радиолокационную карту цветом в диапазоне от 0 до 2, причем нулевым значениям соответствуют области, находящиеся в радиолокационной тени, а для областей с экстремально сильным диффузным рассеянием значения доходят до 1.8. Эти значения были наложены на радиолокационную карту зеркального компонента эхо-сигнала (рис. 3б). Карты представлены в ортографической проекции с центром в южном полюсе Луны и охватывают южный полярный район видимой стороны Луны размером 400×800 км вдоль нулевого меридиана до 68-й параллели южной широты с пространственным разрешением около 75 м на пиксель.

Анализируя полученные изображения, можно отметить, что в районе южного полюса преобладает высокогорный рельеф, сформированный крупными ударными кратерами. Гладкие и ровные поверхности встречаются в основном на дне старых кратеров, таких как Морет, Симпелий, Ньютон и Амундсен. Отбрасываемые рельефом радиолокационные

тени становятся длиннее к югу, по мере увеличения угла падения сигнала от 62.5° до 84.1° . Большинство областей, имеющих высокие значения CPR, можно отнести к повернутым в сторону приемника поверхностям гор, а также внутренним и внешним стенам некоторых кратеров, таких как Симпелий J, Шомбергер A и G. Кроме того, высокие относительно окружающей местности значения CPR обнаруживаются в окрестностях небольших молодых ударных кратеров, что связано с обилием камней с размерами более 1 см, разбросанных по поверхности и находящихся в реголите на глубине до 1 м.

На рис. 4 и 5 представлены более детальные радиолокационные карты зеркального компонента и наложенных на него значений CPR эхо-сигнала для центральной части южного полярного района Луны, соответственно. На картах отмечены основные полярные кратеры, и белыми линиями обозначены границы наиболее крупных постоянно затененных областей, полученные (Mazarico и др., 2011) по данным лазерного альтиметра LOLA (Lunar Orbiter Laser Altimeter), установленного на борту КА LRO. Из рисунков видно, что постоянно затененные области расположены в основном на дне приполярных кратеров и котловин, стены которых блокируют солнечный свет. Несмотря на то, что часть этих областей находится в радиолокационной тени, около 39% площади остается доступной для наземных радиолокационных наблюдений, позволяя провести их детальное изучение. Например, можно обнаружить относительно ровные поверхности на дне кратеров Хаурт, Шумейкер, Фаустини и Слейтер, а также крутые склоны внутренних стен кратеров Шеклтон, Де Герлах и Свердруп, не позволяющие радиолокационному сигналу достигнуть их дна.

На рис. 5 в обозначенных белыми линиями границах не наблюдается больших, протяженных участков с высокими значениями CPR, характерными для льда. Небольшие участки с наибольшими значениями CPR расположены на обращенных к приемнику поверхностях внутренних стен крупных полярных кратеров – Шеклтон, Де Герлах и Свердруп (см. 1–3 на рис. 5), а также на краях и в окрестностях мелких ударных кратеров (см. 4–6). Средние значения CPR от 0.1 до 0.5 соответствуют гладким поверхностям (см. 7–9). Однако следует отметить, что похожее распределение значений CPR наблюдается и за пределами постоянно затененных областей (см. 10–12).

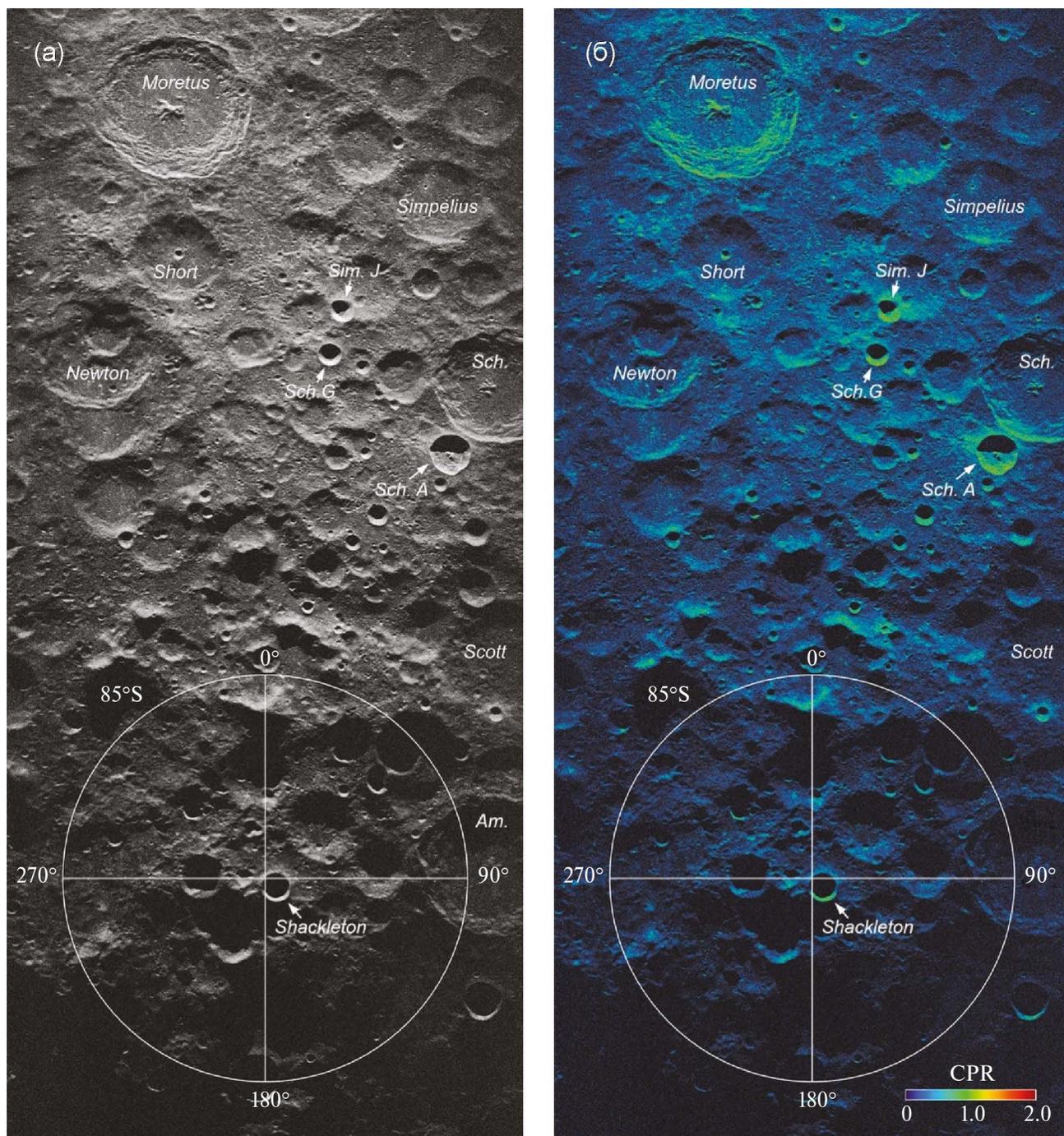


Рис. 3. Радиолокационная карта зеркального компонента эхо-сигнала (а) и карта значений CPR наложенных на зеркальный компонент (б) южного полярного района видимой стороны Луны размером 400×800 км вдоль нулевого меридиана до 68-й параллели южной широты. Обозначения кратеров: Moretus (Морет), Simpelius, Sim. J (Симпелий, -J), Short (Шорт), Newton (Ньютон), Schomberger, Sch. A, Sch. G (Шомбергер, -A, -G), Scott (Скотт), Amundsen, Am. (Амундсен) и Shackleton (Шеклтон).

Стоит отдельно рассмотреть кратер Шеклтон, почти целиком находящийся в постоянной тени. Небольшая часть его внутренней стенки,

доступная для наземных радиолокационных наблюдений, местами имеет высокие значения CPR, достигающие до 1.8 (см. 1 на рис. 5). Это

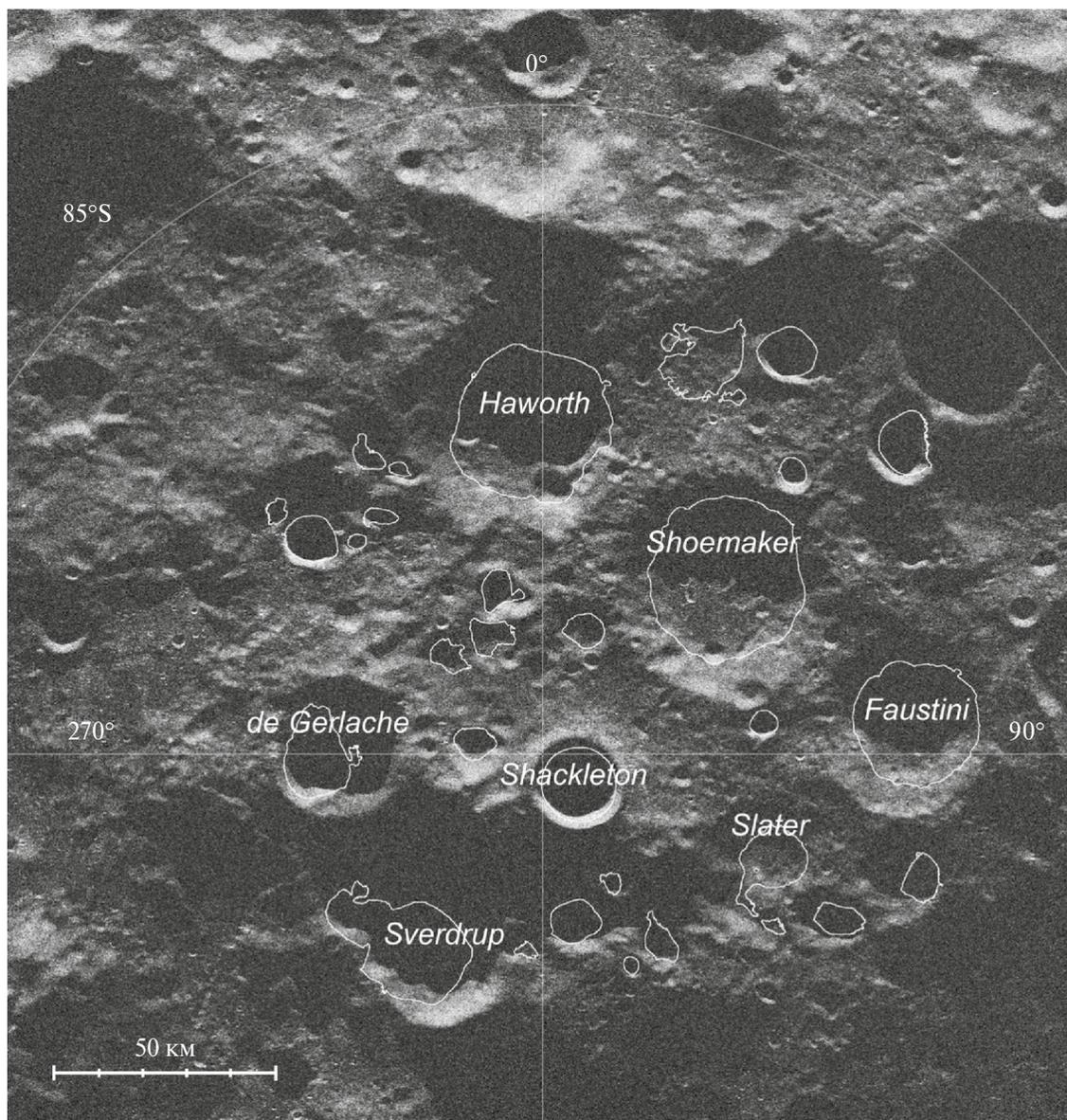


Рис. 4. Радиолокационная карта зеркального компонента эхо-сигнала центральной части южного полярного района Луны. Белыми линиями обозначены границы наиболее крупных постоянно затененных областей. Обозначения кратеров: Haworth (Хауорт), Shoemaker (Шумейкер), Faustini (Фаустини), de Gerlache (Де Герлах), Shackleton (Шеклтон), Slater (Слейтер) и Sverdrup (Свердруп).

обстоятельство могло бы свидетельствовать о наличии там водяного льда, однако близкие по величине и распределению значения CPR наблюдаются на склонах и других, находящихся вдали от южного полюса кратеров, таких как Симпелий J, Шомбергер A и G (см. рис. 6). Несмотря на то, что высокие значения CPR на видимой внутренней стенке этого кратера распределены неоднородно, на рис. 5 не наблюдается какого-либо резкого изменения CPR в месте перехода

от периодически освещаемой Солнцем области к постоянно затененной. Поэтому, скорее всего, причиной таких высоких значений CPR является неровная каменная поверхность внутренней стенки кратера Шеклтон. Здесь следует отметить, что предыдущие наземные (Campbell и др., 2006) и орбитальные (Thomson и др., 2012) радиолокационные исследования этого кратера также не подтвердили наличия в нем крупномасштабных отложений водяного льда.

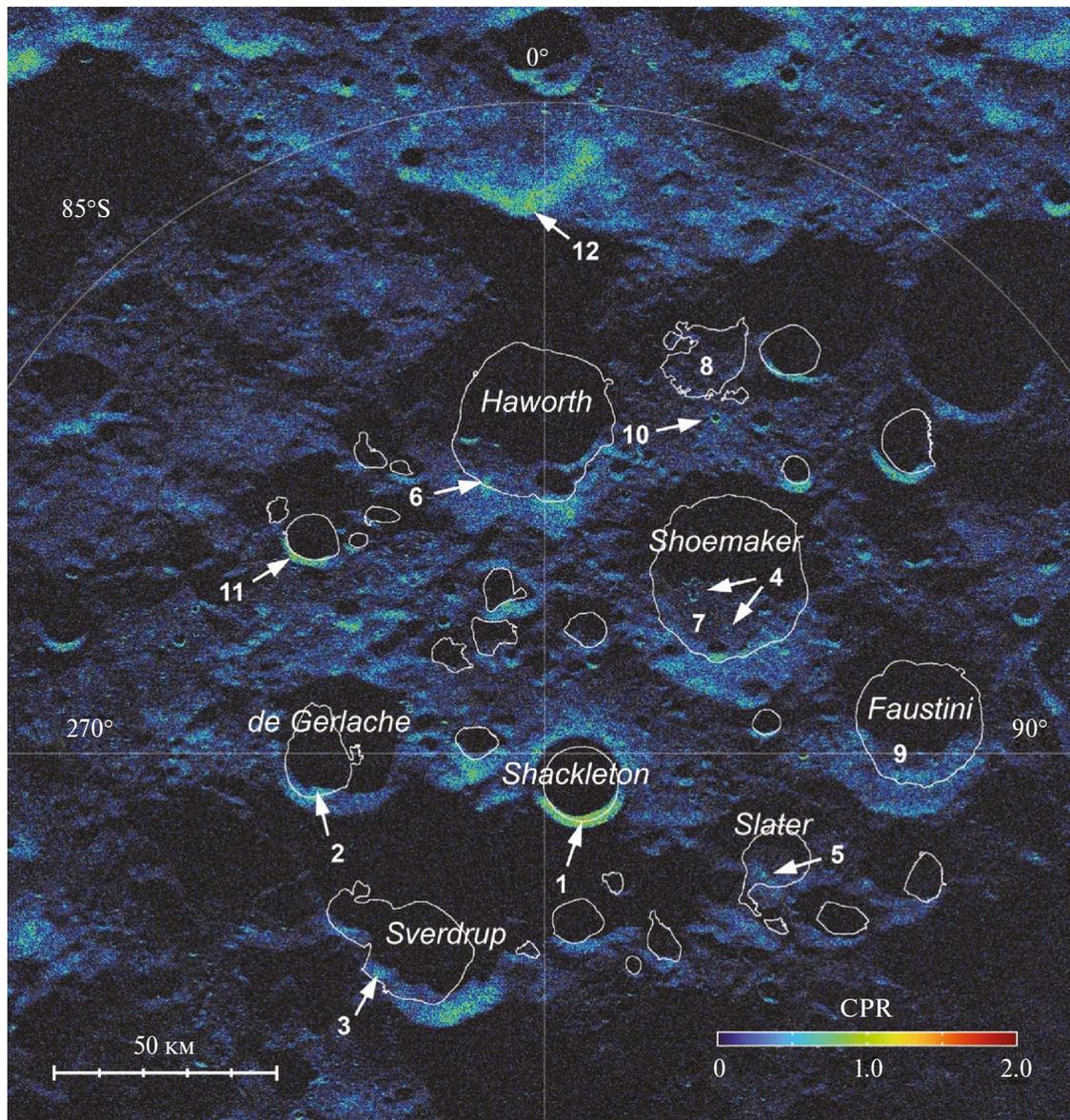


Рис. 5. Карта значений CPR, наложенных на зеркальный компонент эхо-сигнала центральной части южного полярного района Луны. Белыми линиями обозначены границы наиболее крупных, постоянно затененных областей. Обозначения кратеров: Haworth (Хауорт), Shoemaker (Шумейкер), Faustini (Фаустини), de Gerlache (Де Герлах), Shackleton (Шеклтон), Slater (Слейтер) и Sverdrup (Свердруп).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены новые детальные радиолокационные карты и поляризметрические данные, охватывающие южный полярный район видимой стороны Луны размером 400×800 км вдоль нулевого меридиана до 68-й параллели южной широты с пространственным разрешением около 75 м. На картах видны 39% площади постоянно затененных областей, недоступных

для наблюдений оптическими наземными средствами, в которых могут скрываться залежи водяного льда. Проведенный анализ радиолокационных карт не выявил связи между поляризационными свойствами поверхности в этих областях и наличием солнечного освещения. Наблюдаемые высокие значения CPR в постоянно затененных областях, скорее всего, связаны не с водяным льдом, а обусловлены неровными крутыми внутренними склонами

крупных полярных кратеров и выбросами в окрестностях молодых ударных кратеров. Однако данное утверждение применимо лишь к крупномасштабным поверхностным отложениям чистого водяного льда, и не исключает его присутствия в мелкодисперсном состоянии в приповерхностных слоях реголита, или на глубинах, превышающих проникновение радиолокационного сигнала на длине волны 4.2 см, что будет являться вопросом дальнейших исследований. Полученные в результате работы данные могут быть использованы для изучения особенностей поверхности и приповерхностного слоя реголита южного полярного района Луны, включая поиск ледяных отложений в постоянно затененных областях, а также для планирования будущих лунных миссий.

Авторы выражают благодарность техническому персоналу Центра космической связи ОКБ МЭИ Медвежьи озера и Обсерватории Светлое ИПА РАН за помощь в организации и проведении радиолокационных наблюдений Луны.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-22-00254).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков А.О., Иванов К.А., Бондарева М.К., Горовой Д.С. Наземный комплекс управления космическими аппаратами дальнего космоса // Сибирский аэрокосмич. журн. 2023. Т. 24. № 1. С. 99–108.
2. Маршалов Д.А., Бондаренко Ю.С., Медведев Ю.Д., Вавилов Д.Е., Зотов М.Б., Михайлов А.Г. Комплекс средств для проведения радиолокационных наблюдений объектов, сближающихся с Землей // Приборы и техника эксперимента. 2018. Т. 4. С. 111–116.
3. Митрофанов И.Г., Зеленый Л.М., Третьяков В.И., Калашников Д.В. Луна-25: первая полярная миссия на Луну // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 6. С. 497–508. (Mitrofanov I.G., Zelenyi L.M., Tretyakov V.I., Kalashnikov D.V. Luna-25: The first polar mission to the Moon // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 6. P. 485–495.)
4. Павлов С.Р., Бондаренко Ю.С., Маршалов Д.А. Методика радиолокационного картирования Луны // Тр. ИПА РАН. 2023. Вып. 67. С. 3–7.
5. Bondarenko Yu.S., Marshalov D.A., Makarchuk S. Radar images of the Moon at 4.2-cm wavelength // LPI Contrib. 2022. № 2678. id. 2131.
6. Campbell B.A., Hawke B.R., Thompson T.W. Regolith composition and structure in the lunar maria: Results of long-wavelength radar studies // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № E8. P. 19307–19320.
7. Campbell D.B., Campbell B.A., Carter L.M., Margot J.-L., Stacy N.J.S. No evidence for thick deposits of ice at the lunar south pole // Nature. 2006. V. 443. № 7113. P. 835–837.
8. Campbell B.A., Campbell D.B., Margot J.L., Ghent R.R., Nolan M., Chandler J., Carter L.M., Stacy N.J.S. Focused 70-cm wavelength radar mapping of the Moon // IEEE Trans. 2007. V. 45. № 12. P. 4032–4042.
9. Campbell B.A. High circular polarization ratios in radar scattering from geologic targets // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. id. E06008.
10. Carrier W.D., Olhoeft G.R., Mendell W. Physical Properties of the Lunar Surface. Lunar Sourcebook. A User's Guide to the Moon. Cambridge Univ. Press, 1991. P. 475–594.
11. Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., Ennico K., Hermalyn B., Marshall W., Ricco A., Elphic R.C., Goldstein D., Summy D., Bart G.D., Asphaug E., Korycansky D., Landis D., Sollitt L. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. № 6003. P. 463–468.
12. Evstigneev A.A., Chernov V.K., Evstigneeva O.E., Ipatova I.A., Khvostov E.Yu., Lavrov A.P., Pozdnyakov I.A., Vekshin Yu.V., Zotov M.B. RT-13 VLBI receivers // Trans. IAA RAS. 2020. V. 55. P. 36–40.
13. Hapke B. Coherent backscatter and the radar characteristics of outer planet satellites // Icarus. 1990. V. 88. № 2. P. 407–417.
14. Harmon J.K., Slade M.A., Vélez R.A., Crespo A., Dryer M.J., Johnson J.M. Radar mapping of Mercury's polar anomalies // Nature. 1994. V. 369. № 6477. P. 213–215.
15. Margot J.L., Campbell D.B., Jurgens R.F., Slade M.A. Topography of the lunar poles from radar interferometry: A survey of cold trap locations // Science. 1999. V. 284. № 5420. P. 1658–1660.
16. Mazarico E., Neumann G.A., Smith D.E., Zuber M.T., Torrence M.H. Illumination conditions of the lunar polar regions using LOLA topography // Icarus. 2011. V. 211. № 2. P. 1066–1081.
17. Neish C.D., Bussey D.B.J., Spudis P., Marshall W., Thomson B.J., Patterson G.W., Carter L.M. The nature of lunar volatiles as revealed by Mini-RF observations of the LCROSS impact site // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. № E1. E01005.
18. Nosov E., Marshalov D., Fedotov L., Sheynman Y. Multifunctional digital backend for quasar VLBI network // J. Instrumentation. 2021. V. 16. id. P05003.
19. Nozette S., Lichtenberg C.L., Spudis P., Bonner R., Ort W., Malaret E., Robinson M., Shoemaker E.M.

- The Clementine bistatic radar experiment // Science. 1996. V. 274. № 5292. P. 1495–1498.
20. *Patterson G.W., Stickle A.M., Turner F.S., Jensen J.R., Bussey D.B.J., Spudis P., Espiritu R.C., Schulze R.C., Yocky D.A., Wahl D.E., and 12 co-authors.* Bistatic radar observations of the Moon using Mini-RF on LRO and the Arecibo observatory // *Icarus*. 2017. V. 283. P. 2–19.
21. *Simpson R.A., Tyler G.L.* Reanalysis of Clementine bistatic radar data from the lunar South Pole // *J. Geophys. Res.* 1999. V.104. № E2. P. 3845–3862.
22. *Slade M.A., Butler B.J., Muhleman D.O.* Mercury radar imaging: Evidence for polar ice // *Science*. 1992. V. 258. № 5082. P. 635–640.
23. *Schultz P.H., Hermalyn B., Colaprete A., Ennico K., Shirley M., Marshall W.S.* The LCROSS cratering experiment // *Science*. 2010. V. 330. № 6003. P. 468–472.
24. *Shuygina N., Ivanov D., Ipatov A., Gayazov I., Marshalov D., Melnikov A., Kurdubov S., Vasilyev M., Ilin G., Skurikhina E., and 8 co-authors.* Russian VLBI network “Quasar”: Current status and outlook // *Geod. Geodyn.* 2019. V. 10. № 2. P. 150–156.
25. *Stacy N.J.S., Campbell D.B., Ford P.G.* Arecibo radar mapping of the lunar poles: A search for ice deposits // *Science*. 1997. V. 276. № 5318. P. 1527–1530.
26. *Thomson B.J., Bussey D.B.J., Neish C.D., Cahill J.T.S., Heggy E., Kirk R.L., Patterson G.W., Raney R.K., Spudis P.D., Thompson T.W., Ustinov E.A.* An upper limit for ice in Shackleton crater as revealed by LRO Mini-RF orbital radar // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. id. L14201.

УДК 550.34.01

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ОДНООСНОГО СЕЙСМОАКСЕЛЕРОМЕТРА, СОСТАВНОЙ ЧАСТИ ТРЕХКООРДИНАТНОГО СЕЙСМОАКСЕЛЕРОМЕТРА СЭМ (СЕЙСМОМЕТР ЭКЗОМАРС)

© 2024 г. А. Б. Манукин^{a, b*}, Н. Ф. Саякина^b, Н. А. Черногорова^b,
А. К. Тоньшев^b, И. И. Калинин^b

^aИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия,

^bИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: amanukin@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.11.2023 г.

После доработки 19.01.2024 г.

Принята к публикации 14.02.2024 г.

Разработан и создан трехкоординатный сейсмоакселерометр, содержащий три одноосных взаимно перпендикулярных датчика, ось чувствительности каждого расположена под углом 54.736° к местной гравитационной вертикали. Впервые в каждый прибор введена дополнительная магнитная жесткость, позволяющая тонко настроить прибор на условия конкретной планеты. Однако накопленный опыт проведения наземных испытаний показал необходимость совершенствования одноосного сейсмоакселерометра, позволяющего существенно улучшить характеристики прибора. Во-первых, это использование одного материала – бериллиевой бронзы БрБ-2 – для изготовления массивных элементов подвеса пробной массы толщиной 1.5 мм и упругого элемента из тонкой ленты толщиной 10–20 мкм, что снижает вероятность проявления неустойчивости. Во-вторых, уменьшение зазора в конденсаторах емкостных преобразователей с 0.25 до 0.1–0.15 мм для существенного повышения крутизны преобразования емкостного датчика. В-третьих, изменение технологии настройки прибора, для чего объединить все элементы чувствительной части одноосного сейсмогравиметра с помощью специальных вертикальных вставок. Это позволяет помещать прибор как целое в систему для его настройки, исключив вероятность выхода из строя отдельных элементов, повысив тем самым надежность прибора.

Ключевые слова: сейсмоакселерометр, магнитная жесткость, бериллиевая бронза, емкостный преобразователь, чувствительность, испытания

DOI: 10.31857/S0320930X24040055, EDN: LUGMCB

ВВЕДЕНИЕ

Одна из важнейших задач экспериментальной сейсмологии – создание новых измерительных средств, отличающихся не только высокой чувствительностью, но и широким динамическим диапазоном (Гусев и др., 1985; Башилов, 1990; Готлиб и др., 2004). Необходимо также предусмотреть возможность с помощью таких приборов измерять наряду с собственно сейсмическими

сигналами, сигналы в сверхнизкочастотной области, чтобы этот прибор выполнял функции одно- временно и гравиметра, и наклономера. В этой связи разработка высокочувствительного одно- координатного датчика представляется необходи- мым первым шагом на пути создания нового измерительного трехкоординатного устройства, в которое датчик войдет составной частью. Не- обходимо отметить, что такой прибор необхо- дим для измерений не только на Марсе, но и для

измерения сейсмической активности на Луне, Венере, спутнике Марса Фобосе, спутнике Юпитера Европе и других космических объектах. Важно, что по измерениям в сверхнизкочастотной области спектра имеется возможность подробного изучения приливных эффектов. Аналогичные измерения на Земле также могут дать новую информацию о динамике сейсмической активности и ее связи с проблемами прогноза землетрясений.

ТРЕХКООРДИНАТНЫЙ СЕЙСМОАКСЕЛЕРОМЕТР

В результате работ в рамках проекта Экзо-Марс был разработан и создан новый вариант трехкоординатного сейсмоакселерометра СЭМ. Измерительная система отличалась тем, что в ней одноосность обеспечивается самими элементами механической жесткости. Трехкоординатный сейсмоакселерометр состоит из трех однокоординатных датчиков, установленных так, что их оси чувствительности взаимно перпендикулярны и составляют угол 54.736° с направлением местной гравитационной вертикали (Манукин и др., 2018; Manukin и др., 2023).

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ОДНООСНОГО СЕЙСМОАКСЕЛЕРОМЕТРА

Схема одноосного датчика

На рис. 1 показан одноосный датчик, пробная масса которого цилиндрической формы 1 удерживается с помощью упругих растяжек. Растяжки в торцевых участках цилиндра представляют собой три ленты 2 из фольги из бериллиевой бронзы толщиной ~ 30 мкм. В нижнем торце цилиндра укреплен постоянный магнит 6, который отталкивается от другого постоянного магнита 7 на корпусе 5 датчика. Изменением расстояния между магнитами подбирается необходимая величина силы взаимодействия. К верхнему торцу цилиндра прикреплена роторная пластина 3 измерительной емкости 4. С помощью емкости датчика происходит измерение координаты пробной массы относительно корпуса.

Материал упругого элемента в датчике

Упругий элемент представляет собой тонкую фольгу (растяжку) и является важнейшей частью датчика. Для его изготовления требуется материал, для которого величина модуля упругости слабо зависит от влияния таких факторов, как

температура, время, вибрации, рабочие нагрузки и т.п. Поскольку идеальных материалов нет, то необходимо выбрать материал, у которого температурная характеристика модуля упругости в требуемом диапазоне температур линейна и достаточно стабильна. Тогда температурную погрешность датчика, появляющуюся за счет изменения модуля упругости, можно учесть.

Другим важным требованием к материалу упругого элемента является высокая стабильность модуля упругости во времени.

Нестабильность модуля упругости связана с процессами последействия и релаксации, происходящими в материале после его механической или термической обработки. Поэтому наименьшей временной нестабильностью модуля упругости обладают металлы, которые в результате обработки не получают значительных остаточных напряжений.

К таким металлам относятся дисперсионно-твердеющие сплавы. Характерной

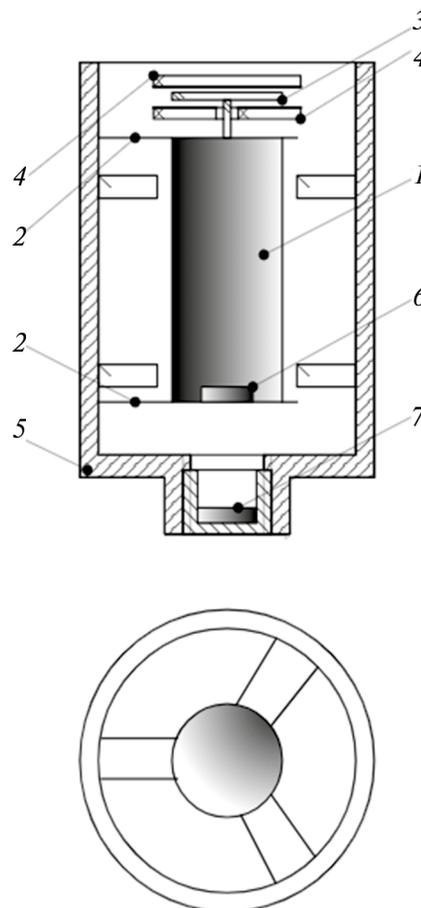


Рис. 1. Схема одноосного датчика сейсмоакселерометра.

особенностью этих сплавов является то, что в закаленном состоянии они обладают высокой пластичностью, а повышение упругих свойств достигается в процессе отпуска. Бериллиевая бронза является именно таким дисперсионно-твердеющим сплавом. Кроме того, изменение модуля Юнга в широком интервале температур от -200° до $+600^\circ\text{C}$ практически линейно. Для бериллиевой бронзы термоупругий коэффициент составляет примерно 2.4×10^{-4} 1/К (Смитлз, 1980). Поэтому в приборе в качестве упругих элементов—растяжек была использована тонкая фольга из бериллиевой бронзы.

Характеристики растяжек в датчике

Собственная частота, определяемая механической жесткостью растяжек из бериллиевой бронзы толщиной около 0.1 мм, длиной 10 мм при массе $m = 50$ г, составляет $\omega_0 \sim 15$ рад/с. Соответствующая величина минимального измеряемого ускорения, определяемого классическими тепловыми шумами (Гусев, Манукин, 1985):

$$\alpha_{\min} \approx \omega_0 \sqrt{\frac{\Theta}{m}} \quad (1)$$

для этих параметров составит $\sim 4.2 \times 10^{-9}$ м/с² (Θ — произведение постоянной Больцмана k и абсолютной температуры). Эти простые оценки показывают, что на базе описываемой конструкции механической системы может быть реализован акселерометр с высокой чувствительностью при относительно небольших габаритах и общей массе.

Предварительные испытания показали, что описываемая конструкция акселерометра обладает широким динамическим диапазоном (не менее 140 дБ) и частотным диапазоном — вплоть до квазистатических измерений. Основным шумовым воздействием, кроме вариаций температуры, являются дрейфовые явления в упругом элементе. Накоплен большой опыт изучения дрейфовых явлений в гравиметрах. Показано, что чувствительность на больших периодах ограничивается не столько величина дрейфа прибора, сколько непрогнозируемая величина дрейфа пружины. Если прибор характеризуется даже относительно большим, но линейным по времени дрейфом, то его легко спрогнозировать и вычистить из показаний измерений. Так, при измерениях вариаций ускорения свободного падения на корабле кварцевым морским гравиметром учет линейного дрейфа прибора (он составлял 10^{-6} g/

сут) позволил провести измерения в течение 120 суток непрерывного плавания в мировом океане с относительной точностью 10^{-7} (Михайлов и др., 2017). Для металлических пружин соответствующая величина дрейфа составляет обычно $\sim 10^{-7} a_{\max}$ /сут.

Введение дополнительной магнитной жесткости датчика

Во всех предыдущих построениях не учитывалась сила тяжести, воздействующая на пробную массу. В присутствии силы тяжести механической жесткости подвеса из растяжек может не хватить, поэтому необходимо еще одно, независимое силовое воздействие на пробную массу датчика. Эта проблема решается использованием двух постоянных магнитов (см. рис. 1), один из которых устанавливается в корпусе прибора 7, другой, 6, на пробной массе, так что на пробную массу будет действовать дополнительная сила, направленная вверх, поскольку магниты повернуты друг к другу одноименными полюсами. Перемещая магнит 7, можно добиться положения, когда сила отталкивания магнитов будет равна весу пробной массы.

Как следствие диполь-дипольного характера взаимодействия, сила взаимодействия между магнитами обратно пропорциональна четвертой степени расстояния между ними z (Ландау, Лифшиц, 1992):

$$F = \frac{3\mu_0 J_1 V_1 \cdot J_2 V_2}{2\pi \cdot z^4} = \frac{B}{z^4},$$

где J и V — намагниченность и объем магнитов соответственно.

Уравнение движения пробной массы, где x — координата пробной массы относительно положения равновесия, соответствующего z_0 ,

$$m\ddot{x} + h\dot{x} + kx = \frac{B}{(z_0 + x)^4} - mg + \sum f, \quad (2)$$

где $\sum f$ — сумма всех внешних сил, действующих на пробную массу.

После разложения по малому параметру x/z_0 выражение (2) принимает вид:

$$m\ddot{x} + h\dot{x} + \left(k + \frac{4mg}{z_0}\right)x = \sum f. \quad (3)$$

Величина $\frac{4mg}{z_0} = k_{\text{mag}}$ — “магнитная” жесткость. Частота собственных колебаний, определяемая этой жесткостью, будет иметь вид:

$$\omega_0 = 2\sqrt{\frac{g}{z_0}}. \quad (4)$$

Важно отметить, что в соотношении (4) вошли только ускорение силы тяжести g и расстояние между магнитами z_0 , при котором магнитная сила полностью компенсирует mg . Величина магнитной жесткости близка к жесткости механической, определяемой упругостью подвеса на растяжках.

Изменение внешней температуры приведет к изменению результатов измерений за счет вариаций силы магнитного взаимодействия.

Пусть относительное изменение намагниченности при изменении температуры: $\Delta B/B = \xi$, а относительное изменение механической жесткости $\Delta k/k = \gamma$. При этом из (3) следует:

$$x \approx \frac{\xi}{\frac{4}{z_0} + \frac{k}{mg} + \frac{k\gamma}{mg}} \approx \frac{\xi}{\frac{4}{z_0} + \frac{k}{mg}}. \quad (5)$$

Значение ξ для постоянных магнитов из самария–кобальта составляет 3.5×10^{-4} 1/град.

При $k = 2.4 \times 10^4$ дин/см = 24 н/м, $z_0 = 2$ см, $mg = 6000$ дин $x = 4 \times 10^{-5}$ см/град.

При измерении относительно быстрых сейсмических процессов ($10^{-1} \div 10$) Гц такие изменения магнитной силы от вариаций температуры практически не скажутся на результатах.

Возможности улучшения характеристик прибора СЭМ

После проведения всех испытаний конструкторско-доводочного (КДО) и штатного (ШО) образцов прибора СЭМ выявились некоторые характеристики, которые, если бы была возможность, хотелось бы улучшить. Конечно, испытания показали готовность ШО к выполнению миссии на Марсе, но чувство возможности что-то еще улучшить, усовершенствовать, остается всегда. Анализируя результаты проведенных испытаний, в первую очередь функциональных, физических испытаний, понимаешь, что в приборе есть что совершенствовать.

Прежде всего, это относится к системам подвесов – растяжек пробной массы. Растяжки представляют собой упругие элементы из тонкой ленты толщиной 30–50 мкм из бериллиевой бронзы БрБ-2, которые припаиваются к массивным элементам подвеса. По разным причинам эти относительно массивные элементы толщиной 1.5 мм были изготовлены из латуни. Основная причина самая банальная: в тот момент на складе не было

материала – прутка из БрБ-2, а времени на заказ прутка, как обычно, не хватало. Изготовление упругого элемента из тонкой ленты из БрБ-2, а массивных элементов подвеса из латуни, материалов с близкими, но разными коэффициентами теплового расширения, может приводить к нежелательным неустойчивостям системы подвесов, что и наблюдалось в некоторых образцах чувствительных элементов. И критерием выбора подвесов для их установки в ШО был факт отсутствия нежелательных случайных выбросов.

Если бы была возможность, прежде всего наличие необходимого времени, то первое, что можно было бы переделать в подготовленных образцах – заменить материал массивных элементов подвеса, латуни, на БрБ-2. Это существенно упростило бы подбор подвесов и практически исключило бы появление нежелательных случайных выбросов.

Второе важное изменение в конструкции прибора – уменьшение зазоров в измерительных конденсаторах емкостных преобразователей с 0.25 до $0.1 \div 0.15$ мм, что существенно повысило бы их крутизну преобразования. Это важная характеристика, которая позволяет повысить разрешение прибора при регистрации малых ускорений, воздействующих на его основание.

Отмеченные усовершенствования могут качественно улучшить работу прибора и не требуют при этом серьезной переработки конструкторской документации.

Третье изменение касается технологии настройки прибора для проведения измерений на планетах Солнечной системы, где существенно другое ускорение свободного падения. Опыт проведения подобных работ показал, что вставка деталей сейсмометра “по отдельности” в корпус специального устройства, предназначенного для настройки прибора в земных условиях, очень неудобно и сопряжено с большой вероятностью выхода из строя ряда деталей.

Главное – по возможности сохранить старые разработки. Предлагается изготовить приспособление, которое позволит помещать чувствительную часть прибора в устройство для его настройки целиком. Для этого в верхнем и нижнем подвесах пробной массы необходимо сделать по три углубления, куда вставить на винтах жесткие вертикальные детали, удерживающие всю конструкцию (рис. 2). Наружный размер вместе с вертикальными деталями такой же, как у подвесов. Вся эту конструкцию вместе с пробной массой помещаем в корпус устройства для настройки (сквозь пробную массу на эскизе просвечивает нижний подвес).

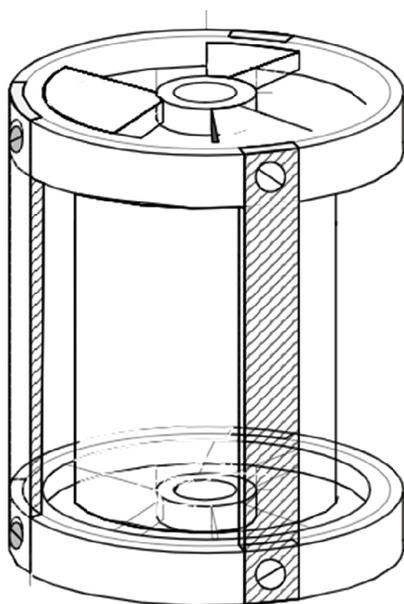


Рис. 2. Эскиз одноосного датчика с дополнительными вертикальными деталями.

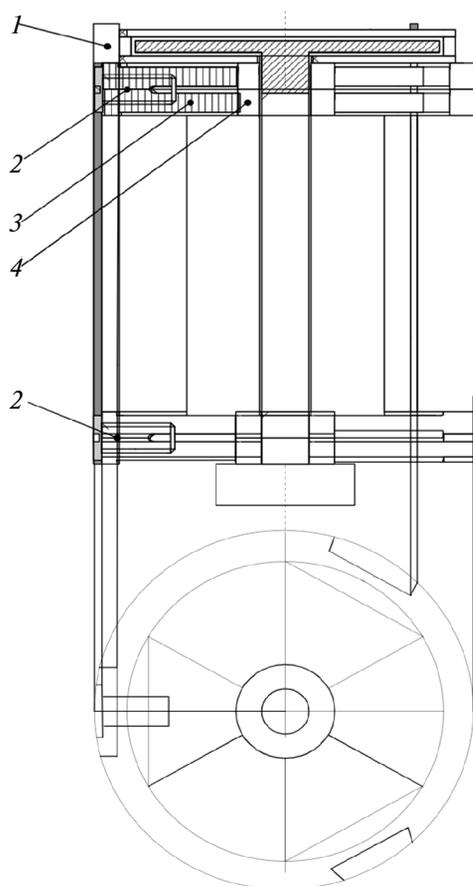


Рис. 3. Разрез одноосного датчика с вертикальными деталями.

На разрезе (рис. 3) вертикальные детали 1 с помощью винтов 2 приворачиваются к подвесам. Как и прежде, зазор между деталью 3 подвеса и деталью 4, в которой закреплена пробная масса, составляет 30–50 мкм. Штриховкой условно показана подвижная пластина емкостного датчика, а снизу – постоянный магнит. Вся конструкция остается без изменений. Единственное необходимое изменение – немного уменьшить внутренний радиус кольца подвеса на 0.5–0.7 мм и использовать фольгу из БрБ-2 толщиной 10–20 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вносимые изменения в конструкцию прибора позволяют существенно повысить чувствительность к воздействию малых ускорений на его корпус и упростить подготовку прибора к проведению его наземных испытаний. При этом возрастает надежность устройства и уменьшается вероятность выхода из строя отдельных элементов при сборке и проведении испытаний прибора. Перечисленные изменения в конструкции устройства не носят принципиальный характер, но позволяют упростить работы по настройке прибора

Настоящая статья подготовлена при поддержке бюджетных средств ИФЗ РАН и ИКИ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башилов И.П., Манукин А.Б., Попов Е.И. Сейсмическая аппаратура на основе кварцевого стекла, полиорганосилоксановых жидкостей и емкостных преобразователей перемещений // Гравиинерциальные приборы и геофизические исследования. М.: ИФЗ АН СССР, 1990. С. 3–12.
2. Готлиб В.М., Евланов Е.Н., Манукин А.Б., Ребров В.И. Высокочувствительный кварцевый акселерометр для измерения малых перемещений КА // Изв. РАН. Космич. исслед. 2004. Т. 42. № 1. С. 57–62.
3. Гусев Г.А., Казанцева О.С., Манукин А.Б., Матюнин В.П. Морской гиросtabilизированный гравиметр с емкостным преобразователем частотного типа // Гравиинерциальные приборы и измерения. М.: ИФЗ АН СССР, 1985. С. 14–21.
4. Гусев Г.А., Манукин А.Б. Предельная чувствительность гравиинерциальных приборов при измерении квазистатических процессов // Физика Земли. 1985. № 9. С. 90–95.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 621 с.
6. Манукин А.Б., Казанцева О.С., Калинин И.И. Новый вариант высокочувствительного одноосного датчика сейсмоакселерометра // Сейсмич. приборы. 2018. Т. 54. № 4. С. 66–76.
7. Михайлов П.С., Конешов В.Н., Железняк Л.К., Соловьев В.Н. Методические приемы повышения точности при выполнении гравиметрических съемок на море // Тр. VI Международной научно-практической конф. “Морские исследования и образование (MARESEDU – 2017)”. 2017. С. 332–337.
8. Смитлз К.Дж. Металлы: Справочник. М.: Металлургия, 1980. 447 с.
9. Manukin A.B., Chernogorova N.A., Sayakina N.F., Tonshev A.K. Improvement of the characteristics of the uniaxial seismometer // The Fourteenth Moscow Sol. Syst. Symp. October 9–13, 2023. Space research institute of RAS (IKI RAS). P. 11–12.

УДК 523.43

СМЕНА СОСТАВА ПЛАЗМЫ НА ПОВОРОТЕ МАГНИТОПАУЗЫ МАРСА

© 2024 г. О. Л. Вайсберг^{a,*}, А. Ю. Шестаков^a, Р. Н. Журавлев^a,
Д. Н. Морозова^{a,**}, А. Рамазан^b

^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт, Москва, Россия

e-mail: *olegy@iki.rssi.ru; **dashia110999@mail.ru

Поступила в редакцию 28.07.2023 г.

После доработки 12.01.2024 г.

Принята к публикации 02.02.2024 г.

Высокое временное разрешение измерений магнитного поля и плазмы Марса обеспечиваются наблюдениями на спутнике Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN; Jakosky и др., 2015), позволяют анализировать тонкие слои плазменной оболочки Марса. В этой статье описана магнитная структура, связанная с дневной марсианской магнитопаузой. Было показано, что прошедший через ударную волну солнечный ветер на дневной стороне Марса напрямую не взаимодействует с ионосферой Марса. Слой плазмы и магнитного поля толщиной 200–300 км образует дневную магнитосферу, которая является областью между магнитослоем и ионосферой (Вайсберг, Шувалов, 2020). Дневная магнитосфера бывает двух типов: 1) магнитосфера более распространенного типа состоит из нагретых и ускоренных ионов O^+ и O_2^+ , находящихся между ионосферой и обтекающим горячим потоком Марса; 2) другой тип дневной магнитосферы состоит из ускоренных ионов O^+ и O_2^+ в магнитослое, где они образуют продолжающийся ускоренный пучок, формирующий плюм. Между магнитослоем и магнитосферой находится магнитная структура, которая вращается, почти не меняя своей величины. Эта структура расположена во второй части перехода $np/(np + nh)$ от величины ~ 1 до $\sim 10^{-2}$. Переход между магнитослоем и магнитосферой происходит плавно, как по плотности энергии, так и по составу ионов при уменьшении потока протонов и увеличении потока тяжелых ионов

Ключевые слова: Марс, магнитослой, магнитопауза, магнитосфера, аттрактор

DOI: 10.31857/S0320930X24040063, **EDN:** LUBDRB

ВВЕДЕНИЕ

Дневная магнитосфера Марса имеет два типа (Vaisberg, Shuvalov, 2022): 1) магнитосфера более распространенного типа состоит из нагретых и ускоренных ионов O^+ и O_2^+ собственно в магнитосфере; 2) второй тип магнитосферы состоит из ускоренных ионов O^+ и O_2^+ в магнитослое, которые, очевидно, являются продолжением внутреннего пучка частиц в магнитосфере. Этот слой ускоренной плазмы на широком участке магнитослоя с ускорением является плюмом (Liemohn и др., 2014; Dong и др., 2015).

В области между магнитослоем и магнитосферой находится область со сменой основного обтекающего межпланетного потока к планетарному составу Марса. Эта область является магнитной прослойкой, в которой происходит поворот магнитного поля от магнитослоя к магнитосфере с почти неизменной величиной напряженности. Этот поворот происходит плавно, как по плотности энергии, так и по изменению состава ионов. В то же время поток протонов уменьшается, а поток тяжелых ионов увеличивается. Эта область приближенно находится в интервале 23:36 – 23:37 UT на рис. 1.

Магнитосфера Марса была впервые исследована в 1960-х годах с помощью орбитальных аппаратов Марс-2, Марс-3 и Марс-5 (Vaisberg и др., 1976). Были обнаружены головная ударная волна, слой низкоэнергетической плазмы на дневной стороне (“плазменная подушка” – название предложено в разговоре Вайсберга с Norman Ness на Советско-американском совещании в 1975 г.) и протяженный магнитоплазменный хвост тяжелых ионов.

Позже КА Фобос-2 и MEX (Mars Express, ESA) внесли значительный вклад в исследование Марса, а в настоящее время КА MAVEN дает возможность исследовать детали марсианской магнитосферы.

Идентификация магнитопаузы была темой многих исследований. Espley (2018) рассмотрел разные определения магнитопаузы, основанные на отдельных явлениях. Его вывод состоял в том, что научное сообщество поймет физику явления, если оно усовершенствует нашу терминологию до максимальной точности.

Анализируя пограничный слой, который демонстрирует быстрое движение, Brandt и Briggs (1988) предложили метод решения этой конкретной проблемы нерегулярных данных. Этот метод позволяет определить структуру пограничных явлений без влияния больших флуктуаций данных. Их метод основан на заметной корреляции между плотностью и средней энергией электронов, о которой сообщили Hall и др. (1985) в исследовании с использованием 1-минутных данных с космического аппарата AMPTE-UKS. Эта корреляция позволила Brandt и Briggs в 1988 г. определить “параметр перехода”, который затем был использован для определения местоположения перехода из магнитопаузы. Полученный метод также применялся для измерения электронной плотности, величины и направления магнитного поля, и энергетических спектров ионов (Hapgood, Bryant, 1990).

Brandt и Briggs использовали этот метод для определения границы между флуктуациями солнечного ветра и магнитопаузой. Они заметили, что всегда существуют два различных участка электронов с антикорреляцией между температурой и плотностью, т.е. участок с большой плотностью имеет низкую температуру, и участок с малой плотностью имеет высокую температуру. Простейшая интерпретация этой антикорреляции состоит в том, что в большинстве случаев происходит плавное изменение состояния плазмы между граничными солнечной и земной плазмой. Альтернативной интерпретацией были

нити плазмы магнитослоя, проникающие в пограничный слой.

Наблюдение области между магнитослоем и магнитосферой в магнитопаузе (Vaisberg и др., 2017) показало, что магнитное поле при переходе от магнитослоя к дневной магнитосфере имеет повторяющуюся магнитную структуру.

Chen и др. (2022) проанализировали границу индуцированной магнитосферы Марса на дневной стороне и выбрали две стороны границы, совпадающие с ранее определенной границей индуцированной магнитосферы (Induced Magnetosphere). Результаты показали, что взаимодействие между Марсом и солнечным ветром могло вызвать сильные токи в ИМВ, которые имеют антипараллельные направления тока и разделены границей раздела, на которой происходит изменение ионного состава.

Ma и др. (2022) исследовали разрывы вращения в магнитопаузе открытой магнитосферы. Они обнаружили, что внутренние магнитные структуры вращательных разрывов тесно связаны с процессами пересоединения.

Два вопроса, которые рассматриваются в данной работе для предлагаемого анализа дневной стороны магнитопаузы Марса, это

- вращение магнитного поля, сохраняющего приблизительно одинаковую величину;
- плавная замена ионных компонентов.

Эти два процесса, которые изменяют критически важные составы и кинетические характеристики, практически совпадают по времени и свидетельствуют о наименее мелкомасштабных явлениях: пересечении границы между горячим солнечным ветром и горячей и/или ускоренной плазменной средой.

В работе рассматриваются два основных типа взаимодействия магнитослоя с дневной магнитосферой Марса, отличающихся направлением электрического поля: в направлении его на дневную магнитосферу (1-й тип) и в направлении от магнитосферы (2-й тип). При этом различные структуры играют одну и ту же роль: формируют магнитопаузу между обтекающим слоем и ионосферой.

ПЕРВЫЙ ТИП ДНЕВНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ МАРСА

На рис. 1 приведен обзор данных от значительного интервала обтекающего слоя магнитослоя до магнитослоя с временным разрешением данных 4 с. Выбранный временной интервал находился в северном полушарии Марса, чтобы

избежать влияния значительных местных магнитных аномалий. Для анализа показан случай взаимодействия солнечного ветра с дневной стороны с магнитосферой Марса. Выделенный интервал и выбранные данные играют важную роль для первичного анализа исследуемого явления при дальнейшем рассмотрении.

Указанное справа отношение $n_p/(n_p+n_h)$ – приблизительное отношение концентрации протонов к концентрации всех ионов. Красная цветовая полоска внизу показывает, что спутник находится в северном полушарии. Вертикальные черные полосы приближенно показывают существенные

изменения магнитного поля и плазмы магнитосферы и будут рассмотрены позже.

Пересечение магнитопаузы примерно произошло в ~23:36:30 UT по восточному времени. Космический аппарат вошел в магнитосферу в SZA (солнечно-зенитный угол) 68° с часовым углом пояса $\sim 210^\circ$. В рассматриваемом случае с магнитосферой 1-го типа, когда электрическое поле в обтекающем Марс потоке направлено от Солнца, основные ионы O^+ и O_2^+ практически не наблюдаются вне магнитосферы, кроме немногих ионов, видимых в прилегаемом обтекающем потоке.

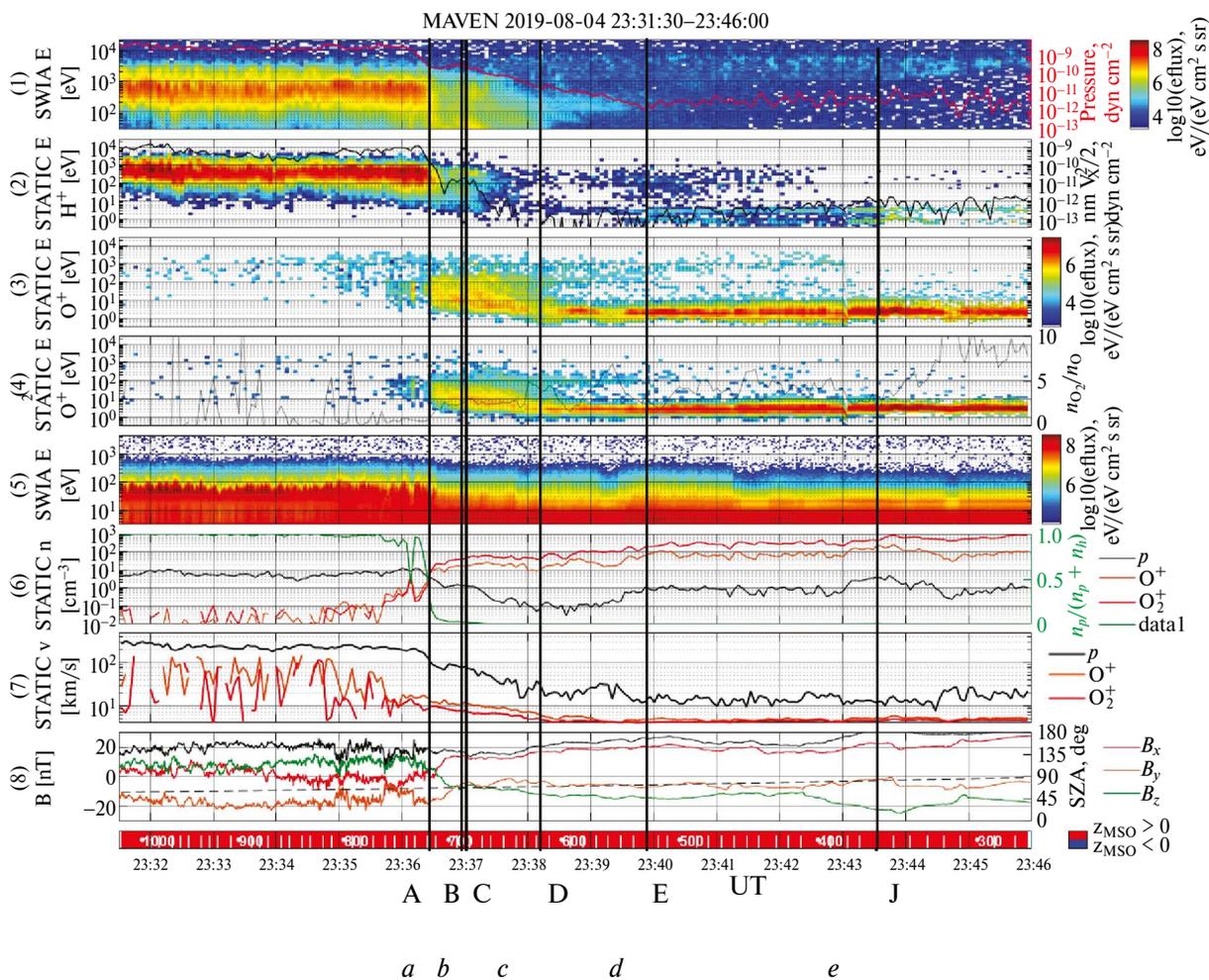


Рис. 1. Приборы MAVEN, данные которых использованы для исследования Марса в данной работе, включают в себя спектроны ионов и электронов и магнетометр. Данные MAVEN включают магнитослой, магнитопаузу, магнитосферу и ионосферу 17 августа 2019 г. в ~23:32 – 23:45 по восточному времени. Панели сверху вниз: 1 – поток всех ионов; 2 – поток протонов H^+ ; 3 – поток кислорода O^+ ; 4 – поток кислорода O_2^+ ; 5 – поток электронов; 6 – цветные линии плотности ионов (пояснение в прямоугольнике справа) и относительная плотность ионов и протонов (линии зеленого цвета); 7 – скорости трех ионов (пояснение в прямоугольнике справа); 8 – компоненты магнитного поля в системе координат Солнечной орбиты, ориентированной на Марс (MSO), пояснения цвета указаны справа, и величина магнитного поля (черная линия).

Основные детали взаимодействия обтекающего потока с препятствием разогретого солнечного ветра указаны слева направо.

В первой панели горячий поток солнечного ветра после его вертикальной черной полосы “*a*” начинает быстро уменьшаться и исчезает у вертикальной полосы “*d*”.

Во второй панели основное количество ионов H^+ останавливаются раньше, чем ионы в первой панели.

Начиная с интервала, отмеченного вертикальной полосой “*a*”, в панелях 3 и 4 преобладают тяжелые ионы O^+ и O_2^+ .

Температура электронов (панель 5) уменьшается примерно на порядок величины.

В интервале 6 и между полосами “*a*” и “*b*” происходит уменьшение концентрации ионов водорода и возрастание концентрации тяжелых ионов, что также показано в относительных величинах легких и тяжелых ионов (справа от интервала 6). Между полосами *a*, *b*, *c* и *e* видно ступенчатое увеличение концентраций ионов O^+ и O_2^+ с переходом на изменение отношения O_2^+/O^+ , указывающего на вход спутника в ионосферу.

В интервале 7 между полосами “*a*” и “*c*” происходит уменьшение скорости всех ионов.

Обращает на себя внимание вращение магнитного поля в интервале между полосами “*a*” и “*b*”.

На рис. 2 показан результат минимального анализа магнитного поля (Sönnnerup, Scheible, 1998) с целью определения характеристики данного явления, когда оси определяются по трем основным ортогональным осям.

Рассмотрение поведения магнитного поля показывает наличие специфического интервала, в котором происходит быстрое его изменение. Минимальный анализ показал магнитное поле в двух измерениях, *L* и *N*:

- происходит вращение магнитного поля;
- величина магнитного поля при вращении изменяется незначительно.

На рис. 2(б) видно, что границы этого участка выделяются сравнительно четко.

На рис. 3 показано быстрое вращение магнитного поля приблизительно вдоль азимутального угла – 90° на полярный угол $\sim 60^\circ$. Эта часть магнитопаузы окружена двумя медленными интервалами магнитных полей: линейным “*a*” и вращательным “*b*”.

Время вращения магнитного поля составляет от $\sim 23:36:32$ UT до $\sim 23:36:56$ UT, или ~ 35 с. За этот промежуток времени космический аппарат снизился с 720 до 690 км.

Наличие специфического раздела структуры магнитного поля в области магнитопаузы, характеризующегося поворотом без заметного изменения величины, и сравнительно

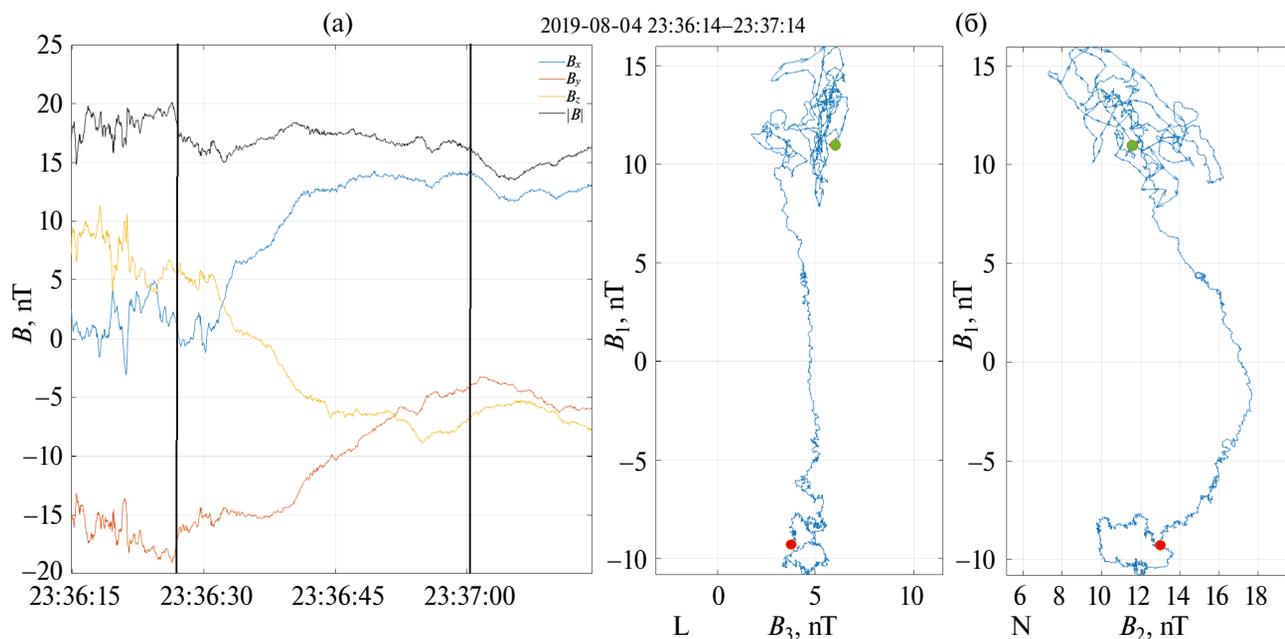


Рис. 2. Результат минимального анализа магнитного поля: (а) – область вращения магнитного поля, вертикальные линии выделяют интервал поворотного магнитного поля. (б) – компоненты собственных значений минимального анализа *L* и *N*, где *L* и *N* – разные проекции в системе координат магнитного поля (B_1 , B_2 , B_3).

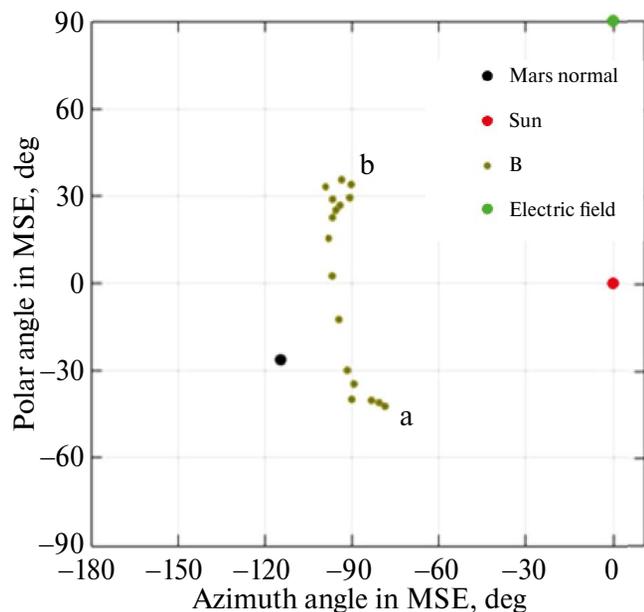


Рис. 3. На Меркаторской карте показаны три интервала: медленное движение в области точки “а”, быстрое вращение между точками “а” и “б”, и медленное перемещение у точки “б”, Общий угол составляет немного более 60° .

большого поворота магнитного поля связано со сменой плазмы одного ионного состава на другой.

На рис. 4 показан дифференциальный поток энергии протонов и O^+ в коротком секторе магнитопаузы. Дифференциальный поток энергии протонов плавно уменьшается, а дифференциальный поток энергии O^+ плавно увеличивается в течение ~ 24 с. Видно плавное уменьшение потока энергии ионов H^+ и плавное увеличение энергии ионов O^+ в течение этого промежутка времени. Поскольку на внешних концах основного отрезка находятся флуктуации направлений магнитного поля, в оценке его длины есть некоторые расхождения оценок длины быстрого поворота магнитного поля на рис. 2 и 3. Небольшое расхождение не играет большой роли.

Наиболее интересными являются практически монотонные изменения концентрации протонов при уменьшении высоты спутника над Марсом и соответственное увеличение количества ионов кислорода.

Рис. 3 и 4 показывают, что на коротком интервале происходят следующие изменения:

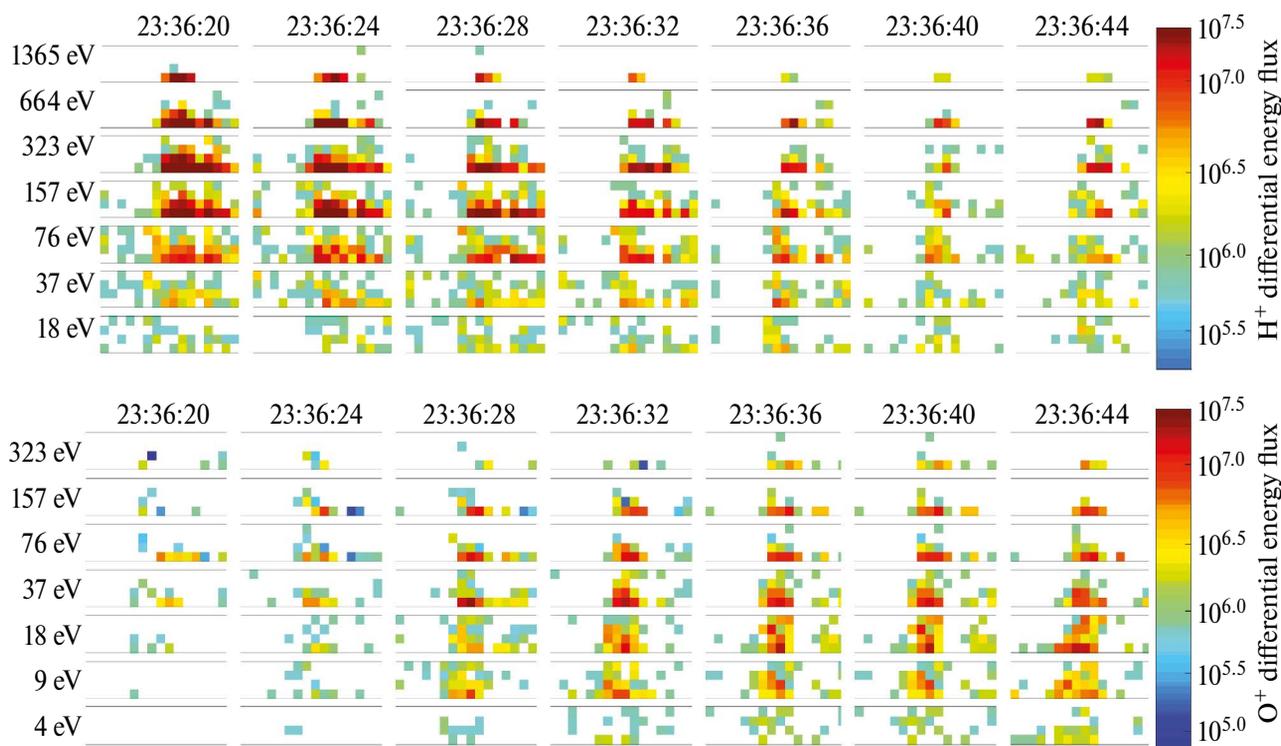


Рис. 4. Верхний участок показывает уменьшение дифференциального потока H^+ , т.е. протонов солнечного ветра, а дифференциальный поток энергии ионов O^+ показывает увеличение потока энергии ионов в том же секторе. Величина интервала от $\sim 23:36:0$ UT до $23:36:44$ UT.

– быстрое изменение ориентации магнита на $\sim 60^\circ$ от направления в магнитослое на направление в магнитосфере;

– сравнительно не большое изменение модуля магнитного поля;

– гладкое уменьшение концентрации p ;

– гладкое увеличение концентрации O^+ .

Другой пример магнитосферы 1-го типа показан на рис. 5. Показан участок магнитослоя и дневной магнитосферы. Панели расположены в той же последовательности, что и на рис. 1.

Космический аппарат находился в MSE (Mars-Solar-Electric) и на SZA 78° с часовым углом $\sim -0.15^\circ$.

Так же, как в случае рис. 1, спутник находится в области, где электрическое поле направлено в сторону Марса. Космический аппарат находился в MSE и на SZA 78° с часовым углом $\sim 180^\circ$.

В данном случае предварительными данными, указывающими местоположение магнитопаузы, являются смена состава плазмы и скачок электронной температуры.

Две вертикальные линии на расстоянии ~ 730 км и 690 км указывают на ту часть магнитного слоя, где он вращается с почти неизменной магнитудой (рис. 6).

В отличие от первого случая, показанного на рис. 1, здесь наблюдаются значительные магнитные флуктуации; однако общая форма рассматриваемого магнитного профиля аналогична первому случаю.

На рис. 7 мы видим магнитную конфигурацию, весьма похожую на ту, что была на рис. 3: быстрое направление вращения магнитного поля является промежуточным звеном от магнитослоя к магнитосфере.

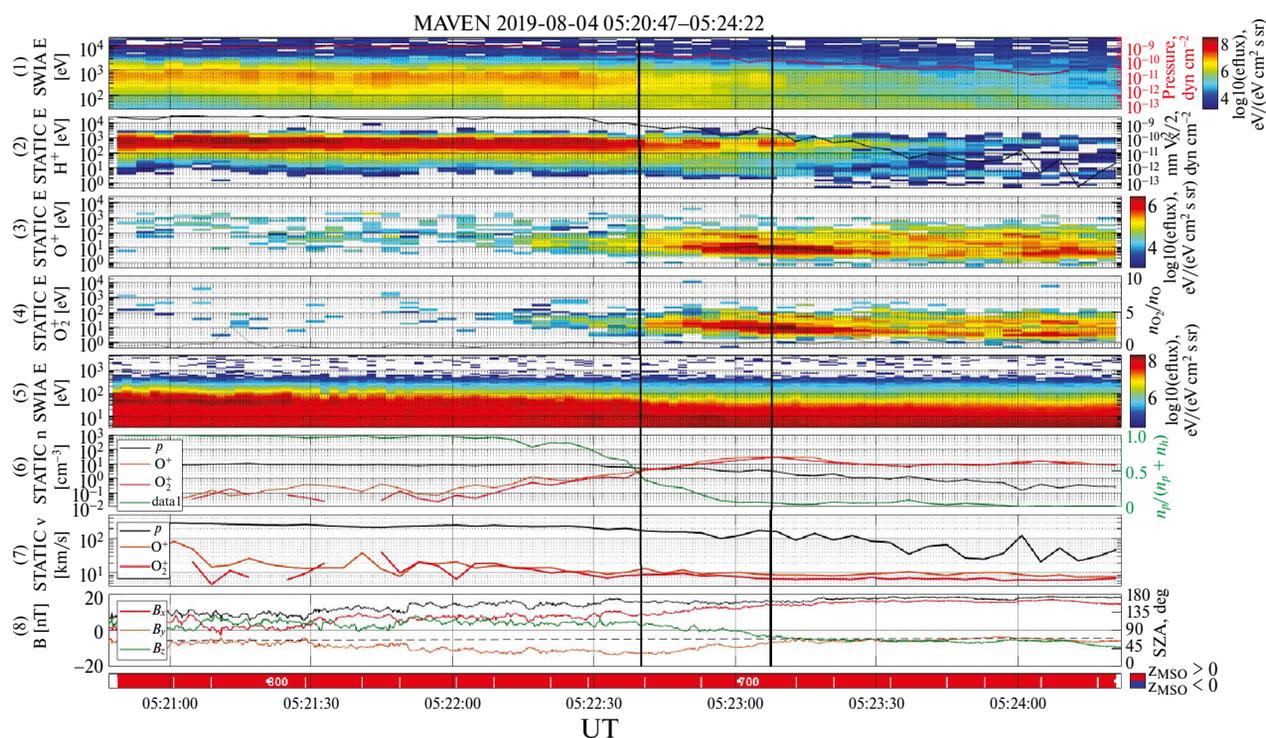


Рис. 5. 4 августа 2019 г., в 05:20:47 – 05:24:22 по восточному времени. Данные MAVEN включают магнитослой, магнитопаузу, магнитосферу и ионосферу. Панели сверху вниз: 1 – дифференциальная энергия-время суммы всех ионов; 2 – дифференциальная энергия-время протонов H^+ ; 3 – дифференциальная энергия-время кислорода O^+ ; 4 – энергия-время кислорода O_2^+ ; 5 – дифференциальная энергия-время энергии электронов; 6 – цветные линии плотности ионов (в прямоугольнике справа) и а относительная плотность ионов и протонов (линии зеленого цвета); 7 – скорости трех ионов (пояснение в прямоугольнике справа); 8 – компоненты магнитного поля в системе координат Солнечной орбиты, ориентированной на Марс (MSO) пояснения цветов указаны справа, и величина магнитного поля (черная линия). Красная цветовая полоска внизу показывает, что спутник находится в северном полушарии. Вертикальные черные полосы приблизительно показывают область магнитопаузы. Сектор между двумя вертикальными линиями указывает место, где происходит вращение магнитного поля.

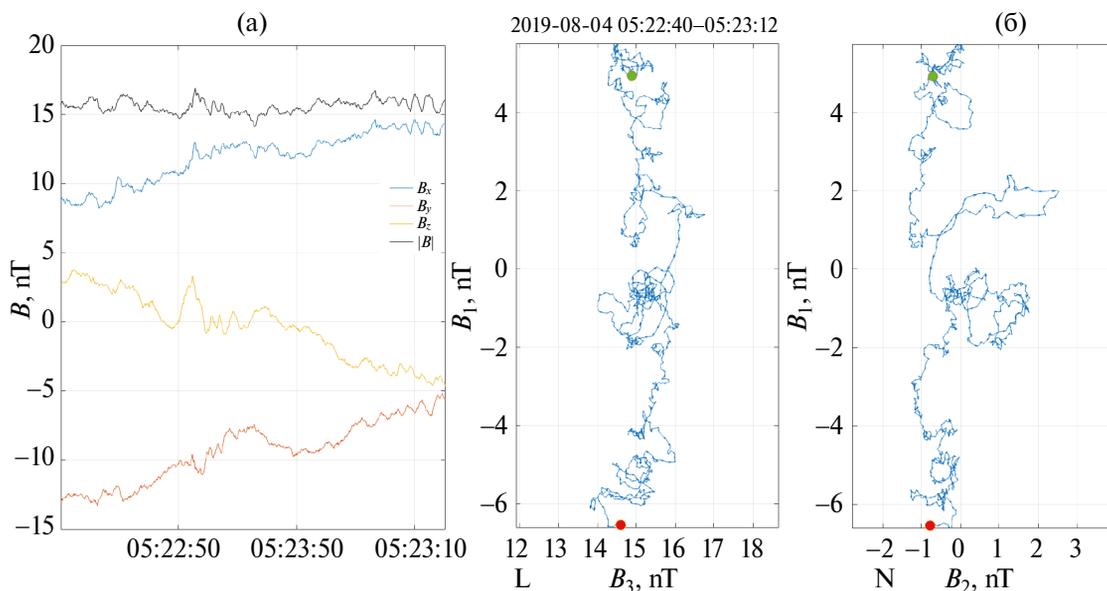


Рис. 6. Результат минимального анализа магнитного поля: (а) – диаграммы составляющих магнитного поля и вид вращения компонентов магнитного поля; (б) – компоненты собственных значений минимального анализа L и N с минимальной дисперсией.

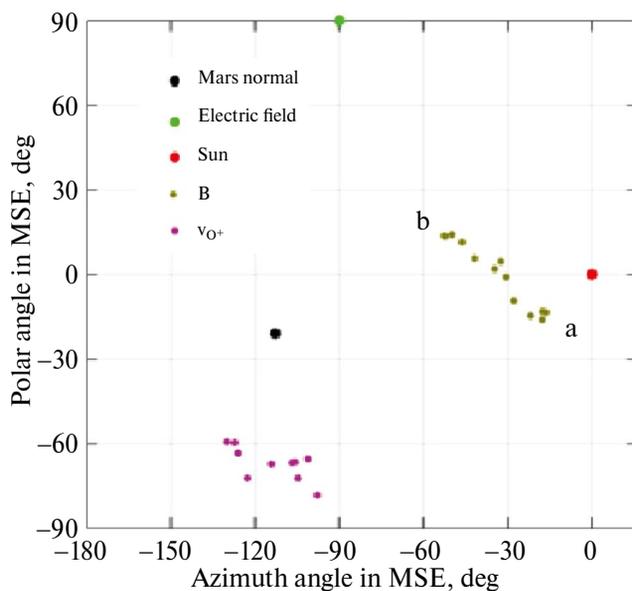


Рис. 7. На части карты Меркатора показаны временные интервалы примерно с 17 августа 2019 г., с 05:22:40 UT по 05:23:20 UT. Зеленые точки показывают траекторию быстрого магнитного поворота.

На рис. 8 показаны угловые распределения дифференциальных потоков H^+ и O^+ во временном промежутке с 05:22:24 UT по 05:23:04 UT в области между магнитослоем и магнитосферой. Верхнее распределение ионов n^+ сравнительно ровно уменьшается слева направо, нижнее распределение ионов O^+ увеличивается

сравнительно ровно от очень малого к значительному распределению. Надо учесть, что ионы O_2^+ не включены в график, и добавляют более чем вдвое массу, чем O^+ . Оценка сравнительного в данном случае вклада массы не проводилась, а базируется на динамическом вкладе компонентов.

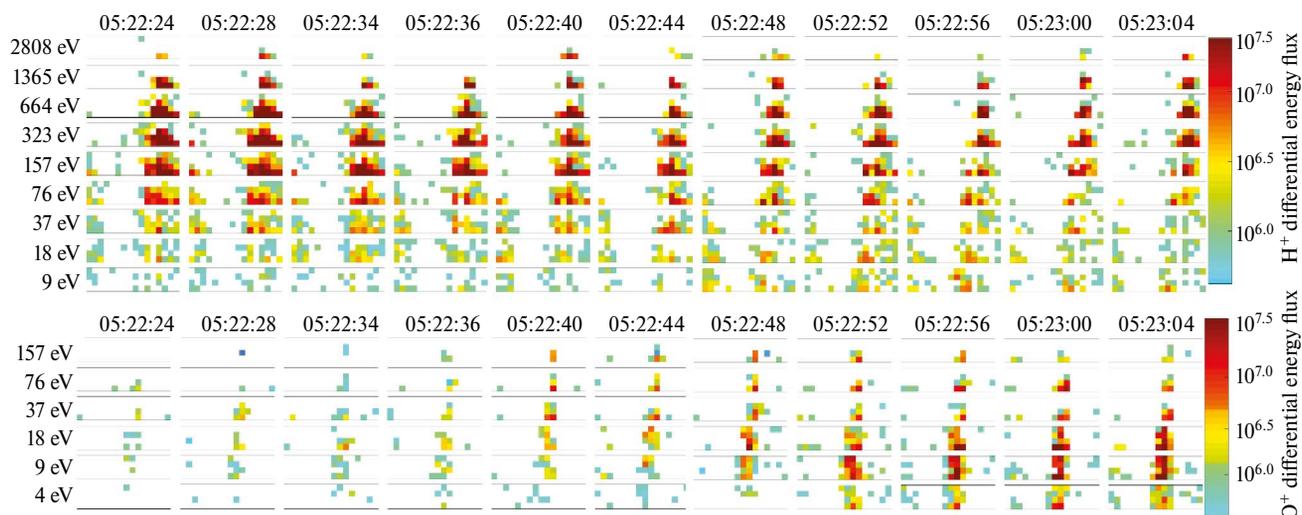


Рис. 8. Распределение плотностей H^+ и O^+ в отрезке времени от 05:22:24 – 05:23:04 UT в пределах сектора магнитопаузы.

Два примера дневной магнитосферы с условием направления электрического поля в сторону Марса показывают, что в этом случае образуется магнитная структура, соответствующая представлениям магнитопаузы, разделяющей магнитослой от магнитосферы.

ВТОРОЙ ТИП ДНЕВНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ МАРСА

Рассмотрим дневную магнитосферу типа 2 (Вайсберг, Шувалов, 2022), которая представляет собой дневную магнитосферу с плюмом (Liemohn и др., 2014; Dong и др., 2015). Ее отличие связано с условием электрического поля, направленного в сторону от магнитосферы, что позволяет ионам непосредственно выходить из дневной магнитосферы в магнитослой.

Временной интервал охватывает магнитослой, магнитопаузу, магнитосферу и ионосферу. Так же как дневная магнитосфера Марса 1 типа (при электрическом поле, направленном в сторону Марса), магнитосфера 2 типа имеет магнито-плазменную оболочку между магнитослоем и ионосферой. Однако структура дневной магнитосферы существенно другая. Плюм покрывает почти все 3-ю и 4-ю панели, где распределения частиц плюма соединяются с распределением ионов в магнитосфере.

Система координат местоположения магнитопаузы MSE приблизительно соответствует высоте 88° и долготе -35° .

Параметрами, указывающими на дневную магнитопаузу, являются: электронная

температура, магнитное поле и тяжелые ионы. Профиль электронной температуры от $\sim 21:01:00$ UT до $\sim 23:01:00$ UT очень похож на профили в предыдущих случаях на рис. 1 и рис. 5. Вращение магнитного профиля с почти постоянным значением наблюдается между двумя вертикальными линиями на рис. 9 (около $\sim 01:23:00$ UT). Ускорение потоков энергии O^+ и O_2^+ от низкоэнергетических ионов до ~ 10 эВ между упомянутыми двумя вертикальными линиями на рис. 9 (около $\sim 23:01:00$ UT) также подтверждается местоположением магнитопаузы.

На рис. 10 показано вращение магнитного поля с $\sim 01:22:47$ UT до $\sim 01:23:12$ UT.

Масштаб вращения магнитного поля составляет около 25 км.

Наблюдаемая структура и характеристики дневной магнитосферы состоят из ионов O^+ и O_2^+ , которые разделяют магнитосферу от магнитослоя и продолжают формировать шлейф с дальнейшим ускорением в магнитослое.

На рис. 12 представлен компонент O^+ с энергией $\sim 4\text{--}18$ эВ. Этот важный компонент охватывает магнитопаузу и демонстрирует плавный переход через нее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены три пересечения магнитопаузой дневной магнитосферы: два пересечения с электрическим полем, направленным в сторону магнитосферы, и одно пересечение с электрическим полем, направленным от магнитосферы.

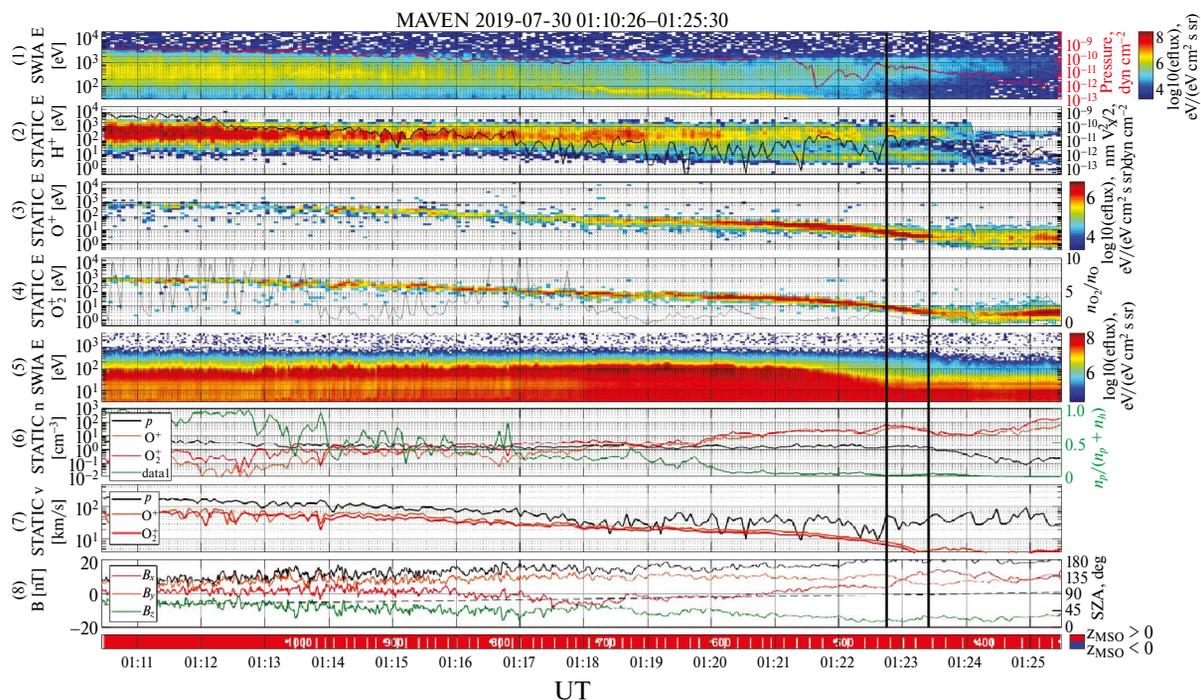


Рис. 9. 30 июля 2019 г., в 01:10:26 – 01:20:30 по восточному времени. Данные MAVEN включают магнитослоя, магнитопаузу, магнитосферу и ионосферу. Панели сверху вниз: 1 – дифференциальная энергия-время суммы всех ионов; 2 – дифференциальная энергия-время протонов H^+ ; 3 – дифференциальная энергия-время кислорода O^+ ; 4 – энергия-время кислорода O_2^+ ; 5 – дифференциальная энергия-время энергии электронов; 6 – цветные линии плотности ионов (пояснения в прямоугольнике справа) и относительная плотность ионов и протонов (зеленые линии); 7 – скорости трех ионов (пояснения в прямоугольнике справа); 8 – компоненты магнитного поля в системе координат Солнечной орбиты, ориентированной на Марс (MSO) (пояснения цвета даны справа) и величина магнитного поля (черная линия). Красная цветовая полоска внизу показывает, что спутник находится в северном полушарии. Две вертикальные черные полосы приблизительно показывают область магнитопаузы. Сектор между двумя вертикальными линиями указывает место, где происходит вращение магнитного поля.

Структуры дневной плазмы в этой области отличаются друг от друга как внутри магнитосферы, так и за ее пределами, но имеют ряд общих характеристик.

Есть значительное количество работ, в которых предлагаются различные области и характеристики, которые имеют критерии границ для определения магнитосферы. Наибольшее количество предложений собрано в работе Espley (2018), и предложения продолжают.

Переход от магнитослоя до магнитосферы на дневной стороне достаточно сложный, и к тому же имеет два вида в зависимости от направления электрического поля. Магнитно-плазменная прослойка оказывается:

- либо нагретой, или нагретой и ускоренной в магнитосфере;
- либо редкий вариант – структурой Kelvin-Helmholtz'a;

– либо ускоренной и переходящей в обтекающий солнечный ветер.

Переход от магнитослоя к магнитосфере на Марсе достаточно сложен. Изменяются характеристики магнитного поля, толщины и направления, скорости, составы и характеристики ионных компонентов, взаимное влияние плазмы и магнитного поля.

В данной работе рассмотрен наиболее узкий интервал толщиной 200–350 км внутри образования на дневной стороне Марса между обтеканием магнитосферы потоком горячего водорода и кислородным препятствием. Эта магнитная структура, которая обеспечивает вращение намагниченного слоя без существенного изменения величины магнитного поля. В этом слое происходит смена состава протонов на смесь основных ионов O^+ и O_2^+ .

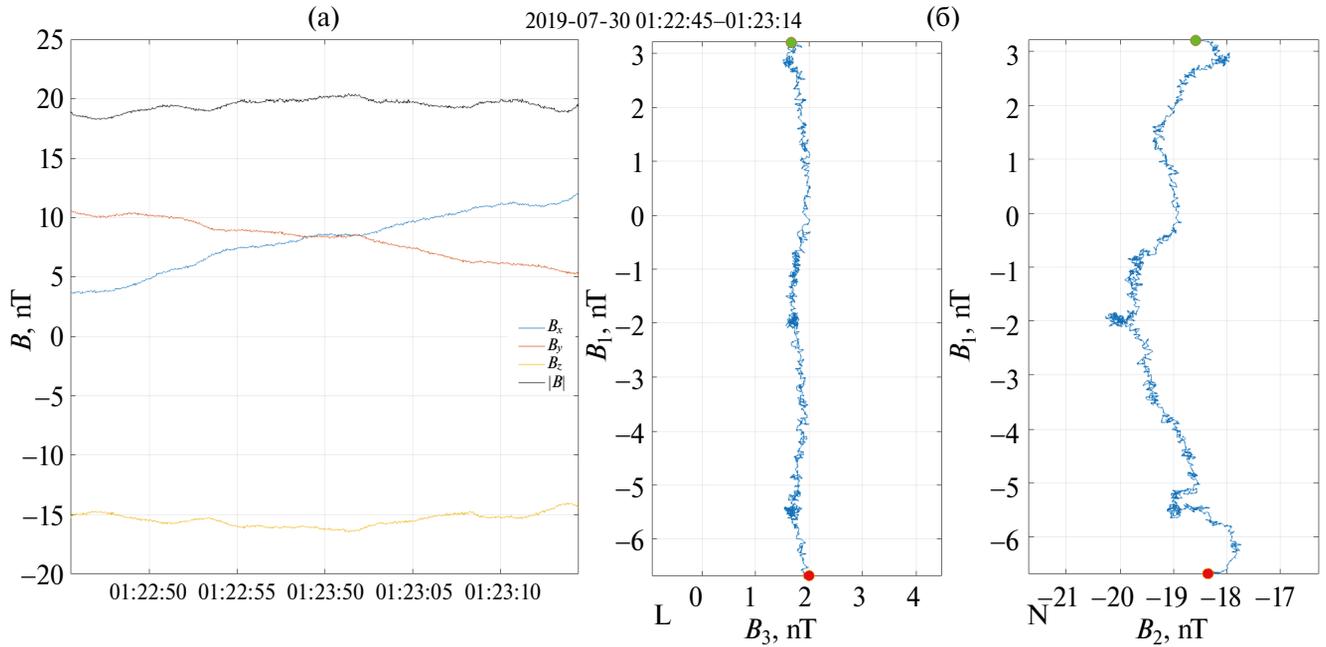


Рис. 10. Результат минимального анализа магнитного поля: (а) – диаграмма магнитного поля минимальной дисперсии; (б) – двумерный вид вращения магнитного поля, где L – довольно длинный и почти прямой участок диаграммы, а N – наиболее изогнутый участок диаграммы.

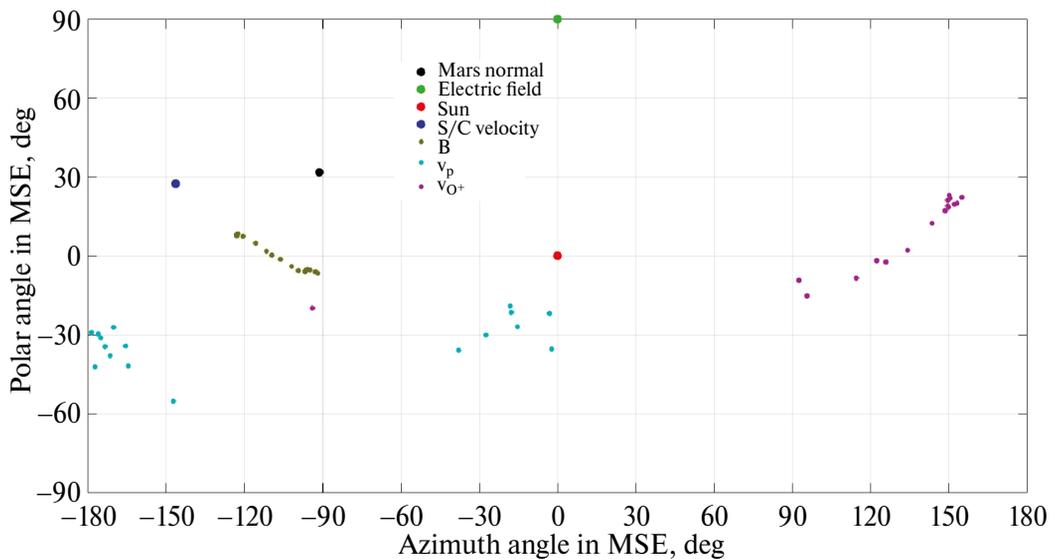


Рис. 11. На части карты Меркатора показаны временные интервалы примерно с 30 июля 2019 г. в $\sim 01^{\text{h}}23^{\text{m}}$ UT. Зеленые точки показывают траекторию быстрого магнитного поворота.

Повторяющееся явление в физических процессах называется аттрактором. Описанное в данной работе явление (аттрактор) может быть названо: гладкая смена состава плазмы без изменения амплитуды магнита.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института космических исследований. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

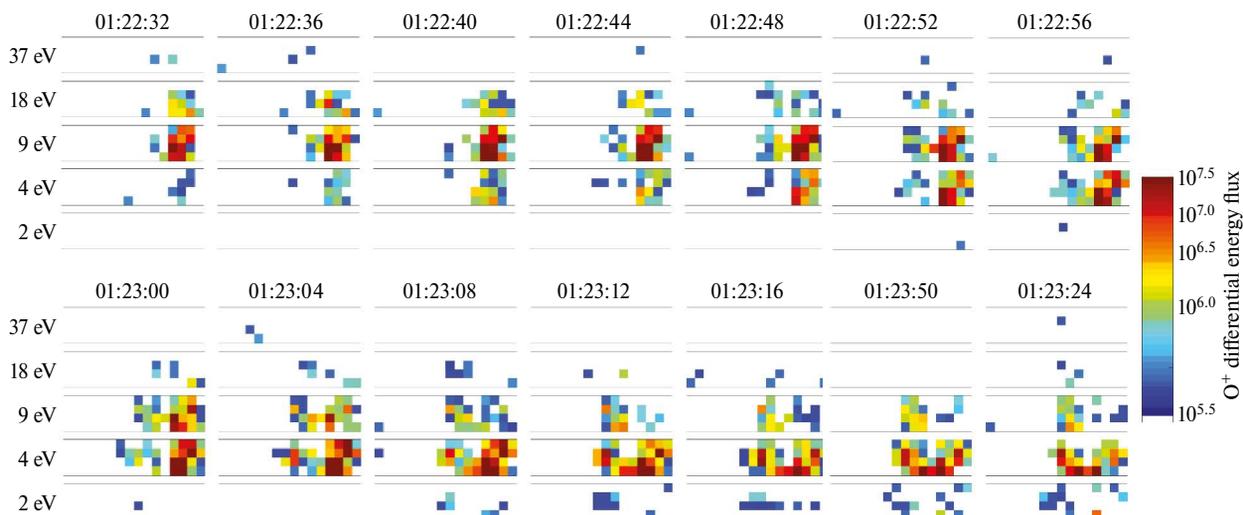


Рис. 12. O^+ , разделяющий обтекающий поток с магнитосферой 01:22:24–01:23:24 UT.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайсберг О.Л., Шувалов С.Д. Структура дневной магнитосферы Марса: два типа // Астрон. вестн. 2022. Т. 56 № 5. С. 1–12. (Vaisberg O.L., Shuvalov S.D. Structure of the Martian dayside magnetosphere: Two types // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 5. P. 279–290.)
2. Bryant D.A., Riggs S. At the edge of the Earth's magnetosphere: A survey by AMPTE-UKS // Phil. Transact. Roy. Soc. London. Ser. A. 1988. V. 328. № 1598. P. 43–56.
3. Chen Y.Q., Wu M., Du A.M., Xiao S.D., Wang G.Q., Zhang T.L. A case study of the induced magnetosphere boundary at the Martian subsolar region // Astrophys. J. 2022. V. 927. P. 171.
4. Dong Y., Fang X., Brain D.A., McFadden J.P., Halekas J.S., Connerney J.E., Curry M., Harada Y., Luhmann J.G., Jakosky B.M. Strong plume fluxes at Mars observed by MAVEN: An important planetary ion escape channel // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 8942–8950.
5. Espley J.R. The Martian magnetosphere: Areas of unsettled terminology // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2018. V. 123. P. 4521–4525.
6. Fedorov A.O., Vaisberg O.L., Intriligator D.S., Sagdeev R.Z., Galeev A.A. A large amplitude rotational wave in the Venusian ionosheath // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 1991. V. 96. P. 87–99.
7. Fedorov A.O., Vaisberg O.L., Intriligator D.S. A large-amplitude rotational wave in the ionosheath of Venus // Adv. Space Res. 1992. V. 12. № 8. P. 313–317.
8. Hall D.S., Bryant D.A., Chaloner C.P. Plasma variations at the dayside magnetopause // Proc. 7th ESA Symp. Rockets and Balloons. 1985. P. 299–304.
9. Hargood M.A., Bryant D.A. Re-ordered electron data in tile low-latitude boundary layer // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17. № 11. P. 2043–2046.
10. Jakosky B.M., Lin R.P., Grebowsky J.M., Luhmann J.G., Mitchell D.F., Beutelschies G., Priser T., Acuna M., Andersson L., Baird D., and 64 co-authors. The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) mission // Space Sci. Rev. 2015. V. 195. P. 3–48.
11. Liemohn M.W., Johnson B.C., Franz M., Barabash S. Mars Express observations of high-altitude planetary ion beams and their relation to the “energetic plume” loss channel // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2014. V. 119. P. 9702–9713.
12. Ma Y., Shu Wang, Chao Shen, Nian Ren, Tao Chen, Peng Shao, Peng E., Bogdanova Y.V., Burch J.L. Rotational discontinuities in the magnetopause of an open magnetosphere // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2022. V. 127. № 8.
13. Sonnerup B., Scheible M. Minimum and Maximum. Variance analysis magnetic in reconnection // Analysis Meth. Multi-Spacecraft Data. 1998. P. 185–220.
14. Vaisberg O.L., Bogdanov A.V., Smirnov V.N., Romanov S.A. On the nature of the solar wind-Mars interaction // NASA. Goddard Space Flight Center Solar-Wind Interaction with the Planets Mercury, Venus, and Mars. 1976.
15. Vaisberg O.L., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Zelenyi L.M., Znobishchev A.S., Dubinin E.M. Analysis of dayside magnetosphere of Mars: High mass loading case as observed on MAVEN spacecraft // Planet. and Space Sci. 2017. V. 147. P. 28–37.

УДК 52+51

К ТЕОРИИ СПИРАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НЕМАГНИТНОГО АСТРОФИЗИЧЕСКОГО ДИСКА. ОБРАЗОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР

© 2024 г. А. В. Колесниченко*

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия
**e-mail: kolesn@keldysh.ru*

Поступила в редакцию 31.10.2023 г.
После доработки 20.11. 2023 г.
Принята к публикации 06.01.2024 г.

Приведена замкнутая система трехмерных гидродинамических уравнений масштаба среднего движения, предназначенная для моделирования спиральной турбулентности во вращающемся астрофизическом диске. Выведены уравнения диффузии для осредненного вихря и уравнение переноса интегральной вихревой спиральности. Сформулирована общая концепция возникновения энергоемких мезомасштабных когерентных вихревых структур в термодинамически открытой подсистеме турбулентного хаоса, связанная с реализацией обратного каскада кинетической энергии в зеркально-несимметричной дисковой турбулентности. Показано, что отрицательная вязкость во вращающейся дисковой трехмерной системе является, по-видимому, проявлением каскадных процессов в спиральной турбулентности, когда осуществляется инверсный перенос энергии от малых вихрей к более крупным. Показано также, что относительно длительное затухание турбулентности в диске связано с отсутствием отражательной симметрии анизотропного поля турбулентных скоростей относительно его экваториальной плоскости. Работа носит обзорный характер, выполненный с целью усовершенствования новых моделей астрофизических немагнитных дисков, для которых эффекты спиральной турбулентности играют определяющую роль.

Ключевые слова: астрофизический диск, спиральная турбулентность, обратный каскад энергии, отрицательная вязкость

DOI: 10.31857/S0320930X24040078, **EDN:** LUBCSZ

ВВЕДЕНИЕ

Понятия “порядок”, “беспорядок” и “хаос” плохо поддаются определению в применении к турбулентности жидкости: например, в статистической термодинамике “беспорядок” может быть связан с энтропией системы и, обычно, считается, что второй принцип термодинамики (т.е. тенденция к увеличению энтропии изолированной системы) подразумевает максимизацию беспорядка, а значит, и эволюцию системы от порядка к беспорядку. Верно или нет, но это

последнее утверждение, во всяком случае, оказалось бесполезным для турбулентности жидкости, где адекватная функция аналогичная энтропии пока не определена.

Что касается слова “когерентность”, то оно, по мнению ряда исследователей, является бесполезным для турбулентности жидкости, поскольку оно обычно используется в отношении вихрей, обладающих некоторой пространственной структурой, такой как слои смешения, крупные вихри, полосы пограничного слоя, или “диссипативные структуры”. Эти исследователи либо

отвергают существование когерентных вихревых структур в турбулентных потоках, либо предлагают рассматривать их отдельно, отказывая им в принадлежности к турбулентности. На самом деле, представляется более разумным рассматривать подобные вихри, когда они существуют как часть турбулентности, хотя эволюция подобных вихрей, как правило, непредсказуема по фазе (т.е. положению в пространстве), но они тем не менее могут сохранять свою геометрическую форму в течение времени, значительно превышающем характерное время потери предсказуемости. Таким образом, возможна точка зрения (которой придерживается автор данной статьи, см. (Marov, Kolesnichenko, 2012)), согласно которой турбулентность связывают с “порядком”, если понимать под этим словом существование в потоке пространственно организованных “когерентных” вихрей. Такая трактовка турбулентности содержалась, например, еще в идеях латинского поэта Лукреция, который трактовал Вселенную как “турбулентный порядок”, возникший из возмущения за счет неустойчивости первоначального “хаоса”. Этот первоначальный хаос ассимилирован в то состояние, которое мы сейчас называем в гидродинамике ламинарным состоянием, так что обычная схема – неустойчивость ламинарного состояния (хаоса) – порождает турбулентность (см. Lesieur, 2008; Колесниченко, Маров, 2009; Marov, Kolesnichenko, 2012), трансформировалась в “провокационное” утверждение: относительный порядок (т.е. турбулентность) возникает из ламинарного состояния (хаоса). На возникновение диссипативных структур как результат развития неустойчивостей в открытых термо-гидродинамических системах указывал и Пригожин (Пригожин, Стенгерс, 1986).

В последнее время весьма интенсивно исследуются разнообразные когерентные вихревые структуры в турбулентной несжимаемой жидкости (см., например, Brown, Roshko, 1974; Crow, Champagne, 1971; Рабинович, Сушик, 1990; Климонтович, 2002; Хлопков и др., 2002; Колесниченко, 2004; 2005; 2017а; 2017б; Marov, Kolesnichenko, 2002; 2006; Колесниченко, Маров, 2008; Голицын, 2021), которые оказывают существенное влияние на различные динамические характеристики турбулентных сред, в частности, на эволюцию турбулентных астрофизических дисков. С фактической точки зрения наиболее богата подобными диссипативными структурами развитая турбулентность в термодинамически открытой системе (в

смысле Шредингера), когда при очень больших числах Рейнольдса нарушаются различные симметрии (пространственные переносы, сдвиги по времени, вращения, галилеевы и масштабные преобразования и др.), допускаемые уравнениями Навье–Стокса и соответствующими краевыми условиями. В этом случае в турбулентном течении самоорганизуются разнообразные пространственно-временные вихревые образования, такие как вихревые нити, спирали и клубки, турбулентные пятна, берстинги и т.п. (см. Ван Дайк, 1986; Фриш, 1998; Marov, Kolesnichenko, 2006; Голицын, 2021). Однако в тех случаях, когда поток свободен от внешнего принуждения (связанного, например, с крупномасштабным сдвигом скорости при вращении астрофизического объекта), развитая турбулентность в пределе больших чисел Рейнольдса имеет, как известно, тенденцию восстанавливать (в статистическом смысле) нарушенные симметрии вдали от границ течения (Монин, Яглом, 1996; Marov, Kolesnichenko, 2002; Kolesnichenko, Marov, 2007).

В этой связи уместно заметить, что знаменитая аналитическая теория локальной турбулентности Колмогорова (Колмогоров, 1941; 1962) и Обухова (Обухов, 1941; 1949) по существу базируется на гипотезе восстановления разномасштабных нарушений однородности, изотропности и зеркальной симметричности турбулентного течения на малых масштабах $l \ll l_0$ (здесь l_0 – характерный масштаб крупных энергосодержащих вихрей). В рамках этой теории взаимодействие возмущения поля скоростей больших вихрей с мелкомасштабной турбулентностью носит характер затухания этого возмущения из-за турбулентной вязкости и передачи его кинетической энергии по каскаду вихрей различных пространственно-временных масштабов в область мелкомасштабных пульсаций. Собственно, по этой причине существование долгоживущих больших вихревых образований с масштабом $l \gg l_0$ в “обычной” зеркально-симметричной турбулентности несжимаемой жидкости представляется маловероятным.

Вместе с тем существует турбулентность, которая и при очень больших числах Рейнольдса Re не восстанавливает нарушенную отражательную симметрию (так называемый закон четности) поля пульсационных скоростей в случае преобразования $x \rightarrow -x$ координат (см. Marov, Kolesnichenko, 2012). Примером такой турбулентности является, в частности, пульсирующее поле скоростей в конвективной зоне астрофизического аккреционного диска: средние свойства

этого поля не остаются инвариантными при зеркальном отражении в его экваториальной плоскости. Подобная турбулентность, как известно, называется гиротропной (или спиральной, от английского слова “helicity”) и возникает под влиянием массовых сил с псевдовекторными свойствами (например, силы Кориолиса, магнитного поля и т.п.). В атмосферных пограничных слоях она возникает непрерывно вследствие вращения Земли и трения о поверхность (см. Копров и др., 2005). Вихревая (гидродинамическая) спиральность играет также существенную роль в процессах генерации ураганов и тайфунов, полярных мезоциклонов, струйных течений, термической конвекции и т.п. (см. Вазаева и др., 2021).

Впервые на важность влияния спиральности локализованных вихревых возмущений на эволюцию трехмерной турбулентности обратил внимание Moffatt (1969), который и нашел связанный с ней интегральный инвариант $H(\mathbf{x},t) := \langle \mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}' \rangle$ — средняя вихревая спиральность, являющаяся мерой зацепленности силовых линий вихревого поля скоростей (Moffatt, 1978; Moffatt, Tsinober, 1992; Зельдович и др., 2006; Steenbeck и др., 1966; Сэффмэн, 2000; Арнольд, Хесин, 2007; Чхетиани, 2008). Здесь $\mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}'$ — локальная плотность спиральности, являющаяся скалярным произведением полярного вектора пульсаций скорости $\mathbf{u}'(\mathbf{x},t)$ и аксиального вектора завихренности $\boldsymbol{\omega}'(\mathbf{x},t) := \nabla \times \mathbf{u}'$, которая, в конечном счете, и приводит к возникновению гиротропной турбулентности. Средняя вихревая спиральность — псевдоскаляр, который не является положительно определенной величиной и меняет знак при переходе от левой к правой системе координат (или наоборот). Заметим, что здесь и далее везде в качестве операции осреднения используется статистико-математическое осреднение по ансамблю возможных реализаций случайных термо- и гидродинамических полей (Монин, Яглом, 1996). Представляется также уместным напомнить, что только благодаря введению в рассмотрение так называемой перекрестной магнитной спиральности $H^M(\mathbf{x},t) := \langle \mathbf{u}' \cdot \mathbf{B}' \rangle$ для адекватного описания магнитогидродинамической турбулентности (не обладающей зеркальной симметрией) удалось объяснить важнейший механизм турбулентного динамо в астрофизике (так называемый α -эффект), отвечающий за генерацию и поддержание крупномасштабных магнитных полей $\langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{x},t)$ у планет, звезд и галактик (см., например, Moffatt, 1978; Краузе, Рэдлер, 1984;

Паркер, 1982; Brandenburg и др., 2002; Зельдович и др., 2006; Колесниченко, 2012).

Реальная турбулентность во вращающемся солнечном протопланетном диске также имеет спиральный характер (Вайнштейн и др., 1980; Краузе, Рэдлер, 1984; Зельдович и др., 2006; Marov, Kolesnichenko, 2012). Это связано с тем, что мелкомасштабное пульсационное поле скоростей $\mathbf{u}'(\mathbf{x},t)$ при наличии вращения дискового вещества с постоянной угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}_0$ (аксиальный вектор) и анизотропии, вызванной, например, воздействием поля силы тяжести g (или поля вертикального градиента температуры $\nabla\theta$ (полярные векторы)), не обладает отражательной симметрией относительно экваториальной плоскости диска, т.е. относительно преобразования $z \rightarrow -z$. Последнее означает, что в таком анизотропном мелкомасштабном пульсационном поле скоростей вихревые левовращательные движения в совокупности могут быть более вероятными, чем правовращательные, или наоборот.

Важно также иметь в виду, что для однородного соленоидального поля пульсационных скоростей $\mathbf{u}'(\mathbf{x},t)$, лишенная отражательной симметрии средняя вихревая спиральность $H(\mathbf{x},t)$ сохраняется в инерционной области (области, для которой вязкие эффекты диссипации энергии несущественны) энергетического спектра, т.е. в этой области существует еще один (помимо турбулентной энергии $b(\mathbf{x},t) := \langle |\mathbf{u}'|^2 / 2 \rangle$) дополнительный невязкий (при $\nu \rightarrow 0$) инвариант, а именно гидродинамическая спиральность $H(\mathbf{x},t)$ (см. Фриш, 1998). Это обстоятельство приводит, вообще говоря, к полному изменению характера процесса передачи пульсационной кинетической энергии по каскаду вихрей Ричардсона–Колмогорова в трехмерной турбулентности, поскольку теперь уже две величины, $b(\mathbf{x},t)$ и $H(\mathbf{x},t)$, одновременно могут переноситься по спектру турбулентных пульсаций от одних масштабов к другим. При этом каскадный процесс переноса энергии по иерархии турбулентных вихрей определяется уже двумя параметрами — скоростью диссипации турбулентной энергии $\varepsilon(\mathbf{x},t) := \nu \langle |\boldsymbol{\omega}'|^2 \rangle$ и скоростью диссипации вихревой спиральности $\varepsilon_H(\mathbf{x},t) := 2\nu \langle \nabla \mathbf{u}' : \nabla \boldsymbol{\omega}' \rangle$. Другими словами, если турбулентная энергия и спиральность вносятся в поток на некоторых промежуточных масштабах волновых чисел k , далеких от диссипативного масштаба k_ν и от масштаба энергоснабжения k_0 ($k_0 \ll k \ll k_\nu$), то обе величины, $\varepsilon(\mathbf{x},t)$ и $\varepsilon_H(\mathbf{x},t)$, определяют процесс

передачи энергии по спектру. По аналогии с двумерной зеркально симметричной турбулентностью, когда при свободной эволюции турбулентного потока возможен инверсный каскадный перенос энергии от мелкомасштабных к крупномасштабным вихрям (сопровождающийся одновременным переносом энтропии $\Omega(\mathbf{x}, t) := \langle |\boldsymbol{\omega}'|^2 / 2 \rangle$ в сторону малых вихрей (см., например, Kraichnan, 1967; Batchelor 1969; Мони́н, Ягло́м, 1996; Charney, 1971; Lindborg, 2006), для гиротропной трехмерной турбулентности допустим режим, при котором также реализуется обратный каскад турбулентной энергии (см. Brissaud и др., 1973; Lesieur, 2008). При этом в случае его реализации локальные инварианты кинетической энергии $b(k)$ и спиральности $h(k)$ переносятся по волновым числам к противоположным концам инерционного спектра: спиральность – к мелким масштабам, а турбулентная энергия – к более крупным масштабам (Pouquet, Mininni, 2009; Mininni и др., 2009; Mininni, Pouquet, 2009a; 2009b; 2009c), что позволяет перекачать часть энергии мелкомасштабной турбулентности в энергию крупномасштабных вихревых структур. Важно, однако, иметь в виду, что, в отличие от двумерной турбулентности, когда передача энергии происходит по всему спектру волновых чисел, в гиротропной турбулентности обратный каскад возможен, но только к определенному пространственному масштабу. Таким образом, спиральная турбулентность имеет дополнительный канал сброса пульсационной энергии, которым и оказывается механизм генерации мезомасштабных вихревых структур (обратный тому, что, как правило, имеет место в “обычной” турбулентности), приводящий к передаче части энергии мелкомасштабной турбулентности в область больших масштабов. По этой причине спиральная турбулентность может повышать устойчивость крупных энергетически емких турбулентных вихрей, увеличивая время их жизни (Kraichnan, 1973; 1976; Моисеев и др., 1988; 1983a; 1983b; Branover и др., 1999; Kolesnichenko, 2003; 2011). Этот механизм естественно трактовать как вихревое динамо.

Другим специфическим проявлением спиральной турбулентности в трехмерной гидродинамике является наличие эффекта отрицательной турбулентной вязкости ν^{turb} (Onsager, 1949; Старр, 1971; Kolesnichenko, Marov, 2006; Marov, Kolesnichenko, 2012). В природе отрицательная вязкость обнаруживается в глобальных (крупномасштабных) циркуляциях вещества на Солнце,

Юпитере, Сатурне, Венере (вероятно, также на Уране и Нептуне), в глобальных течениях в земной атмосфере и в океане (см. Старр, 1971; Мони́н и др., 1989; Vergassola и др., 1993). Обычно для объяснения этого реально наблюдаемого эффекта, который, как известно, связан с инверсным энергетическим каскадом, принято привлекать теорию “умозрительной” двумерной турбулентности. Однако истинно двумерная турбулентность не реализуется, вообще говоря, в реальных течениях жидкости, поскольку механизм интенсификации вихревого поля за счет растяжения вихревых трубок, лежащий в основе процесса переноса энергии к малым масштабам (с одновременным ростом завихренности), имеет принципиально трехмерную природу. Тем не менее многие геофизические и астрофизические течения на сферических поверхностях космических тел могут быть исследованы в рамках квазидвумерных гидродинамических уравнений, содержащих специальные дополнительные слагаемые, например, слагаемые с линейным трением в вязком погранслое (Vergassola и др., 1993; Sivashinsky, Frenkel, 1992; Gama и др., 1994). По-видимому, подобный подход допустим и при моделировании дисковой турбулентности, поскольку вращательным движениям космического вещества в тонких астрофизических дисках также присущи отдельные черты двумерной геометрии (Bodenheimer, 1995; Klahr, Bodenheimer, 2003). Однако при этом часто возникает чисто формальная проблема: следует ожидать чрезмерного накопления энергии в вихрях некоторых больших масштабов, лежащих между масштабом накачки и характерным размером системы. В двумерной модели дисковой турбулентности (турбулентности без четко выраженных твердых границ) избавиться от указанного затруднения нелегко, поскольку в этом случае необходимо вводить в рассмотрение некую виртуальную длинноволновую диссипацию (вступая при этом на путь чисто спекулятивных допущений), приводящую, в конечном счете, к отводу энергии из двумерных вихрей на энергосодержащих масштабах. Таким образом, без учета законов симметрии реального (трехмерного) турбулентного поля бывает не просто построить вполне адекватную математическую модель процессов эволюции космической среды во вращающемся астрофизическом объекте.

Остановимся еще на одной особенности спиральной турбулентности в астрофизическом немагнитном диске. Как уже отмечалось, спиральная турбулентность в электропроводящей космической жидкости благодаря α -эффекту

генерирует и поддерживает крупномасштабные магнитные поля звезд и планет. В работе (Моисеев и др., 1983а) было показано, что, несмотря на формальную аналогию линейного уравнения индукции для магнитного поля $\mathbf{V}(\mathbf{x}, t)$ и нелинейного уравнения для завихренности $\boldsymbol{\omega} := \nabla \cdot \mathbf{u}$ в вязкой непроводящей жидкости, для однородной изотропной турбулентности при наличии только одной спиральности аналог подобного эффекта для завихренности отсутствует. Тем не менее спиральная турбулентность в астрофизических объектах, в которых существуют и другие факторы нарушения симметрии течения космического вещества (такие, например, как сила тяжести, градиент температуры и т.п.), часто способна действовать как генератор крупно- и мезомасштабного вихревого поля, усиливая и укрупняя вихри, и тем самым, порождая разнообразные когерентные вихревые структуры (Marov, Kolesnichenko, 2012).

В связи со сказанным следует отметить, что теория возникновения крупномасштабных вихревых структур за счет механизма вихревого динамо развивалась во многих работах (см., например, Моисеев и др., 1988; 1983а; 1983б; Березин, Жуков, 1990; Березин, Трофимов, 1996; Левина, 2006) применительно к турбулентной атмосфере и океану. Особое внимание в этих работах было уделено спиральности, образующейся под воздействием силы Кориолиса на конвективные процессы. Этими авторами была изучена задача о конвекции подогреваемой снизу жидкости, находящейся в плоскопараллельном слое. Было показано, что закручивание возникающих над перегретой поверхностью океана конвективных ячеек и рост их размеров из-за эффекта вихревого динамо приводят к формированию в спиральной атмосфере одного крупного вихря, который может быть интерпретирован как тропический циклон, возникающий над перегретой поверхностью океана.

Вместе с тем, влияние эффекта вихревого динамо на когерентное структурирование космического вещества учитывалось при моделировании эволюции астрофизических объектов крайне редко (см., в частности, Вайнштейн и др., 1980; Bodenheimer, 1995; Dubrulle, Valdetaro, 1992; Lindborg, 2008). По этой причине в настоящем обзоре ряда работ автора (18 наименований) предлагается вернуться к обсуждению данной проблемы, но уже с учетом надежных результатов проведенных численных экспериментов, доказывающих реальное существование обратного энергетического каскада

в трехмерной спиральной турбулентности (см., например, Mininni и др., 2009; Mininni, Pouquet, 2009а; 2009б; 2009с; Smith и др., 1996; Копров и др., 2005). При этом основной побудительный мотив автора сводится к следующему: поскольку в настоящее время эффект инверсного каскада энергии в спиральной турбулентности является уже надежно установленным фактом, то включение в математическую модель эволюции астрофизического немагнитного диска механизма вихревого динамо, способствующего возникновению в нем мезо- и крупномасштабных когерентных вихревых образований, приобретает веское основание. Исходя из этих соображений, содержание этого обзора можно рассматривать как дополнительную теоретическую основу для адекватного численного моделирования широкого класса физико-механических процессов в протопланетном немагнитном аккреционном диске (оказавшем, в частности, Солнце на ранней стадии его существования), для которого специфика спиральной турбулентности играет существенную роль.

ОСРЕДНЕННЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ГИРОТРОПНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Рассмотрим астрофизическую турбулентность при наличии стратификации жидкости и вращения изучаемого космического объекта. Далее для простоты будем считать, что жидкость несжимаема (это означает, что мы исключаем из рассмотрения некоторые явления, связанные с понятием скорости звука), а допустимые небольшие вариации плотности обусловлены исключительно изменчивостью температуры. Тогда, в соответствии с приближением Буссинеска, непостоянство плотности проявляется только в виде архимедовой силы, входящей в уравнение движения. При описании реального течения в виде суммы средней $\langle f \rangle(\mathbf{x}, t)$ и пульсационной $f'(\mathbf{x}, t)$ составляющих гидродинамических полей $f(\mathbf{x}, t)$, осредненные гидродинамические уравнения для турбулентной жидкости, записанные в системе координат, вращающейся с постоянной угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$, имеют вид (Колесниченко, Маров, 2007):

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle = 0, \tag{1}$$

$$\frac{D\langle \mathbf{u} \rangle}{Dt} = -\nabla \langle P \rangle - 2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \langle \mathbf{u} \rangle + \nu \Delta \langle \mathbf{u} \rangle +$$

$$+ \nabla \cdot \mathbf{R} - \alpha_\theta (\langle \theta \rangle - \theta_0) \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\frac{D\langle \theta \rangle}{Dt} \cong -\nabla \cdot \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} + \kappa_\theta \Delta \langle \theta \rangle + \Phi_D. \quad (3)$$

Здесь $D/Dt := d/dt + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla$ – индивидуальная производная по времени для осредненного континуума; $\Delta := d^2/d\mathbf{x}^2$ – оператор Лапласа; $\langle \mathbf{u} \rangle(\mathbf{x}, t)$, $\langle p \rangle(\mathbf{x}, t)$, $\langle \theta \rangle(\mathbf{x}, t)$ – соответственно осредненные поля скорости, давления и температуры; \mathbf{g} – сила тяжести на единицу массы жидкости (далее будем считать, что вектор \mathbf{g} направлен вниз, а ось z – вверх, так что $\mathbf{g} = -\mathbf{i}_z g$; \mathbf{i}_z – вертикальный орт); $\rho_0(z)$, $\theta_0(z)$ – значения плотности и температуры в покоящейся стратифицированной по направлению силы тяжести среде, удовлетворяющие уравнению гидростатики $\nabla p_0 = \rho_0 \mathbf{g}$ и уравнению состояния $p_0 = p_0(\rho_0, \theta_0)$; $P(\mathbf{x}, t) := (p - p_0) / \rho_0$; ν , $\kappa_\theta = \lambda_\theta / \langle \rho \rangle c_p$ – соответственно молекулярные коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности; α_θ – коэффициент термического расширения (для идеального газа $\alpha_\theta = 1/\theta$); $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t) := -\langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle$, $\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}}(\mathbf{x}, t) := \langle \theta' \mathbf{u}' \rangle$ – одноточечные корреляционные моменты второго порядка, имеющие соответственно смысл сдвиговых турбулентных напряжений (тензор Рейнольдса) и турбулентного потока тепла; $\Phi_D(\mathbf{x}, t) := c_p^{-1} \mathbf{R} : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle$ – диссипативная функция.

Следует отметить, что уравнение притока тепла (3) записано здесь для случая развитой турбулентности, когда в структуре пульсационного поля устанавливается такое квазистационарное состояние, при котором турбулентная энергия приблизительно сохраняется как во времени, так и в пространстве (см., Колесниченко, Маров, 2009). Кроме этого в уравнении движения (2) не учтена сила Пуанкаре $(D\boldsymbol{\Omega}/Dt) \times \mathbf{x}$, которая важна при изучении турбулентности, вызванной прецессией оси вращения, например, в случае геомагнитного динамо (см., например, Malkus, 1968; Vanuoy, 1991).

Уравнение диффузии для осредненного вихря

Приведем уже здесь вывод диффузионного уравнения для осредненного вихря $\langle \boldsymbol{\omega} \rangle(\mathbf{x}, t)$, которое играет ключевую роль при адекватном описании гиротропной турбулентности. Уравнение

для завихренности $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}, t) := \nabla \cdot \mathbf{u}$ мгновенного движения относительной скорости $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ получим, исходя из кинематического уравнения Бельтрами (см., Серрин, 1963)

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{\rho} \right) = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla \cdot \boldsymbol{\omega},$$

$$\frac{d}{dt} := \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla, \quad (4)$$

$$\text{где } \mathbf{w} := \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{f}, \quad (5)$$

– ускорение элемента массы в относительной системе отсчета; \mathbf{f} – сумма ускорений силы молекулярной вязкости $\mathbf{f}_{\text{vics}} = \rho^{-1} \nabla \mathbf{P}$ и приведенной (с учетом центробежной силы, возникающей от вращения системы координат) силы тяжести $\mathbf{g} = -\nabla \Psi_G$; $\Psi_G := -\frac{1}{2} |\boldsymbol{\Omega}_0 \cdot \mathbf{x}|^2 + G M_c / |\mathbf{x}|$ – геопотенциал силы тяжести; G – гравитационная постоянная; M_c – масса притягивающего центра; \mathbf{x} – радиус-вектор, проведенный из центра тела в рассматриваемую точку пространства (сила Лоренца далее не учитывается); \mathbf{P} – тензор вязких молекулярных напряжений, задаваемый формулой Навье–Стокса.

Заметим, что подстановка (5) в (4) приводит к известному уравнению Фридриха для гелимгольца:

$$\text{helm } \mathbf{u} := \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{\rho} \right) - (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} = 2(\boldsymbol{\Omega}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u} + \rho^{-2} (\nabla \rho \cdot \nabla p) + \nabla \cdot \mathbf{f},$$

гидродинамический смысл которого состоит, в частности в том, что равенство $\text{helm } \mathbf{u} = 0$ означает “вмороженность” векторного поля \mathbf{u} в движущуюся жидкость.

В рассматриваемом здесь приближении Буссинеска (когда уравнение неразрывности заменяется условием $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ (соленоидальности поля скорости) и используется справедливое с точностью до величин первого порядка малости равенство $-\rho^{-1} \nabla p + \mathbf{g} \approx -\nabla P + \mathbf{g}^* / \rho_0$, где $\rho^* = \rho - \rho_0$ – отклонение плотности от его равновесного значения ρ_0 (удовлетворяющего уравнению состояния $\rho_0 = \rho_0(p_0, T_0)$ и уравнению гидростатики $\nabla p_0 = \rho_0 \mathbf{g}$), два последних члена в правой части равенства (5) принимают вид $-\rho^{-1} \nabla p + \mathbf{f} = -\nabla P + \mathbf{g}^* / \rho_0 + \nu \Delta \mathbf{u}$. Подстановка этого выражения в уравнение (4) приводит,

при учете известной формулы векторного анализа

$\nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{a} - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{b} + \mathbf{a}\nabla\mathbf{b} - \mathbf{b}\nabla\mathbf{a}$,
к уравнению для эволюции мгновенной завихренности турбулентного потока

$$\begin{aligned} d\boldsymbol{\omega} / dt - \nabla \mathbf{u} &= 2(\boldsymbol{\Omega}_0 \cdot \nabla)\mathbf{u} - \\ &- \mathbf{g} \cdot \nabla(\rho / \rho_0) + \nu \Delta \boldsymbol{\omega} \end{aligned} \quad (6)$$

или

$$d\boldsymbol{\omega}_a / dt = (\boldsymbol{\omega}_a \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{g} \times \nabla(\rho / \rho_0) + \nu \Delta \boldsymbol{\omega}_a,$$

где $\boldsymbol{\omega}_a = \boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}_0$ – так называемый абсолютный вихрь. Из уравнения (6) следует, что мгновенная завихренность изменяется вследствие конвекции, деформации и вращения жидкого элемента (соответственно первое и второе слагаемые слева), вихреобразующего воздействия от кориолисового и архимедова ускорений (соответственно слагаемые $-\nabla \times (2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{u})$ и $\nabla \times (\mathbf{g}\rho^*/\rho_0)$), а также под влиянием диффузии за счет молекулярной вязкости ν . Заметим, что определение $\boldsymbol{\omega} := \nabla \times \mathbf{u}$ делает уравнение (6) нелинейным.

Искомое уравнение для угловой скорости среднего движения $\langle \boldsymbol{\omega} \rangle = \boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}'$ получим путем осреднения уравнения (6) по ансамблю возможных реализаций турбулентного поля; в результате будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} - \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle (\langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle \cdot \nabla) \langle \mathbf{u} \rangle - \\ - \mathbf{g} \times \nabla \left(\frac{\langle \rho \rangle}{\rho_0} \right) + \nu \Delta \langle \boldsymbol{\omega} \rangle + \nabla \times \mathbf{G}^\omega, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle := \langle \boldsymbol{\omega} \rangle + 2\boldsymbol{\Omega}_0$. При выводе уравнения (7) был введен в рассмотрение вектор

$$\mathbf{G}^\omega(\mathbf{x}, t) := \langle \mathbf{u}' \times \boldsymbol{\omega}' \rangle, \quad (8)$$

связанный с процессом вихревого динамо (аналог турбулентной электродвижущей силы $\mathbf{G}(\mathbf{x}, t) := c^{-1} \mathbf{u}' \cdot \mathbf{B}'$ в законе Ома для средних электромагнитных полей (см., например, Краузе, Рэдлер, 1984; Зельдович и др., 2006; Колесниченко, Маров, 2008)), которое имеет следующее представление

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{G}^\omega &:= \nabla \times \langle \mathbf{u}' \times \boldsymbol{\omega}' \rangle = \\ &= \langle (\boldsymbol{\omega}' \cdot \nabla) \mathbf{u}' - (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}' - \boldsymbol{\omega}' (\nabla \cdot \mathbf{u}') \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Следует особо подчеркнуть, что уравнение (7) для осредненной завихренности $\langle \boldsymbol{\omega} \rangle(\mathbf{x}, t)$ совместно с уравнением Пуассона для давления

$$\begin{aligned} \Delta \left(\langle P \rangle + \frac{|\mathbf{u}'|^2}{2} \right) &= \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \Delta \langle \mathbf{u} \rangle + \\ &+ \langle \boldsymbol{\omega} \rangle \cdot \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle + \mathbf{g} \cdot \nabla \left(\frac{\langle \rho \rangle}{\rho_0} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

(результат взятия дивергенции от уравнения (2)), составляют систему двух уравнений, полностью эквивалентную уравнению движения (2). Поскольку распределение завихренности $\langle \boldsymbol{\omega} \rangle(\mathbf{x}, t)$ в турбулентном потоке часто является локальным (даже в тех случаях, когда поля $\langle \mathbf{u} \rangle(\mathbf{x}, t)$ и (∇P) распространяются на все координатное пространство), то моделирование осредненного движения турбулентной жидкости при помощи поля завихренности $\langle \boldsymbol{\omega} \rangle(\mathbf{x}, t)$ во многих случаях может оказаться более адекватным, чем при помощи осредненного поля скоростей $\langle \mathbf{u} \rangle(\mathbf{x}, t)$.

При учете тождества

$$\mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{a}) = \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{a}|^2 - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{a},$$

выражение (8) для вектора $\mathbf{G}^\omega(\mathbf{x}, t)$ может быть преобразовано к следующему виду:

$$\begin{aligned} \mathbf{G}^\omega &:= \langle \mathbf{u}' \times (\nabla \times \mathbf{u}') \rangle = \\ &= \nabla \langle \frac{1}{2} |\mathbf{u}'|^2 \rangle - \nabla \cdot \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle = \nabla b + \nabla \cdot \mathbf{R}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из этого выражения следует, что вихревое динамо $\nabla \times \mathbf{G}^\omega$ отлично от нуля лишь в том случае, когда статистические свойства поля пульсационной скорости $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$ зависят от координат (иными словами, поле $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$ является пространственно неоднородным). Такая неоднородность может быть вызвана, в частности, с неоднородностью деформирующего воздействия крупномасштабного поля скорости $\langle \mathbf{u} \rangle(\mathbf{x}, t)$. Если для тензора Рейнольдса $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$ использовать традиционное градиентное представление (см. формулу (13)), то $\nabla \times \mathbf{G}^\omega = \nu^{\text{turb}} \Delta \langle \boldsymbol{\omega} \rangle$. Таким образом, в этом случае изотропная отражательно-симметричная (в статистическом смысле) турбулентность может вызывать только турбулентную диффузию осредненной завихренности $\langle \boldsymbol{\omega} \rangle(\mathbf{x}, t)$, которая, как правило, много эффективней молекулярной. С другой стороны, возникающая во вращающихся астрофизических объектах спиральная турбулентность способна действовать и как

генератор крупномасштабного вихревого поля $\langle \boldsymbol{\omega} \rangle(\mathbf{x}, t)$ в том случае, когда

$$\nabla \times \mathbf{G}^\omega = \nabla \times (\nabla \cdot \mathbf{R}) \neq v^{\text{turb}} \Delta \langle \boldsymbol{\omega} \rangle,$$

или когда $v^{\text{turb}} < 0$ (см. ниже), обеспечивая при надлежащем определении тензора сдвиговых турбулентных напряжений (см. ниже (37) и (38)) его экспоненциальный рост. Другими словами, спиральная турбулентность через механизм вихревого динамо

$$\begin{aligned} |\nabla \times \mathbf{G}^\omega|_p &= |\nabla \times (\nabla \cdot \mathbf{R})|_p = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_j} \varepsilon_{pki} R_{ij} = v^{\text{turb}} \Delta \langle \boldsymbol{\omega} \rangle_p - \\ &- \frac{1}{2} v_h^{\text{turb}} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_j} \varepsilon_{pki} \left\{ \langle \omega_{ai} \rangle \frac{\partial H}{\partial x_j} + \right. \\ &\left. + \langle \omega_{aj} \rangle \frac{\partial H}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle \cdot \nabla H \right\} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (12)$$

может усиливать и укрупнять вихри, порождая когерентные вихревые структуры во вращающемся газе (см., например, Моисеев и др., 1983а; 1983б; 1988; Березин, Жуков, 1990; Березин, Трофимов, 1996; Левина, 2006). Более того, механизмом вихревого динамо в спиральной турбулентности, когда в результате реализации обратного энергетического каскада генерируются и поддерживаются мезо- и крупномасштабные вихревые образования, осуществляется и их энергетическая подпитка. Таким образом, вследствие перераспределения турбулентной энергии вихревое динамо в дисковой турбулентности может породить иерархическую систему “плотно упакованных пакетов” энергетически емких вихрей (определенного размера и, в общем случае, с фрактальным распределением массовой плотности (Колесниченко, Маров, 2009)), приводящую, в конечном счете, к интенсификации механических и физико-химических взаимодействий между частицами космического вещества (в общем случае гетерогенного), в результате чего возможно самопроизвольное образование и рост газопылевых кластеров, стимуляция процессов конденсации и фазовых переходов, процессов массо- и теплообмена между различными областями диска, существенная модификация спектра колебаний и т.п. Естественно,

на заключительной фазе процесса образования крупномасштабных газопылевых сгущений в области внутренних планет решающая роль должна принадлежать силе самогравитации (Маров и др., 2008).

ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЛОКАЛЬНО ИЗОТРОПНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Статистические характеристики и трансформационные свойства пульсирующих мелкомасштабных полей $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$ и $\theta'(\mathbf{x}, t)$ играют, как известно, ключевую роль в проблеме замыкания известной цепочки моментных уравнений в турбулентности (в частности, уравнений для средних моментов низкого порядка), поскольку именно они обуславливают характер определяющих соотношений, связывающих турбулентные потоки количества движения $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$ и температуры $\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}}(\mathbf{x}, t)$ с крупномасштабными полями $\langle \mathbf{u} \rangle(\mathbf{x}, t)$ и $\langle \theta \rangle(\mathbf{x}, t)$, определяя, к тому же, и саму структуру турбулентных коэффициентов переноса. Напомним, что мелкомасштабное турбулентное поле является изотропным, когда любая характеризующая его статистическая величина инвариантна относительно поворотов системы отсчета. Если, кроме этого, все осредненные характеристики инвариантны при отражении $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$ в произвольной плоскости, то турбулентное поле является зеркально-симметричным. Далее мы будем различать эти два вида симметрии.

Часто для реальной, достаточно развитой астрофизической турбулентности, подверженной слабому воздействию массовых сил с псевдовекторными свойствами, вполне допустимым приближением является классическая модель локально изотропной (однородной, изотропной и зеркально-симметричной) турбулентности, позволяющая в ряде случаев правдоподобно описывать и крупномасштабную (например, спиральную) структуру турбулентного течения в каком-либо космическом объекте, например, в Галактике. Согласно концепции Колмогорова (Колмогоров, 1941; 1961) в пределе больших чисел Рейнольдса $Re \gg 1$ (здесь $Re := u_0 l_0 / \nu$, $u_0 := \sqrt{\langle |\mathbf{u}'|^2 \rangle}$ — характеристическая скорость пульсационного поля скорости) мелкомасштабное турбулентное поле гидродинамических параметров является локально изотропным, т.е. инвариантным относительно любых параллельных переносов, вращений и зеркальных отражений. В этом

традиционном случае часто можно ограничиться следующими градиентными соотношениями для симметричного тензора Рейнольдса $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$ и вектора турбулентного переноса тепла $\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}}(\mathbf{x}, t)$ (Marov, Kolesnichenko, 2012):

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, t) := -\langle \mathbf{u}'\mathbf{u}' \rangle = -\frac{2}{3}b\mathbf{I} + 2v^{\text{turb}}\mathbf{S}, \quad (13)$$

$$\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}}(\mathbf{x}, t) := \langle \theta'\mathbf{u}' \rangle = -\kappa_\theta^{\text{turb}}(\nabla\langle\theta\rangle - (\nabla\langle\theta\rangle)_{ad}), \quad (14)$$

$$\begin{aligned} v^{\text{turb}} &= C_b b^2 / \varepsilon, \quad C_b = 0.09, \\ (\kappa_\theta^{\text{turb}} &= v^{\text{turb}} / \sigma_\theta, \quad \sigma_\theta = 0.7 - 1). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $b(\mathbf{x}, t) := \langle |\mathbf{u}'|^2 / 2 \rangle$ – турбулентная энергия; $\varepsilon(\mathbf{x}, t)$ – диссипация турбулентной энергии (величина, характеризующая скорость превращения турбулентной энергии $b(\mathbf{x}, t)$ в тепловую энергию по мере того, как мелкие вихри $\boldsymbol{\omega}'(\mathbf{x}, t) := (\partial / \partial \mathbf{x}) \cdot \mathbf{u}'$ деформируются под действием вязких напряжений);

$$(\mathbf{S})_{jk} = \frac{1}{2}(\partial\langle u_k \rangle / \partial x_j + \partial\langle u_j \rangle / \partial x_k)$$

– симметричный тензор деформации среднего поля скорости; v^{turb} , $\kappa_\theta^{\text{turb}} = \lambda_\theta^{\text{turb}} / \langle \rho \rangle c_p$ – соответственно турбулентные коэффициенты вязкости и температуропроводности; $(\nabla\langle\theta\rangle)_{ad}$ – адиабатический градиент средней температуры (для идеального газа $(\nabla\langle\theta\rangle)_{ad} = \mathbf{g} / c_p = -\mathbf{i}_z g / c_p$); \mathbf{I} – единичный тензор Кронекера, $(\mathbf{I})_{jk} = \delta_{jk}$. Для расширения области применения определяющих соотношений (13)–(14) на более реалистичный случай отсутствия внутреннего равновесия между полем мелкомасштабной турбулентности и полем осредненных параметров течения, в астрофизической литературе нередко используется один из вариантов полуэмпирической модели Прандтля–Колмогорова, например, “ $b - \varepsilon$ ” модель.

Уравнение переноса турбулентной энергии

Для жидкости со свойствами Буссинеска уравнение переноса для кинетической энергии турбулентных пульсаций $b(\mathbf{x}, t)$ принимает вид (см. Колесниченко, Кадет, 2012):

$$\frac{Db}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{J}_b^{\text{turb}} = \mathbf{R} : \nabla\langle\mathbf{u}\rangle - \alpha_\theta \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} \cdot \mathbf{g} - \varepsilon, \quad (16)$$

где

$$\mathbf{J}_b^{\text{turb}} := \left\langle \left(\frac{|\mathbf{u}'|^2}{2} + p' \right) \mathbf{u}' - v \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}'|^2}{2} \right) \right\rangle =$$

$$= - \left(v + \frac{v^{\text{turb}}}{\sigma_b} \right) \nabla b (\sigma_b = 0.6) \quad (17)$$

– диффузионный поток турбулентной энергии $b(\mathbf{x}, t)$, связанный с различными механизмами ее переноса в координатном пространстве; величина $-\alpha_\theta \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} \cdot \mathbf{g}$, определяемая в рассматриваемом случае формулой

$$\begin{aligned} -\alpha_\theta \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} \cdot \mathbf{g} &= \frac{v^{\text{turb}}}{\sigma_\theta} \frac{\mathbf{g}}{\langle\theta\rangle} \cdot \left(\nabla\langle\theta\rangle - \frac{\mathbf{g}}{c_p} \right) \cong \\ &\cong -\frac{v^{\text{turb}}}{\sigma_\theta} \frac{g}{\langle\theta\rangle} \left(\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

описывает генерацию турбулентной энергии $b(\mathbf{x}, t)$, обусловленную неоднородным распределением температуры в стратифицированной в поле силы тяжести космических газовых масс. Заметим, что для самоподдерживающегося турбулентного поля скорость диссипации $\varepsilon(\mathbf{x}, t)$ должна иметь тот же порядок величины, что и скорость генерации турбулентности сдвиговым потоком $\mathbf{R} : \nabla\langle\mathbf{u}\rangle = v^{\text{turb}} \nabla\langle\mathbf{u}\rangle : \nabla\langle\mathbf{u}\rangle$.

Уравнение (16) удобно переписать в виде

$$\begin{aligned} \frac{Db}{Dt} - \nabla \cdot \left(\frac{v^{\text{turb}}}{\sigma_b} \nabla b \right) = \\ v^{\text{turb}} \left(1 - \frac{1}{\sigma_\theta} \text{Ri} \right) (\nabla\langle\mathbf{u}\rangle : \nabla\langle\mathbf{u}\rangle) - \varepsilon, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} v^{\text{turb}} &:= C_b \frac{b^2}{\varepsilon}; \\ \text{Ri} &:= \frac{\mathbf{g}}{\langle\theta\rangle} \cdot \left(\nabla\langle\theta\rangle + \frac{\mathbf{g}}{c_p} \right) / (\nabla\langle\mathbf{u}\rangle : \nabla\langle\mathbf{u}\rangle) \end{aligned} \quad (20)$$

– градиентное число Ричардсона, учитывающее влияние термической стратификации среды на эволюцию турбулентности. Из (19) следует, что если число Ричардсона меньше его критического значения, $\text{Ri} < \text{Ri}_{cr} = \sigma_\theta$, то турбулентная энергия генерируется сдвигом скорости; когда $\text{Ri} \rightarrow \sigma_\theta$, то соответствующая сумма членов в уравнении баланса турбулентной энергии обращается в нуль, а это означает, что турбулентное движение не поддерживается. Если $\text{Ri} > 0$ (архимедова сила является возвращающей, стратификация гидростатически устойчива), то турбулентность тратит энергию на работу против архимедовой силы и потому

развивается относительно слабо. При $Ri < 0$ сила Архимеда, которая в этом случае является ускоряющей (стратификация неустойчива), всегда служит дополнительным источником энергии турбулентной конвекции.

Уравнение переноса для скорости диссипации турбулентной энергии

Второе, необходимое для замыкания системы (1)–(3), уравнение, это уравнение для скорости диссипации турбулентной энергии

$$\varepsilon(\mathbf{x}, t) := \nu \langle (\partial u'_k / \partial x_j)^2 \rangle = \nu \langle |\boldsymbol{\omega}'|^2 \rangle = 2\nu\Omega. \quad (21)$$

В приближении Буссинеска это уравнение принимает вид (см. Колесниченко, Маров, 2009):

$$\begin{aligned} \frac{D\varepsilon}{Dt} := \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{u}) = \\ -\nabla \cdot \mathbf{J}_\varepsilon^{\text{turb}} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{b} (\mathbf{R} : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle - \\ - \alpha_\theta \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} \cdot \mathbf{g}) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{b}, \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_\varepsilon^{\text{turb}}(\mathbf{x}, t) := \left\langle \nu (\nabla \mathbf{u}' : \nabla \mathbf{u}') \mathbf{u}' + 2\nu \nabla \mathbf{u}' \cdot \nabla p' - \right. \\ \left. - \nu \nabla |\boldsymbol{\omega}'|^2 \right\rangle = - \left(\nu + \frac{\nu^{\text{turb}}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \end{aligned} \quad (23)$$

– диффузионный турбулентный поток скорости диссипации $\varepsilon(\mathbf{x}, t)$, связанный с различными механизмами ее турбулентного переноса в координатном пространстве \mathbf{x} ;

$$C_{\varepsilon 1} = 1.43, C_{\varepsilon 2} = 1.92, \sigma_b = 1, \sigma_\varepsilon = 1.13$$

– универсальные константы.

Решение системы уравнений (1)–(3), (16) и (22) зависит от начальных и граничных условий, налагаемых на величины $\langle \mathbf{u} \rangle(\mathbf{x}, t)$, $\langle \theta \rangle(\mathbf{x}, t)$, $b(\mathbf{x}, t)$ и $\varepsilon(\mathbf{x}, t)$. Необходимость в формулировании этих условий возникает в связи с постановкой конкретных модельных задач, касающихся, например, проблемы воссоздания эволюции немагнитного астрофизического диска. Простейшими граничными условиями для системы (1)–(3) в этом случае оказываются так называемые свободные граничные условия:

$$\begin{aligned} \langle u_z \rangle(\mathbf{x}, t) \Big|_{\pm H} = 0, \\ \frac{\partial}{\partial z} \langle u_x \rangle(\mathbf{x}, t) \Big|_{\pm H} = \frac{\partial}{\partial z} \langle u_y \rangle(\mathbf{x}, t) \Big|_{\pm H} = 0, \end{aligned}$$

$$\langle \theta \rangle(\mathbf{x}, t) \Big|_{\pm H} = 0, \quad (24)$$

где $\pm H$ – верхняя и нижняя границы диска.

Из приведенных замыкающих соотношений видно, что коэффициенты турбулентной вязкости ν^{turb} и теплопроводности $\kappa_\theta^{\text{turb}} = \lambda_\theta^{\text{turb}} / \langle \rho \rangle c_p$, являясь функциями осредненных параметров состояния среды, зависят также от статистических характеристик мелкомасштабного поля пульсационных скоростей $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$, таких, как $b(\mathbf{x}, t)$ и $\varepsilon(\mathbf{x}, t)$. Эти коэффициенты обычно считаются положительными величинами. Однако, как же упоминалось выше, для двумерного течения было показано, что турбулентная вязкость может быть отрицательной величиной (Vergassola и др., 1993; Gama и др., 1994). В этой связи важно иметь в виду, что в отличие от молекулярных коэффициентов вязкости ν и теплопроводности λ_θ (характеризующих физические свойства жидкости), положительность которых имеет глубокое обоснование в термодинамике необратимых процессов (де Гроот, Мазур, 1964), положительность турбулентных коэффициентов переноса (характеризующих статистические свойства турбулентного движения) не имеет термодинамического доказательства (Мирабель, Монин, 1979).

В работах (Колесниченко, 2002; Колесниченко, Маров, 2009), посвященной термодинамическому моделированию процессов переноса в турбулентной жидкости, было показано, что в подсистеме вихревого хаоса, отвечающей мелкомасштабным пульсациям структурных параметров (стохастический компонент турбулентного течения), по мере развития турбулентности устанавливается квазистационарный режим между отбором энергии у “внешней среды” (континуумом, связанным с осредненным турбулентным движением) и потерей энергии из-за диссипативных процессов в самом вихревом континууме, при котором производство энтропии хаоса компенсируется ее оттоком в подсистему осредненного движения. Другими словами, для поддержания такого квазистационарного состояния внутри открытой подсистемы турбулентного хаоса необходим приток отрицательной энтропии (негэнтропии) от “внешней среды”. Именно эта поступающая в подсистему мелкомасштабных вихрей негэнтропия расходуется на возникновение и последующую эволюцию в ней мезомасштабных пространственно-временных вихревых структур. Подобное явление относится к все еще недостаточно изученной тенденции турбулентного течения самоорганизовываться при больших числах

Рейнольдса в крупно- и мезомасштабные когерентные вихревые образования (см. Пригожин, Стенгерс, 1986).

Заметим, что своеобразие термодинамического подхода к выводу замыкающих соотношений в турбулентной жидкости состоит в том, что исключение одной термодинамической силы X_k (или части сил) может изменить всю матрицу онзагеровских феноменологических коэффициентов L_{kj} . С учетом этого обстоятельства становится необязательным обычное требование положительной определенности каждого отдельного слагаемого в выражении для полного производства энтропии $\sigma_S := \sum_{k,j} L_{kj} X_k X_j > 0$ в турбулентной системе. Вследствие этого, суперпозиция различных термодинамических потоков в системе может приводить, в общем случае, к отрицательным значениям некоторых диагональных элементов матрицы феноменологических коэффициентов L_{kj} , и тем самым к отрицательным значениям отдельных коэффициентов турбулентного обмена. В монографии (Колесниченко, Маров, 2009) в рамках термодинамического подхода была показана возможность отрицательных значений коэффициента турбулентной вязкости ($v^{\text{turb}} < 0$) для некоторых трехмерных течений, которая для развитой гиротропной турбулентности может реализоваться благодаря воздействию вихревого динамо, когда мелкомасштабная турбулентность усиливает и укрупняет вихри, порождая крупные вихревые образования.

В заключение этого пункта заметим, что диссипативную функцию $\Phi_D(\mathbf{x}, t)$, с учетом соотношения Прандтля (13), можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Phi_D(\mathbf{x}, t) &:= \frac{1}{c_p} \mathbf{R} : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle = 2 \frac{v^{\text{turb}}}{c_p} \mathbf{S} : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle = \\ &= \frac{v^{\text{turb}}}{2c_p} \left(\frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} \right). \end{aligned} \quad (25)$$

Из этого выражения следует, что если турбулентный коэффициент кинематической вязкости $v^{\text{turb}} < 0$, то функция $\Phi_D(\mathbf{x}, t)$ также будет отрицательной, т.е. в этом случае турбулентная энергия мелкомасштабных пульсаций (см. Колесниченко, Маров, 2008) уже “не диссипирует” в тепло, а наоборот, расходуется на генерирование крупно- и мезомасштабных когерентных вихревых структур. Следовательно, при наличии отрицательной турбулентной вязкости осредненное течение (в том числе крупномасштабные вихревые образования) получает кинетическую

энергию от мелкомасштабных вихревых движений

$$D(\langle \mathbf{u} \rangle^2 / 2) / Dt = -\mathbf{R} : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \dots; \quad (26)$$

при этом сами хаотические вихревые движения либо постепенно ослабевают, либо поддерживаются за счет локального притока тепла в систему, связанного с некоторыми другими внутренними процессами (см. Старр, 1971), например, регулярным преобразованием “химического” тепла в кинетическую энергию мелкомасштабных возмущений. В частности, для влажной гиротропной атмосферы мелкомасштабная турбулентность может поддерживаться за счет скрытых потоков тепла при конденсации водяного пара (Хапаев, 2002).

Итак, в случае зеркально-симметричной турбулентности, определяющие соотношения (13) и (14), совместно с уравнениями (16) и (22), полностью замыкают гидродинамические уравнения (1)–(3) для осредненных полей скорости $\langle \mathbf{u} \rangle(\mathbf{x}, t)$ и температуры $\langle \theta \rangle(\mathbf{x}, t)$. Однако практика моделирования показала, что подобный подход, не учитывающий возможности образования разномасштабных когерентных вихревых структур, оказывающих сильное влияние на структуру и динамику течения космического вещества, имеет узкую область применения ко многим астрофизическим объектам, в частности, при анализе процессов турбулентного переноса в немагнитном астрофизическом диске.

ЗЕРКАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ДИСКЕ

Важно подчеркнуть, что зеркальная симметрия не является фундаментальным свойством приведенных выше уравнений сохранения, поскольку в определение некоторых гидродинамических характеристик течения заведомо включена правосторонность (или левосторонность). Такой псевдовекторной величиной является, в частности, завихренность поля пульсирующих скоростей $\omega'(\mathbf{x}, t) = \nabla \cdot \mathbf{u}'$, а для быстро вращающейся (например, вокруг фиксированной оси) мелкомасштабной турбулентности – такая ее статистическая характеристика, как вихревая спиральность $H(\mathbf{x}, t)$ (лишенный зеркальной симметрии псевдоскаляр) (см., например, Steenbeck и др., 1966). Напомним, что векторы \mathbf{A} , ведущие себя как величины $\mathbf{A}^{\text{ref}}(\mathbf{x}, t) = -\mathbf{A}(-\mathbf{x}, t)$, получили название

полярных, а те, для которых справедливо соотношение $\mathbf{A}^{\text{ref}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{A}(-\mathbf{x}, t)$, – аксиальных или псевдовекторов (здесь индекс “ref” обозначает оператор отражения в произвольной плоскости или в произвольной точке). Скаляр

$$\begin{aligned} V^{\text{ref}} &:= (\mathbf{A}^{\text{ref}} \times \mathbf{B}^{\text{ref}}) \cdot \mathbf{C}^{\text{ref}} = \\ &= -(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{C} = -V, \end{aligned}$$

зависящий от использования правосторонности, является псевдоскаляром; последнее означает, что он меняет знак при замене правосторонней системы координат на левостороннюю. Таким образом, псевдовектор $\boldsymbol{\omega}'(\mathbf{x}, t)$ обеспечивает смену знака спиральности при переходе от правосторонней системы координат к левосторонней.

При существовании зеркальной симметрии мелкомасштабного поля пульсационных скоростей $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$ вихревая спиральность $H(\mathbf{x}, t)$ (в случае преобразования $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$ координат) должна оставаться, с одной стороны, неизменной, поскольку все статистические свойства этого поля не меняются при зеркальном отражении, но, с другой стороны, она должна изменить знак, поскольку $H(\mathbf{x}, t)$ – псевдоскаляр. По этой причине для зеркально симметричной турбулентности справедливо равенство $H(\mathbf{x}, t) = 0$. Таким образом, гидродинамическая спиральность $H(\mathbf{x}, t)$, связанная с топологической структурой сложного поля завихренности, является фундаментальной мерой “отсутствия отражательной симметрии” в турбулентном потоке.

Следует особо отметить, что пульсационное поле скоростей $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$ с отличной от нуля средней спиральностью $H(\mathbf{x}, t) \neq 0$, являющееся континуумом, образованным множеством произвольно ориентированных мелкомасштабных вихрей (в котором преобладают правовращательные или левовращательные вихревые структуры), может не проявлять зеркальную симметрию только по отношению лишь к одной плоскости. Примером такого поля является турбулентное поле пульсационных скоростей во вращающейся конвективной зоне солнечного протопланетного диска, когда возможно генерирование спиральности под воздействием силы Кориолиса $2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \langle \mathbf{u} \rangle$, или стратификации массовой плотности в поле силы тяжести \mathbf{g} . Средние свойства такого поля не остаются инвариантными при отражениях в центральной плоскости диска, $z \rightarrow -z$.

Таким образом, важно отметить, что для спиральной турбулентности определяющие соотношения (13) и (14) уже не вполне пригодны

и нуждаются в определенной модификации, учитывающей вероятную анизотропию поля мелкомасштабной турбулентности (см., например, Краузе, Рэдлер, 1984; Rüdiger, 1980a; 1980b; 1982; Berezin, Trofimov, 1995; Колесниченко, Маров, 2009). Более того, в случае спиральной турбулентности закон парности (симметричности) тензора Рейнольдса $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$ может нарушаться на макроуровне, $R_{ij} \neq R_{ji}$ (Rüdiger, 1974; Krause, Rüdiger, 1974a; 1974b; Николаевский, 1984; Berezin, Trofimov, 1995). Напомним, что при пространственном осреднении гидродинамических уравнений для мгновенного движения, исключая постулат Рейнольдса о коммутативности операций осреднения и дифференцирования, получается осредненное уравнение движения с несимметричным тензором Рейнольдса $R_{ij} := Q_{ij}(\mathbf{x}, 0, t, 0)$, где $Q_{ij}(\mathbf{x}, \xi, t, \tau) = \langle u'_i(\mathbf{x}, t) u'_j(\mathbf{x} + \xi, t + \tau) \rangle$ – несимметричный корреляционный тензор второго порядка (Николаевский, 1984). Заметим также, что еще Рейнольдс в своей оригинальной публикации (Reynolds, 1895), осредняя поля скоростей по объему и отнеся различные средние значения к центру масс этого объема, полагал компоненты турбулентных напряжений R_{ij} и R_{ji} различными.

Прежде чем привести возможный вариант такого рода обобщенных реологических соотношений для турбулентных термодинамических потоков $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$ и $\mathbf{q}_0^{\text{turb}}(\mathbf{x}, t)$, рассмотрим ключевое при моделировании процессов переноса в гиротропной турбулентности эволюционное уравнение для осредненной гидродинамической спиральности $h(\mathbf{x}, t)$.

Уравнение переноса для интегральной спиральности

В связи с относительно редким использованием в литературе эволюционного уравнения для спиральности $H := \langle \mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}' \rangle$ рассмотрим здесь его подробный вывод в предположении, что система отсчета координат вращается вокруг фиксированной в пространстве оси Oz с постоянной угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}_0 = \mathbf{i}_z \Omega_0$. Учитывая (6) и (7), а также тождественное преобразование $D\boldsymbol{\omega}'/Dt \equiv d\boldsymbol{\omega}'/dt - D\langle \boldsymbol{\omega} \rangle/Dt - (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}'$, приходим к следующему уравнению для пульсирующей завихренности:

$$\begin{aligned} \frac{D\boldsymbol{\omega}'}{Dt} &= -(\mathbf{u}' \cdot \nabla) \langle \boldsymbol{\omega}'_a \rangle - (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}' + \\ &+ (\boldsymbol{\omega}' \cdot \nabla) \mathbf{u}' + (\boldsymbol{\omega}' \cdot \nabla) \langle \mathbf{u} \rangle + \\ &+ (\langle \boldsymbol{\omega}'_a \rangle \cdot \nabla) \mathbf{u}' - \mathbf{g} \cdot \nabla \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right) + \nu \Delta \boldsymbol{\omega}' - \nabla \cdot \mathbf{G}^{\omega}. \end{aligned} \quad (27)$$

Если теперь скалярно умножить уравнение (27) на \mathbf{u}' , а уравнение для пульсационной составляющей \mathbf{u}' скорости течения

$$\frac{D\mathbf{u}'}{Dt} = -(\mathbf{u}' \cdot \nabla)\mathbf{u} - 2\mathbf{\Omega}_0 \cdot \mathbf{u}' - \nabla \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right) + \nu \Delta \mathbf{u}' - \nabla \mathbf{R} \quad (28)$$

на $\boldsymbol{\omega}'$ и сложить результаты, то получим уравнение для локальной спиральности в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt}(\boldsymbol{\omega}' \cdot \mathbf{u}') &= -\mathbf{u}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle - \\ &- \mathbf{u}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}' - \boldsymbol{\omega}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{u}' + (\boldsymbol{\omega}' \cdot \nabla) \frac{|\mathbf{u}'|^2}{2} + \\ &+ \mathbf{u}' \cdot \left(\langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \right) \mathbf{u}' - \mathbf{u}' \cdot \left(\mathbf{g} \times \nabla \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right) \right) + \\ &+ \nu (\mathbf{u}' \cdot \Delta \boldsymbol{\omega}' + \boldsymbol{\omega}' \cdot \Delta \mathbf{u}') - \boldsymbol{\omega}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \langle \mathbf{u} \rangle - \boldsymbol{\omega}' \cdot (\nabla \cdot \mathbf{R}) + \\ &+ \mathbf{u}' \cdot (\boldsymbol{\omega}' \cdot \nabla) \langle \mathbf{u} \rangle - 2 \mathbf{u}' \cdot (\mathbf{\Omega}_0 \times \mathbf{u}') - \\ &- \nabla \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \boldsymbol{\omega}' \right) - \mathbf{u}' \cdot (\nabla \cdot \mathbf{G}^\omega). \end{aligned} \quad (29)$$

Искомое уравнение для интегральной спиральности $H(\mathbf{x}, t)$ можно теперь получить путем осреднения уравнения (29) по ансамблю реализаций случайных термогидродинамических полей при учете следующих тождественных соотношений:

$$\begin{aligned} \left\langle (\boldsymbol{\omega}' \cdot \nabla) \frac{|\mathbf{u}'|^2}{2} \right\rangle &= \nabla \cdot \left\langle \frac{|\mathbf{u}'|^2}{2} \boldsymbol{\omega}' \right\rangle; \\ \langle \mathbf{u}' \cdot (\langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle \cdot \nabla) \mathbf{u}' \rangle &= \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle \cdot \nabla b; \\ \langle \mathbf{u}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle \rangle &= -\mathbf{R} : \nabla \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle; \\ \langle \boldsymbol{\omega}' \cdot (\mathbf{\Omega}_0 \times \mathbf{u}') \rangle &= \mathbf{\Omega}_0 \cdot \langle \mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}' \rangle = \mathbf{\Omega}_0 \cdot \mathbf{G}^\omega; \\ \langle \mathbf{u}' \cdot (\boldsymbol{\omega}' \cdot \nabla) \langle \mathbf{u} \rangle - \boldsymbol{\omega}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \langle \mathbf{u} \rangle \rangle &= \\ &= \langle \boldsymbol{\omega}' \times \mathbf{u}' \rangle \cdot (\nabla \times \langle \mathbf{u} \rangle) = -\mathbf{G}^\omega \cdot \langle \boldsymbol{\omega} \rangle \\ \nu \langle \mathbf{u}' \cdot \Delta \boldsymbol{\omega}' + \boldsymbol{\omega}' \cdot \Delta \mathbf{u}' \rangle &= \nabla \cdot (\nu \nabla H) - 2\nu \langle \nabla \boldsymbol{\omega}'_j \cdot \nabla u'_j \rangle; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \boldsymbol{\omega}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{u}' + \mathbf{u}' \cdot (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}' \rangle &= \\ &= \langle (\mathbf{u}' \cdot \nabla) (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \rangle = \nabla \cdot \langle (\mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}') \mathbf{u}' \rangle \\ \left\langle \mathbf{u}' \cdot \left[\mathbf{g} \times \nabla \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right) \right] \right\rangle &= \mathbf{g} \cdot \left\langle \nabla \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right) \times \mathbf{u}' \right\rangle = \\ &= -\alpha_\theta \mathbf{g} \cdot \langle \nabla \theta' \times \mathbf{u}' \rangle = \\ &= -\alpha_\theta \mathbf{g} \cdot (\nabla \cdot \langle \theta' \mathbf{u}' \rangle) + \alpha_\theta \mathbf{g} \cdot \langle \theta' \boldsymbol{\omega}' \rangle \cong \alpha_\theta \mathbf{g} \cdot \langle \theta' \boldsymbol{\omega}' \rangle, \end{aligned}$$

при выводе которых были использованы следующие формулы векторного анализа:

$$\begin{aligned} 2\mathbf{a} \cdot (\mathbf{c} \cdot \nabla) \mathbf{a} &= \mathbf{c} \cdot \nabla |\mathbf{a}|^2, \\ \mathbf{c} \cdot \nabla (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) &= \mathbf{a} \cdot (\mathbf{c} \cdot \nabla) \mathbf{b} + \mathbf{b} \cdot (\mathbf{c} \cdot \nabla) \mathbf{a}, \\ \mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) &= \mathbf{b} \cdot (\mathbf{c} \times \mathbf{a}), \\ \mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{c} &= \mathbf{ab} : \nabla \mathbf{c}, \\ (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot (\nabla \times \mathbf{c}) &= \mathbf{b} \cdot (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{c} - \mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{c}. \end{aligned}$$

В результате уравнение для интегральной вихревой спиральности принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{DH}{Dt} &:= \frac{\partial H}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla H = \\ &= -\nabla \cdot \{ \mathbf{J}_h^{\text{turb}} - \nu \nabla H \} + \mathbf{R} : \nabla \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle - \\ &- (\mathbf{G}^\omega - \nabla H) \cdot \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle - \alpha_\theta \mathbf{g} \cdot \langle \theta' \boldsymbol{\omega}' \rangle - \varepsilon_H, \end{aligned} \quad (30)$$

или, при использовании (11), следующую форму

$$\begin{aligned} \frac{DH}{Dt} &= -\nabla \cdot \{ \mathbf{J}_h^{\text{turb}} - \nu \nabla H \} + \\ &+ \mathbf{R} : \nabla \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle - \nabla \mathbf{R} \cdot \langle \boldsymbol{\omega}_a \rangle - \frac{\alpha_\theta H}{b} \mathbf{g} \cdot \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} - \varepsilon_H. \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_h^{\text{turb}} &:= \left\langle (\mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}') \mathbf{u}' - \left(\frac{|\mathbf{u}'|^2}{2} - \frac{\pi'}{\rho_0} \right) \boldsymbol{\omega}' \right\rangle = \\ &= -C_{H1} \frac{\beta^2}{\varepsilon} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}}, \quad (C_{H1} \cong 0.16) \end{aligned} \quad (32)$$

– диффузионный поток спиральности $H(\mathbf{x}, t)$, связанный с различными механизмами ее турбулентного переноса в координатном пространстве;

$$\varepsilon_H(\mathbf{x}, t) := 2\nu\langle\nabla\mathbf{u}' : \nabla\boldsymbol{\omega}'\rangle = C_{H2}\frac{\varepsilon}{b}H, \quad (C_{H2} \cong 1) \quad (33)$$

– скорость диссипации спиральности в турбулентном потоке. Для моделирования корреляции $\langle\theta'\boldsymbol{\omega}'\rangle$ в уравнении (31) использовано следующее приближенное соотношение

$$\langle\theta'\boldsymbol{\omega}'\rangle \cong \frac{H}{b}\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}}. \quad (34)$$

Из уравнения (31) видно, что спиральность $H(\mathbf{x}, t)$ генерируется в дифференциально вращающейся отражательно-несимметричной турбулентности благодаря вращению, неоднородности плотности и интенсивности турбулентных пульсаций.

В частном случае развитой турбулентности (при больших числах Рейнольдса), когда в потоке устанавливается локально-стационарное состояние поля спиральности (локально равновесное приближение), из (34), в предположении пространственной однородности крупномасштабного осредненного течения $\langle\mathbf{u}\rangle$, можно найти явную алгебраическую связь величины $h(\mathbf{x}, t)$ с угловой скоростью вращения астрофизического диска, неоднородностью его температуры (плотности) и интенсивности турбулентных пульсаций. Действительно, в этом случае уравнению (31), при использовании тождественного преобразования

$$\mathbf{R} : \nabla\langle\boldsymbol{\omega}_a\rangle - (\nabla \cdot \mathbf{R}) \cdot \langle\boldsymbol{\omega}_a\rangle = \nabla \cdot (\mathbf{R} \cdot \langle\boldsymbol{\omega}\rangle) - 2(\nabla \cdot \mathbf{R}) \cdot \langle\boldsymbol{\omega}\rangle + \boldsymbol{\Omega}_0,$$

можно придать следующий вид:

$$-2(\nabla \cdot \mathbf{R}) \cdot \langle\boldsymbol{\omega}\rangle + \boldsymbol{\Omega}_0 - \alpha_\theta \mathbf{g} \cdot \langle\theta'\boldsymbol{\omega}'\rangle - \varepsilon_H = 0.$$

Отсюда, с учетом определяющего соотношения (13) для тензора Рейнольдса \mathbf{R} (в предположении пространственной однородности осредненного течения), получим

$$\frac{4}{3}\nabla b \cdot \boldsymbol{\Omega}_0 + \frac{\alpha_\theta}{b}H\mathbf{g} \cdot \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} + C_{H2}\frac{\varepsilon_H}{b}H \cong 0. \quad (35)$$

Отсюда получим искомое соотношение (Kolesnichenko, 2011)

$$H(\mathbf{x}, t) = -\frac{2}{3}\frac{\boldsymbol{\Omega}_0 \cdot \nabla b^2}{\alpha_\theta \mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} \cdot \mathbf{g} + C_{H2}\varepsilon_H} \cong \frac{2}{3}\frac{\boldsymbol{\Omega}_0 \cdot \nabla b^2}{\frac{v^{\text{turb}}}{\sigma_\theta} \frac{\mathbf{g}}{\langle\theta\rangle} \cdot \left(\nabla\langle\theta\rangle + \frac{\mathbf{g}}{c_p}\right) - C_{H2}\varepsilon_H}. \quad (36)$$

Таким образом, спиральность в астрофизическом диске зависит от его вращения, градиента температуры и неоднородности интенсивности турбулентных пульсаций в зонах с развитой турбулентной конвекцией. Например, тепловая турбулентная конвекция в вертикальном направлении аккреционного диска на некоторых расстояниях от протозвезды (на определенных этапах ее эволюции) в областях между его экваториальной плоскостью и “верхней” поверхностью с большей вероятностью приводит к левовинтовым спиральным движениям, поскольку поднимающееся вещество будет расширяться и вращаться под действием сил Кориолиса, приводя, таким образом, к левовинтовому спиральному движению. При этом опускающееся вещество будет сжиматься, и под действием этих сил будет вращаться в противоположном направлении, опять таки, совершая левовинтовое движение. Напротив, в “нижней” части диска будут преобладать правовинтовые спиральные движения. Баланс левовинтовых и правовинтовых винтовых движений возможен только в окрестности экваториальной плоскости диска при отсутствии градиента db/dx интенсивности турбулентности, т.е. уже на самых поздних этапах эволюции аккреционного диска.

Рассмотрим теперь влияние спиральности на структуру определяющих законов турбулентности во вращающейся системе.

Определяющие соотношения для зеркально-несимметричной турбулентности

Проблема замыкания для зеркально-несимметричной турбулентности оказывается более сложной, чем в традиционном изотропном случае (Краузе, Рэдлер, 1984), поскольку в модифицированных уравнениях (13)–(14) для тензора Рейнольдса $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t) := -\langle\mathbf{u}'\mathbf{u}'\rangle$ и вектора турбулентного переноса тепла $\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}}(\mathbf{x}, t) := \langle\theta'\mathbf{u}'\rangle$ появляется целый ряд дополнительных членов, обусловленных теми векторными полями, благодаря которым возникает анизотропия

мелкомасштабного турбулентного поля. В частности, при моделировании дисковой спиральной турбулентности в структуре феноменологических коэффициентов следует учитывать возможную анизотропию поля мелкомасштабной турбулентности, обусловленную действием кориолисовой и гравитационной сил \mathbf{g} .

Чтобы не усложнять изложение, рассмотрим здесь относительно простую модификацию определяющих соотношений (13)–(14), отвечающую пространственной изотропии коэффициентов турбулентного переноса. Более общие определяющие соотношения для спиральных турбулентных течений, в частности, с тензорными феноменологическими коэффициентами, можно найти, например, в работах (Rüdiger, 1974; 1980a; 1980b; Yoshizava, 1990). Ограничимся также случаем простых алгебраических моделей замыкания, когда в определяющих соотношениях достаточно учитывать пространственные производные только первого порядка. Тогда в линейном приближении, относительно направления анизотропии (неоднородности) мелкомасштабного турбулентного поля, характеризуемого вектором \mathbf{g} или градиентом ∇H , возможна следующая модификация градиентных соотношений (4)–(5) (см., например, Березин, Трофимов, 1996; Rüdiger, 1974; 1980a; 1980b; Yoshizava, 1990; Колесниченко, 2011):

$$\begin{aligned} (\mathbf{R})_{ij}(\mathbf{x}, t) = & -\frac{2}{3}b \delta_{ij} + 2v^{\text{turb}} S_{ij} - \\ & - v_H^{\text{turb}} \left\{ \langle \omega_{ai} \rangle \frac{\partial H}{\partial x_j} + \langle \omega_{aj} \rangle \frac{\partial H}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \left(\langle \omega_a \rangle \cdot \frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}} \right) \delta_{ij} \right\} - \\ & - C_s v_H^{\text{turb}} \left\{ \varepsilon_{ilm} S_{jm} + \varepsilon_{jlm} S_{im} \right\} \frac{\partial H}{\partial x_l} - \\ & - v_\theta^{\text{turb}} \left(q_{qi}^{\text{turb}} g_j + q_{qj}^{\text{turb}} g_i - \frac{2}{3} (\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}} \cdot \mathbf{g}) \delta_{ij} \right), \quad (37) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{q}_\theta^{\text{turb}})_i(\mathbf{x}, t) = & -\kappa_\theta^{\text{turb}} \left(\frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_i} - \frac{g_i}{c_p} \right) + \\ & + \kappa_{\theta 1}^{\text{turb}} S_{ij} \left(\frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_j} - \frac{g_j}{c_p} \right) + \\ & + \kappa_{\theta 2}^{\text{turb}} \varepsilon_{ijk} \langle \omega_{aj} \rangle \left(\frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_k} + \frac{g_k}{c_p} \right). \quad (38) \end{aligned}$$

Здесь ε_{ijk} – единичный антисимметричный тензор Леви–Чивита (напомним, что тензоры Кронекера δ_{ij} и Леви–Чивиты ε_{ijk} являются примерами изотропных тензоров

соответственно второго и третьего ранга. Эти тензоры имеют одинаковые компоненты во всех координатных системах, а значит, имеют неизменные компоненты при произвольном вращении):

$$v^{\text{turb}} = C_b \frac{b^2}{\varepsilon}, \quad v_H^{\text{turb}} = C_{v1} \frac{b^4}{\varepsilon^3}, \quad v_\theta^{\text{turb}} = C_{v2} \alpha_\theta \frac{b^3}{\varepsilon^2},$$

$$C_b = 0.09, \quad C_{v1} \approx 0.5, \quad (39)$$

$$\kappa_\theta^{\text{turb}} = \frac{v^{\text{turb}}}{\sigma_\theta}; \quad \kappa_{\theta s}^{\text{turb}} = C_{\theta s} \frac{b^3}{\varepsilon^2} \quad (s = 1, 2);$$

$$\sigma_\theta = 0.7 - 1; \quad C_{\theta s} = \text{const}; \quad C_s = 1 \quad (40)$$

– скалярные феноменологические коэффициенты. Третий и четвертый члены в соотношении (37) описывают влияние интегральной спиральности на симметричную часть тензора напряжений, т.е. влияние двух возможных направлений винтовых движений.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ВЯЗКОСТЬ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Перейдем теперь к интерпретации возможного в спиральной трехмерной турбулентности обратного энергетического каскада в терминах отрицательной вязкости.

Затруднения теории переноса количества движения в астрофизических дисках

Начнем с того, что в последнее время в громадном большинстве астрофизической литературы в моделях эволюции вращающегося турбулентного облака используются обычные уравнения гидродинамики, в которых, однако, молекулярная вязкость заменяется турбулентной. В этом случае авторы, естественно, используют линейную связь

$$(\mathbf{R})_{ij} = \rho K_{ijmn} (\mathbf{S})_{mn}, \quad (41)$$

между симметричным тензором напряжений Рейнольдса $(\mathbf{R})_{ij}$ и симметричным тензором скоростей деформации $(\mathbf{S})_{jk} = \frac{1}{2} (d\langle u_k \rangle / dx_j + d\langle u_j \rangle / dx_k)$ (т.е. теорию Прандтля переноса количества движения). Коэффициенты K_{ijmn} (компоненты некоторого тензора четвертого ранга, симметричного по i, j и m, n) этой линейной функции имеют

смысл коэффициентов турбулентной вязкости и определяются статистическими характеристиками мелкомасштабной турбулентности. По самому определению изотропной крупномасштабной турбулентности все связанные с ней средние величины остаются неизменными при вращениях (но не обязательно относительно отражений); тензоры, обладающие этим свойством, являются изотропными тензорами. Если предположить изотропность (но не зеркальную симметричность) тензора турбулентной вязкости K_{ijmn} , то в этом случае справедливо разложение $K_{ijmn} = a\delta_{ij}\delta_{mn} + b\delta_{im}\delta_{jn} + c\delta_{in}\delta_{jm}$ (см. Коренев, 1996), подставляя которое в (41), будем иметь

$$R_{ij} = -\frac{2}{3}\rho b\delta_{ij} + \rho v^{\text{turb}} S_{mn}, \quad (v^{\text{turb}} \equiv b + c). \quad (42)$$

Заметим уже здесь, что численные значения основных параметров турбулентных коэффициентов, как диффузионных, так и гиротропных в условиях аккреционных дисков можно найти в следующих публикациях (Andre, Lesieur, 1977a; 1977b; Shakura и др., 1978; Biferale и др., 1998; Ditlevsen, Giuliani, 2001a; 2001b; Kolesnichenko, Marov, 2007; Ditlevsen, 2011; Kolesnichenko, 2011). Отметим также, что в (42) коэффициент турбулентной вязкости v^{turb} , определяемый мелкомасштабным полем пульсационной скорости $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$, обычно считается положительным. Однако не исключена также и “экзотическая” возможность $v^{\text{turb}} < 0$, которая согласно (Краичнан, 1976) может реализовываться в гиротропной турбулентности.

Используя общую формулу (42) для модели вращающегося турбулентного облака, получим, что касательные напряжения $R_{r\phi}$ зависят от градиента угловой скорости $\Omega(r)$ вращения среды следующим образом:

$$R_{r\phi} = \rho v^{\text{turb}} r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\langle u \rangle_{\phi}}{r} \right) = \rho v^{\text{turb}} r \frac{\partial \Omega(r)}{\partial r}. \quad (43)$$

Поскольку угловая скорость в кеплеровском диске убывает с расстоянием от Солнца, то и направление переноса количества движения (вещества диска) будет в этом случае также в сторону от Солнца. Таким образом, теория переноса количества движения Прандтля, примененная ко всему протопланетному облаку (без учета влияния сильного гравитационного поля Солнца на внутренние части облака), приводит, вообще говоря, к заключению (явно ошибочно!) о повсеместном переносе во вращающемся турбулентном облаке вещества наружу.

В связи с подобного рода затруднениями теории переноса количества движения в общем случае криволинейных потоков, еще создатели полуэмпирической теории турбулентности Taylor (1915), а вслед за ним и Карман (1936), предложили такое логическое обобщение выражения (43), когда касательные напряжения принимаются зависящими от градиента момента количества движения

$$R_{r\phi} = \rho v_s^{\text{turb}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \Omega(r)]. \quad (44)$$

Для модели эволюции протопланетного облака различие в формулах (43) и (44) оказалось очень важным, поскольку в диске угловая скорость убывает с расстоянием от Солнца, а момент количества движения увеличивается, а значит направление переноса, согласно этим двум точкам зрения, оказывается противоположным. По этой причине, формулы (43) и (44), взятые в отдельности, не могут объяснить всех особенностей турбулентного вращательного движения вещества во всех частях диска, когда имеется эффективный перенос внешних частей вещества облака – наружу, а внутренних – к Солнцу (см. Сафронов, 1969). В связи с этим, Васютинский (Wasiutynski, 1946) предложил более общее выражение (которое не является компонентной какого-либо тензора; оно применимо только в конкретной системе координат) для касательных напряжений $R_{r\phi}$ во вращающейся среде

$$R_{r\phi} = \rho K_r^r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \Omega(r)] - 2\rho K_{\phi}^{\phi} \Omega(r), \quad (45)$$

охватывающее оба рассмотренных выше случая и связанное с действием анизотропной вязкости. Это соотношение при чисто радиальном течении ($K_{\phi}^{\phi} = 0$) приводит к формуле (44), а в изотропной среде ($K_{\phi}^{\phi} = K_r^r$) – к обычному гидродинамическому выражению (43). Следует, однако, отметить, что вид тензора напряжений Васютинского (частным случаем которого является выражение (45)), широко используемый в астрофизической литературе (Тассуль, 1982) при объяснении дифференциального вращения разнообразных космических объектов “анизотропной вязкостью” до настоящего времени не аргументирован физически, т.е. пока остается неясным, является ли это обобщение лишь формальным или характеризует турбулентное течение более точно. Возможный вариант обоснования формулы (45) в рамках несимметричной гидродинамики турбулентных сред будет предложен ниже. Но

прежде покажем, что даже в случае использования классической теории турбулентного напряжения Прандтля (т.е. формулы (43)), возможно проявление эффекта отрицательной вязкости в трехмерной дисковой турбулентности.

*Отрицательная вязкость
(термодинамический подход)*

В этом подразделе мы будем исходить из концепции двухуровневого макроскопического описания турбулентной среды протопланетного облака с помощью двух взаимодействующих континуумов (взаимно открытых подсистем), которые заполняют одновременно один и тот же объем координатного пространства непрерывно – подсистемы осредненного движения и подсистемы турбулентного хаоса. Континуум осредненного движения, получающийся в результате теоретико-вероятностного осреднения мгновенных гидродинамических уравнений, предназначен для исследования эволюции осредненных гидродинамических полей, включая крупные вихревые образования в диске. Подсистема турбулентного хаоса (в общем случае вихревой анизотропный континуум с внутренней структурой) представляет собой собственно поле пульсационных скоростей $\mathbf{u}'(\mathbf{x},t)$, связанное со стохастическим мелкомасштабным пульсационным движением завихренной жидкости (для которой $\omega'(\mathbf{x},t) \neq 0$). Подобное деление реального турбулентного течения на воображаемые – осредненное и пульсационное течения, – зависит, вообще говоря, от выбора пространственно-временной области осреднения (при выполнении условий эргодичности), для которой установлены средние значения локальных гидродинамических переменных, являющихся непрерывными функциями координат и времени, т.е. имеет до некоторой степени условный характер.

Турбулентный хаос далек от полного хаоса термодинамического равновесия, поскольку он обладает некоторой упорядоченностью: даже развитая локально-изотропная турбулентность в инерционном интервале масштабов имеет далекий от равномерного ($b(k) = \text{const}$) колмогоровский спектр $b(k) \propto k^{-5/3}$ распределения кинетической энергии (пульсационного движения) по пространству волновых чисел k (см. ниже).

При феноменологическом описании квазиравновесной подсистемы структурированного турбулентного хаоса будем исходить из формализма обобщенной статистической термодинамики, предполагающего исследование ансамбля

макроскопически одинаковых систем турбулентного хаоса с одними и теми же обобщенными термодинамическими параметрами состояния (такими как энергия турбулентности $b(\mathbf{x},t)$; температура турбулизации $T_{\text{турб}}(\mathbf{x},t)$ которая не сводится в общем случае к абсолютной температуре; удельный объем $1/\rho(\mathbf{x},t)$ и т.п.) и требующего вероятностного подхода (Колесниченко, 2002; Marov, Kolesnichenko, 2002). Причиной последнего являются крупномасштабные турбулентные флуктуации некоторых дополнительных параметров состояния хаоса $q_k(\mathbf{x},t)$ ($k = \overline{1, n}$) (так называемых внутренних координат), которые и служат мерой различий в любом множестве подобных термодинамически одинаковых систем. Заметим, что крупномасштабные турбулентные флуктуации следует отличать от статистических молекулярных флуктуаций, обусловленных атомной структурой системы. Заметим также, что часть внутренних координат $q_k(\mathbf{x},t)$ может относиться к некогерентной составляющей подсистемы турбулентного хаоса, а другая часть – характеризовать мезомасштабные индивидуальные когерентные структуры. К числу внутренних координат, описывающих термодинамическое состояние хаоса, можно отнести такие флуктуирующие положительно определенные параметры, которые адекватно характеризуют завихренную жидкость (включая и мезомасштабные когерентные образования) внутри физически бесконечно малого элементарного объема $d\mathbf{x}$. В частности, в качестве стохастических величин q_k могут быть выбраны: скорость диссипации турбулентной энергии ϵ , обобщенные угловые скорости (характеризующие мезомасштабные когерентные вихревые образования), энтропия Ω (в случае плоского течения) и т.п.

Методами неравновесной термодинамики в работе (Колесниченко, 2002) было показано, что в случае принятого нами здесь двухуровневого описания предельно развитой турбулентности, в вихревом континууме, отвечающем мелкомасштабным составляющим пульсирующих термогидродинамических параметров, устанавливается такой квазистационарный режим между отбором энергии у “внешнего источника” (континуума, связанного с осредненным движением дискового вещества) и диссипацией энергии из-за внутренних диссипативных процессов в подсистеме хаоса, при котором производство энтропии турбулизации $S_{\text{турб}}(\mathbf{x},t)$ компенсируется ее оттоком в подсистему осредненного движения, так что суммарное возникновение энтропии хаоса будет минимально. Из этого следует,

что подсистема турбулентного хаоса экспортирует энтропию во “внешнюю среду” (т.е. отдает ее подсистеме осредненного движения). Другими словами, для поддержания стационарного состояния внутри подсистемы турбулентного хаоса необходим приток отрицательной энтропии (неэнтропии) от “внешней среды” (т.е. подсистемы осредненного движения); эта поступающая в подсистему хаоса неэнтропия расходуется на поддержание и совершенствование ее внутренней структуры. Как известно (см., например, Пригожин, Стенгерс, 1986), условие такого рода является достаточным для возникновения диссипативных когерентных (мезомасштабных) структур в самом вихревом континууме.

В работе (Колесниченко, 2002) было показано, что в этом квазистационарном случае суммарное возникновение турбулентной энтропии $S_{\text{turb}}(\mathbf{x}, t)$ (рассеяние энергии $\sigma_{\text{turb}}(\mathbf{x}, t)$) будет иметь структуру билинейной формы $T_{\text{turb}} \sigma_{\text{turb}} := \sum_{\alpha} L_{\alpha}(\mathbf{x}, t) X_{\alpha}(\mathbf{x}, t)$, явный вид которой определяется конкретной моделью турбулизованной среды, т.е. набором учитываемых в модели гидродинамических процессов. Согласно основному постулату неравновесной термодинамики (см., например, де Гроот, Мазур, 1964), эта форма позволяет найти определяющие (замыкающие) соотношения между термодинамическими потоками \mathfrak{S}_{α} и силами X_{α} в виде линейных соотношений $\mathfrak{S}_{\alpha i} = \sum_{\beta} L_{\alpha\beta}^{ij} X_{\beta j}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, \dots$). Своим образом вихревого континуума является то, что матрица онзагеровских коэффициентов $L_{\alpha\beta}$ зависит не только от осредненных термодинамических параметров состояния среды (как в ламинарном случае), но также и от статистических характеристик подсистемы турбулентного хаоса, в частности, от величины ε – потока энергии по каскаду турбулентных вихрей (согласно Колмогорову (1941) характерным параметром в подсистеме мелкомасштабной турбулентности является поток энергии η по иерархии турбулентных вихрей вплоть до молекулярного уровня, который в квазистационарном случае совпадает со скоростью диссипации энергии ε являющегося, таким образом, одним из термодинамических потоков системы) или от потока гидродинамической спиральности, эффективно генерирующейся в случае гиротропной мелкомасштабной турбулентности.

Подобная ситуация, типичная для любых самоорганизующихся (синергетических) систем (Хакен, 1985), приводит, вообще говоря, к тому, что отдельные слагаемые $\mathfrak{S}_{\alpha}(\mathbf{x}, t) X_{\alpha}(\mathbf{x}, t)$ в сумме

$T_{\text{turb}}(\mathbf{x}, t) \sigma_{\text{turb}}(\mathbf{x}, t)$ не будут положительно определенными величинами, хотя вся сумма в целом положительна, $\sigma_{\text{turb}} \geq 0$. Известно, что в этом случае наложение различных термодинамических потоков, в принципе, может приводить к отрицательным значениям отдельных диагональных элементов матрицы $L_{\alpha\beta}$, и тем самым к отрицательности отдельных коэффициентов турбулентного обмена (Хакен, 1985).

Таким образом, нельзя исключить возникновения такой ситуации в эволюции турбулентного протопланетного облака, когда в некоторых его областях возможно появление режимов движения вещества, при которых коэффициенты турбулентного обмена будут принимать отрицательные значения (например, коэффициент вязкости ν^{turb} в выражении (43)) (см., например, Старр, 1971; Sivashinsky, Frenkel, 1992). В частности, обратный каскад кинетической энергии $b(\mathbf{x}, t)$, при котором энергия мелкомасштабного хаотического движения затрачивается на энергетическую накачку мезомасштабных вихревых структур имеет место в случае двумерной турбулентности. Энергия $b(\mathbf{x}, t)$ в этом случае переносится к большим масштабам, а к малым масштабам направлен поток энстрофии $\Omega(\mathbf{x}, t) := \langle |\omega'|^2 / 2 \rangle$. При конечной вязкости в двумерном потоке энстрофия может только монотонно убывать со временем вместе с величиной $\varepsilon = 2\nu\Omega$. Это связано с тем, что в двумерном потоке блокирован механизм растяжения вихревых трубок, который обеспечивает рост энстрофии в трехмерном течении. Этот эффект, получивший название отрицательной вязкости (см., Vergassola и др., 1993; Gama и др., 1994), свойственен, как отмечалось во Введении, многим космическим квазидвумерным объектам.

Из вышеприведенного анализа следует, что статистической характеристикой мелкомасштабной турбулентности, которая могла бы обеспечить инверсный каскад турбулентной энергии, и в случае трехмерной турбулентности (и тем самым вызвать эффект появления отрицательной вязкости) может явиться гидродинамическая спиральность $H(\mathbf{x}, t)$. Итак, для турбулентного течения жидкости положительность коэффициента ν^{turb} в общем случае не имеет места (в отличие от молекулярных коэффициентов переноса, положительность которых имеет глубокое обоснование в термодинамике необратимых процессов).

Вращательная вязкость

Вернемся теперь к тому затруднению прандтлевской теории переноса количества движения

в турбулизованной среде, с которым столкнулись астрофизики при попытке объяснения дифференциальных вращений газовых астрофизических объектов. Используемый в астрофизике стандартный подход к выводу осредненных гидродинамических уравнений, предназначенных, в частности, для моделирования протопланетного облака (основанный на постулатах Рейнольдса), нельзя, по-видимому, считать вполне адекватным, поскольку действительная картина турбулентного переноса в диске, как уже упоминалось, существенно отличается от классической (см., например, Сафронов, 1969). Хотя в литературе, начиная с основателя феноменологической теории турбулентности О. Рейнольдса, а затем итальянского ученого Г. Маттиоли, и обсуждались подходы, связанные с несимметричностью тензора турбулентных напряжений ($R_{ij} \neq R_{ji}$) и привлечением к рассмотрению таких дополнительных внутренних характеристик состояния турбулентного поля, как вихрь, момент инерции и момент внутренних сил, к сожалению, это направление в последующем не было по достоинству оценено и развито.

Вместе с тем, в последнее время вновь возродился интерес к асимметричной турбулентности, обусловленный существенными достижениями в области проблемы пространственного осреднения различных уравнений движения в механике сплошных сред, включая, например, течения жидкости в пористых средах, течение взвешенных потоков и т.п. Так, в ряде работ (см., например, Николаевский, 1975; 1984; Ferrari, 1972; Nikolaevskiy, 2003) было показано, что при более аккуратном пространственном осреднении гидродинамических уравнений (без использования традиционного постулата Рейнольдса о коммутативности операций осреднения и дифференцирования), с целью описания движений малых элементов жидкости в макромасштабе, получают уравнения движения с несимметричным тензором Рейнольдса $R_{ik}(\mathbf{x}, t) \neq R_{ki}(\mathbf{x}, t)$. Эти уравнения содержат, в частности, составляющие с вращательной вязкостью, связанные с антисимметричной частью $R_{ij}^a(\mathbf{x}, t) := \frac{1}{2}(R_{ij} - R_{ji})$ турбулентного тензора напряжений $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$. В работе автора (Колесниченко, Маров, 2007) было показано, что, в отличие от ламинарного течения в спиральной турбулентности, когда течение утрачивает симметрию при отражении, закон парности $R_{ij}(\mathbf{x}, t) = R_{ji}(\mathbf{x}, t)$ турбулентных напряжений, соответствующих такому течению, может нарушаться (заметим, что это утверждение противоречит концепции Моффата (1980), который

сохранил симметрию тензора турбулентных напряжений). При этом, роль статистической характеристики мелкомасштабного поля скорости $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$, способной обеспечить появление этого эффекта, может выполнять лишняя отражательная симметрия вихревая спиральность.

Для асимметричного турбулентного течения, в работе (Nikolaevskiy, 2003) методами моментной гидромеханики получено следующее, связанное с вязкостными процессами, выражение для рассеяния энергии

$$T_{\text{turb}} \sigma'_{\text{turb}} = \left(\frac{2}{3} \rho b \mathbf{I} + \mathbf{R}^s \right) : \mathbf{S} - \mathbf{R}^a \cdot \mathbf{w}' + \mathbf{T} : \nabla [\nabla \times \langle \mathbf{u} \rangle] + \mathbf{w}' \geq 0, \quad (46)$$

где \mathbf{R}^s , \mathbf{R}^a – соответственно симметричная и антисимметричная части тензора напряжений Рейнольдса; $\mathbf{w}' := \nabla \times \mathbf{u}'$ – вектор внутренней угловой скорости, характеризующий вихревую “анизотропию” течения на микромасштабе l (напомним, что в “элементарном” объеме масштаба l^3 в случае диска может находиться значительное количество вращающихся вихревых образований (кластеров), что является серьезным аргументом в пользу использования моментной турбулентной гидромеханики и концепции двухуровневого макроскопического описания турбулентной среды при моделировании протопланетного облака); \mathbf{T} – тензор турбулентных моментных напряжений, связанный с пульсационным переносом флуктуаций момента количества движения мелкомасштабных вихрей (в асимметричной турбулентной гидромеханике этот тензор фигурирует в дополнительном эволюционном уравнении баланса внутреннего момента количества движения (в уравнении для $\omega'(\mathbf{x}, t)$) (см. Ferrari, 1972; Николаевский, 1975; 1984; Nikolaevskiy, 2003).

В общем случае анизотропной жидкости потоки и термодинамические силы, входящие в (46), связаны следующей простой системой определяющих соотношений:

$$R_{ij}^s := \frac{1}{2}(R_{ij} + R_{ji}) = -\frac{2}{3} \rho b \delta_{ij} + \rho K_{ijmn} S_{mn}, \quad (47)$$

$$R_{ij}^a := \frac{1}{2}(R_{ij} - R_{ji}) = -\rho K_{ijmn}^* \epsilon_{mnk} \omega'_k, \quad (48)$$

$$T_{ij} = \rho K_{ijmn}^{**} \partial_n (\epsilon_{mlk} \partial_l u_k) / \partial x_i + \omega'_m / \partial x_n, \quad (49)$$

характерной для асимметричной гидродинамики Коссера (Nikolaevskiy, 2003). Здесь феноменологические турбулентные коэффициенты K_{ijmn} , K_{ijmn}^* и K_{ijmn}^{**} являются сильно

меняющимися функциями осредненных параметров состояния среды и зависят от статистических характеристик турбулентного поля скорости $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$.

Далее мы остановимся только на самых простых выводах, следующих из изотропной (но не зеркально-симметричной) структуры турбулентных коэффициентов переноса. Заметим, что для большей части жидкости после очень короткого времени релаксации ротор осредненной скорости $\nabla \times \mathbf{u}$ становится равным угловой скорости $\omega'(\mathbf{x}, t)$, определяющей внутреннее вращение элементов массы континуума. При этом обращается в нуль и термодинамическая сила в линейных конститутивных соотношениях (49) и соответствующие плотности потока момента количества движения мелкомасштабных вихрей, т.е. исчезает взаимодействие между вихрями макроскопического поля скоростей и внутренним вращательным движением частиц (Ferrari, 1972). Тем не менее в случае турбулентного континуума закон парности $R_{ij} = R_{ji}$ касательных напряжений на макроуровне нарушается (в отличие от ламинарного течения), и соотношение (42) должно быть заменено на

$$R_{ik} = R_{ik}^s + R_{ik}^a = -\frac{2}{3}\rho b \delta_{ik} + \rho v^{\text{turb}} S_{ik} + \rho v_{\text{rot}}^{\text{turb}} \varepsilon_{ikp} [\nabla \times \langle \mathbf{u} \rangle]_p. \quad (50)$$

Коэффициенты v^{turb} и $v_{\text{rot}}^{\text{turb}}$ являются величинами, определяемыми полем турбулентной скорости $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$, при этом коэффициент $v_{\text{rot}}^{\text{turb}}$ — вращательная турбулентная вязкость, которая, являясь функцией осредненных параметров состояния среды, зависит также от статистических характеристик мелкомасштабного поля пульсационных скоростей $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$, в частности, от завихренности $\nabla \times \mathbf{u}'$, характеризующей вихревую “анизотропию” турбулентного течения на микроуровне. Коэффициент $v_{\text{rot}}^{\text{turb}}$ является псевдоскаляром. Именно по этой причине вращательная вязкость $v_{\text{rot}}^{\text{turb}}$, может быть отличной от нуля только тогда, когда само поле пульсационных скоростей не является статистически инвариантным относительно преобразования четности, в частности, когда спиральность $H(\mathbf{x}, t) \neq 0$. Действительно, в случае турбулентности с зеркальной симметрией коэффициент $v_{\text{rot}}^{\text{turb}}$ не изменяется при выполнении преобразования отражения, но, с другой стороны, коэффициент $v_{\text{rot}}^{\text{turb}}$ должен изменить свой знак, поскольку он является псевдоскаляром. Отсюда следует, что для изотропной

и зеркально-симметричной турбулентности коэффициент $v_{\text{rot}}^{\text{turb}} = 0$. Итак, вращательная вязкость $v_{\text{rot}}^{\text{turb}}$, может быть отличной от нуля только тогда, когда само поле вихревых скоростей не является статистически инвариантным относительно преобразования четности, в частности, когда спиральность $H \neq 0$.

Для модели дисковой турбулентности соотношение (50) для напряжения сдвига принимает простой вид

$$\begin{aligned} R_{r\varphi} &= \rho v^{\text{turb}} r \frac{\partial \Omega(r)}{\partial r} + \rho v_{\text{rot}}^{\text{turb}} \frac{1}{r} \frac{\partial r^2 \Omega}{\partial r} = \\ &= \rho v^{\text{turb}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r^2 \Omega}{\partial r} - 2\Omega \right) + \rho v_{\text{rot}}^{\text{turb}} \frac{1}{r} \frac{\partial r^2 \Omega}{\partial r} = \\ &= \rho (v^{\text{turb}} + v_{\text{rot}}^{\text{turb}}) \frac{1}{r} \frac{\partial r^2 \Omega}{\partial r} - 2\rho v^{\text{turb}} \Omega \end{aligned} \quad (51)$$

(сравни с формулой (43)). Таким образом, выражение для касательных напряжений во вращающейся среде, предложенное Васютинским, может быть физически обосновано в рамках асимметричной механики турбулентных сред с несимметричным тензором напряжений Рейнольдса. Существенным следствием формулы (51) является вывод о взаимодополнительности теорий переноса момента количества движения Прандтля и переноса вихря Тейлора во вращающейся среде. Из-за появления дополнительной степени свободы $\omega'(\mathbf{x}, t)$ в асимметричной гидродинамике оба подхода оказываются необходимыми для решения тех или иных задач. В частности, для вращающегося протопланетного облака будет преобладать тот или другой из конкурирующих механизмов в зависимости от численного значения коэффициентов сдвиговой и вращательной вязкости в соответствующих областях диска.

По поводу соотношения (51) следует заметить также следующее. Как известно, согласно классической теореме Нетер каждому топологическому свойству динамической системы соответствует свой закон сохранения. В работе (Березин, Трофимов, 1996) было показано, что появление дополнительных топологических особенностей течения в спиральной турбулентности обязано закону сохранения момента импульса турбулентных вихрей (молей). Однако этот закон нетривиален лишь при антисимметричности тензора напряжений Рейнольдса. Таким образом, для замыкания соотношения (51) необходимо, вообще говоря, дополнительно привлекать к рассмотрению (как и в асимметричной гидромеханике Коссера (Nikolaevskiy,

2003)) закон сохранения собственного момента импульса турбулентных вихрей, который добавляет в полную систему осредненных гидродинамических уравнений для спиральной турбулентности собственный спин турбулентного вихря (см., например, Николаевский, 1984).

Следует отметить, что соотношение (51), содержащее члены с вращательной турбулентной вязкостью $\nu_{\text{rot}}^{\text{turb}}$, является одним из вариантов так называемого Λ -эффекта (Kichatinov, Rüdiger, 1993) в спиральной турбулентности немагнитной жидкости, поскольку именно спиральность является той специфической характеристикой анизотропного турбулентного поля, на которой основываются физические модели Λ -эффекта. Этот эффект, представляющий собой аналог α -эффекта в МГД-турбулентности, описывает, в конечном счете, механизм генерации мезомасштабных вихрей полем гиротропной турбулентности, в более общем случае асимметричной турбулентности – механизм генерации крупномасштабных вихрей полем завихренности среднего движения при взаимодействии его с собственными моментами импульса $m_k(\mathbf{x}, t)$ турбулентных молей – сопряженными переменными завихренности (см. Николаевский, 1984; Heinloo, 2008).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ В СПИРАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Предположим, что источник пульсационной кинетической энергии на масштабе возбуждения турбулентности $k_0 = 1/l_0$ (т.е. вдали от диссипативного интервала) в результате взаимодействия архимедовых и кориолисовых сил в сильно вращающемся дисковом веществе генерирует отличную от нуля вихревую спиральность $H(\mathbf{x}, t)$. В частном случае пространственно однородной турбулентности турбулентная энергия b и спиральность H , согласно уравнениям (16) и (21), выражаются по законам

$$\begin{aligned} \partial b / \partial t &= -\varepsilon := -\nu \langle (\partial u'_k / \partial x_j)^2 \rangle = \\ &= -\nu \langle |\boldsymbol{\omega}'|^2 \rangle, \end{aligned} \quad (52)$$

$$\begin{aligned} \partial H / \partial t &= -\varepsilon_h := \\ &= -\varepsilon_h := -2\nu \langle (\partial u'_k / \partial x_j)(\partial \omega'_k / \partial x_j) \rangle. \end{aligned} \quad (53)$$

Отсюда видно, что в невязком пределе $\nu \rightarrow 0$, в отсутствие диссипации и накачки движения (в частности, во всем инерционном

интервале $k_0 \ll k \ll k_v = 1/l_v$, разделяющем зоны генерации и диссипации турбулентной энергии в пространстве волновых чисел k) спиральность H пульсационного поля скоростей, подобно турбулентной энергии b , является сохраняющейся величиной (здесь $l_v := (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$ – колмогоровский диссипативный масштаб). Заметим, что сохранение спиральности в каскадном процессе означает также сохранение структуры “узловатости” (т.е. общего числа зацеплений вихревых трубок друг с другом при гладкой деформации течения и условия сохранения циркуляции скорости) вихревого поля, которая остается неизменной в каскадном процессе в инерционной области, но уничтожается вязкостью на масштабах l_v . Напомним, что когда отдельная вихревая нить C_j , прежде чем замкнуться, обвивается вокруг себя, то на ней появляется узел. Вихревая спиральность как раз и определяет число заузленных и зацепленных вихревых трубок в объеме, занятом жидкостью: $H := \sum_{ij} 2\alpha_{ij} \Gamma_i \Gamma_j$; здесь α_{ij} – коэффициенты зацепления вихревых нитей – положительные или отрицательные целые числа, связанные с числом витков одной нити C_j вокруг другой C_i ; Γ_j – циркуляция отдельной вихревой нити (см., например, Сэффмэн, 2000; Арнольд, Хесин, 2007; Монин, Яглом, 1996; Колесниченко, Маров, 1998; 2009; Marov, Kolesnichenko, 2002; Kolesnichenko, Marov, 2007). Таким образом, при генерировании вихревой спиральности появляются крупномасштабные зацепления вихревых линий в турбулентном потоке.

Свободная эволюция трехмерной изотропной турбулентности несжимаемой жидкости сопровождается, как известно, каскадным переносом турбулентной энергии $b := |\mathbf{u}'|^2 / 2 = \int b(k) dk$ к малым масштабам (Monin, Yaglom, 1975). Поскольку в терминах спектральной плотности энергии $b(k)$ это соответствует переносу энергии к большим волновым числам k , то прямой каскад часто называют синим каскадом. Скорость диссипации турбулентной энергии ε , считавшаяся в первоначальной теории Колмогорова (Колмогоров, 1941) универсальной константой, характеризует в этом случае также и поток кинетической энергии b , который переносится каскадным образом без потерь вдоль последовательно возрастающих волновых чисел $k_n \gg k_{n-1}$ (уменьшающихся масштабов длины, $l_n = 1/k_n$) внутри инерционного интервала до тех пор, пока не достигает

диссипативного масштаба l_v . Так как в инерционном интервале изотропная спектральная плотность энергии $b(k)$ статистически не связана с источником энергии, ограниченным волновым числом k_0 , то она описывается классической формулой Колмогорова

$$b(k) = K_b \varepsilon^{2/3} k^{-5/3},$$

$$(k_0 \ll k \ll (\varepsilon / \nu^3)^{1/4}), \quad (54)$$

которая может быть получена из соображений размерности. Здесь $K_b = 1.44 \pm 0.06$ – безразмерная постоянная константа Колмогорова.

По аналогии с энергетическим спектром $b(k)$ можно ввести в рассмотрение спектральную плотность спиральности $h(k)$ таким образом, что $H := \langle \mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}' \rangle = \int h(k) dk$ (Vogue, Orszag, 1997). В отличие от турбулентной энергии $b(k)$ и энстрофии Ω , спиральность H не является положительно определенной величиной. Эта величина является псевдоскаляром и отлична от нуля лишь в случае, когда в потоке жидкости существуют спиральные вихри, причем количество вихрей с правой закруткой больше (или меньше), чем с левой.

Если в двумерном случае спектральные плотности энергии и энстрофии связаны соотношением $\Omega(k) \propto k^2 b(k)$, то для спектральной плотности спиральности существует только ограничение сверху (см., например, Lesieur, 2008)

$$|h(k)| \leq 2k b(k) \quad (55)$$

и известные аргументы, приводящие к выводу о существовании двух инерционных интервалов (как это имеет место в двумерной турбулентности), в этом случае не работают (см., например, Монин, Яглом, 1996). Неравенство (55) позволяет, однако, реализоваться двум сценариям поведения спиральности в гиротропном турбулентном потоке (Brissaud и др., 1973). Во-первых, возможен режим, при котором имеет место одновременный прямой каскад обеих сохраняемых величин b и H к малым масштабам. Во-вторых, в отдельных случаях, по аналогии с двумерной турбулентностью, реализуется каскад этих величин к противоположным концам инерционного интервала, причем прямой каскад спиральности H к мелким масштабам сопровождается синхронным обратным (красным, поскольку он направлен в длинноволновую часть спектра) каскадом энергии b к крупным масштабам, т.е.

противоположно тому, что происходит в “обычном” турбулентном потоке. Какой сценарий осуществляется для данного турбулентного течения, зависит от интегральных свойств системы, а также от граничных и начальных условий.

Каскад турбулентной энергии и спиральности при отсутствии вращения

Рассмотрим вначале классическую феноменологию Колмогорова (Колмогоров, 1941; 1962), распространенную на спирально-энергетический каскад при отсутствии вращения. Первый сценарий предполагает пассивное поведение спиральности в турбулентном потоке (см. Ditlevsen, Giuliani, 2001a; 2001b; Kolesnichenko, Marov, 2007). Это означает, что реализуется обычный колмогоровский каскад энергии $b(k)$ к малым масштабам с законом (54). Пусть скорость генерации спиральности на волновых числах $\sim k_0$ равна ε_H . Поскольку спиральность возникает одновременно с энергией, то, очевидно, она ограничена неравенством вида $|\varepsilon_H| \leq k_0 \varepsilon$ (см. Brissaud и др., 1973; Ditlevsen, 1997; Ditlevsen, Giuliani, 2001a; 2001b). Если спиральность инжектируется с максимальной скоростью, то $|\varepsilon_H| \sim k_0 \varepsilon \sim u_0^3 / l_0^2$. Так как спектр $H(k)$ должен быть пропорционален ε_H (в силу псевдоскалярного характера обеих величин), а единственным дополнительными параметрами, определяющими $H(k)$ в инерционной области $k_0 \ll k \ll k_v$, могут быть величины ε и k , то из соображений размерности следуют равенства:

$$h(k) \cong C_H \varepsilon_H \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad b(k) = K_b \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (56)$$

т.е. спектральные функции $b(k)$ и $h(k)$ зависят от k одинаковым образом (см. Моффат, 1980). Здесь C_H – универсальная постоянная, аналогичная колмогоровской постоянной C_b . Итак, в рассматриваемом сценарии спиральность переносится по всему инерционному масштабу как пассивная примесь, а диссипация энергии и спиральности происходит на одних и тех же масштабах (см., Chen и др., 2003; Колесниченко, 2014).

При этом следует иметь в виду, что если в рассматриваемом потоке жидкости реализуется режим генерирования почти максимальной спиральности для каждого значения волнового числа k , то суммарный перенос кинетической энергии к более высоким волновым числам будет значительно ослаблен, а потому процесс затухания турбулентности будет существенно

растянут во времени (см. Kraichnan, 1973; Andre, Lesieur, 1977a). Для рассматриваемого здесь случая дисковой турбулентности отсюда можно сделать следующий важный вывод: относительно длительное существование турбулентности во вращающемся астрофизическом диске (в частности, в солнечном аккреционном диске) с полным основанием может быть объяснено ее гиротропным характером.

Во втором возможном сценарии обычно используется гипотеза о том, что энергетический спектр $b(k)$ может зависеть только от волнового числа k и постоянного во всем инерционном интервале спектрального потока энергии ϵ (вносимой в поток на макромасштабе $l_0 = 1/k_0$). Спектральная функция спиральности $h(k)$ определяется при этом процессом переноса спиральности от источника, действующего на волновых числах k_0 , к вязкому стоку на волновых числах k_v и далее. Соображения размерности приводят в этом случае к следующим спектральным законам для энергии и спиральности:

$$b(k) \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad h(k) \propto \epsilon^{2/3} k^{-2/3}. \quad (57)$$

Фактически, возможность такого двойного каскада энергии и спиральности в развитой гиротропной турбулентности была предсказана еще в работе (Brissaud и др., 1973). Используя феноменологические соображения, авторы этой статьи (см., также Moffatt, Tsinober, 1992), по аналогии с двумерной турбулентностью, полагают, что возможен чистый каскад спиральности к большим волновым числам (с нулевым энергетическим потоком), наряду с обратным энергетическим каскадом к низким волновым числам (без потока спиральности).

Следует, однако, отметить, что выполненные ранее численные эксперименты не убедили некоторых исследователей в правдоподобности идеи обратного каскада (см., например, Kraichnan, 1973; Andre, Lesieur, 1977b). Однако в более поздних работах (Borue, Orszag, 1997) существование двойного каскада кинетической энергии и спиральности в трехмерной турбулентности было надежно подтверждено при прямом численном моделировании спиральной турбулентности, в частности, в рамках LES-теории (large-eddy simulation) (см., Lesieur, 2008).

Наряду с этим, в работах (Tsinober, Levich, 1983; Moffatt, 1986) была высказана продуктивная гипотеза о спиральной природе трехмерных когерентных вихревых образований, возникающих в некоторых случаях в турбулентном потоке

при больших числах Рейнольдса. Согласно этой гипотезе, в турбулентном потоке возможно существование неких локальных областей с ненулевой спиральностью ($H \neq 0$), в которых, из-за возможного в диссипативном интервале волновых чисел подавления спиральностью процесса рассеяния мелкомасштабной кинетической энергии (см. выше), диссипация турбулентной энергии будет происходить менее активно, чем в областях, лишенных спиральности. В результате, в трехмерном потоке возможно возникновение совокупности когерентных спиральных структур, разделенных неспиральными (“обычными”) диссипативными вихревыми образованиями (возможно, с фрактальной размерностью), которые могут взаимодействовать друг с другом, видоизменяясь и объединяясь. Данная гипотеза нашла непосредственное подтверждение в численном эксперименте при компьютерном моделировании эволюции потока вихрей Тейлора–Грина (Shtilman и др., 1985). Заметим, что существуют, однако, и другие численные расчеты турбулентного течения изотропной неоднородной жидкости, в которых не наблюдается такого рода корреляции между локальной спиральностью и рассеянием мелкомасштабной кинетической энергии (см., например, Rogers, Moin, 1987a; 1987b). В конечном счете, это пример того, как мелкомасштабные движения в спиральной турбулентности на основе обратного спирального каскада могут приводить к появлению крупномасштабных вихревых структур, в частности, смерчей, тайфунов, тропических циклонов и других мощных вихрей в атмосфере (см., например, Kerr, Darkow, 1996).

Каскад турбулентной энергии и спиральности при учете вращения

Поскольку спиральность во вращающихся астрофизических дисках часто обязана своим появлением силе Кориолиса, то источник гиротропности имеется на всех масштабах волновых чисел, в том числе и в инерционном масштабе, что, естественно, должно оказывать влияние на механизм энергетического каскада. Поэтому важно рассмотреть специфику прямого и обратного каскадов при наличии угловой скорости вращения Ω турбулентной среды (см., Brissaud и др., 1973; Smith и др., 1996; Kolesnichenko, Marov, 2007; Mininni и др., 2009; Mininni, Pouquet, 2009a).

Вращение среды с угловой скоростью $|\Omega|$ задает масштаб времени в системе. Основной величиной, возбуждающей турбулентность,

остается скорость генерции/диссипации кинетической энергии пульсационной скорости ε , которая может возбуждаться либо механически, либо системой источников и стоков, имеющих место в системе. Анализ размерностей дает следующие масштабы длины $l_\Omega := \sqrt{\varepsilon / |\Omega|^3}$, скорости и коэффициента турбулентного перемешивания $u_\Omega := \sqrt{\varepsilon / |\Omega|}$. Когда существенна кинематическая вязкость, то можно ввести и вращательное число Рейнольдса $Re_\Omega := u_\Omega l_\Omega / \nu = \varepsilon / \nu |\Omega|^2$ и вращательное число Россби $Ro := u_\Omega / 2|\Omega| l_\Omega = \varepsilon^{1/2} / 2|\Omega|^{1/2} l_\Omega$ (Голицын, 2021). Вращение существенно при $Ro \ll 1$ для динамики потока, когда сила Кориолиса уравновешивается градиентом давления (геострофическое течение). Пусть l – рассматриваемый масштаб движений, и при $l_\Omega \ll l \ll l_0$ и $l_\nu \ll l$ из соображений размерности и подобия можно написать, что спектры турбулентной энергии и спиральности имеют следующий общий вид:

$$\begin{aligned} b(k) &\cong C_b \varepsilon^a \varepsilon_H^b |\Omega|^f k^{-e}, \\ h(k) &\cong C_H \varepsilon^c \varepsilon_H^d |\Omega|^g k^{-h}. \end{aligned} \quad (58)$$

Такой вид этих функций, принимающий во внимание энергию, спиральность и вращение, охватывает все исследованные в литературе случаи. Фигурирующие в (58) восемь спектральных индексов могут быть определены из анализа размерностей и феноменологии явления. Результаты подобного анализа суммированы в табличном виде в работе (Pouquet, Mininni, 2009). В частном случае, когда $e = h = 5/3$, $a = 2/3$, $b = 0$, $c = -1/3$, $d = 1$, $f = g = 0$, из (58) следует классическая феноменология Колмогорова (54), (56), распространенная на объединенный каскад с энергетической спиральностью.

В отличие от стандартной трехмерной турбулентности без вращения, когда энергия передается по каскаду к мелким масштабам, или двумерного случая с инверсным каскадом, в присутствии спиральности наблюдается как прямой, так и обратный каскад. В частности, в работах (Smith и др., 1996; Dubrulle, Valdetaro, 1992; Zhou, 1995; Smith, Waleffe, 1999; Mininni, Pouquet, 2009a; 2009b; 2009c) исследована турбулентность, которая наблюдалась в лаборатории, в атмосферных потоках и исследовалась при прямом численном моделировании. Рассмотренный в них феноменологический подход, основанный на каскаде спиральности к мелким масштабам, приводит к различным спектральным индексам. Например, в работах (Dubrulle, Valdetaro, 1992; Zhou, 1995) был изучен связанный с инерционными

волнами энергетический каскад. В этом случае спектры турбулентной энергии и спиральности имеют вид

$$\begin{aligned} b(k) &= C_b \varepsilon^{1/2} |\Omega|^{1/2} k^{-2}, \\ h(k) &= C_H \varepsilon_H \varepsilon^{-1/2} |\Omega|^{1/2} k^{-2}. \end{aligned} \quad (59)$$

В работах (Mininni, Pouquet, 2009a; 2009b; 2009c) исследовано влияние спиральности на каскад энергии с помощью прямого численного моделирования вращающейся турбулентности при значениях числа Россби 0.02. Полученные при этом результаты свидетельствуют о том, что присутствие спиральности играет важную роль в динамике турбулентного течения. Так было показано, что в атмосфере Земли, когда существует взаимодействие турбулентных вихрей с инерционными волнами, при небольших значениях числа Россби осуществляется каскад энергии к большим масштабам; спиральность при этом передается по каскаду к малым масштабам. В связи со сказанным отметим еще раз, что в рамках спиральной турбулентности, допускающей возможность реализации обратного энергетического каскада Ричардсона–Колмогорова, возможно не только прогнозировать образование относительно устойчивых и энергетически емких крупномасштабных когерентных вихревых образований, но и объяснить эффект отрицательной вязкости в трехмерной турбулентности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью данного обзора является обсуждение гидродинамического подхода к феноменологическому моделированию трехмерного турбулентного движения вращающейся жидкости, максимально приближенной к реальности и отвечающей различным динамическим условиям в космических и природных средах, в частности в астрофизических немагнитных дисках. По мере все более надежного подтверждения в численных экспериментах концепции обратного каскада энергии, присутствующего в спиральной турбулентности, включение в математическую модель эволюции аккреционного диска этого эффекта, существенно влияющего на его структуру и динамику, приобретает в настоящее время веское основание. В работе показано, что ключевой статистической характеристикой трехмерной зеркально-неинвариантной турбулентности, которая способна обеспечить в диске

появление инверсного каскада энергии, может служить вихревая спиральность, возникающая благодаря быстрому вращению неустойчиво стратифицированной астрофизической среды и воздействию ряда других факторов нарушения симметрии течения космического вещества, таких, например, как кориолисова сила, сила гравитации и т.п. Показано, что известный эффект отрицательной вязкости также обязан своим возникновением в спиральной турбулентности инверсному каскаду переноса мелкомасштабной кинетической энергии от малых вихрей к более крупным. Обсуждается также концепция возможной энергетической подпитки мезомасштабных когерентных вихревых структур в термодинамически открытой подсистеме турбулентного хаоса механизмом вихревого динамо, когда спиральная турбулентность в результате реализации обратного энергетического каскада генерирует и поддерживает крупномасштабные вихревые поля. Вследствие такого перераспределения турбулентной энергии инверсный каскад может породить иерархическую компактную систему когерентных энергетически емких вихрей (различного размера и с фрактальным распределением массовой плотности космического вещества), приводящую, в конечном счете, к интенсификации механических и физико-химических взаимодействий между частицами вещества (в общем случае газопылевого) в аккреционном диске. В результате этого возможно самопроизвольное образование и рост газопылевых кластеров, стимуляция процессов конденсации и фазовых переходов, процессов массо- и теплообмена между различными областями диска, существенная модификация спектра колебаний и т.п. (см., Маров и др., 2008). Естественно, на заключительной стадии процесса образования крупномасштабных газопылевых сгущений в области внутренних планет решающая роль должна принадлежать силе самогравитации. Исходя из приведенных соображений, данную работу можно рассматривать как альтернативный традиционному теоретический подход, придающий большую достоверность математическому моделированию динамических явлений в астрофизических немагнитных дисках, в которых эффекты спиральной турбулентности играют определяющую роль.

В заключение процитируем слова выдающегося отечественного механика академика Л.И. Седова: “Существенный прогресс в науке как правило связан со все более полным и детальным проникновением в сущность

макроскопических эффектов, проявляющихся на грани существующих методов наблюдений и измерений нередко учет малых эффектов, едва уловимых на первоначальной стадии исследования, впоследствии, при более глубоком проникновении в сущность природы явлений и при расширении поля приложений, становится основой возникновения прогресса” (Седов, 1973).

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнольд В.И., Хесин Б.А. Топологические методы в гидродинамике. М.: МЦНМО, 2007. 392 с.
2. Березин Ю.А., Жуков В.П. Конвективная неустойчивость в среде со спиральной турбулентностью // Изв. РАН. МЖГ. 1990. № 6. С. 61–66.
3. Березин Ю.А., Трофимов В.М. Генерация крупномасштабных вихрей под действием неравновесной турбулентности // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 1. С. 47–55.
4. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука, 1980. 352 с.
5. Ван Дайк М. Альбом движений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 184 с.
6. Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Курганский М.В., Каллистратова М.А. Спиральность и турбулентность в атмосферном пограничном слое // Изв. РАН. ФАО. 2021. Т. 57. № 1. С. 34–52.
7. Голицын Г.С. Вероятностные структуры макромира: землетрясения, ураганы, наводнения... М.: Физматлит, 2021. 174 с.
8. де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.
9. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. Магнитные поля в астрофизике. Москва-Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”. Институт компьютерных исследований, 2006. 386 с.
10. Карман Т. Некоторые вопросы теории турбулентности // Проблемы турбулентности. М.: ОНТИ. НКТП СССР, 1936. С. 35–74.
11. Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. М.: ТОО “Янус-К”, 2002. 284 с.
12. Колесниченко А.В. Синергетический подход к описанию развитой турбулентности // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. № 2. С. 121–139. (Kolesnichenko A.V. A Synergetic Approach to the Description of Advanced Turbulence // Sol. Syst. Res. 2002. V. 36. Issue 2. P. 107–124).

13. Колесниченко А.В. Термодинамическое моделирование развитой структурной турбулентности при учете флуктуаций диссипации энергии // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. С. 144–170. (*Kolesnichenko A.V. Thermodynamic Modeling of Developed Structural Turbulence Taking into Account Fluctuations of Energy Dissipation // Sol. Syst. Res. 2004. V. 38. Issue 2. P. 124–146.*)
14. Колесниченко А.В. О возможности синергетического рождения мезомасштабных когерентных структур в макроскопической теории развитой турбулентности // Мат. моделирование. 2005. Т. 17. № 10. С. 47–79.
15. Колесниченко А.В. К теории инверсного каскада энергии в спиральной турбулентности астрофизического немагнитного диска // Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша. 2014. № 70. 36 с.
16. Колесниченко А.В. К моделированию спиральной турбулентности в астрофизическом немагнитном диске // Астрон. вестн. 2011. Т. 45. № 3. С. 253–272. (*Kolesnichenko A.V. On the simulation of helical turbulence in an astrophysical nonmagnetic disk // Sol. Syst. Res. 2011. V. 45. Issue 3. P. 246–263.*)
17. Колесниченко А.В. Некоторые проблемы конструирования космических сплошных сред. Моделирование аккреционных протопланетных дисков. М.: Изд-во ИПМ им. М.В. Келдыша, 2017а. 372 с.
18. Колесниченко А.В. Континуальные модели природных космических сред. Проблемы термодинамического моделирования. М: ЛЕНАНД, 2017б. 400 с. (Синергетика: от прошлого к будущему. № 79)
19. Колесниченко А.В., Маров М.Я. Турбулентность многокомпонентных сред. М.: МАИК “Наука”, 1998. 336 с.
20. Колесниченко А.В., Маров М.Я. Роль гидродинамической спиральности в эволюции протопланетного турбулентного диска // Мат. моделирование. 2007. Т. 20. № 10. С. 99–125.
21. Колесниченко А.В. Маров М.Я. Термодинамическая модель МГД-турбулентности и некоторые ее приложения к аккреционным дискам // Астрон. вестн. 2008. Т. 42. № 3. С. 1–50. (*Kolesnichenko A.V., Marov M. Ya. Thermodynamic model of MHD turbulence and some of its applications to accretion disks // Sol. Syst. Res. 2008. V. 42. Issue 3. P. 226–255.*)
22. Колесниченко А.В., Маров М.Я. Турбулентность и самоорганизация: Проблемы моделирования космических и природных сред. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2009. 632 с.
23. Колесниченко А.В., Кадет В.В. Турбулентность. Проблемы термодинамического моделирования многокомпонентных и электропроводных сред. М.: Издательский центр РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина, 2012. 296 с.
24. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30. С. 299–303.
25. Колмогоров А.Н. Уточнение представлений о локальной структуре турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при больших числах Рейнольдса // Mecanique de la turbulence: Colloq. Intern. CNRS, Marseille, aout – sept. 1961. (На рус. и фр. яз.) Paris, 1962. P. 447–458.
26. Коренев Г.В. Тензорное исчисление. М.: Из-во МФТИ, 1996. 239 с.
27. Копров Б.М., Копров В.М., Пономарев В.М., Чехтиани О.Г. Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы // Докл. АН. 2005. Т. 403. № 5. С. 627–630.
28. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984. 315 с.
29. Левина Г.В. Параметризация спиральной турбулентности в численных моделях интенсивных атмосферных вихрей // Докл. АН. 2006. Т. 411. № 3. С. 400–404.
30. Маров М.Я., Колесниченко А.В., Макалкин А.Б., Дорофеева В.А., Зиглина И.Н. От протосолнечного облака к планетной системе: Модель ранней эволюции газопылевого диска // Проблемы зарождения и эволюции биосферы / Ред. Галимов Э.М. М.: Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, 2008. С. 223–275.
31. Миравель А.П., Монин А.С. Двумерная турбулентность // Успехи механики. 1979. Т. 2. № 3. С. 47–95.
32. Монин А.С., Полубаринова-Кочина П.Я., Хлебников В.И. Космология, гидродинамика, турбулентность: А.А. Фридман и развитие его научного наследия. М.: Наука, 1989. 326 с.
33. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидродинамика. Т. 2. СПб: Гидрометеоздат, 1996. 742 с.
34. Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В., Хоменко Г.А., Яновский В.В. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭТФ. 1983б. Т. 85. Вып. 6(12). С. 1979–1987.
35. Моисеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В. Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 2. С. 144–153.

36. *Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В., Хоменко Г.А., Шукуров А.М.* Физический механизм усиления вихревых возмущений в атмосфере // Докл. АН СССР. 1983а. Т. 273. № 3. С. 549–552.
37. *Моффат Г.* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980. 339 с.
38. *Николаевский В.Н.* Пространственное осреднение и теория турбулентности // Вихри и волны. М.: Мир, 1984. С. 266–335.
39. *Николаевский В.Н.* Тензор напряжений и метод осреднения в механике сплошных сред // ПММ. 1975. Т. 39. Вып. 1. С. 374–379.
40. *Обухов А.М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Изв. АН СССР. Сер. географ. и геофиз. 1941. Т. 5. № 4. С. 453–466.
41. *Обухов А.М.* Структура температурного поля в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Сер. географ. и геофиз. 1949. Т. 13. № 1. С. 58–69.
42. *Паркер Е.* Космические магнитные поля: их образование и проявления. Ч. 2. М.: Мир, 1982. 479 с.
43. *Пригожин И., Стенгерс И.* Порядок из хаоса. Новый диалог человека с природой. М.: Прогресс, 1986. 310 с.
44. *Рабинович М.И., Суцук М.М.* Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости // УФН. 1990. Т. 160. № 1. С. 1–64.
45. *Сафронов В.С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
46. *Седов Л.И.* Мысли об ученых и науке прошлого и настоящего. М.: Наука, 1973. 118 с.
47. *Серрин Д.* Математические основы классической механики жидкости. М.: Иностран. лит. 1963. 256 с.
48. *Старр В.* Физика явлений с отрицательной вязкостью. М.: Мир, 1971. 259 с.
49. *Сэффмэн Ф. Дж.* Динамика вихрей. М.: Научный Мир, 2000. 375 с.
50. *Тассуль Ж.Л.* Теория вращающихся звезд. М.: Мир, 1982. 472 с.
51. *Фриш У.* Турбулентность. Наследие Колмогорова. М.: Фазис, 1998. 343 с.
52. *Чхетиани О.Г.* О локальной структуре спиральной турбулентности // Докл. АН. 2008. Т. 422. № 5. С. 618–621.
53. *Хакен Г.* Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах М.: Мир, 1985. 419 с.
54. *Ханаев А.А.* Генерация вихревых структур в атмосфере под действием спиральной турбулентности конвективного происхождения // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 3. С. 331–336.
55. *Хлопков Ю.И., Жаров В.А., Горелов С.Л.* Когерентные структуры в турбулентном пограничном слое. М.: МФТИ, 2002. 267 с.
56. *Andre J.C., Lesieur M.* Influence of helicity on high Reynolds number isotropic turbulence // J. Fluid Mech. 1977. V. 81. P. 187–207.
57. *Batchelor G.K.* Computation of the energy spectrum in homogeneous two dimensional turbulence // Phys. Fluids. Suppl. II. 1969. V. 12. № 12. P. 233–239.
58. *Biferale L., Pierotti D., Toschi F.* Helicity transfer in turbulent models // Phys. Rev. E. 1998. V. 57. P. R2515–R2518.
59. *Berezin Yu., Trofimov V.M.* A model of non-equilibrium turbulence with an asymmetric stress. Application to the problems of thermal convection // Continuum Mech. Thermodynamics. 1995. V. 7. P. 415–437.
60. *Bodenheimer P.* Angular momentum evolution of young stars and disks // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1995. V. 33. P. 199–238.
61. *Borue J., Orszag S.A.* Spectra in helical three-dimensional isotropic turbulence // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 7005–7009.
62. *Brandenburg A., Dobler W., Subramanian K.* Magnetic helicity in stellar dynamos: new numerical experiments // Astron. Nachr. 2002. V. 323. P. 99–122.
63. *Branover H., Moiseev S.S., Golbraikh E., Eidelman A.* Turbulence and structures: Chaos, fluctuations, and helical self-organization in nature and laboratory. San Diego: Acad. Press, 1999. 270 p.
64. *Brissaud A., Frisch U., Leorat J., Lesieur M., Mazure A.* Helicity cascade in fully developed turbulence // Phys. Fluids. 1973. V. 16. P. 1366–1367.
65. *Brown G.L., Roshko A.* On density effects and large structures in turbulent mixing layers // J. Fluid Mech. 1974. V. 64. P. 775–816.
66. *Charney J.* Geostrophic turbulence // J. Atmos. Sci. 1971. V. 29. № 6. P. 1087–1095.
67. *Chen Q., Chen S., Eyink G.* The joint cascade of energy and helicity in three-dimensional turbulence // Phys. Fluids. 2003. V. 15. № 2. P. 361–374.
68. *Crow S.C., Champagne F.H.* Orderly structures in jet turbulence // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. P. 547–591.
69. *Ditlevsen P., Giuliani P.* Cascades in helical turbulence // Phys. Rev. E. 2001a. V. 63. id. 036304.
70. *Ditlevsen P., Giuliani P.* Dissipation in helical turbulence // Phys. Fluids. 2001b. V. 13. P. 3508–3509.
71. *Ditlevsen P.* Turbulence and shell models. Cambridge, New York: Cambridge Univ. Press, 2011. 152 p.

72. *Ditlevsen P.* Cascades of energy and helicity in the GOY shell model of turbulence // *Phys. Fluids*. 1997. V. 9. P. 1482–1484.
73. *Dubrulle B., Valdettaro L.* Consequences of rotation in energetics of accretion disks // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 263. P. 387–400.
74. *Ferrari C.* On the differential equations of turbulent flow // *Механика сплошной среды и родственные проблемы анализа*. М.: Наука, 1972. 336 с.
75. *Gama S., Vergassola M., Frisch U.* Negative eddy viscosity in isotropically forced two-dimensional flow: linear and nonlinear dynamics // *J. Fluid. Mech.* 1994. V. 260. P. 95–126.
76. *Heinloo J.* Setup of turbulence mechanics accounting for a preferred orientation of eddy rotation // *Concepts of Physics*. 2008. V. 5. № 2. P. 205–218.
77. *Kerr B.W., Darkow G.L.* Storm-relative winds and helicity in the tornadic thunderstorm environment // *Weath. and Forecast*. 1996. V. 11. P. 489–496.
78. *Kichatinov L.L., Rüdiger G.* Λ -effect and differential rotation in stellar convection zones // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 276. P. 96–102.
79. *Klahr H.H., Bodenheimer P.* Turbulence in accretion disks: vorticity generation and angular momentum transport via the global baroclinic instability // *Astrophys. J.* 2003. V. 582. P. 869–892.
80. *Kolesnichenko A.V., Marov Ya.* The effect of spirality on the evolution of turbulence in the solar protoplanetary cloud // *Sol. Syst. Res.* 2007. V. 41. P. 1–18.
81. *Kolesnichenko A.V.* A synergetic approach to the description of stationary non-equilibrium turbulence of astrophysical present-day problems of mechanics and physics of space. To M.Ya. Marov's anniversary. М.: Fizmatlit, 2003. P. 123–162.
82. *Kolesnichenko A.V.* On the possibility of synergetic origin of mesoscale coherent structures in macroscopic theory of developed turbulence // *Mat. Model.* 2005. V. 17. № 10. P. 47–79.
83. *Kolesnichenko A.V.* On the simulation of helical turbulence in an astrophysical nonmagnetic disk // *Sol. Syst. Res.* 2011. V. 45. P. 246–263.
84. *Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Fundamentals of the mechanics of heterogeneous media in the circumsolar protoplanetary cloud: The effects of solid particles on disk turbulence // *Sol. Syst. Res.* 2006. V. 40. P. 1–56.
85. *Kraichnan R.H.* Inertial ranges in two-dimensional turbulence // *Phys. Fluids*. 1967. V. 10. № 7. P. 1417–1423.
86. *Kraichnan R.H.* Helical turbulence and absolute equilibrium // *J. Fluid Mech.* 1973. V. 59. P. 745–752.
87. *Kraichnan R.H.* Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence // *J. Fluid. Mech.* 1976. V. 77. P. 753–774.
88. *Krause F., Rüdiger G.* On the Reynolds stresses in mean-field hydrodynamics. I. Incompressible homogeneous isotropic turbulence // *Astron Nachr.* 1974a. V. 295. H. 2. P. 93–99.
89. *Krause F., Rüdiger G.* On the Reynolds stresses in mean-field hydrodynamics. II. Two-dimensional turbulence and the problem of negative viscosity // *Astron Nachr.* 1974b. V. 295. H. 4. P. 185–193.
90. *Lindborg E.* The energy cascade in a strongly stratified fluid // *J. Fluid Mech.* 2006. V. 550. P. 207–242.
91. *Lindborg E.* Stratified turbulence: a possible interpretation of some geophysical turbulence measurements // *J. Atmos. Sci.* 2008. V. 65. № 11. P. 2416–2424.
92. *Lesieur M.* *Turbulence in Fluids* (4th edition). Dordrecht: Springer, 2008. 558 p.
93. *Marov M.Ya., Kolesnichenko A.V.* *Mechanics of turbulence of multicomponent gases*. Dordrecht, Boston, London: Kluwer Acad. Publ., 2002. 375 p.
94. *Marov M.Ya., Kolesnichenko A.V.* *Chaotic and ordered structures in the developed turbulence // Astrophysical disks: Collective and stochastic phenomena* / Eds: Fridman A.M., Marov M.Ya. Dordrecht: Springer, 2006. P. 23–54.
95. *Marov M.Y., Kolesnichenko A.V.* *Turbulence and Self-Organization. Modeling Astrophysical Objects*. New York, Heidelberg, Dordrecht, London: Springer, 2012. 657 p.
96. *Malkus W.V.R.* Precession of the Earth as the cause of geomagnetism // *Science*. 1968. V. 160. P. 259–264.
97. *Mininni P.D., Alexakis A., Pouquet A.* Scale interactions and scaling laws in rotating flows at moderate Rossby numbers and large Reynolds numbers // *Phys. Fluids*. 2009. V. 21. id. 015108.
98. *Mininni P.D., Pouquet A.* Helicity cascades in rotating turbulence // *Phys. Rev. E*. 2009a. V. 79. id. 026304.
99. *Mininni P.D., Pouquet A.* Rotating helical turbulence. Pt. I. Global evolution and spectral behavior // *Phys. Rev. E*. 2009b, see also arXiv: 0909.1272. 2009. P. 1–9.
100. *Mininni P.D., Pouquet A.* Helical rotating turbulence. Part II. Intermittency, scale invariance and structures // *Phys. Rev. E*. 2009c, see also arXiv: 0909.1275. 2009. P. 1–11.
101. *Monin A.S., Yaglom A.M.* *Statistical Fluid Mechanics*. Cambridge: MIT Press, 1975. 874p.
102. *Moffatt H.K.* The degree of knottedness of tangled vortex lines // *J. Fluid Mech.* 1969. V. 35. P. 117–129.
103. *Moffatt H.K.* Geophysical and astrophysical turbulence // *Advances in turbulence* / Eds: Comte-Bellot G., Mathieu J. Springer-Verlag, 1986. P. 228–244.
104. *Moffatt H.K., Tsinober A.* Helicity in laminar and turbulent flow // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1992. V. 24. P. 281–312.

105. *Moffatt H. K.* Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1978.
106. *Nikolaevskiy V.N.* Angular Momentum in Geophysical Turbulence. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2003. 243 p.
107. *Onsager L.* Statistical hydrodynamics // *Nuovo Cim.* 1949. V. 6. Suppl. 2. P. 279–287.
108. *Pouquet A., Mininni P.D.* The interplay between helicity and rotation in turbulence: Implications for scaling laws and small-scale dynamics // *arXiv org/ads/0910.4522 v1.[physics.flu-dyn]*. 2009.
109. *Reynolds O.* On the dynamical theory of turbulent incompressible viscous fluids and the determination of the criterion // *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.* 1895. V. 186. P. 123–161.
110. *Rüdiger G.* On the Reynolds stresses in mean-field hydrodynamics. III. Two-dimensional turbulence and the problem of differential rotation // *Astron. Nachr.* 1974. V. 295. H. 5. P. 229–235.
111. *Rüdiger G.* Reynolds stresses and differential rotation. I. On recent calculations of zonal fluxes in slowly rotating stars // *Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.* 1980a. V. 16. P. 239–261.
112. *Rüdiger G.* On negative eddy viscosity in MHD turbulence // *Magnetic Hydrodynamics (Riga)*. 1980b. № 1. P. 3–14.
113. *Rogers M.M., Moin P.* The structure of the vorticity field in homogeneous turbulent flows // *J. Fluid Mech.* 1987a. V. 176. P. 33–66.
114. *Rogers M.M., Moin P.* Helicity fluctuations in incompressible turbulent flows // *Phys. Fluids.* 1987b. V. 30. P. 2662–2671.
115. *Sivashinsky G.I., Frenkel A.L.* On negative eddy viscosity under conditions of isotropy // *Phys. Fluids.* 1992. V. A4. P. 1608–1610.
116. *Shakura N.I., Sunyaev R.A., Zilitinkevich S.S.* On the turbulent energy transport in accretion discs // *Astron. and Astrophys.* 1978. V. 62. P. 179–187.
117. *Shtilman L., Levich E., Orszag S.A., Pelz R.B., Tsinober A.* On the role of helicity in complex fluid flows // *Phys. Lett. A.* 1985. V. 113. P. 32–37.
118. *Smith L.M., Chasnov J., Waleffe F.* Crossover from two- to three-dimensional turbulence // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 2467–2470.
119. *Smith L.M., Waleffe F.* Transfer of energy to two-dimensional large scales in forced, rotating three-dimensional turbulence // *Phys. Fluids.* 1999. V. 11. P. 1608–1622.
120. *Steenbeck M., Krause F., Radler K.-H.* A calculation of the mean electromotive force in an electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces // *Z. Naturforsch.* 1966. V. 21a. P. 369–376.
121. *Taylor G.I.* Eddy motion in atmosphere // *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.* 1915. V. 215. P. 1–26.
122. *Tsinober A., Levich E.* On the helical nature of three-dimensional coherent structures in turbulent flows // *Phys. Lett. A.* 1983. V. 99. P. 321–324.
123. *Vergassola M., Gama S., Frisch U.* Proving the existence of negative isotropic eddy viscosity // *NATO-ASI: Solar and Planetary Dynamos / Eds: Proctor M.R.E., Mathews P.C., Rucklidge A.M.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. P. 321–327.
124. *Yoshizawa A.* Self-consistent turbulent dynamo modeling of reversed field pinches and planetary magnetic fields // *Phys. Fluids.* 1990. V. B2 (7). P. 1589–1600.
125. *Wasiutynski J.* Studies in hydrodynamics and structure of stars and planets // *Astrophys. Norv.* 1946. V. 4. P. 86.
126. *Zhou Y.* A phenomenological treatment of rotating turbulence // *Phys. Fluids.* 1995. V. 7. P. 2092–2099.

УДК 523.53

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ ПОКРЫТИЯ ЗВЕЗДЫ ТУС 5254-00839-1 ТРИТОНОМ В 2022 Г. В ОБСЕРВАТОРИИ САНГЛОХ

© 2024 г. Г. И. Кохирова^{a,*}, Ф. Д. Рахматуллаева^a, Д. Л. Горшанов^b,
В. Н. Львов^b, А. В. Девяткин^b

^aИнститут астрофизики Национальной академии наук Таджикистана,
Душанбе, Республика Таджикистан

^bГлавная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Российская Федерация

*e-mail: kokhirova2004@mail.ru

Поступила в редакцию 22.11.2023 г.

После доработки 30.11.2023 г.

Принята к публикации 10.01.2024 г.

Оптические наблюдения покрытия звезды ТУС 5254-00839-1 спутником Нептуна Тритоном были проведены 6 октября 2022 г. на телескопе Цейсс-1000 обсерватории Санглох (MPC code 193). В результате фотометрической обработки изображений, построена кривая блеска звезды и выявлено, что участки спада и подъема блеска имели конечную продолжительность от 15 до 24 с. Это, по-видимому, объясняется наличием атмосферы у Тритона. Кроме того, на полученной кривой блеска этого явления по нашим и другим наблюдениям выявляется “ступенька”, которая может свидетельствовать о возможном присутствии у покрываемой звезды тесного слабого объекта. В результате астрометрической обработки определены высокоточные координаты Тритона на средний момент покрытия, которые в пределах ошибок измерений совпали с его эфемеридным положением.

Ключевые слова: Тритон, покрытие звезды, наблюдения, фотометрия, кривая блеска, астрометрия, координаты

DOI: 10.31857/S0320930X24040088, EDN: LTYQGA

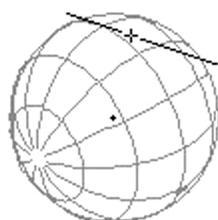
ВВЕДЕНИЕ

6 октября 2022 г. на Земле наблюдалось покрытие звезды из каталога ТУСНО-2 ТУС 5254-00839-1 спутником Нептуна Тритоном. Каталог GAIA DR3 содержит следующие координаты этой звезды: $\alpha = 23^{\text{h}} 36^{\text{m}} 52^{\text{s}}.448$, $\delta = 03^{\circ} 50' 09''.27$ (эпоха J2000). Ее звездная величина в полосе V, в соответствии с данными каталога ТУСНО-2, составляет 11.61^m. Полоса покрытия протянулась через середину Евразийского континента, проходя через Китай и Таджикистан. Ширина предсказанной траектории тени Тритона от северной до южной границы составила 1353 км (<http://occult.mit.edu/research/occultations/Triton/Triton.20221006>, 24.06.2023). С учетом того, что явление звездных покрытий является

одним из лучших средств исследования атмосфер планет и их спутников, сотрудники Института планетных наук (PSI) Массачусетского технологического института (MIT) и Лоуэлловской обсерватории инициировали организацию мировой наблюдательной кампании, обратившись к астрономам разных стран, включая Таджикистан, с предложением провести наблюдения этого явления. Научными целями наблюдательной кампании являются: уточнение параметров атмосферы Тритона на основе исследования пиков, спадов, “ступеней” или других особенностей кривой блеска; определение положения Тритона относительно небесной системы координат и его эфемериды, необходимых для наблюдений в будущих покрытиях; определение текущего точного

эффективного диаметра Тритона. В наблюдательной кампании приняли участие 19 обсерваторий Евразийского континента, среди них обсерватории в Благовещенске (Россия) и на Майданаке (Узбекистан).

Предложение коллег из США было поддержано в Таджикистане, и в Международной астрономической обсерватории Санглох Института астрофизики НАН Таджикистана 5–6 октября 2022 г. были проведены наблюдения затмения звезды Тритоном. Полученный наблюдательный материал был передан коллегам из Института планетных наук и Лувелловской обсерватории для исследования атмосферы Тритона и решения других задач, обозначенных в целях кампании. С учетом всесторонней научной ценности изучения данного затмения мы посчитали необходимым провести фотометрическую и астрометрическую редукцию полученных изображений и, используя полученные результаты, проанализировать особенности явления. Обработка ПЗС-кадров и анализ результатов выполнены совместно с сотрудниками Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН. Эфемеридные обстоятельства покрытия для обсерватории Санглох, полученные с помощью ПП ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012), представлены на рис. 1.



Тритон

Начало 14:41:58 UT
Конец 14:43:46 UT
Продолжительность ~108 с

+ 5254-00839-1

2022-10-06 14:43.0

Центр: RA = 233652.451 Dec = 055009.84

Кадр = 1.0"

Каталог: ТУС-21, Обсерватория: 193 Санглох

Рис. 1. Эфемериды явления покрытия звезды Тритоном 06.10.2022 г. для обсерватории Санглох.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Фотометрические наблюдения покрытия были проведены в обсерватории Санглох ($\varphi = 38^\circ 15' 40'' \text{N}$, $\lambda = 69^\circ 13' 04'' \text{E}$, $h = 2300 \text{ м}$, MPC code 193) на телескопе Цейсс-1000 (Кохирова и др., 2018). Телескоп оснащен ПЗС-камерой фирмы FLI, ПЗС-матрица которой содержит 1024×1024 пикселей размером $36 \times 36 \text{ мкм}$. Угловые размеры пикселя составляют $0''.6 \times 0''.6$. Также телескоп оснащен светофильтрами международной широкополосной системы Джонсона–Козинса *BVRI*.

Для правильной интерпретации результатов наблюдений необходимо было, помимо построения кривой блеска покрытия, определить разность блеска Тритона и звезды, для чего выполнить их фотометрические наблюдения до и после явления, когда их изображения разделены достаточным расстоянием. Однако явление покрытия звезды Тритоном в Таджикистане происходило вскоре после заката Солнца, поэтому наблюдения до явления пришлось выполнять в предыдущую ночь. Таким образом, наблюдения выполнялись в течение двух ночей.

Накануне явления (5 октября 2022 г.) снималась короткая серия кадров (15 мин.) с фильтрами *R* и *I* и экспозициями по 5 с. Тритон и звезда находились на расстоянии друг от друга, достаточном для уверенных измерений.

В ночь явления (6 октября 2022 г.) было проведено две серии наблюдений только с фильтром *I* и экспозициями по 2 с. Из-за медленного считывания ПЗС-камеры интервал между экспозициями составлял около 8 с.

Первая серия наблюдений была проведена за 53 минуты до явления и закончилась через 1 ч. 15 мин. после него. В начале первой серии наблюдений расстояние между звездой и Тритоном позволяло измерить более яркую звезду, но не тусклый Тритон. Затем изображения этих объектов начали сливаться друг с другом, что не позволило измерить их правильным образом. Примерно за 18 мин. до покрытия изображения полностью слились, и измерения были выполнены для суммарного изображения. Примерно через 13 мин. после явления суммарное изображение начало деформироваться, что исказило результаты его измерения. Примерно через 38 мин. после явления изображения разделились, но находились близко друг к другу, что позволило измерить только более яркую звезду.

Во второй серии наблюдений, начавшейся через 1 ч. 20 мин. после явления и длившейся

примерно 35 мин., изображения разошлись достаточно далеко для уверенного измерения Тритона.

Обработка наблюдений выполнялась с помощью программного пакета АПЕКС-II (Девяткин и др., 2010). Выполнялась апертурная и PSF-фотометрия. Точность PSF-фотометрии в данном случае оказалась примерно в полтора раза лучше, поэтому ниже приведены именно ее результаты.

В качестве опорных объектов для дифференциальной фотометрии использовались две наиболее яркие звезды, изображения которых попали на все кадры всех серий наблюдений, а также Нептун. На рис. 2 приведен пример

кадра, полученного спустя 1 ч. 50 мин. после явления. На нем подписаны все измерявшиеся объекты.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате фотометрической обработки получены кривые относительного блеска звезды и Тритона до и после явления, а также кривая блеска их суммарного изображения в отрезок времени, охватывающий явление; они приведены на рис. 3. В увеличенном масштабе кривая блеска покрытия, показывающая изменение суммарного блеска Тритона и звезды, приведена на рис. 4. На этих графиках по оси ординат

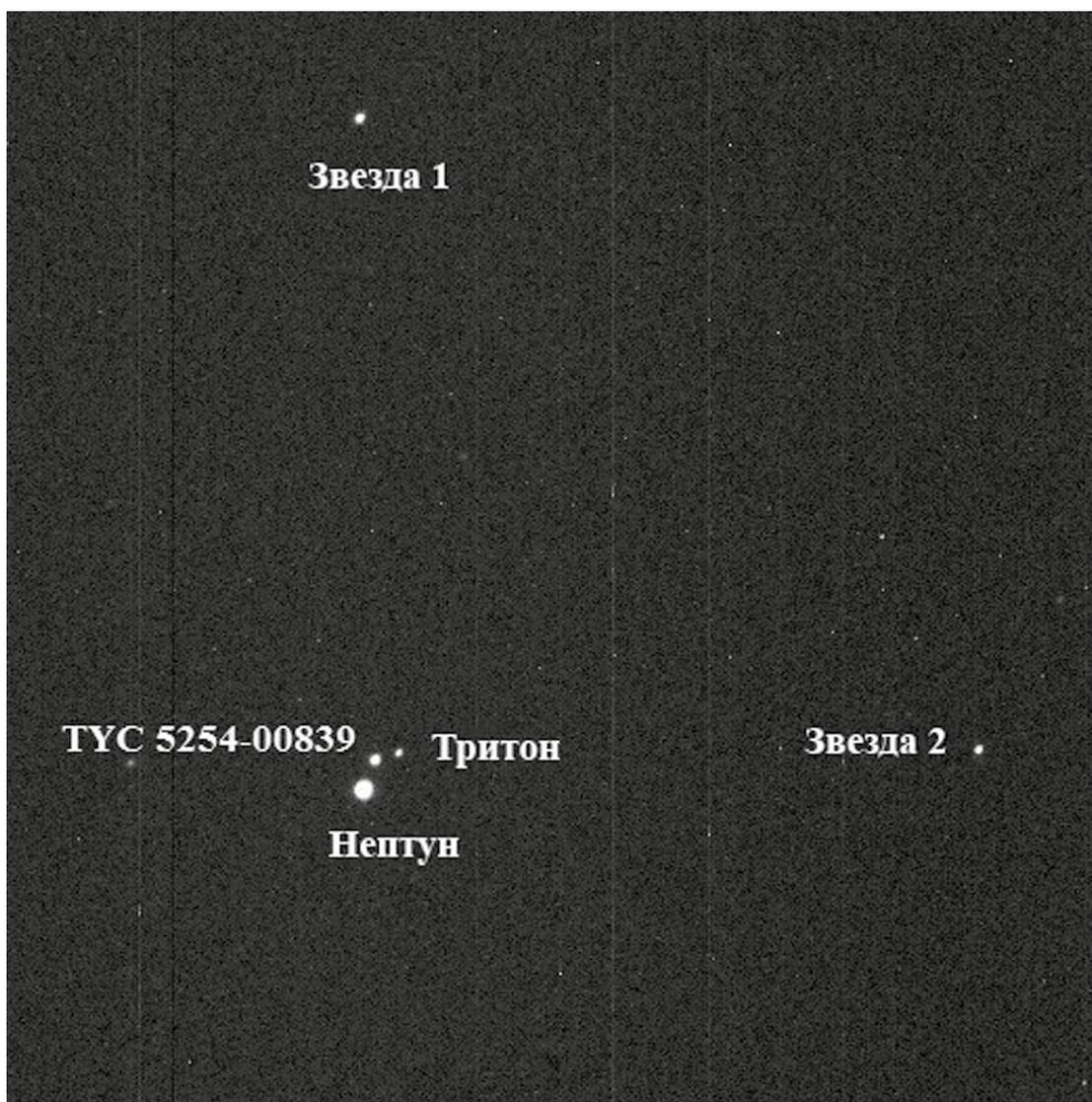


Рис. 2. Кадр с измеренными объектами, полученный 6 октября 2023 г. на телескопе Цейсс-1000 обсерватории Сан-глох после явления покрытия звезды Тритоном, длительность экспозиции с фильтром $I - 2$ с.

дан относительный блеск m в звездных величинах, по оси абсцисс — мировое время h в часах, ошибки фотометрических измерений нанесены в виде вертикальных баров.

Точность фотометрических измерений 5 октября значительно лучше, чем в последующую ночь, так как длительность экспозиций была в 2.5 раза больше. На левой панели рис. 3 бары ошибок ряда измерений звезды, соответствующие одному стандартному отклонению, приблизительно равны размерам точек на графике.

К сожалению, интервал между точками на кривой блеска покрытия весьма велик: около 8 с. Это не позволяет с нужной точностью определять моменты времени начала и конца различных участков кривой. Отчасти это компенсируется удовлетворительной фотометрической точностью.

На нисходящий и восходящий участки кривой блеска, соответствующие покрытию звезды атмосферой Тритона, попало по две точки

(рис. 4). Начало первого покрытия атмосферой произошло во временном интервале ($h:m:s$) между 14:40:42 и 14:40:50, конец — между 14:40:58 и 14:41:06 UTC. Начало второго атмосферного покрытия произошло между 14:42:08 и 14:42:16, конец — между 14:42:23 и 14:42:31 UTC. Соответственно, продолжительность спада блеска — между 16 и 24 с, продолжительность подъема блеска — между 15 и 23 с.

“Дно” кривой блеска покрытия, соответствующее интервалу времени, когда звезда полностью закрыта Тритоном, состоит из 9 точек, его продолжительность — от 62 до 78 с. Эфемеридные значения на момент покрытия следующие: угловая скорость Тритона — $0.065''/\text{мин.}$, угловой диаметр — $0''.129$ (вычисления выполнялись с помощью программного пакета ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012)). Таким образом, центральное покрытие должно было занять около 119 с. Из результатов наблюдений видно, что наблюдаемое покрытие было нецентральным.

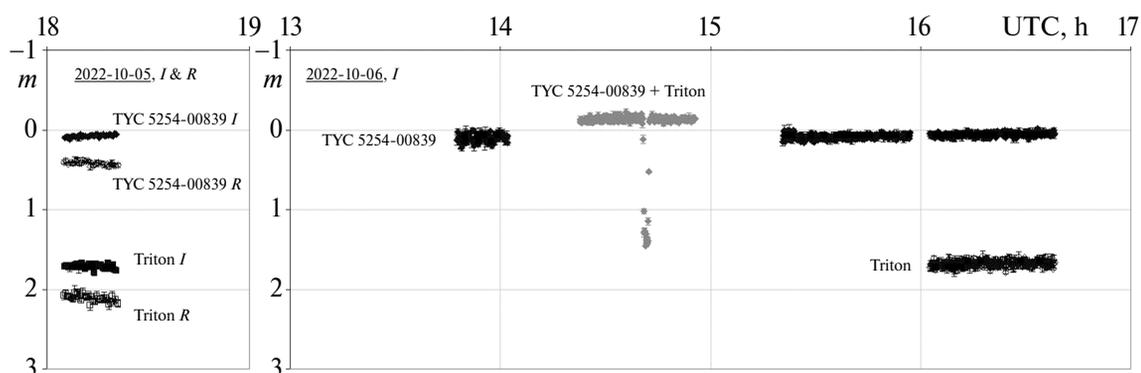


Рис. 3. Кривые относительного блеска звезды TYC 5254-00839-1 и Тритона до явления покрытия (левая панель) и после явления (правая панель), а также кривая блеска их суммарного изображения в отрезок времени, охватывающий явление (в центре правой панели).

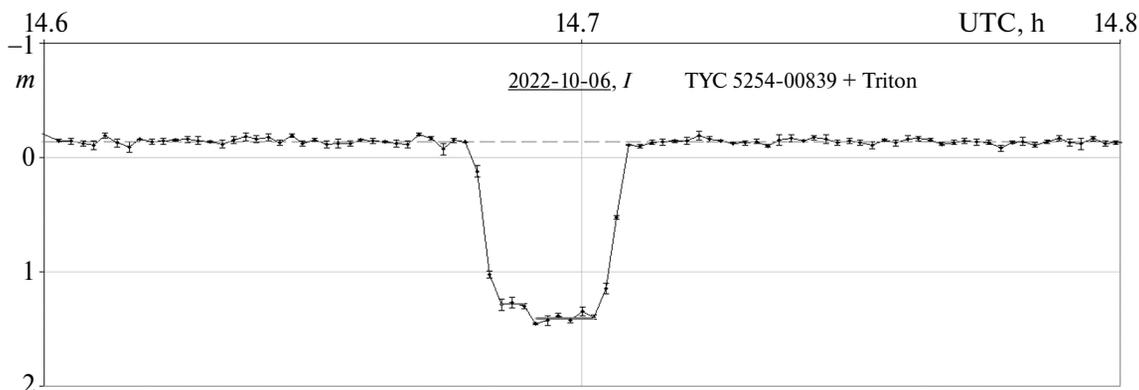


Рис. 4. Увеличенный масштаб кривой суммарного блеска покрытия Тритоном звезды TYC 5254-00839-1.

Средний момент покрытия — $14^h 41^m 37^s \pm 3^s$ UTC.

При этом “дно” кривой блеска почти плоское. При покрытиях звезд объектами, имеющими атмосферу, часто наблюдается повышение блеска вблизи середины покрытия (“центральная вспышка”), вызванное подсветкой атмосферы светом покрытой звезды. Однако в этот раз такого явления на кривой блеска не видно. Вместо этого уровень всего “дна” оказался выше, чем блеск одного Тритона (см. рис. 3).

Ниже приведены результаты анализа фотометрических особенностей явления в полосе I :

– Разность блеска Тритона и звезды, определенная до явления (накануне)	$1.639^m \pm 0.031^m$
– Разность блеска, определенная через полтора часа после явления	$1.620^m \pm 0.043^m$
– Средняя разность вне явления	$1.630^m \pm 0.037^m$
– Падение блеска во время явления составило	$1.501^m \pm 0.071^m$
– Разница между средней разностью вне явления и падением блеска во время явления равна	$0.129^m \pm 0.080^m$

Таким образом, во время покрытия не весь свет звезды был экранирован Тритоном. Часть его из-за рассеяния и преломления в атмосфере Тритона продолжала наблюдаться.

В начале “дна” кривой блеска покрытия есть “ступень”, состоящая из трех точек с высотой $0.118^m \pm 0.039^m$ относительно среднего уровня остальных шести точек “дна” (см. рис. 4). Длительность ее от 15 до 31 с.

На российском Интернет-форуме любителей астрономии есть сообщение от Ф.Д. Романова, посвященное наблюдениям данного покрытия (<https://astronomy.ru/forum/index.php/topic,283.3260.html>, 24.06.2023). По его просьбе наблюдения были выполнены в Yanqi Lake Observatory ($40^\circ 24' 29''.34$ N, $116^\circ 40' 14''$ E) в Пекине, Китай, на 0.7-метровом телескопе с $f/6.5$ (с фильтром R_C и экспозициями 1 с). Эти наблюдения были им обработаны, и получена кривая блеска явления (рис. 5). Интервалы между точками на этой кривой блеска составляют приблизительно 1.7 с, что позволяет более достоверно проследить все этапы покрытия. Однако фотометрическая точность этой кривой заметно хуже, чем в настоящей работе.

На кривой блеска, построенной Ф.Д. Романовым, в начале “дна” также просматривается “ступень”. Из-за худшей фотометрической точности она видна не столь отчетливо, как на нашей кривой. Однако такое совпадение двух

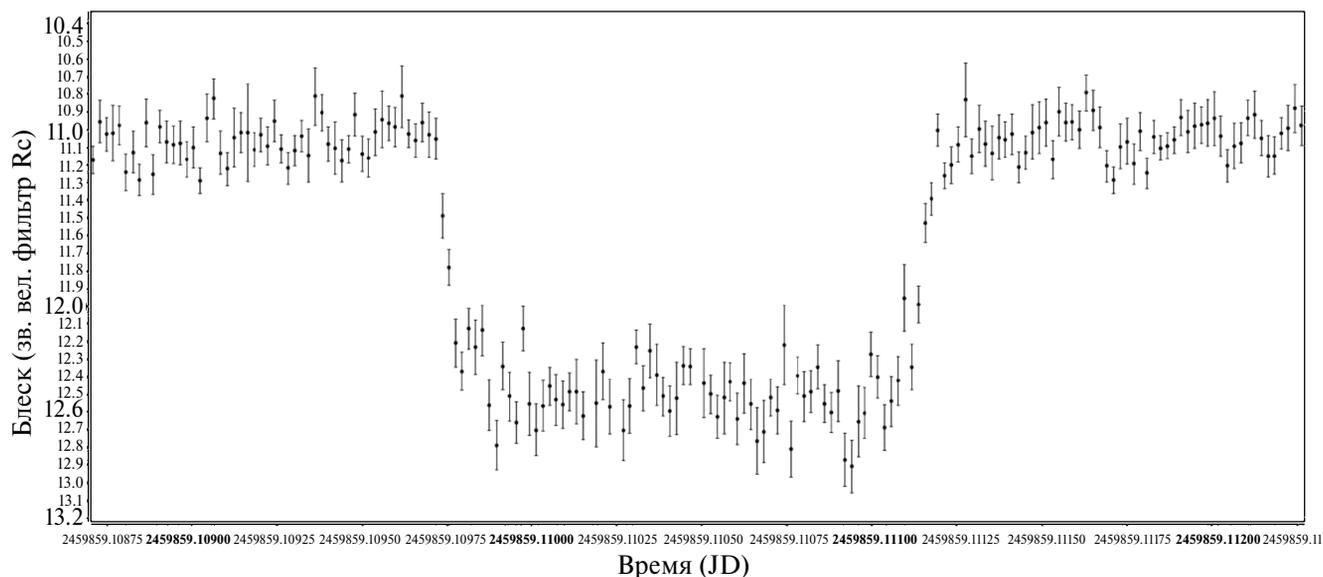


Рис. 5. Кривая блеска, полученная Ф.Д. Романовым по наблюдениям покрытия Тритоном звезды ГYC 5254-00839-1 на обсерватории Yanqi Lake Observatory (Китай) (<https://astronomy.ru/forum/index.php/topic,283.3260.html>, 24.06.2023).

кривых позволяет предположить, что эта особенность вызвана не ошибками наблюдений и обработки, а присутствием вблизи покрываемой звезды тусклого компаньона, который был покрыт Тритоном на 15–30 с позже самой звезды. По оценкам, сделанным по нашей кривой блеска, расстояние компаньона от звезды может составлять $0''.016 - 0''.033$ и разность блеска $2^m - 3^m$.

В кривой блеска “ступень” могли бы вызвать следующие объекты: слабая звезда фона, неизвестный спутник звезды, слабый неизвестный спутник Нептуна, объект пояса Койпера и др. Используя ПП ЭПОС, мы определили, что если брать все известные на данный момент 1.3 млн астероидов, то в поле размером $1'$ никаких астероидов нет. Информации о двойственности звезды также нет. Поэтому, вопрос об этом слабом объекте остается открытым.

АСТРОМЕТРИЯ

Схема, поясняющая явление покрытия, приведена на рис. 6. Звезда (S на рис. 6) ТУСНО-2 ТУС 5254-00839-1 в каталоге GAIA DR3 имеет координаты на эпоху J2000 $\alpha = 23^h 36^m 52^s.448$, $\delta = -03^\circ 50' 09''.27$ и собственные движения $\mu_\alpha \cos \delta = 2.279$, $\mu_\delta = -22.923$ (в тысячных долях угловой секунды в год). С учетом собственного движения на дату 6 октября 2022 г. на средний момент покрытия $14^h 41^m 37^s$ (UTC) координаты звезды будут следующие: $\alpha = 23^h 36^m 52^s.451$, $\delta = -03^\circ 50' 09''.79$. Зная скорость видимого движения Тритона (0.001090 угловой секунды в секунду времени), можно найти хорду BE на его диске ($0''.0763$), которую звезда прошла за время покрытия (70 с).

Зная позиционный угол видимого движения ($255^\circ.2$) и видимый радиус Тритона ($0''.06437$), можно построить эту хорду и определить длину и направление отрезка CS ($0''.05185$, из треугольника CES), соединяющего центр спутника и положение звезды на средний момент покрытия. Тогда длина отрезка круга склонений SV будет равна $|CS| \cos \angle CSV = -0''.05$, а отрезка $CV - |CS| \sin \angle CSV = +0^s.001$. Отсюда координаты Тритона на указанный момент таковы: $\alpha = 23^h 36^m 52^s.452$, $\delta = -03^\circ 50' 09''.84$, что соответствует величинам $(O-C)$ соответственно $+0^s.001$ и $+0''.02$.

В таблице для сравнения приведены эфемеридное (по данным PSI MIT и Ловелловской обсерватории) и измеренное нами положение Тритона на средний момент явления.

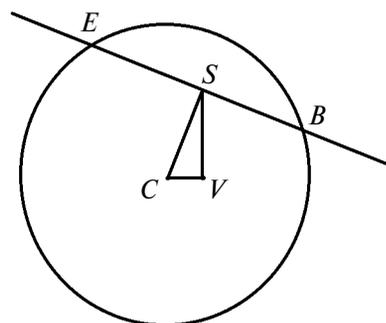


Рис. 6. Чертеж, поясняющий явление покрытия. Круг – видимый диск Тритона, C – его центр. Изображение звезды пересекает диск (позади него) по хорде BE , S – середина хорды, положение звезды в центральный момент покрытия. V – пересечение небесной параллели центра диска и круга склонений точки S .

Эфемеридное и измеренное по наблюдениям в обсерватории Санглюх положение Тритона на средний момент покрытия

Положение опорной звезды (Gaia DR3)	α (J2000)	δ (J2000)	Средний момент покрытия (UTC)	Источник
Тритон.20221006 (каталог на эпоху покрытия)	$23^h 36^m 52^s.451 \pm 0^s.0006$	$03^\circ 50' 09''.7954 \pm 0.0004$	$14^h 41^m 29^s \pm 27^s$	http://occult.mit.edu/research/occultations/Triton/Triton.20221006,24.06.2023
Тритон.20221006 (измерения)	$23^h 36^m 52^s.452 \pm 0^s.001$	$-03^\circ 50' 09''.84 \pm 0''.02$	$14^h 41^m 37^s \pm 3^s$	настоящая работа

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На телескопе Цейсс-1000 обсерватории Санглох Института астрофизики НАН Таджикистана 5–6 октября 2022 г. были выполнены оптические наблюдения покрытия звезды ТУС 5254-00839-1 спутником Нептуна Тритон. Построены кривые блеска звезды и Тритона до и после явления, а также кривая блеска явления покрытия. Показано, что во время покрытия не весь свет звезды был экранирован Тритон. Часть его из-за рассеяния и преломления в атмосфере Тритона продолжала поступать на Землю. На кривой блеска этого явления выявлена “ступенька”, которая может быть вызвана присутствием вблизи у покрываемой звезды слабого объекта, природа которого неизвестна. Найден средний момент покрытия. Определены координаты Тритона на средний момент покрытия, практически совпадающие с его эфемеридным положением.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджетов Института астрофизики НАНТ и ГАО РАН. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Десяткин А.В., Горшанов Д.Л., Куприянов В.В., Верещагина И.А.* Программные пакеты “Апекс-I” и “Апекс-II” для обработки астрономических ПЗС-наблюдений // *Астрон. вестн.* 2010. Т. 44. С. 74–87. (*Devyatkin A.V., Gorshanov D.L., Kouprianov V.V., Verestchagina I.A.* APEX I and APEX II software packages for the reduction of astronomical CCD observations // *Sol. Syst. Res.* 2010. V. 44. № 1. P. 68–80.)
2. *Львов В.Н., Цекмейстер С.Д.* Использование программного пакета ЭПОС для исследования объектов Солнечной системы // *Астрон. вестн.* 2012. Т. 46. № 2. С. 190–192. (*L'vov V.N., Tsekmeister S.D.* The use of the EPOS software package for research of the Solar System objects // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 2. P. 177–179.)
3. *Кохирова Г.И., Львов В.Н., Цекмейстер С.Д., Горшанов Д.Л., Десяткин А.В., Хамроев У.Х., Буриев А.М.* Определение орбиты астероида 2014 JO25 по наблюдениям в Таджикистане // *ДАН РТ.* 2018. Т. 61. № 5. С. 440–446.
4. <http://occult.mit.edu/research/occultations/Triton/Triton.20221006>, дата обращения 24.06.2023.
5. <https://astronomy.ru/forum/index.php/topic,283.3260.html>, 2023.

УДК 523.64

ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС ОКОЛОЗЕМНОЙ КОМЕТЫ 7P/PONS-WINNECKE

© 2024 г. А. О. Новичонок^{a,*}, А. А. Шмальц^b, С. В. Назаров^c, А. С. Позаненко^d,
Е. В. Новичонок^e, М. А. Терешина^b, В. А. Воропаев^b

^aФГБОУ «Петрозаводский государственный университет», Петрозаводск, Россия

^bИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

^cКрымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Россия

^dИКИ РАН, Москва, Россия

^eКарельский научный центр РАН, Петрозаводск, Россия

*e-mail: artnovich@inbox.ru

Поступила в редакцию 09.08.2023 г.

После доработки 12.12.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2024 г.

7P/Pons–Winnecke – околоземная короткопериодическая комета с умеренным уровнем активности. В этой работе мы представляем анализ наблюдений, выполненных в благоприятном появлении 2021 г., свидетельствующих о ее статусе как переходной стареющей кометы. Сублимация начинается близко к Солнцу: на расстоянии $R_{ON} = 1.76 \pm 0.1$ а. е., продолжается ~13 месяцев и, вероятно, обусловлена остаточными запасами водяного льда. Пылепроизводительность кометы даже в перигелии невысока (<150 кг/с), и 1.4% активной площади ядра достаточно, чтобы обеспечить данную потерю массы. Фотометрический возраст кометы $P_{AGE} = 54.4$ кометного года, что в совокупности с амплитудой кривой блеска $A_{SEC}(1;1) = 5.5^m$ соответствует статусу переходной средневозрастной кометы.

Ключевые слова: малые тела Солнечной системы, эволюция комет, околоземный объект, ядро кометы, пылепроизводительность, фотометрия

DOI: 10.31857/S0320930X24040094, EDN: LTXYDYN

ВВЕДЕНИЕ

Комета 7P/Pons–Winnecke (далее 7P/P–W) в 2021 г. вернулась с благоприятными условиями видимости: 12 июня, через 16 сут. после перигелия (27 мая), она сблизилась с Землей на 0.44 а. е., что позволило детально исследовать уровень активности кометы.

7P/P–W – крупная и относительно яркая короткопериодическая комета семейства Юпитера, обнаруженная в 1819 г. За последние 200 лет расстояние перигелия кометы q несколько раз менялось из-за сближения с Юпитером, принимая значения в интервале от 0.77 а. е. в первой половине XIX века до 1.26 а. е. (эпоха перигелия 1989 г.); сейчас $q = 1.23$ а. е. В последующие десятилетия эта величина вновь будет уменьшаться и достигнет $q = 0.84$ в конце XXI века (Kinoshita, 2016).

Таким образом, комета по определению ($q < 1.3$ а. е.) относится к группе объектов, сближающихся с Землей, и в дальнейшем, после полного прекращения сублимации из-за истощения околоповерхностных летучих веществ, может пополнить популяцию околоземных астероидов (Fernández и др., 2002).

7P/P–W обладает относительно крупным (диаметр $D_N = 5.2$ км (Lamy и др., 2004)) ядром, активность которого, как можно судить на основе наблюдений в прошлых появлениях, невелика. Следовательно, благоприятное появление 2021 г. дает нам возможность исследовать переходный объект, эволюционнодвигающийся к стадии спящей кометы (англ. “dormant comet”).

В этой работе мы представляем анализ наблюдений 7P/P–W в появлении 2021 г. (преимущественно авторских), свидетельствующих

о переходном статусе кометы, т.е. об относительно низкой активности ее ядра.

В разделе “Кривая блеска” проанализирована доперигелийная кривая блеска и определен момент “включения” кометы, т.е. видимого начала активности ее ядра. В разделе “Фотометрия” мы раскрываем наш подход к фотометрии, а в разделе “Темпы производства пыли” представлен анализ темпов пылепродуктивности. В разделе “Модель сублимации и процент активной площади ядра” на базе простой модели, математически характеризующей сублимацию водяного льда, рассчитывается активная площадь ядра кометы.

КРИВАЯ БЛЕСКА

Блеск и физические характеристики в благоприятном появлении 2021 г. Обзор наблюдений

Комета была переоткрыта за 16 месяцев до перигелия, близ противостояния в январе 2020 г. ($r_H = 4.26$ а. е.), когда была звездообразным объектом с блеском $\sim 21.5V$ и отслеживалась обзорами PanSTARRS (MPC-код F51), Mt. Lemmon (G96) и парой других обсерваторий (I81, L27) на протяжении полутора месяцев.

7P/P–W вновь стала наблюдаться после почти годового перерыва, непрерывный ряд наблюдений продолжался вплоть до перигелия и некоторое время после него. В ноябре 2020 г. она появилась на утреннем небе, имела блеск $\sim 20.5V$ и наращивала блеск в последующие недели. Объект оставался внешне звездообразным вплоть до февраля 2021 г., когда на снимках кометы сначала появилась очень компактная пылевая, а затем и тусклая, но обширная внешняя газовая кома (см. раздел “Наблюдения”).

Перед перигелием комета была видна на утреннем небе северного полушария, а потом ушла в южную полусферу неба.

Период визуальной видимости (ярче 14^m ; здесь и далее обозначение блеска через X^m обозначает блеск, определенный по результатам визуальных наблюдений с использованием звезд сравнения в полосах V и V_T (последнее – из каталога Tucho-2).) продолжался с апреля до начала сентября, при этом блеск перед перигелием рос стремительно (градиент $n = 9.7$ с начала марта и до перигелия, см. формулу (3)), что нередко характерно для старых комет. Наблюдалась также другая типичная черта этих

объектов – смещение максимального блеска в постперигелийную сторону. Пиковый блеск (немногим более тусклый, 11^m) держался с начала июня до начала июля (после перигелия и вблизи даты сближения с Землей).

Фиксируемый визуальными наблюдателями размер комы не превышал $2'$ в апреле–мае (до 45 тыс. км), но увеличился до $3'$ (60 тыс. км) в июне и $4'$ (до 100 тыс. км) в июле – начале августа, вновь уменьшившись до $1'–1'.5$ (до 50 тыс. км) к началу сентября. Степень конденсации комы к центру (DC) достигла максимума (5) в июле – начале августа, в апреле и середине сентября наблюдатели сообщали о $DC = 3$ (анализ в этом абзаце на основе наблюдений из базы данных COBS, <http://cobs.si>).

Вспышки. Для 7P/P–W характерны вспышки яркости: например, в мае 2008 г. ($r_H = 1.9$ а. е., стадия неактивного ядра незадолго до момента начала активности, см. раздел “Абсолютный блеск ядра и начало активности”) блеск псевдоядра на короткое время вырос на 3^m .

Возвращение 2021 г. также отметилось вспышками: два небольших (на несколько десятых зв. вел.) всплеска яркости зафиксировали регулярные наблюдения обзора ZTF: первый из них случился около 3.45 февраля 2022 г., так же (как и в 2008 г.) вблизи момента начала активности ($r_H = 1.80$ а. е.), а второй – почти двумя месяцами позже (Kelley, Lister, 2021).

Вспышки комет – типичная черта их поведения, они встречаются и на стадиях видимого отсутствия активности, как, например, у комет 1P/Halley и 2P/Encke. В случае кометы 1P/Halley вспышка произошла 12 февраля 1991 г. на гелиоцентрическом расстоянии $r_H \sim 14$ а. е. и, вероятно, возникла из-за кристаллизации аморфного льда (Prialnik, Bar-Nun, 1992), в то время как у 2P/Encke регулярно наблюдается активность близ афелия, которая выражается в аномальном повышении яркости кометы без видимых изменений ее внешнего (звездообразного) вида (Fernández и др., 2005).

Мы предполагаем, что в упомянутых случаях предперигелийной вспышечной активности 7P/P–W нарастающее по мере приближения кометы к Солнцу тепло вскрывает близкие к поверхности ядра кометы резервуары доступного льда; подобный сценарий наблюдался на ранней стадии активности 67P/Churyumov–Gerasimenko (Alí-Lagoa и др., 2015).

Еще одна вспышка 7P/P–W наблюдалась после перигелия, ~ 21 ноября 2022 г., когда внешне неактивное и уже далекое от Солнца ($r_H = 4.4$

а. е.) ядро кометы увеличило блеск более чем на 1.9^m , достигнув $r' = 19.7$ (Kelley и др., 2022).

Благоприятные появления в будущем. Следующие благоприятные возможности для исследований крупного и слабоактивного ядра 7P/P–W представляются в появлениях 2045, 2062, 2073 и 2084 гг.: во всех этих случаях комета подойдет к Земле на 0.3 а. е. или ближе, а в появлении 2062 г. сближение на 0.17 а. е. произойдет за неделю до перигелия. Так же к этим годам комета вновь уменьшит расстояние перигелия (см. раздел “Введение”), что может привести к увеличению ее активности из-за дополнительного солнечного тепла.

Наблюдения

Для определения момента начала активности 7P/P–W мы использовали данные собственных наблюдений (см. раздел “Фотометрия”), а также результаты фотометрии, опубликованные в базе Центра малых планет (MPC). Мы выбрали из архивов MPC наблюдения обзоров Catalina (код MPC – 703), Mt. Lemmon (G96), PANSTARRS (F51, F52), ATLAS (T05, T08), которые получили значительное количество внутренне согласованных рядов измерений.

Для анализа кривой блеска (см. раздел “Абсолютный блеск ядра и начало...”) также использовались любительские данные из базы кометных наблюдений COBS (в том числе результаты визуальных наблюдений, которые стали особенно актуальны на активной фазе вблизи перигелия).

Наблюдения в крупных профессиональных обзорах. Анализируя доступные в базе Центра малых планет наблюдения из вышеперечисленных обзоров (раздел “Наблюдения”) для астероида (1000) Piazzia, мы рассчитали поправочные коэффициенты, чтобы свести весь комплекс оценок блеска к полосе V . Поправка $V-G = 0.2$ рассчитывалась на базе авторских снимков, полученных без фильтра, на которых одни и те же звезды поочередно измерялись с привязкой к полосе V (использовался каталог APASS из AAVSO (The AAVSO...)) и к полосе G (каталог Gaia DR2). Обзоры 703 и G96 напрямую используют звезды сравнения в полосе G Gaia по снимкам без фильтров, в то время как наблюдения всех остальных обзоров были сопоставлены с данными из 703 и G96.

Сравнивая рассчитанные нами поправочные коэффициенты с коэффициентами Центра малых планет (Band Conversion...), мы обнаружили

существенные расхождения, поэтому для анализа использованы только определенные нами коэффициенты (табл. 1).

Таблица 1. Поправочные коэффициенты для фотометрических данных, полученных в профессиональных обзорах астероидов

Обзор, MPC-код (фильтр, F)	$V-F^1$
Mt. Lemmon, 703, G96 (G)	0.20
ATLAS, T05, T08 (c)	0.08
ATLAS, T05, T08 (o)	0.15
PanSTARRS, F51, F52 (w)	0.24

Примечание:

1 – поправочный коэффициент для пересчета полученного в обзоре блеска к полосе V .

Авторские наблюдения. Собственные наблюдения проводились с использованием следующих телескопов:

- 1.0-м f/12.8 телескоп системы Ричи–Кретьена Цейсс-1000 Симеизской обсерватории ИНАСАН (1.0-м RC);
- 0.36-м f/8 телескоп системы Ричи–Кретьена обсерватории ISON-Kitab (0.36-м RC);
- 0.35-м f/5 телескоп системы Ньютона “Синтез” Крымской астрофизической обсерватории (0.35-м N).

Чтобы получить как можно больший сигнал (в первые недели наблюдений речь шла о фиксации объекта в принципе) на стадии неактивного ядра (видимый блеск 18–20.5 V), мы проводили наблюдения без использования фотометрических фильтров. Блеск измерялся по большому количеству сравнимых с кометой по блеску звезд поля с привязкой к полосе G Gaia, которая относительно близка по профилю к чувствительности использованных ПЗС-камер без фильтра.

Мы впервые наблюдали комету 29 ноября 2020 г. (см. табл. 2), когда она уже подошла довольно близко ($r_H = 2.31$ а. е.) к Солнцу. 7P/P–W выглядела тусклым звездообразным объектом с блеском $\sim 20.5G$. Видимый блеск объекта соответствовал величине, ожидаемой от неактивного ядра. Следовательно, в начале и в конце 2020 г. комета действительно была неактивна (см. рис. 2), и продолжала быть неактивной во время большей части наших наблюдений (см. на рис. 1 примеры изображений от разных дат).

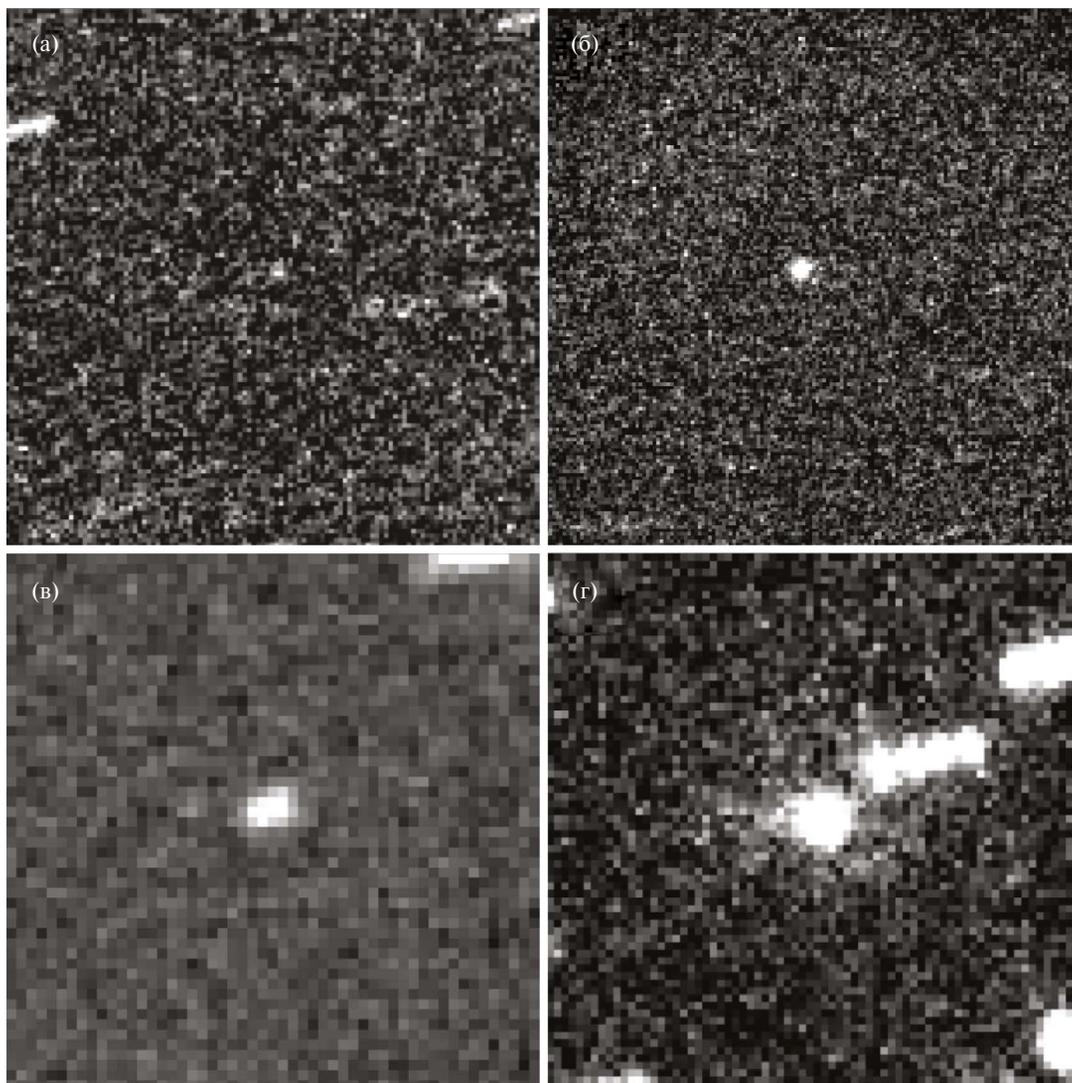


Рис. 1. Примеры изображений кометы 7P/P–W: (а) – 29.11. 2020, $G = 20.5$ (1.0-м RC*, неактивна); (б) – 04.02.2021 г., $G = 18.7$ (1.0-м RC, неактивна); (в) – 11.02.2021 г., $G = 18.7$ (0.36-м RC, близко к моменту начала активности); (г) – 15.03.2021 г., $G = 16.3$ (0.35-м N, активна). * – Телескопы в скобках имеют те же обозначения, что и в табл. 2. Каждая из врезок имеет поле зрения $90''$.

Впоследствии мы регулярно отслеживали 7P/P–W, измеряя ее интегральный блеск и изучая внешний вид объекта в сравнении с профилями звезд поля на ПЗС-изображениях, сделав 17 наблюдений вплоть до 14 апреля 2021 г. К этому моменту комета уже подошла близко к Солнцу ($r_H = 1.34$ а. е.), показывая сконденсированное псевдоядро и тусклую диффузную газовую кому (рис. 1г).

В начале и конце мая 2021 г. мы провели еще две серии наблюдений на 1.0-метровом телескопе Цейсс-1000 в период, когда комета была близка к перигелию и, очевидно, активна (см.

табл. 2). Эти наблюдения использовались для определения пылепроизводительности (см. раздел “Темпы производства пыли”) и общего уровня активности кометы (см. раздел “Модель сублимации и процент...”).

Абсолютный блеск ядра и начало активности

После переоткрытия в январе 2020 г. 7P/P–W наблюдалась вблизи противостояния на полуторамесячной дуге (см. раздел “Блеск и физические...”). Основываясь на предположении, что ядро было неактивно в эпоху

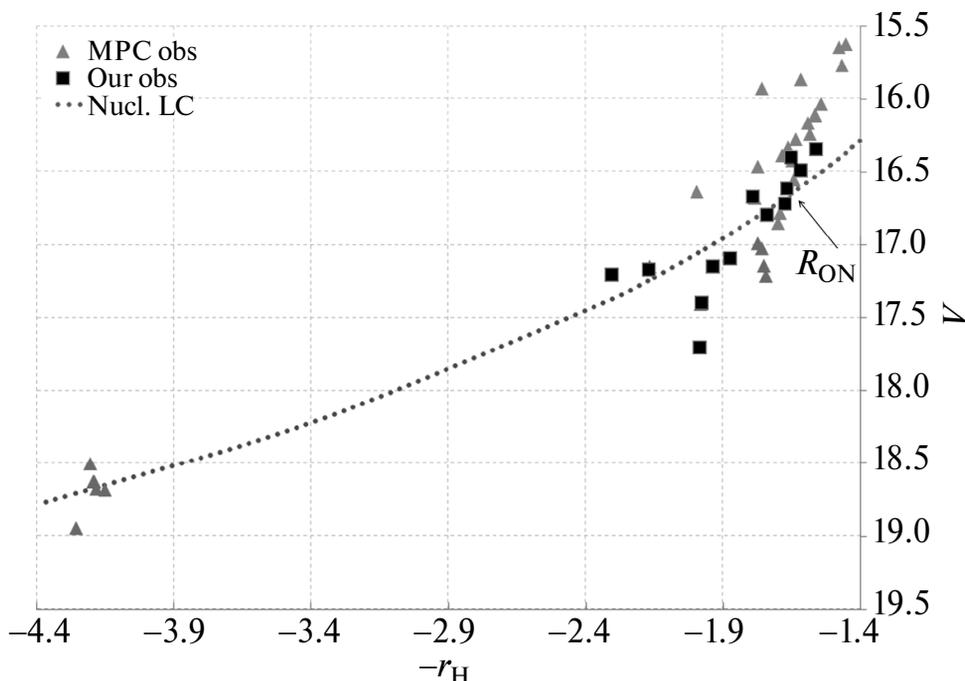


Рис. 2. Кривая блеска кометы 7P/P–W на гелиоцентрических расстояниях r_H $-4.4 \dots -1.45$ а. е. (минус означает период времени до перигелия, ось X). Показана кривая блеска неактивного ядра (nucl. LC), а также скорректированные к полосе V (ось Y) наблюдения: из базы MPC (MPC obs) и наши собственные (our obs). Стрелочкой показан примерный момент начала активности (RON).

первых наблюдений, мы определили его абсолютную звездную величину и построили кривую изменения его блеска в соответствии с $H-G$ -моделью (Думоск, 2007) для астероидов (приняв значение параметра $G = 0.15$). После этого нанесли на эту кривую собственные наблюдения и данные из архива Центра малых планет.

Момент начала активности на основе авторских данных. Анализируя обзорные и собственные наблюдения, мы нашли, что блеск кометы стал, очевидно, ярче ожидаемой астероидной кривой к 14 ± 2 февраля 2021 г. ($r_H = 1.72 \pm 0.02$ а. е., см. рис. 1).

Момент начала активности на основе данных обзора ZTF. Однородные данные обзора транзиентов Цвикки (ZTF) свидетельствуют (Kelley, 2021) о чуть более раннем моменте начала активности – около 5 февраля 2021 г. ($r_H = 1.78$ а. е.); при этом за три дня до этого ($r_H = 1.80$ а. е.) комета испытала кратковременную вспышку блеска на 0.4^m . Соответственно, с учетом наших данных в совокупности с данными обзора ZTF, мы используем для расчетов усредненное расстояние начала активности

$R_{ON} = 1.76 \pm 0.05$ а. е. Отметим, что оно невелико и сравнимо с расстояниями активации других старых короткопериодических комет, таких как 2P/Encke или 169P/NEAT (Ferrín, 2010).

Абсолютный блеск и диаметр ядра. Используя наблюдения 7P/P–W на неактивной стадии (январь 2020 г. и с конца ноября 2020 г. до конца января 2021 г.), мы определили абсолютный блеск ядра как $H_V = 15.52 \pm 0.12$, что соответствует эффективному диаметру ядра $D_N = 5.23 \pm 0.30$ км (в предположении геометрического альbedo $A_V = 0.04$). Это согласуется с оценкой $D_N = 5.2$ км из (Lamy и др., 2004), которую мы приводили в разделе “Введение”. Это еще раз косвенно подтверждает, что в использованный для расчетов период кометное ядро действительно было неактивно.

Эволюционный статус кометы

Чтобы охарактеризовать эволюционный статус кометы, мы используем понятие “фотометрический возраст” P_{AGE} , предложенное Ferrín (2010),

Таблица 2. Журнал авторских наблюдений кометы 7P/Pons–Winnecke

Tel ¹	Scale ²	UT Date ³	Elev. ⁴	Exp. ⁵	FWHM ⁶	r _H ⁷	Δ ⁸	α ⁹	App. ¹⁰	Mag ¹¹
1.0-m RC	0.78	2020 Nov. 29.10	+39	9 × 60s (C)	1.9	2.307	2.602	22.2	S	20.45 ± 0.15
0.36-m RC	1.72	2020 Dec. 17.00	+40	59 × 60s (C)	4.1	2.171	2.288	25.3	S	19.93 ± 0.24
0.36-m RC	1.72	2020 Dec. 29.03	+43	53 × 60s (C)	4.0	2.078	2.080	27.4	ND	>19.4
0.36-m RC	1.72	2021 Jan. 10.02	+51	34 × 60s (C)	5.0	1.985	1.877	29.3	S	20.15 ± 0.26
0.36-m RC	1.72	2021 Jan. 11.02	+51	46 × 60s (C)	5.2	1.978	1.861	29.5	S	19.83 ± 0.24
1.0-m RC	0.97	2021 Jan. 16.05	+33	10 × 60s (C)	3.1	1.939	1.779	30.3	S	19.51 ± 0.19
0.36-m RC	1.72	2021 Jan. 24.05	+58	60 × 60s (C)	4.7	1.652	1.877	31.6	S	19.33 ± 0.18
1.0-m RC	0.58	2021 Feb. 04.10	+50	20 × 60s (C)	1.9	1.793	1.484	33.3	S	18.72 ± 0.06
0.36-m RC	1.72	2021 Feb. 11.04	+59	60 × 60s (C)	4.4	1.741	1.384	34.5	S	18.73 ± 0.12
1.0-m RC	0.78	2021 Feb. 20.09	+50	5 × 60s (C)	1.8	1.674	1.261	36.0	S	18.48 ± 0.15
1.0-m RC	0.78	2021 Feb. 21.10	+52	9 × 60s (C)	1.9	1.667	1.248	36.2	S	18.37 ± 0.12
1.0-m RC	0.78	2021 Feb. 23.13	+55	15 × 120s (C)	3.1	1.652	1.221	36.5	S	18.12 ± 0.19
0.36-m RC	1.72	2021 Feb. 28.02	+55	50 × 60s (C)	4.2	1.617	1.159	37.4	S	18.12 ± 0.17
1.0-m RC	0.78	2021 Mar. 08.05	+61	12 × 60s (C)	2.3	1.561	1.063	38.9	A	17.83 ± 0.07
0.35-m N	1.26	2021 Mar. 15.06 ^A	+48	5 × 180s (C)	3.3	1.514	0.984	40.3	A	16.3
0.35-m N	1.26	2021 Apr. 10.07 ^B	+51	8 × 180s (C)	3.9	1.361	0.733	46.0	A	----
0.35-m N	1.26	2021 Apr. 14.07 ^B	+51	9 × 180s (C)	4.0	1.342	0.500	46.9	A	----
1.0-m RC	0.44	2021 May 03.02	+40	8 × 60s (R)	2.2	1.269	0.568	50.6	A	----
1.0-m RC	0.44	2021 May 05.04	+43	6 × 60s (R)	1.7	1.264	0.556	50.7	A	----
1.0-m RC	0.44	2021 May 06.02	+40	8 × 60s (R)	1.4	1.261	0.550	50.9	A	----
1.0-m RC	0.44	2021 May 08.02	+39	9 × 60s (R)	1.6	1.257	0.539	51.1	A	----
1.0-m RC	0.44	2021 May 10.00	+33	10 × 60s (R)	2.6	1.252	0.529	51.3	A	----
1.0-m RC	0.58	2021 May 24.01	+30	8 × 30s (B) 4 × 30s (V) 13 × 30s (R)	1.9	1.235	0.471	51.7	A	----
1.0-m RC	0.58	2021 May 25.02	+31	4 × 60s (B) 5 × 60s (V) 16 × 30s (R)	2.4	1.235	0.468	51.6	A	----
1.0-m RC	0.58	2021 May 26.04	+34	33 × 30s (R)	1.6	1.234	0.466	51.6	A	----
1.0-m RC	0.58	2021 May 27.02	+30	16 × 30s (R)	1.6	1.234	0.463	51.5	A	----

Примечания:

Пустой строкой разделены наблюдения, использовавшиеся для определения момента начала активности (выше пустой строки) и наблюдения, использовавшиеся для определения пылепродуктивности (ниже).

¹ – Используемый инструмент: 1.0-m RC (1.0-метровый телескоп Цейсс-1000 Симеизской обсерватории ИНАСАН); 0.36-m RC (0.36-метровый телескоп обсерватории ISON-Китаб).

² – Масштаб ПЗС-изображений, '' на 1 пиксель.

³ – Среднее время данного наблюдения.

⁴ – Средняя высота объекта над горизонтом во время наблюдения, градусы.

⁵ – Используемая выдержка и фильтр (количество кадров × экспозиция одного кадра и в скобках – фильтр).

⁶ – FWHM звезд поля.

⁷ – Гелиоцентрическое расстояние объекта в момент проведения наблюдений.

⁸ – Геоцентрическое расстояние объекта в момент проведения наблюдений.

⁹ – Фазовый угол объекта в момент проведения наблюдений.

¹⁰ – Краткое описание внешнего вида объекта: ND – не обнаружен, S – выглядит звездообразно, блеск согласуется с ожидаемым блеском неактивного ядра кометы; A – объект показывает явные признаки активности (очевидную диффузность или кому).

¹¹ – Измеренный блеск в полосе Gaia DR2 G. Для незафиксированного объекта – предел яркости, определенный по звездам с отношением сигнал/шум SNR = 5; для активных объектов – интегральный блеск (вместе с комой).

^A – 2021 Mar. 15: тусклая диффузная кома 1'.5.

^B – 2021 Apr. 10, 14: комета в густом звездном поле, оценка интегральной яркости затруднена.

$$P_{AGE} = \frac{1440}{A_{SEC}(1;1) \cdot (-R_{ON} + R_{OFF})}. \quad (1)$$

Мы получаем P_{AGE} в условных единицах – кометных годах (comet years, с.у.). R_{ON} и R_{OFF} – моменты начала и окончания активности кометы (в а. е.), а A_{SEC} – амплитуда кривой блеска – определяется как

$$A_{SEC}(1;1) = H_V - m1(1;1;0), \quad (2)$$

т.е. A_{SEC} – разница между интегральным блеском активной кометы на расстояниях 1 а. е. от Солнца и Земли при фазовом угле 0° и абсолютным блеском ее ядра.

Амплитуда A_{SEC} . 7P/P–W проходит перигелий на расстоянии $q = 1.23$ а. е. от Солнца, нам же нужен блеск на расстоянии $r_H = 1.0$ а. е. от Солнца и $\Delta = 1.0$ а. е. от Земли (для расчета величины $m1(1;1;0)$). Поэтому мы применили экстраполяцию доперигелийной кривой блеска, которая с момента низких уровней активности (с начала марта 2021 г.) и до перигелия хорошо описывается уравнением:

$$m1 = 10.0 + 5 \lg D + 2.5 \cdot 9.7 \lg r_H. \quad (3)$$

Для расчета этого уравнения мы использовали совокупную выборку визуальных и фотографических оценок блеска из кометной базы COBS. Поскольку основной вклад в видимый блеск 7P/P–W вносит пыль (см. раздел “Показатели цвета”), оценки были скорректированы к фазовому углу $\phi = 0^\circ$ в рамках композитной фазовой функции кометной пыли от Schleicher (2010).

Базируясь на этом уравнении, мы получили $A_{SEC}(1;1) = 5.5^m$. Отметим, что за исследованный близкий к перигелию период времени комета быстро наращивала свой блеск, поэтому к экстраполяции между реальным перигелием ($q = 1.23$ а. е.) и расстоянием от Солнца $r_H = 1.0$ а. е. следует отнестись с осторожностью: вполне возможно, что в экстраполируемом промежутке расстояний ($q = 1.23 \dots 1.0$ а. е.) столь быстрый рост блеска не будет продолжаться.

Проверить это на практике можно будет начиная с возвращения 2039 г., когда расстояние перигелия 7P/P–W вновь станет < 1 а. е.

Расстояние окончания активности R_{OFF} . Для определения момента окончания активности использовались доступные в базе Центра малых планет наблюдения для появления 2015 г., поскольку в появлении 2021 г. в нужный период

времени комета не наблюдалась из-за соединения с Солнцем.

Анализируя эти данные, мы выяснили, что комете свойственна выраженная тепловая инертность, в целом характерная для слабоактивных короткопериодических комет: после перигелия активность сходит на нет значительно дальше, чем начинается на восходящей дуге орбиты (до перигелия). Отчасти это может быть ложным ощущением из-за крупных частиц пыли с медленной динамикой: когда ядро кометы уже перестает сублимировать, они могут все еще оставаться поблизости (после чего либо отдаляются, либо оседают обратно на ядро), увеличивая видимый блеск псевдоядра кометы даже в тот период времени, когда реальная активность уже завершена.

Основываясь на данных появления 2015 г. мы определили момент времени, когда блеск кометы становится таким, какой мы ожидаем от неактивного ядра: $R_{OFF} = 3.05 \pm 0.1$ а. е., и именно это значение использовано в дальнейших расчетах. Значительно более далекое расстояние инактивации в сравнении с расстоянием активации вносит некоторые неопределенности в характеристику эволюционного статуса кометы (см. раздел “Фотометрический возраст”). В целом такая особенность является типичной чертой поведения периодических комет и возникает, вероятно, из-за термической инертности ядра (постепенное охлаждение по мере отдаления от Солнца) и остаточной сублимации вскрытых вблизи перигелия активных областей.

Фотометрический возраст. Подставляя в формулу (1) все значения, мы получаем, что для кометы 7P/P–W $P_{AGE} = 54.4$ кометного года (сокращенно – с.у. от “comet years”). В рамках классификации Ferrín (2010) это соответствует средневозрастной ($30 < P_{AGE} < 70$ с.у.) комете, схожей по этому параметру с 67P/Churyumov–Gerasimenko или C/1983 H1 (IRAS–Araki–Alcock), но значительно более молодой в сравнении с классическими примерами “старых” комет – 2P/Encke, 26P/Grigg–Scjellerup, 169P/NEAT.

С другой стороны, амплитуда кривой блеска 7P/P–W точно соответствует величине, определенной Ferrín (2010, рис. 5) в качестве границы между стареющими и старыми кометами, но позднее окончание активности поднимает комету выше этой границы, поэтому мы описываем ее как стареющую, на переходной стадии между средневозрастными и старыми.

ФОТОМЕТРИЯ

Мы измеряли 7P/P–W на суммах кадров, сложенных по направлению движения кометы; для получения сигнала звезд сравнения использовались суммы тех же кадров, сложенные по звездам. Использовалась апертурная фотометрия; фон измерялся в кружке, расположенном за пределами видимой комы кометы или на расстоянии нескольких FWHM от неактивного ядра 7P/P–W.

Подход к фотометрии, использовавшийся на стадии неактивного ядра, описан в разделе “Авторские наблюдения”. Для определения показателей цвета кометной пыли (см. раздел “Показатели цвета”) и пылепроизводительности (см. раздел “Темпы производства пыли”) использовались снимки в широкополосных фильтрах *B*, *V* и *R* (фотометрическая система Johnson–Cousins, см. табл. 2). Значения блеска звезд сравнения извлекались из каталогов AAVSO APASS и, при необходимости (для перевода в R_c -блеск), пересчитывался из фотометрической системы обзора SDSS с использованием опубликованных формул соответствия (Transformation between ...).

В качестве звезд сравнения использовались звезды с высоким отношением сигнал/шум ($SNR > 100$) звезды поля с околосолнечными показателями цвета (показатели цвета $B-V$ в диапазоне 0.45 ... 0.85), от 3 до 7 штук, а иногда и больше для каждой серии.

Мультиапертурная фотометрия, сделанная в радиусе 2...10 пикселей, позволила построить профили яркости кометы для каждой отснятой вблизи перигелия серии и рассчитать блеск внутри радиусов, соответствующих необходимым для определения пылепроизводительности физическим размерам (см. раздел “Темпы производства пыли”). Рассчитанный блеск был приведен к фазовому углу $\alpha = 0^\circ$ с использованием комбинированной функции Schleicher, 2010 для кометной пыли, а после пересчитана в абсолютный блеск H_R по формуле:

$$H_R = m_0 - 5\lg(r_H D), \quad (4)$$

где m_0 – скорректированный блеск комы кометы, приведенный к фазовому углу $\alpha = 0^\circ$.

Показатели цвета

Для определения показателей цвета внутренней комы кометы использовались серии

в фильтрах *BVR*, полученные вблизи перигелия 7P/P–W, в последовательные ночи 23/24 и 24/25 мая (см. табл. 2).

В обоих случаях измерения сигнала кометы проводились внутри нескольких последовательных круговых апертур с диаметром от 5.2 до 11.0'' (соответствует физическому размеру от 1.8 до 3.7 тыс. км на расстоянии кометы для обеих дат). По мере удаления от псевдоядра 7P/P–W значения показателей цвета изменялись в пределах погрешности, поэтому в табл. 3 мы представляем усредненные значения.

Таблица 3. Показатели цвета кометы 7P/Pons–Winnecke вблизи перигелия в сравнении с показателями цвета Солнца и средними значениями показателей цвета для активных комет семейства Юпитера (КСЮ)

Date	$B-V$	$V-R$	$B-R$
2021 May 24.01	0.75 ± 0.03	0.40 ± 0.03	1.15 ± 0.03
2021 May 25.02	0.90 ± 0.03	0.43 ± 0.03	1.31 ± 0.03
Солнце ¹	0.64 ± 0.02	0.35 ± 0.01	1.00 ± 0.02
Активные КСЮ ²	0.75 ± 0.02	0.47 ± 0.02	1.22 ± 0.02

Примечания: ¹ – Приведены показатели цвета Солнца из Holmberg и др. (2006);

² – Данные по активным КСЮ из Solontoi и др. (2012).

Цвета кометы 7P/P–W несколько краснее солнечных и соответствуют средним цветам активных КСЮ.

Эти соответствия подтверждают, что основной вклад в измеряемый поток кометы (особенно на снимках в фильтре R_c , использовавшихся для измерения пылепроизводительности) внесил отраженный от пылевых частиц комы солнечный свет.

Из-за интенсивных эмиссий кометных газов, в основном приходящихся на широкополосные фильтры *B* и *V* (эту мысль иллюстрирует спектр типичной кометы, наложенный на чувствительность широкополосных фотометрических фильтров; напр., см. на сайте Bryssinck, 2021), цвета “газовых” комет часто значительно отклоняются от референсных значений. Поскольку частицы газа движутся намного быстрее более массивных частиц пыли, это проявляется тем сильнее, чем дальше от ядра проводятся измерения. Даже у 2P/Encke, которая является ярким примером “газовой” кометы, в излучении самых внутренних частей комы доминирует отражение солнечного света от пыли (Jockers и др., 2005).

Поскольку показатели цвета 7P/P–W в нашем случае соответствует средним цветам пылевых ком похожих комет, а измерения проводились в пределах околоядерной области, мы можем использовать эти данные для характеристики кометной пыли.

ПАРАМЕТРЫ КОМЕТНОЙ ПЫЛИ

Фотометрический базис

Пылепроизводительность ядра кометы определялась фотометрически. Для этого мы использовали две серии снимков, полученных в период с 3 по 9 мая 2021 г. (за ~3 недели до перигелия гелиоцентрическое расстояние r_H кометы ~1.26 а. е.) и с 24 по 27 мая 2021 г. (непосредственно перед перигелием, $r_H \sim 1.24$ а. е.) в Симеизской обсерватории ИНАСАН (см. сводку журнала наблюдений в табл. 2). Наблюдения проводились с использованием фотометрического фильтра R_c (Johnson–Cousins system) с целью отграничить пылевую компоненту комы от ярких (в полосах B и V , которые также использовались для измерения показателей цвета кометы) газовых эмиссий.

Расчитанный по формуле (4) абсолютный блеск пересчитывался в площадь сечения пыли C_e (в км²) с использованием формулы (Jewitt, 2017):

$$C_e = \frac{1.5 \times 10^6}{p_V} 10^{-0.4H_V}. \quad (5)$$

Здесь p_V – геометрическое альbedo кометной пыли в полосе V . Абсолютный блеск H_R в фильтре R приводился к абсолютному блеску H_V в фильтре V с использованием определенного нами показателя цвета $V-R = 0.415$ (см. табл. 3 в разделе “Показатели цвета”).

При расчете площади сечения пыли мы сделали коррекцию на присутствие ядра внутри комы, вычитая из полученного значения блеска внутри фотометрической апертуры ожидаемый средний блеск ядра 7P/P–W (см. раздел “Наблюдения”), хотя его вклад на наибольшей стадии активности близ перигелия практически не оказывал влияния на результат.

Размеры и скорости пылевых частиц

Размер пылевых частиц. Для оценки размера преобладающих пылевых частиц мы исследовали морфологию пылевой компоненты комы кометы по глубоким любительским изображениям, опубликованным в интернете. Так, на снимке от 18 мая 2021 г. (автор –Jäger) пылевой хвост 7P/P–W

можно проследить до длины 3'.5 (см. рис. 3), что соответствует 95.6 тыс. км (исходя из упрощения, что хвост направлен в антисолнечном направлении) на гелиоцентрическом расстоянии кометы $\Delta = 0.493$ а. е. с учетом фазового угла $\phi = 51^\circ.8$.

Считая, что на формирование хвоста такой длины понадобилось ~73 суток (именно такое время прошло с момента начала активности ядра кометы до момента указанного наблюдения, см. раздел “Абсолютный блеск ядра и начало активности”), можно оценить типичную скорость кометной пыли в хвосте 7P/P–W как $U \approx 15.2$ м/с.

Отметим, что множество самых мелких пылинок отдалились намного дальше от ядра и перестали быть видимы из-за низкой плотности, а значит, и поверхностной яркости отдаленных частей хвоста. В то же время наиболее крупные частицы движутся медленнее и сохранились в более близких к ядру видимых частях хвоста.

Скорость кометной пыли зависит от размеров пылевых частиц и действия внешних сил. Расстояние L , на которое давление солнечного света способно “сдвинуть” пылевые частицы с течением времени можно оценить как (Jewitt, 2019)

$$L = \frac{\beta g}{2r_H^2} t^2, \quad (6)$$

где $g = 0.006$ м/с² – характеристика солнечной гравитации на расстоянии кометы от Солнца $r_H = 1$ а. е., β – параметр, представляющий собой отношение двух сил, влияющих на пылевую частицу – давления солнечного света и гравитации. Чем меньше величина параметра β , тем крупнее пылевая частица.

Чтобы в первом приближении оценить средний размер пылевых частиц, мы использовали (Jewitt, 2019)

$$\beta = \frac{1}{\alpha}, \quad (7)$$

где размер пылевых частиц α выражен в мкм (10^{-6} м).

Подставляя $L = 95.6$ тыс. км, $t = 6.3 \times 10^6$ с и используя среднее (с момента начала активности до момента указанного наблюдения, 18 мая) гелиоцентрическое расстояние $r_H = 1.38$ а. е. в формулу (4), получаем $\beta = 0.0015$. Получается, в пылевой коме 7P/P–W преобладают довольно крупные (миллиметрового класса) частицы со средним размером ~0.65 мм. Вероятно, это значение является в той или иной степени завышенным, поскольку более удаленные от ядра, следовательно, более рассеянные, тусклые и неплотные части хвоста просто не проработались на исследованных изображениях.

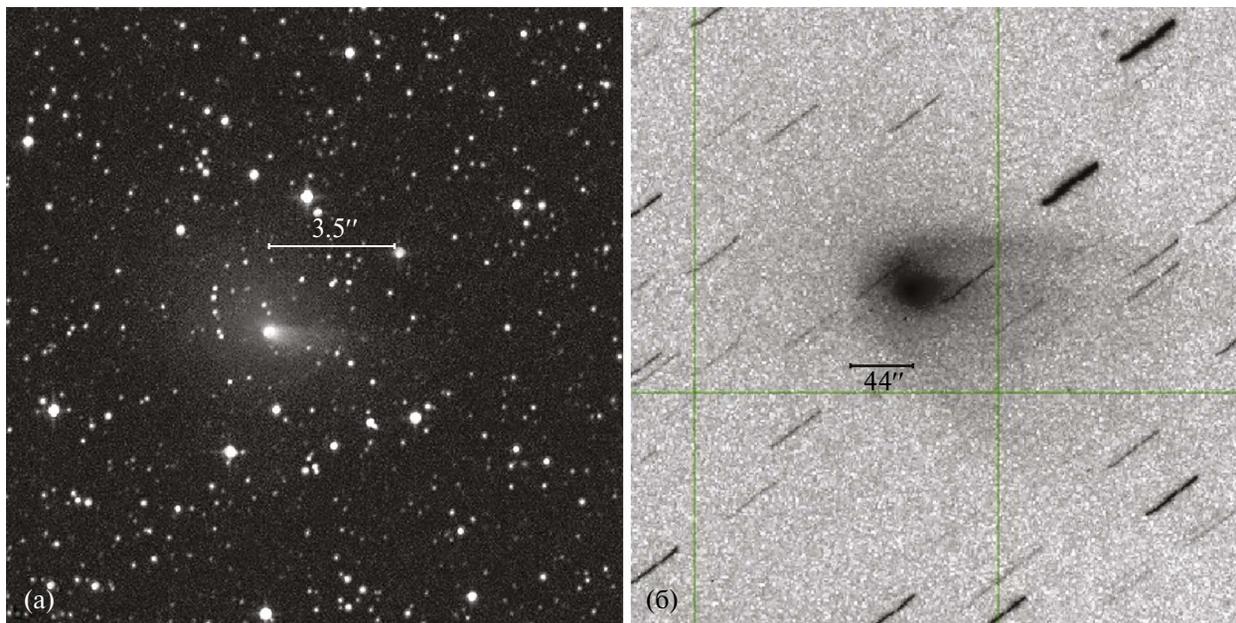


Рис. 3. Любительские изображения кометы 7P/P–W, позволившие определить размерные параметры облака пыли кометы. Север сверху, восток слева. Обозначено антисолнечное направление (–S) и вектор обратного движения (–V): (а) – полученный 18 мая 2021 г. снимок М. Jäger (с 0.3-метровым телескопом), на котором пылевой хвост прослеживается до 3′.5; (б) – снимок Т. Angel, полученный 4 июня 2021 г. (2.0-метровый телескоп Фолкса), показывает пылевую кому после недавней вспышки. Параболическая форма комы сформировалась в условиях гравитации и давления солнечного света. Показано угловое расстояние до вершины параболы, определенной по видимому контрасту комы.

Начальная скорость выброса частиц. Для оценки начальной скорости выброса кометной пыли мы, с разрешения авторов, использовали опубликованные в Интернете любительские снимки, полученные после вспышки 7P/P–W в начале июня, когда внутренняя пылевая кома кометы приобрела параболическую форму с четко очерченной вершиной, направленной к Солнцу. Например, на снимке Т. Angel (4 июня) угловое расстояние от псевдоядра кометы до вершины параболической части комы – 44′′ (что соответствует $s = 14265$ км на удалении кометы).

Зная это, можно оценить скорость выброса направленных к Солнцу частиц V по формуле (Jewitt и др., 2015)

$$s = \frac{V^2 r_H^2}{2\beta g}. \quad (8)$$

Подставляя $s = 14265$ км, $\beta = 0.0015$ и $r_H = 1.24$ а. е., получаем $V = 12.9$ м/с, что в целом соотносится с рассчитанной ранее типичной скоростью кометной пыли ($U > 15.2$ м/с, см. выше в этом же разделе).

Поскольку гелиоцентрическое расстояние r_H между 4 июня (момент получения снимка, на основе которого определялась скорость) и датами авторских наблюдений (2–9 мая и 24–27 мая) изменялось незначительно (на несколько сотых а. е., см раздел “Фотометрический базис” и табл. 2), мы принимаем это значение без изменений для оценки пылепроизводительности в течение двух майских периодов.

Темпы производства пыли

Пылепроизводительность кометы \bar{M} рассчитывалась по формуле (Jewitt, 2019)

$$\bar{M} = \frac{4\rho\bar{\alpha}\Delta C_e}{3\Delta t}, \quad (9)$$

где ρ – объемная плотность пылевых зерен комы [г/см³], $\bar{\alpha}$ – средний размер пылевых частиц [мм], Δ – геоцентрическое расстояние кометы [а. е.], C_e – площадь поперечного сечения пыли внутри измеряемой апертуры [км²], t – время [с]. Плотность пылевых частиц кометы 7P/P–W точно не известна, поэтому для расчетов

мы использовали значение $\rho = 0.5 \text{ г/см}^3$, полученное для другой короткопериодической кометы – 67P/Churyumov-Gerasimenko – в ходе миссии Rosetta (Fulle и др., 2018).

При расчете пылепроизводительности мы использовали полученную выше (см. раздел “Начальная скорость выброса...”) информацию о скорости пылевых частиц, измеряя на снимках каждой серии только наиболее внутреннюю, двухдневную часть комы с радиусом $r = 2229 \text{ км}$ (считая, что средняя скорость частиц составляла 12.9 м/с).

Таблица 4. Пылепроизводительность кометы 7P/Pons–Winnecke вблизи перигелия

Date	C_c	\bar{M}
2021 May 03.02	27.30	68.5
2021 May 05.04	27.42	68.7
2021 May 06.02	26.65	66.8
2021 May 08.02	31.38	78.7
2021 May 10.00	32.46	81.4
2021 May 24.01	35.89	90.0
2021 May 25.02	55.91	140.2
2021 May 26.04	40.94	102.7
2021 May 27.02	31.23	78.3

Примечание: горизонтальной полосой в табл. 4 разделены два набора данных: начало мая и конец мая 2021 г.; C_c – суммарная площадь сечения двухдневной (в радиусе $r = 2229 \text{ км}$) пыли [км^2]; \bar{M} – темпы производства пыли [кг/с].

В табл. 4 приведены значения полученных площадей сечения пыли C_c и средней пылепроизводительности за двое суток до момента каждого наблюдения, рассчитанные по формулам (5) и (9).

Как видим, 7P/P–W вблизи перигелия демонстрирует не выдающиеся, но все еще весьма значительные ($67\text{--}140 \text{ кг/с}$) темпы производства пыли. Отметим, что это значение может быть завышено, если оценка среднего размера пылинок преувеличена (см. раздел “Размер пылевых частиц”). Если так, его можно рассматривать как верхний предел, верный по порядку величины.

В целом, полученные значения намного меньше, если сравнивать с наиболее активными кометами. Так, гигантская C/1995 O1 (Hale-Bopp) в период близости к Солнцу теряла $\sim 2 \text{ тыс. т}$ пыли в 1 с. (Jewitt, Matthews, 1999), а комета Галлея вблизи перигелия 1986 г. – $3.1 \times 10^3 \text{ кг/с}$ (McDonnell и др., 1986). С другой

стороны, пылепроизводительность 7P/P–W сравнима с ней же для активных комет семейства Юпитера, см., например, 67P/Churyumov-Gerasimenko ($180 \pm 50 \text{ кг/с}$ (Ishiguro, 2008)) или 22P/Kopff (260 кг/с (Moreno и др., 2012)).

В заключение отметим, что активность 7P/P–W намного выше, чем у комет на финальных этапах перехода к инертным объектам или комет Главного пояса астероидов. В качестве примера малоактивных комет можно привести 252P/LINEAR или P/2006 HR₃₀ (Siding Spring), которые близ перигелия ($q = 1.00$ и 1.23 а. е. соответственно) производили лишь $\sim 4 \text{ кг/с}$ пыли (Coulson и др., 2017; Hicks, Bauer, 2007). Кометы Главного пояса показывают еще меньшие цифры: так, 238P/Read испускала 0.2 кг/с пыли в период своего перигелия в 2005 г. (Hsieh и др., 2008), а едва активная 133P/Elst-Pizarro – еще на порядок меньше, $2 \times 10^{-2} \text{ кг/с}$ (Hsieh и др., 2004).

Все это позволяет считать 7P/P–W кометой семейства Юпитера на промежуточной стадии эволюции – умеренно активной, но еще далекой от затухания и перехода к внешней инертности.

МОДЕЛЬ СУБЛИМАЦИИ И ПРОЦЕНТ АКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ ЯДРА

Чтобы дополнительно количественно охарактеризовать пылепроизводительность ядра, а именно долю его активной площади, используем простейшую модель сублимации (как в (Jewitt и др., 2015) или (Meech и др., 2017)). Эта модель позволяет рассчитать массу сублимирующего газа при известном потоке поступающего от Солнца тепла. Улетающие молекулы газа увлекают за собой пыль, формируя пылевую кому, значительно (в разы, десятки или сотни раз) увеличивающую видимый блеск объекта.

Свободные параметры модели – свойства ядра (радиус, плотность, альbedo, коэффициент излучения (англ. emissivity), свойства пыли (размер, плотность, фазовая функция) и доля активной площади ядра.

Поздняя активация 7P/P–W при малом расстоянии перигелия позволяет нам априори предположить, что за активность отвечает сублимация водяного льда – самого тугоплавкого, а значит, и долгоживущего среди распространенных кометных газов.

Используем уравнение энергетического баланса ядра кометы (Meech и др., 1986)

$$\frac{F_S(1 - A)}{R^2} = \chi \left[\epsilon \sigma T^4 + L(T) \frac{dm_s}{dt} + \kappa \frac{dT}{dz} \right]. \quad (10)$$

Здесь левая часть уравнения характеризует поглощенное солнечное тепло, а правая – энергию абсолютно черного тела вкпе с энергетикой сублимации и прогрева недр кометного ядра. Мы предполагаем, что эта величина, описываемая последним слагаемым в правой части уравнения, пренебрежимо мала, и не используем последнее слагаемое правой части уравнения в расчетах. Параметр χ связан со скоростью вращения ядра и показывает, насколько оно изотермально. Он может принимать значения от 2 (медленно вращающийся объект со значительной разницей дневных и ночных температур) до 4 (очень быстро вращающийся изотермальный объект с примерно одинаковыми дневными и ночными температурами). Потеря массы на единицу площади (dm_s/dt) связана с давлением паров сублимирующего газа и средней скоростью его молекул.

Равновесная температура ядра $T = T_{BB}(r)$ для данного гелиоцентрического расстояния r_H рассчитывалась по формуле (Jewitt, 2013)

$$T_{BB}(r_H) = \sqrt[4]{\frac{F_S}{4\sigma r_H^2}}. \quad (11)$$

Значение параметра удельной теплоты парообразования воды $L(T)_{H_2O}$ рассчитано по данным из (Meesch и др., 1986).

Используя для расчетов перечисленные в табл. 5 значения, мы получаем, что для объяснения наблюдающихся темпов производства пыли необходимо 1.2 км² (1.4% при диаметре 5.2 км) активной площади ядра, что в целом свидетельствует об относительно низком, но все еще существенном уровне активности.

Активная площадь может быть еще ниже, если соотношение пыли и газа в коме кометы меньше 1. Эта величина обладает значительной вариабельностью у различных комет и судить о ней достоверно без спектроскопических и инфракрасных наблюдений не получится. Например, у кометы галлеевского типа 126P/IRAS она равна ~3.3 (Lisse и др., 2004), а у особенно богатой льдами кометы 252P/LINEAR ~0.025 (Coulson и др., 2017).

Кроме того, процент активной площади не стоит воспринимать прямолинейно: величина верна только в том случае, если сублимация идет с чистого льда, что в случае старых, покрытых мантией из инертной темной пыли комет является очевидным упрощением. В реальности активность (от слабой до умеренной) сосредоточена в отдельных районах ядра, а также небольших по площади областях, где инертная мантия

Таблица 5. Численные значения параметров сублимационной модели, использованные для расчетов

Параметр	Значение
F_S – солнечная постоянная	1361 Вт/м ²
A – альbedo Бонда ядра	0.04 ²
χ – характеристика изотермальности ядра	2 ¹
ε – коэффициент излучения	0.9 ²
σ – постоянная Стефана–Больцмана	5.67×10 ⁻⁸ Вт м ⁻² К ⁻⁴
$T_{BB}(r_H)$ – равновесная температура ядра для данного гелиоцентрического расстояния r_H	251 К ³
$L(T)_{H_2O}$ – удельная теплота парообразования	2.47×10 ⁶ Дж/кг
Соотношение пыли и газа в массе комы	1 ⁴
r_H – расстояние от Солнца	1.23 а. е. ³
Пылепроизводительность кометы	102.8 кг/с ³

Примечания:

¹ – Ядро 7P/P–W вращается медленно, период вращения $6.8 \leq P_{\text{rot}} \leq 9.5$ (Snodgrass и др., 2005).

² – Предполагаемое усредненное значение.

³ – Использовано усредненное расстояние четырех наиболее близких к перигелию наблюдений наблюдений 24–27 мая 2021 г. (см. табл. 2).

⁴ – Хотя это значение может сильно меняться от кометы к комете, у многих короткопериодических комет оно близко к 1 (например, у хорошо изученной 67P/Churyumov-Gerasimenko (Marschall и др., 2020)).

истончается или “прорывается”. В результате на относительно коротких интервалах времени происходит активная сублимация, приводящая к выбросам в космос большого количества пыли (Sierks и др., 2015).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Обладающая относительно крупным ($D_N = 5.2$ км (Lamy и др., 2004)) ядром комета 7P/P–W неактивна на большей части своей орбиты; активность начинается на гелиоцентрическом расстоянии $R_{ON} = \sim 1.76$ а. е., продолжается в течение ~13 месяцев вокруг перигелия и заканчивается на значительно больших

гелиоцентрических расстояниях по сравнению с началом: $R_{\text{OFF}} = 3.05 \pm 0.1$ а. е.

2. Амплитуда вековой кривой блеска кометы $A_{\text{SEC}}(1;1) = 5.5^m$, фотометрический возраст $P_{\text{AGE}} = 54.4$ кометного года, что в совокупности соответствует переходной средневозрастной комете по классификации Ferrin (2010).

3. Максимальная пылепроизводительность кометы в перигелии не превышает 1.5×10^2 кг/с (типично – менее 100 кг/с). Если в ее основе лежит сублимация воды, то лишь 1.4% активной площади ядра достаточно для поддержания этого уровня активности.

Авторы выражают признательность ЦКП “Терскольская обсерватория” ИНАСАН за возможность использования данных, полученных на телескопе Цейсс-1000 Симеизской обсерватории.

Авторы также благодарят любителей астрономии Michael Jäger и Tony Angel за возможность использовать их снимки для определения размерных параметров облака пыли кометы, а также телескопы им. Фолкса (Faulkes Telescopes Project...), на одном из которых было получено второе изображение, и сообщество наблюдателей “Охотники за кометами” (Comet Chasers Team), в рамках которого работает Tony Angel.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета научных организаций. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Всехсвятский С.К. Физические характеристики комет. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958. 575 с. *Alí-Lagoa V., Delbo M., Libourel G.* Rapid temperature changes and the early activity on comet 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Astrophys. J. Lett.* 2015. V. 810. № 2. id. L22 (5 p.).
2. Band Conversion //URL: <https://www.minorplanetcenter.net/iau/info/BandConversion.txt>
3. *Bryssinck E.* Optical filters for Afp-observations of comets //URL: http://www.astronomie.be/erik.bryssinck/filters_for_afrho.html Дата обращения 01.09.2023
4. *Coulson I.M., Cordiner M.A., Kuan Y.J., Tseng W.L., Chuang Y.L., Lin Z.Y.* JCMТ Spectral and Continuum Imaging of Comet 252P/LINEAR // *Astron. J.* 2017. V. 153. № 4. P. 153–169.
5. *Dymock R.* The H and G magnitude system for asteroids // *J. British Astron. Assoc.* 2007. V. 117. № 6. P. 342–343.
6. *Fernández J.A., Gallardo T., Brunini A.* Are there many inactive Jupiter-family comets among the near-Earth asteroid population? // *Icarus.* 2002. V. 159. № 2. P. 358–368.
7. *Fernández Y.R., Lowry S.C., Weissman P.R., Mueller B.E.A., Samarasinha N.H., Belton M.J.S., Meech K.J.* New near-aphelion light curves of Comet 2P/Encke // *Icarus.* 2005. V. 175. № 1. P. 194–214.
8. *Ferrín I.* Atlas of secular light curves of comets // *Planet. and Space Sci.* 2010. V. 58. № 3. P. 365–391.
9. Faulkes Telescope Project //URL: <https://www.faulkes.com/ Faulkes-telescope-project>
10. *Fulle M., Bertini I., Della Corte V., Güttler C., Ivanovski S., La Forgia F., Lasue J., Lvasseur-Regourd A.C., Marzari F., Moreno F., Mottola S., Naletto G., Palumbo P., Rinaldi G., Rotundi A., and 32 co-autors.* The phase function and density of the dust observed at comet 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 476. № 2. P. 2835–2839.
11. *Jewitt D., Matthews H.* Particulate mass loss from comet Hale-Bopp // *Astron. J.* 1999. V. 117. № 2. P. 1056–1062.
12. *Jewitt D.* Properties of near-Sun asteroids // *Astron. J.* 2013. V. 145. № 5. id. 133 (6 p.). *Jewitt D., Li J., Agarwal J., Weaver H., Mutchler M., Larson S.* Nucleus and mass loss in active asteroid 313P/Gibbs // *Astron. J.* 2015. V. 150. № 3. id. 76 (11 p.).
13. *Jewitt D., Hui M.T., Mutchler M., Weaver H., Li J., Agarwal J.* A comet active beyond the crystallization zone // *Astrophys. J. Lett.* 2017. V. 847. № 2. id. L19 (5 p.).
14. *Jewitt D., Agarwal J., Hui M.T., Mutchler M., Weaver H.* Distant comet C/2017 K2 and the cohesion bottleneck // *Astrophys. J.* 2019. V. 157. № 2. id. 65 (11 p.).
15. *Jockers K., Kiselev N., Bonev T., Rosenbush V., Shakhovskoy N., Kolesnikov S., Efimov Yu., Shakhovskoy D., Antonyuk K.* CCD imaging and aperture polarimetry of comet 2P/Encke: Are there two polarimetric classes of comets? // *Astron. and Astrophys.* 2005. V. 441. № 2. P. 773–782.
16. *Hicks M.D., Bauer J.M.* P/2006 HR30 (Siding Spring): A low-activity comet in near-Earth space // *Astrophys. J.* 2007. V. 662. № 1. P. L47–L50.
17. *Holmberg J., Flynn C., Portinari L.* The colours of the Sun // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2006. V. 367. № 2. P. 449–453.
18. *Hsieh H.H., Jewitt D.C., Fernández Y.R.* The strange case of 133P/Elst-Pizarro: a comet among the

- asteroids // *Astron. J.* 2004. V. 127. № 5. P. 2997–3017.
19. *Hsieh H.H., Jewitt D., Ishiguro M.* Physical properties of main-belt comet P/2005 U1 (Read) // *Astron. J.* 2008. V. 137. № 1. P. 157–168.
 20. *Ishiguro M.* Cometary dust trail associated with Rosetta mission target: 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Icarus.* 2008. V. 193. № 1. P. 96–104.
 21. *Kelley M.S.P.* Small outbursts of comet 7P/Pons-Winnecke // Comets-MI mailing list. 2021. № 29575. URL: <https://groups.io/g/comets-ml/message/29575>
 22. *Kelley M.S.P., Lister T.* Small Apparent Outbursts of Comet 7P/Pons-Winnecke // *Astronomer's Telegram.* 2021. № 14486. URL: <https://www.astronomerstelegram.org/?read=14486>. *Kelley M.S., Ye Q., Donaldson A., Murphy B., Snodgrass C., Opatom C.* Apparent outburst of Comet 7P/Pons-Winnecke // *Astronomer's Telegram.* 2022. № 15772. URL: <https://www.astronomerstelegram.org/?read=15772>.
 23. *Kinoshita K.* Comet 7P/Pons-Winnecke orbit // Comet orbit home page. 2016. URL: <https://jcometobs.web.fc2.com/pcmtn/0007p.htm>
 24. *Lamy P.L., Toth I., Fernández Y.L., Weaver H.A.* The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei // *Comets II* // Eds: Festou M.H., Keller U., Weaver H.A. Tucson: Univ. Arizona Press, 2004. P. 223–264.
 25. *Lisse C.M., Fernández Y.R., A'Hearn M.F., Grün E., Käufel H.U., Osip D.J., Lien D.J., Kostiuik T., Peschke S.B., Walker R.G.* A tale of two very different comets: ISO and MSX measurements of dust emission from 126P/IRAS (1996) and 2P/Encke (1997) // *Icarus.* 2004. V. 171. № 2. P. 444–462.
 26. *Marschall R., Markkanen J., Gerig S.B., Pinzón-Rodríguez O., Thomas N., Wu J.S.* The dust-to-gas ratio, size distribution, and dust fall-back fraction of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko: inferences from linking the optical and dynamical properties of the inner comae // *Frontiers in physics.* 2020. V. 8. P. 227–242.
 27. *McDonnell J., Alexander W.M., Burton W.M., Bussoletti E., Clark D.H., Gard R.J.L., Grün E., Hanner M.S., Hughes D.W., Igenbergs E., Kuczera H., and 18 co-authors.* Dust density and mass distribution near comet Halley from Giotto observations // *Nature.* 1986. V. 321. Suppl. 6067. P. 338–341.
 28. *Meech K.J., Jewitt D., Ricker G.R.* Early photometry of comet P/Halley: Development of the coma // *Icarus.* 1986. V. 66. № 3. P. 561–574.
 29. *Meech K.J., Schambeau C.A., Sorli K., Kleyna J.T., Micheli M., Bauer J., Denneau L., Keane J.V., Toller E., Wainscoat R., Hainaut O., Bhatt B., Sahu D., Yang B., Kramer E., Magnier G.* Beginning of activity in long-period comet C/2015 ER61 (PANSTARRS) // *Astron. J.* 2017. V. 153. № 5. id. 206 (11 p.).
 30. *Moreno F., Pozuelos F., Aceituno F., Casanova V., Sota A., Castellano J., Reina E.* Comet 22P/Kopff: Dust environment and grain ejection anisotropy from visible and infrared observations // *Astrophys. J.* 2012. V. 752. № 2. id. 136 (12 p.).
 31. *Prialnik D., Bar-Nun A.* Crystallization of amorphous ice as the cause of comet P/Halley's outburst at 14 AU // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 258. P. L9–L12.
 32. *Sierks H., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., Keller H.U., Agarwal J., A'Hearn M., Angrilli F., Auger A.-T., and 54 co-authors.* On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Science.* 2015. V. 347. № 6220. id. aaa1044.
 33. *Schleicher D.* *Composite Dust Phase Function for Comets* // 2010. URL: <https://asteroid.lowell.edu/comet/dustphase/>
 34. *Snodgrass C., Fitzsimmons A., Lowry S.C.* The nuclei of comets 7P/Pons-Winnecke, 14P/Wolf and 92P/Sanguin // *Astron. and Astrophys.* 2005. V. 444. № 1. P. 287–295.
 35. *Solontoi M., Ivezić Ž., Jurić M., Becker A.C., Jones L., West A.A., Kent S., Lupton R.H., Claire M., Knapp G.R., Quinn T., Gunn J.E., Schneider D.P.* Ensemble properties of comets in the Sloan Digital Sky Survey // *Icarus.* 2012. V. 218. № 1. P. 571–584.
 36. The AAVSO Photometric All-Sky Survey DR10 // URL: <https://www.astronomerstelegram.org/?read=14486> <https://www.aavso.org/apass/>
 37. Transformations between SDSS magnitudes and other systems Introduction // URL: <http://www.sdss3.org/dr8/algorithms/sdssUBVRITransform.php>

УДК 523.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МИГРАЦИИ ПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ И ФОРМИРОВАНИЯ ПОПУЛЯЦИИ ДАЛЕКИХ ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ОБЪЕКТОВ В МОДЕЛИ НИЦЦЫ

© 2024 г. В. В. Емельяненко *

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

** e-mail: vvemel@inasan.ru*

Поступила в редакцию 10.12.2023 г.

После доработки 17.01.2024 г.

Принята к публикации 01.02.2024 г.

Проведено численное моделирование взаимодействия планет-гигантов и планетезимального диска для модели Ниццы, в которой начальные орбиты планет находятся в резонансных конфигурациях. В дополнение к стандартной модели Ниццы рассматривались планетезимали в планетной области и учитывалась самогравитация планетезимального диска. Динамическая эволюция планетных систем изучалась на промежутках времени порядка времени существования Солнечной системы. Найдены варианты, в которых планетные системы сохраняются в течение миллиардов лет, финальные орбиты планет близки к современным орбитам и существуют далекие транснептуновые объекты.

Ключевые слова: Солнечная система, транснептуновые объекты, долговременная эволюция, миграция планет, планетезимали

DOI: 10.31857/S0320930X24040101, EDN: LTTNLD

ВВЕДЕНИЕ

Открытие многочисленных экзопланетных систем и обнаружение популяции транснептуновых объектов со сложной структурой оказало огромное влияние на современные воззрения о формировании Солнечной системы. Одним из важнейших достижений стало понимание, что планеты-гиганты значительно мигрировали от тех положений, в которых они образовались, в результате взаимодействия с планетезимальным диском, оставшимся после диссипации газа.

В наибольшей степени это выражено в модели Ниццы (Tsiganis и др., 2005; Morbidelli и др., 2007; Batygin, Brown, 2010; Levison и др., 2011; Nesvorný, Morbidelli, 2012). Недавнее открытие семейства далеких транснептуновых объектов (см., например, обзор Gladman, Volk, 2021), движущихся по орбитам с перигелийными расстояниями $q > 40$ а. е. и большими полуосями $a > 150$ а. е., дало новую и довольно

неожиданную информацию о структуре внешней части Солнечной системы, которая стала основой для выдвижения гипотезы о существовании далекой девятой планеты (Trujillo, Shepard, 2014; Batygin, Brown, 2016). Естественно, возникает вопрос, насколько модель Ниццы согласуется с существованием далеких транснептуновых объектов.

В работе (Emel'yanenko, 2022) было показано, что далекие транснептуновые объекты являются естественным результатом долговременной эволюции системы, включающей мигрирующие планеты-гиганты и самогравитирующий планетезимальный диск. В частности, в этой работе удалось объяснить происхождение объектов типа Седны. Полученные результаты относились к модели, в которой рассматривалась динамическая эволюция планет-гигантов и диска планетезималей, расположенных первоначально вне планетной системы. Начальные условия для планет и диска планетезималей были аналогичны тем, что рассматривались в статьях (Kaib,

МЕТОДЫ

Sheppard, 2016; Nesvorný и др., 2016), направленных на объяснение существования орбит с большими перигелийными расстояниями в так называемом “рассеянном диске” транснептуновых объектов. Фактически, эти работы связаны с изучением заключительного этапа в модели Ниццы.

Естественно предполагать, что определенная доля планетезималей сохранилась после образования планет и внутри планетной области. В частности, в статье (Sillsbee, Tremaine, 2018) изучалась динамика планетных зародышей, расположенных первоначально между планетами, и было показано, что эти объекты могут переходить на орбиты, расположенные далеко за планетной областью. В этой работе планеты располагались вблизи современных орбит, и их миграция не учитывалась.

В данной работе мы попытались учесть возможное влияние планетезималей в планетной области на динамический процесс образования далеких транснептуновых объектов. В новых численных экспериментах мы рассмотрели гравитационное взаимодействие планет с планетезималиями, расположенными первоначально как вне планетной области, так и между планетами. В таких моделях суммарная масса планетезимального диска может быть больше, чем в работе (Emel'yanenko, 2022), где рассматривались планетезимали, расположенные вне планетной области. Это является важным обстоятельством, поскольку имеется тенденция к возрастанию количества производимых далеких транснептуновых объектов с увеличением начальной массы планетезимального диска. Были рассмотрены начальные планетные конфигурации, изучавшиеся ранее в рамках модели Ниццы (Batygin и др., 2011; Nesvorný, Morbidelli, 2012). Миграция планет является существенным фактором в этих моделях.

В статьях (Batygin и др., 2011; Nesvorný, Morbidelli, 2012) не учитывалось гравитационное взаимодействие планетезималей. Кроме того, в этих статьях рассматривались относительно короткие интервалы времени (500 и 100 млн лет, соответственно). Естественно, что в этих моделированиях не отмечались далекие транснептуновые объекты, которые начинают появляться в самогравитирующем планетезимальном диске через несколько сотен млн лет (Emel'yanenko, 2022). В настоящей работе проведен анализ данных моделей с рассмотрением полной задачи N тел в течение времени существования Солнечной системы.

Мы рассматриваем гравитационное взаимодействие тел в системах, состоящих из четырех планет-гигантов с современными массами и большого числа планетезималей со значительно меньшими массами. В данной работе мы изучили две начальные конфигурации планет из работы (Nesvorný, Morbidelli, 2012): наиболее компактную, в которой Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун находились в резонансах 3:2, 3:2, 4:3, соответственно, и наиболее протяженную, в которой эти планеты находились в соответствующих резонансах 3:2, 2:1, 2:1. Кроме того, была рассмотрена начальная конфигурация планет, находящихся в резонансах 2:1, 4:3, 4:3, при которой наилучшим образом воспроизводится динамическая структура пояса Койпера согласно исследованию (Batygin и др., 2011).

Начальные параметры диска планетезималей (масса, границы) выбирались таким образом, чтобы через 4 млрд лет планеты были расположены на орбитах, близких к современным, основываясь на предыдущем опыте моделирования миграции планет (например, Nesvorný, Morbidelli, 2012; Emel'yanenko, 2022). В частности, в процессе миграции Юпитер и Сатурн должны преодолеть резонанс 2:1 и в конце располагаться вблизи современной соизмеримости средних суточных движений 5:2. Естественно, что в силу стохастичности процесса взаимодействия планет с планетезималиями для каждой начальной конфигурации приходилось проводить серию интегрирований со значениями параметров диска из некоторого диапазона. Более подробные характеристики начальных параметров диска представлены ниже для каждого варианта.

На первом этапе, чтобы создать резонансные конфигурации, мы применяли широко распространенную методику (например, Batygin, Brown, 2010; Nesvorný, Morbidelli, 2012; Clement и др., 2021a; 2021b). Первоначально орбиты планет располагались несколько дальше резонансных положений. Затем планеты мигрировали внутрь с помощью введения дополнительных негравитационных сил и захватывались в резонансы (Papaloizou, Larwood, 2000; Емельяненко, 2011). Промежуток времени интегрирования на этом этапе составлял от 180 тыс. лет до 630 тыс. лет для разных вариантов. Во всех вариантах орбиты, полученные в конце этого этапа, имели эксцентриситеты $e < 0.07$ и наклоны $i < 0.15^\circ$.

Планетезимальный диск представлялся 1000 объектами, из которых определенная часть

(от 170 до 500 объектов) имели одинаковую ненулевую массу. Начальные значения эксцентриситетов и наклонов орбит планетезималей были распределены равномерно в интервалах (0, 0.01) и (0°, 0.5°) соответственно. Большие полуоси планетезималей a распределялись по степенному закону a^{-s} , где s принимало значения от 0 до 1.5.

Проводилось численное решение уравнений движения в задаче N тел на промежутке времени 4 млрд лет. Для этого использовался симплектический интегратор (Emel'yanenko, 2007). Объекты удалялись из интегрирования, если $a > 2500$ а. е. или $e > 1$ вдали от возмущающих тел. Мы также удаляли объекты, проходящие на расстоянии менее 0.1 а. е. от Солнца. Мы останавливали интегрирование, если планетная система становилась неустойчивой. В этом случае запускалось новое интегрирование с теми же параметрами системы, но новым случайным распределением начальных орбит планетезималей. Как правило, максимальное число запусков интегрирования для системы с данными параметрами равнялось десяти. В наиболее интересных случаях мы проводили интегрирование для большего числа вариантов.

ВАРИАНТ 3:2, 3:2, 4:3

В этом варианте в начальный момент все планетезимали располагались за орбитой Нептуна, поскольку трудно предполагать, что объекты могли сохраниться на устойчивых орбитах между планетами-гигантами в такой компактной системе. Число массивных планетезималей равнялось 170, как и в работе (Emel'yanenko, 2022). Характеристики рассматриваемых систем приведены в табл. 1 (a_N – начальное значение большой полуоси орбиты Нептуна, большие полуоси планетезималей в начальном диске с массой M_d были распределены между a_{in} и a_{out}).

Таблица 1. Характеристики исследованных систем с начальными планетами-гигантами, находящимися в резонансах 3:2, 3:2, 4:3

M_d , массы Земли	a_N , а. е.	s	a_{in} , а. е.	a_{out} , а. е.
20	11.43	0.5, 1.0, 1.5	11.93	37.0
40	12.08	0.5, 1.0, 1.5	12.58	32.0
50	12.41	0.5, 1.0, 1.5	12.91	30.0
60	12.54	0.5, 1.0, 1.5	13.04	29.0
70	12.69	0.5, 1.0, 1.5	13.19	28.0

Вычисления показали, что масса диска $M_d = 20 M_E$, где M_E – масса Земли, во всех рассмотренных случаях явно недостаточна для перевода планет из первоначальной резонансной конфигурации на современные орбиты.

Для более массивных дисков с $M_d \geq 40 M_E$ степень миграции достаточна для перевода планет к современным орбитам. Однако в большинстве рассмотренных случаев планетные системы оказались неустойчивыми, планеты сохранялись на почти круговых орбитах не более 360 млн лет. Были зафиксированы только два случая, в которых планетная система сохранилась в течение 4 млрд лет. Первый случай – при $M_d = 40 M_E, s = 0.5$, но здесь финальное отношение периодов Сатурна и Юпитера составило лишь 1.84. Во втором случае – при $M_d = 60 M_E, s = 1.0$, указанное отношение вполне приемлемо (2.48), но финальное значение эксцентриситета Юпитера составило лишь 0.001, что находится в явном противоречии с современным значением. В этом варианте сохранился лишь один далекий транснептуновый объект с перигелийным расстоянием $q = 63$ а. е. и $a = 162$ а. е.

В целом, можно сказать, что начальная резонансная конфигурация планет 3:2, 3:2, 4:3 не благоприятствует созданию планетной системы с далекими транснептуновыми планетами. Нельзя, конечно, категорично утверждать, что для параметров диска, приведших к неустойчивости в наших вычислениях, не могут реализовываться искомые системы через 4 млрд лет. Но вероятность такого события для данной начальной конфигурации в каждом случае мала.

ВАРИАНТ 3:2, 2:1, 2:1

В этом варианте в начальный момент планетезимали располагались между орбитой Юпитера и a_{out} (табл. 2), но в пределах двух радиусов Хилла относительно больших полуосей планет планетезимали отсутствовали (см. Silsbee, Tremaine, 2018). Число массивных планетезималей равнялось 500. Характеристики рассматриваемых систем приведены в табл. 2.

Таблица 2. Характеристики исследованных систем с начальными планетами-гигантами, находящимися в резонансах 3:2, 2:1, 2:1

M_d , массы Земли	a_N , а. е.	s	a_{out} , а. е.
40	18.91	0, 0.5, 1.0	29.9
60	19.48	0, 0.5, 1.0	28.6
80	19.89	0, 0.5, 1.0	27.4

В случае начальной массы диска $M_d = 40 M_E$ в численных экспериментах не было найдено удовлетворительных вариантов. Планетные системы становились или неустойчивыми за время менее 150 млн лет, или отношение периодов Сатурна и Юпитера было значительно меньше современного значения.

Более удовлетворительные результаты были получены при $M_d = 60 M_E$. Во многих вариантах получаются орбиты планет, близкие к современным орбитам планет-гигантов, но за относительно короткий промежуток времени (менее 200 млн лет). В ходе дальнейшей миграции планет такие системы становятся неустойчивыми. Но для $s = 1.0$ были найдены варианты, в которых планетная система сохраняется вблизи современных орбит более двух миллиардов лет, и при этом образуются далекие транснептуновые объекты. Ввиду важности этого варианта для решения вопроса об эволюции Солнечной системы он обсуждается более подробно ниже в отдельном разделе.

Для более массивного диска с $M_d = 80 M_E$ получается много вариантов с устойчивыми планетными системами и далекими транснептуновыми объектами. Но в этих вариантах имеется существенная трудность, связанная с взаимным расположением орбит Юпитера и Сатурна. Миграция этих планет является слишком быстрой, так что во всех изученных вариантах отношение средних суточных движений Юпитера и Сатурна начинает превышать 2.5 за время менее 200 млн лет. В дальнейшем это отношение продолжает возрастать, и во всех системах, сохраняющихся в течение нескольких миллиардов лет, большая полуось орбиты Сатурна превышает 10 а. е.

ВАРИАНТ 2:1, 4:3, 4:3

Как и в предыдущем случае, в этом варианте в начальный момент планетезимали располагались между орбитой Юпитера и a_{out} (табл. 3), но в пределах двух радиусов Хилла относительно больших полуосей планет планетезимали отсутствовали. Число массивных планетезималей равнялось 500. Характеристики рассматриваемых систем приведены в табл. 3.

Таблица 3. Характеристики исследованных систем с начальными планетами-гигантами, находящимися в резонансах 2:1, 4:3, 4:3

M_d , массы Земли	a_N , а. е.	s	a_{out} , а. е.
40	13.29	0, 0.5, 1.0	29.9
60	13.63	0, 0.5, 1.0	28.6
80	13.89	0.5	27.4

Для начального значения $M_d = 40 M_E$ в численных экспериментах были найдены варианты, в которых планетная система сохраняется в течение более 2 млрд лет и существуют далекие транснептуновые объекты. В одном варианте (при $s = 0.5$) в течение 4 млрд лет сохраняется планетная система и три транснептуновых объекта, один из которых является далеким. Но при этом отношение периодов Сатурна и Юпитера превышает 2.5. В случае $s = 0$ найден вариант, в котором система сохраняется более 2 млрд лет с отношением периодов Сатурна и Юпитера, близким к современному значению 2.49.

В случае более массивных дисков с $M_d = 60 M_E$ и $80 M_E$ отношение периодов Сатурна и Юпитера очень быстро (во всех вариантах менее 50 млн лет) начинает превышать современное значение. В дальнейшем или планетная система разрушается, или значительно отличается от современной системы планет-гигантов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Естественно, что в условиях долговременного стохастического движения планет и массивных планетезималей очень трудно подобрать начальные параметры, при которых к определенному моменту времени будет реализовываться система, в которой орбиты планет будут близки к современным орбитам. К тому же и интервал времени, в течение которого происходила миграция планет, является неопределенным. В представленном исследовании проводились численные эксперименты на интервале 4 млрд лет. Но даже в модели Ниццы эта величина является плохо определенной. В ранней версии этой модели предполагалось, что планетная неустойчивость начинала развиваться через несколько сотен миллионов лет нахождения в резонансной конфигурации, увязывая момент нестабильности с периодом поздней тяжелой бомбардировки Луны (Morbidelli и др., 2007; Levison и др., 2011). В настоящее время предпочтение отдается моделям, в которых неустойчивость системы внешних планет началась не позднее нескольких десятков миллионов после исчезновения газа в протопланетном диске (см., например, Nesvorný, 2018).

Поэтому в табл. 4 мы собрали информацию о тех вариантах, в которых отношение периодов Сатурна и Юпитера достигло современного значения 2.49 в какой-либо момент времени, превышающий 2 млрд лет. Эти системы являются наиболее предпочтительными для оценки возможной эволюции орбит планет, поскольку

расположение планет, близкое к современному, возникает в них в результате очень длительного гравитационного взаимодействия планет и планетезимального диска. В этой таблице M_{od} – суммарная масса планетезималей, расположенных первоначально за орбитой Нептуна, t_f – эпоха, на которую отношение периодов Сатурна и Юпитера достигло 2.49, $M_{d,f}$ – масса планетезимального диска в момент времени t_f .

Таблица 4. Характеристики систем, в которых планеты переходят на орбиты, близкие к современным, за время, превышающее 2 млрд лет

Резонанс	M_d , массы Земли	M_{od} , массы Земли	s	t_f , млрд лет	$M_{d,f}$, массы Земли
3:2, 2:1, 2:1	60	18	1.0	2.45	0.72
2:1,4:3,4:3	40	33	0	2.10	0.48

Рис. 1 показывает изменение больших полуосей орбит планет в варианте 2:1, 4:3, 4:3, а на рис. 2 представлено распределение больших полуосей и перигелийных расстояний для планетезималей, сохранившихся в момент времени t_f . Большие полуоси орбит Нептуна и Урана неидеально соответствуют современным значениям, но это вызвано лишь несколько неточным выбором внешней границы первоначального планетезимального диска. Как видно, в этом варианте существуют далекие транснептуновые объекты.

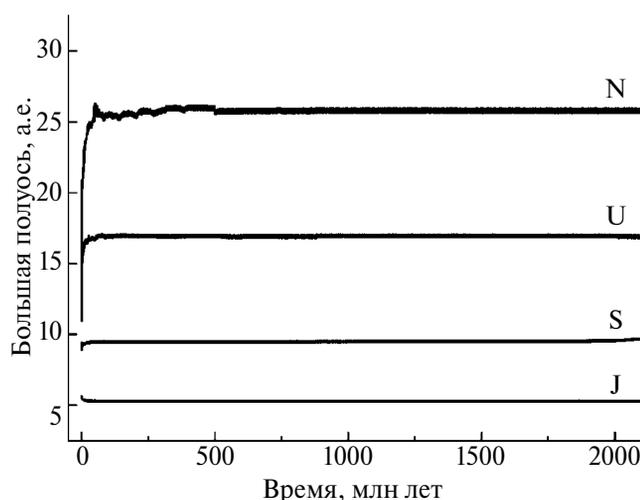


Рис. 1. Изменение больших полуосей орбит планет, стартовавших в резонансе 2:1, 4:3, 4:3 (J – Юпитер, S – Сатурн, U – Уран, N – Нептун).

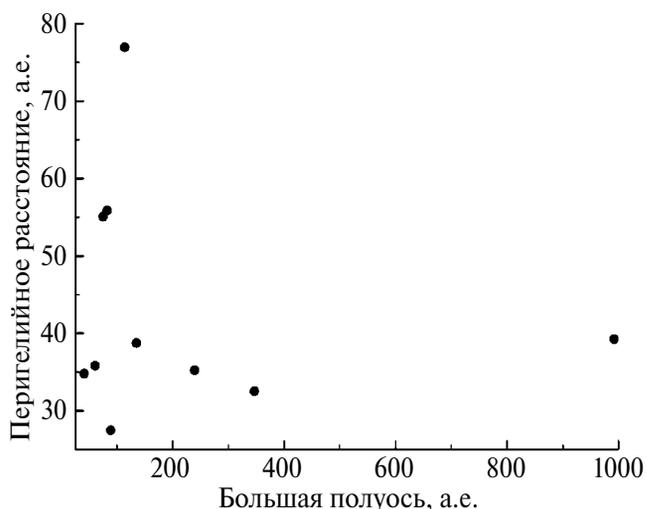


Рис. 2. Большие полуоси и перигелийные расстояния планетезималей, сохранившихся в финальный момент времени t_f в варианте 2:1, 4:3, 4:3.

Рис. 3 показывает изменение больших полуосей орбит планет в варианте 3:2, 2:1, 2:1, а на рис. 4 представлено распределение больших полуосей и перигелийных расстояний для планетезималей, сохранившихся на эпоху t_f . Видно, что в этом варианте орбиты планет более соответствуют конфигурации современной планетной системы, чем в предыдущем случае. В варианте 3:2, 2:1, 2:1 также имеются далекие транснептуновые объекты в момент времени t_f .

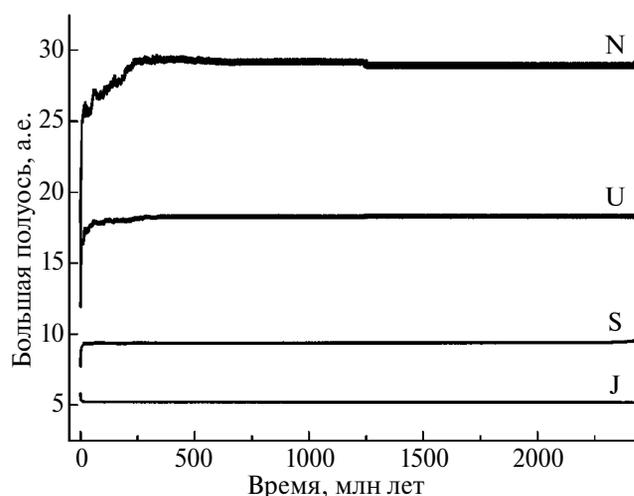


Рис. 3. Изменение больших полуосей орбит планет, стартовавших в резонансе 3:2, 2:1, 2:1 (J – Юпитер, S – Сатурн, U – Уран, N – Нептун).

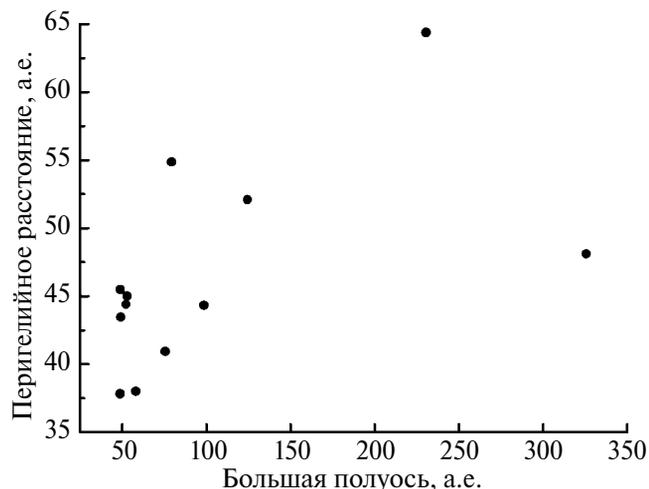


Рис. 4. Большие полуоси и перигелийные расстояния планетезималей, сохранившихся в финальный момент времени t_f в варианте 3:2, 2:1, 2:1.

Рис. 5 иллюстрирует, как объекты переходят на далекие орбиты. Здесь приведен пример изменения перигелийного расстояния, большой полуоси и долготы перигелия π для массивного объекта, достигшего орбиты с $q = 48$ а. е., $a = 326$ а. е. в момент времени t_f (линии 1). В течение большей части эволюции объект движется по орбите с перигелийным расстоянием около 40 а. е. Но на промежутке времени от 2.0 до 2.2

млрд лет скорость изменения долготы перигелия этого объекта становится близкой к скорости изменения перигелия для другого массивного объекта (изменения элементов орбиты для второго объекта показаны на рис. 5 линиями с номером 2). В этой ситуации перигелийные расстояния объектов значительно изменяются. Перигелийное расстояние первого объекта увеличивается, а перигелий орбиты второго объекта заходит в планетную область. В дальнейшем второй объект выбрасывается в область $a > 2500$ а. е. вследствие возмущений от планет-гигантов, а первый объект остается в далекой транснептуновой области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование взаимодействия планет-гигантов и планетезимального диска для модели Ниццы, в которой начальные орбиты планет находятся в резонансных конфигурациях. В дополнение к стандартной модели Ниццы рассматривались планетезимали в планетной области и учитывалась самогравитация планетезимального диска. Динамическая эволюция планетных систем изучалась на промежутках времени порядка времени существования Солнечной системы.

В большинстве вариантов численного моделирования в рамках модели Ниццы или

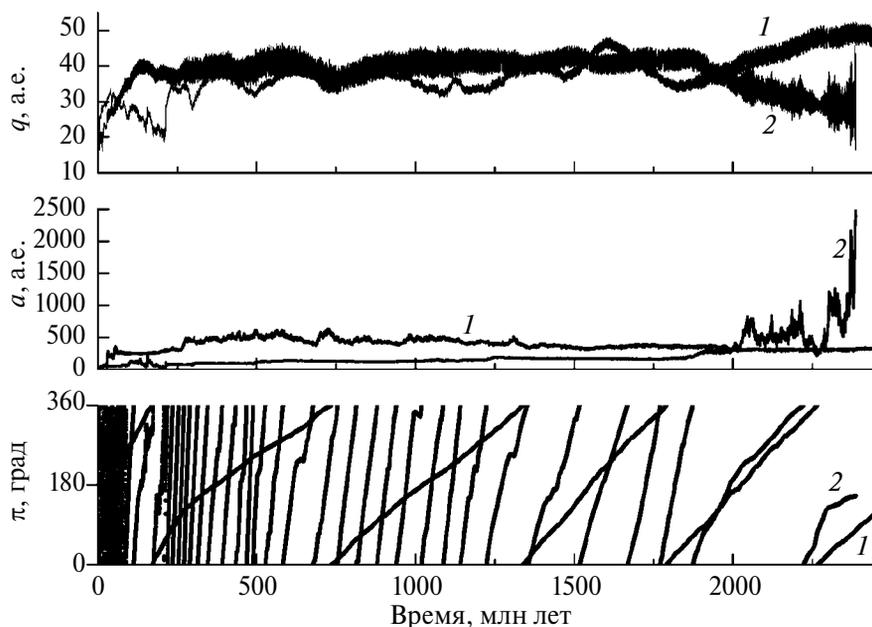


Рис. 5. Изменение перигелийного расстояния q , большой полуоси a и долготы перигелия π для двух массивных планетезималей, попадающих в вековой резонанс.

планетные системы разрушаются, или планеты переходят на орбиты, значительно отличающиеся от современных орбит. Но, если система сохранялась в течение миллиардов лет, то, как правило, в ней имелись далекие транснептуновые объекты. Найдены варианты с $M_d = 60 M_E$ для резонанса 3:2, 2:1, 2:1 и $M_d = 40 M_E$ для резонанса 2:1, 4:3, 4:3, в которых планетные системы сохраняются в течение миллиардов лет, финальные орбиты планет близки к современным орбитам и существуют далекие транснептуновые объекты.

Вычисления проведены с использованием суперкомпьютера MVS-10P Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН. Автор благодарен рецензенту за полезные замечания.

Работа выполнена в рамках госзадания Института астрономии РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Емельяненко В.В.* Исследование динамических процессов на поздних этапах формирования планетных систем в газопылевых дисках // Астрон. вестн. 2011. Т. 45. С. 412–419. (*Emel'yanenko V.V.* A study on dynamic processes at late stages in the formation of planetary systems in gas and dust disks // Sol. Syst. Res. 2011. V. 45. P. 402–409.)
2. *Batygin K., Brown M.E.* Early dynamical evolution of the Solar system. Pinning down the initial conditions of the Nice model // Astrophys. J. 2010. V. 716. P. 1323–1331.
3. *Batygin K., Brown M.E., Fraser W.C.* Retention of a primordial cold classical Kuiper belt in an instability driven model of Solar system formation // Astrophys. J. 2011. V. 738. id. 13 (8 p.).
4. *Batygin K., Brown M.E.* Evidence for a distant giant planet in the Solar system // Astron. J. 2016. V. 151. id. 22 (12 p.).
5. *Clement M.S., Raymond S.N., Kaib N.A., Deienno R., Chambers J.E., Izidoro A.* Born eccentric: Constraints on Jupiter and Saturn's pre-instability orbits // Icarus. 2021a. V. 355. id. 114122.
6. *Clement M.S., Deienno R., Kaib N.A., Izidoro A., Raymond S.N., Chambers J.E.* Born extra-eccentric: A broad spectrum of primordial configurations of the gas giants that match their present-day orbits // Icarus. 2021b. V. 367. id. 114556.
7. *Emel'yanenko V.V.* A method of symplectic integrations with adaptive time-steps for individual Hamiltonians in the planetary N-body problem // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2007. V. 98. P. 191–202.
8. *Emel'yanenko V.V.* Orbital features of distant trans-Neptunian objects induced by giant gaseous clumps // Astron. and Astrophys. 2022. V. 662. id. L4 (7 p.).
9. *Gladman B., Volk K.* Transneptunian space // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 2021. V. 59. P. 203–246.
10. *Kaib N.A., Sheppard S.S.* Tracking Neptune's migration history through high-perihelion resonant trans-Neptunian objects // Astron. J. 2016. V. 152. id. 133 (15 p.).
11. *Levison H.F., Morbidelli A., Tsiganis K., Nesvorný D., Gomes R.* Late orbital instabilities in the outer planets induced by interaction with a self-gravitating planetesimal disk // Astron. J. 2011. V. 142. id. 152 (11 p.).
12. *Morbidelli A., Tsiganis K., Crida A., Levison H.F., Gomes R.* Dynamics of the giant planets of the Solar system in the gaseous protoplanetary disk and their relationship to the current orbital architecture // Astron. J. 2007. V. 134. P. 1790–1798.
13. *Nesvorný D., Morbidelli A.* Statistical study of the early Solar system instability with four, five, and six giant planets // Astron. J. 2012. V. 144. id. 117 (20 p.).
14. *Nesvorný D., Vokrouhlický D., Roig F.* The orbital distribution of trans-Neptunian objects beyond 50 AU // Astrophys. J. Lett. 2016. V. 827. id. L35 (5 p.).
15. *Nesvorný D.* Dynamical evolution of the early Solar system // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 2018. V. 56. P. 137–174.
16. *Papaloizou J.C.B., Larwood J.D.* On the orbital evolution and growth of protoplanets embedded in a gaseous disc // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2000. V. 315. P. 823–833.
17. *Silsbee K., Tremaine S.* Producing distant planets by mutual scattering of planetary embryos // Astron. J. 2018. V. 155. id. 75 (11 p.).
18. *Trujillo C.A., Sheppard S.S.* A Sedna-like body with a perihelion of 80 astronomical units // Nature. 2014. V. 507. P. 471–474.
19. *Tsiganis K., Gomes R., Morbidelli A., Levison H.F.* Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System // Nature. 2005. V. 435. P. 459–461.

УДК 521.1, 521.182

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГРУППЫ ОБЪЕКТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА В ЗОНЕ ГСО ПО ДАННЫМ ПОЗИЦИОННЫХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2024 г. Т. В. Бордовицына ^{a, *}, Н. С. Бахтигараев ^{b, **},
П. А. Левкина ^{b, ***}, Н. А. Попандопуло ^{a, ****}, К. В. Салейко ^{a, *****},
И. В. Томилова ^{a, *****}, О. С. Новикова ^{a, *****}

^aТомский государственный университет, Томск

^bИнститут астрономии РАН, Москва

E-mail: *bordovitsyna@mail.ru; **nail@inasan.ru; ***ayvazovskaya@inasan.ru;
****nikas.popandopulos@gmail.com; *****ksenia.saleiko@yandex.ru;
*****irisha_tom@mail.ru; *****freedgreed21@gmail.com

Поступила в редакцию 28.12.2023 г.

После доработки 17.01.2024 г.

Принята к публикации 01.02.2024 г.

Представлена методика совместного использования позиционных и фотометрических измерений для определения динамических параметров объектов космического мусора (КМ). Приведены результаты ее применения к оценке динамических параметров движения группы объектов геостационарной области (ГСО) по наблюдениям, выполненным на телескопе Zeiss-2000 ЦКП “Терскольская обсерватория” Института астрономии РАН. Значительное внимание уделено проблеме отбраковки измерений с учетом специфики представления наблюдений объектов КМ. В число определяемых параметров входят: вектор состояния объекта (координаты и скорости) в заданную эпоху, значение средней парусности объекта, изменение площади миделевого сечения объекта и приближенная оценка его массы.

Ключевые слова: геосинхронные объекты, позиционные и фотометрические наблюдения, критерий отбраковки, определение динамических параметров движения

DOI: 10.31857/S0320930X24040117, EDN: LTTFFA

ВВЕДЕНИЕ

Самой трудоемкой и в то же время наиболее ответственной частью процесса обработки наблюдений околоземных объектов является определение параметров движения и модели действующих сил по данным наблюдений.

Процесс улучшения орбит искусственных околоземных объектов реализуется, как правило, в виде двух основных программ: численного интегрирования уравнений движения и уравнений для изохронных производных; решения методом Гаусса–Ньютона системы условных уравнений, полученной методом наименьших квадратов.

Важную роль в получении статистически значимых результатов играет отбраковка ошибочных или недостаточно точных наблюдений. Как показано в замечательной книге Шейнина “История теории ошибок” (Шейнин, 2007), проблема отбраковки измерений восходит к работам Гаусса и Лапласа и сколько-нибудь обоснованным является так называемое правило 3σ , где σ – среднеквадратичная ошибка, полученная в процессе улучшения орбиты по совокупности наблюдений. При этом, как показывает Шейнин, в каждой области науки, работающей с наблюдениями, существуют свои правила их отбраковки, полученные из практического опыта.

В астрономической практике, как отмечает Емельянов (2019) (стр. 280) параметр отбраковки выбирают в пределах от 3 до 6σ.

Опыт работы с наблюдениями объектов космического мусора (Авдюшев и др., 2022) показывает, что для этих объектов нужен более жесткий критерий, поскольку наблюдения содержат большое количество не устраняемых систематических ошибок.

В настоящей работе мы приводим результаты поиска такого критерия, а также описание алгоритма и программы машинной отбраковки и анализа процесса улучшения орбит объектов КМ, полученные при обработке наблюдений объектов ГСО, выполненных на оборудовании Центра коллективного пользования “Терскольская обсерватория” Института астрономии РАН. Кроме того, в работе представлены результаты совместного использования позиционных и фотометрических измерений для определения динамических параметров объектов.

УЛУЧШЕНИЕ ОРБИТ

В основе алгоритма лежит численная модель движения ИСЗ (Александрова и др. 2017), приспособленная для обработки позиционных наблюдений околоземных объектов и определения параметров движения по этим наблюдениям (Авдюшев и др., 2022).

Прогнозирование значений вектора положения спутника \mathbf{x} , заданного в инерциальной геоцентрической системе координат, связанной с экватором J2000, на моменты наблюдений реализуется численным интегрированием системы дифференциальных уравнений движения 2-го порядка:

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{P}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}, \gamma), \quad (1)$$

с заданными в эпоху t_0 начальными условиями $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0(t_0)$, $\dot{\mathbf{x}} = \dot{\mathbf{x}}_0(t_0)$.

Здесь \mathbf{P} – равнодействующая сил, которая включает в себя (согласно IERS Conventions, 2010): притяжение Земли как протяженного тела (с учетом приливных деформаций) до гармоник 360-го порядка; притяжение Луны и Солнца, рассматриваемых как материальные точки; влияние светового давления в рамках сферической модели спутника.

Совместно с уравнениями движения интегрируются уравнения для вычисления изохронных производных

$$\frac{d^2}{dt^2} \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{q}} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{x}} \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{q}} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \frac{\partial \dot{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{q}} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial \mathbf{q}}, \quad (2)$$

где $\mathbf{q} = (\mathbf{x}_0, \dot{\mathbf{x}}_0, \gamma)^T$ – 7-мерный вектор определяемых параметров, в который, помимо оценок начальных координат и скоростей спутника, входит параметр γ , представляющий собой отношение площади миделевого сечения спутника A к его массе m .

Представление наблюдений и вычисление матрицы условных уравнений осуществляется традиционным способом (см., например, Авдюшев и др., 2022). Нахождения оцениваемых параметров производится с помощью итерационной процедуры Гаусса–Ньютона с обращением матрицы методом сингулярного разложения (SVD – Singular Value Decomposition):

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_{k+1} &= \mathbf{q}_k + \Delta \mathbf{q}_{k+1}, \\ \Delta \mathbf{q}_{k+1} &= \Delta \mathbf{q}_k - (\mathbf{p}'_q{}^T \mathbf{p}'_q)^{-1} \mathbf{p}'_q{}^T (\mathbf{p}^O - \mathbf{p}^C(\mathbf{q}_k)). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \mathbf{p}^O и $\mathbf{p}^C = \mathbf{p}^C(\mathbf{q})$ – $2N$ -мерные векторы наблюдений и их модельных представлений наблюдений, соответственно, причем

$$\mathbf{p}^C = (\alpha_1^C \cos \delta_1^C, \delta_1^C, \dots, \alpha_N^C \cos \delta_N^C, \delta_N^C)^T; \quad (4)$$

N – число моментов наблюдений; α_i^C и δ_i^C ($i = 1, \dots, N$) – топоцентрические прямое восхождение и склонение спутника, отнесенные к экватору эпохи J2000; \mathbf{p}'_q – матрица системы условных уравнений.

Вычисление среднеквадратичной ошибки выполняется по формуле

$$\sigma^2 = \frac{\|\mathbf{p}^O - \mathbf{p}^C(\hat{\mathbf{q}})\|^2}{2N - 7}, \quad (5)$$

ковариационная матрица вычисляется как

$$\mathbf{C} = \sigma^2 (\mathbf{p}'_q{}^T \mathbf{p}'_q)^{-1}. \quad (6)$$

По ней находятся ошибки определяемых параметров и число обусловленности Тодда, (Todd, 1949), представляющее собой отношение наибольшего собственного числа матрицы $\mathbf{p}'_q{}^T \mathbf{p}'_q$ к наименьшему числу и характеризующее степень обусловленности задачи улучшения орбиты.

ОБРАБОТКА ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА ОБЪЕКТОВ

Наблюдения объектов ГСО представляются в виде табл. 1.

Таблица 1. Форма представления наблюдений

Эпоха		Прямое восхождение, ч., мин., с	Склонение, °, ', "	Блеск, зв. величина
Дата	Время (UTC), ч., мин., с			
10 09 2020	22 59 23.50	05 23 07.44	+02 28 45.27	17.1

Для получения параметров движения объекта применяется численная модель движения ИСЗ, описанная выше. Она позволяет получить координаты и скорости объекта на выбранный момент времени, а также значение его средней парусности, представляющей собой отношение миделевого сечения A объекта к его массе m . Традиционно для определения динамических параметров используются только позиционные наблюдения, при этом данные о блеске используются редко (Коробцев и др., 2020). Однако именно совместное использование этих наблюдений позволяет получить дополнительные сведения о динамических характеристиках объекта.

Фотометрические измерения дают блеск спутника, измеренный в звездных величинах. Связь между звездными величинами спутника и Солнца задается формулой (McSue и др., 1971)

$$m_{\text{sat}} = m_{\text{Sun}} - 2.5 \lg \frac{AkF(\psi)}{r'^2}, \quad (7)$$

где A – видимая наблюдателем поверхность аппарата, освещенная Солнцем; k – спектральный коэффициент отражения (может иметь значения от 0.1 до 1); $F(\psi)$ – фазовая функция, ψ – угол в системе Солнце–космический объект–наблюдатель; m_{Sun} – звездная величина Солнца в видимом спектральном диапазоне (–26.74); m_{sat} – звездная величина околоземного космического объекта (КО); r' – модуль топоцентрического вектора КО. Преобразуем формулу (7) и получим соотношение для определения A

$$\begin{aligned} -0.4(m_{\text{sat}} - m_{\text{Sun}}) &= \lg \frac{AkF(\psi)}{r'^2}; \\ \frac{AkF(\psi)}{r'^2} &= 10^{-0.4(m_{\text{sat}} - m_{\text{Sun}})}; \\ A &= \frac{10^{-0.4(m_{\text{sat}} - m_{\text{Sun}})} r'^2}{kF(\psi)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для случая отражения от диффузной сферы фазовая функция $F(\psi)$ описывается как

$$F(\psi) = \frac{2}{3\pi^2} [(\pi - \psi) \cos \psi + \sin \psi], \quad k = 0.1 - 0.18 \quad (9)$$

Величину косинуса угла ψ в каждый момент наблюдения можно определить из численного моделирования движения

$$\cos(\psi) = \frac{\mathbf{x}_E \mathbf{x}_S}{r'_E r'_S}, \quad (10)$$

где \mathbf{x}_E и \mathbf{x}_S есть векторы положения наблюдателя и Солнца в системе координат, связанной со спутником (см. рис. 1).

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_S &= \{x_S - x_{\text{sat}}; y_S - y_{\text{sat}}; z_S - z_{\text{sat}}\}, \\ \mathbf{x}_E &= \{x_{\text{obs}} - x_{\text{sat}}; y_{\text{obs}} - y_{\text{sat}}; z_{\text{obs}} - z_{\text{sat}}\}. \end{aligned} \quad (11)$$

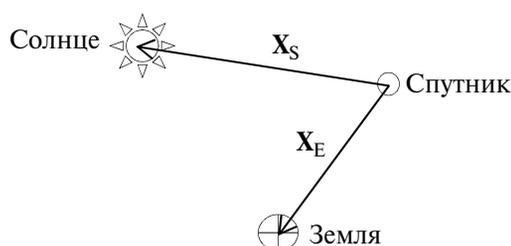


Рис. 1. Конфигурация Солнце–спутник–наблюдатель.

По вычисленным мгновенным значениям A находится среднее значение величины A по всему используемому массиву наблюдений и вычисляется средняя оценка массы с использованием параметра A/m , найденного по позиционным наблюдениям.

ОТБРАКОВКА ИЗМЕРЕНИЙ. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБРАННЫХ КРИТЕРИЕВ

Отбраковка измерений – самый ответственный этап в процессе улучшения орбит небесных тел, и околоземных объектов в том числе. В связи с этим был проведен численный эксперимент по выбору и обоснованию критериев отбраковки, результаты которого представлены в данной работе. Для эксперимента были выбраны объекты КМ, имеющие большое число наблюдений. Данные о наблюдениях объектов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Описание использованных наблюдений объектов

№ объекта	Количество наблюдений	Период наблюдений, сут.	Интервал наблюдений внутри суток, ч.
10294	4700	06–23.12.2019	14:28–03:30
90008	1051	13–28.09.2021	16:41–02:01
90073	1749	06–23.12.2019	14:45–03:12

Номера объектов даны в соответствии с нумерацией в динамической базе данных космических объектов Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН.

Рассматривались два правила отбраковки наблюдений:

Правило 1: $|O-C| > N\sigma''$; Правило 2: $|O-C| > \bar{M}''$, где N – целое число, \bar{M} – пороговое значение $O-C$, по которому все наблюдения, удовлетворяющие Правилу 2, удаляются из процесса улучшения.

Поскольку традиционное Правило 1 плохо поддается строгой ранжировке, исследования проводились с Правилем 2. Полученные результаты легко согласуются с Правилем 1 по данным, приведенным на графиках. Точность наблюдений не ниже $0.01''$, поэтому начальное значение \bar{M} выбиралось равным $0.5''$, а конечное – $3.5''$.

Покажем, прежде всего, что даже самая жесткая отбраковка не позволяет полностью устранить систематику из представления наблюдений (табл. 3 и рис. 2). В табл. 3 приведены данные улучшения орбиты объекта 10294 с отбраковками при различных значениях \bar{M} . Здесь и далее в табл. 4 и табл. 5 σ , $''$ – среднеквадратическая ошибка, полученная в процессе улучшения орбиты, “ Σ ошибок в параметрах, км” – сумма модулей ошибок в прямоугольных координатах объекта, полученные в процессе улучшения орбиты.

На рис. 2–4 на каждой панели сверху вниз представлены графики блеска и невязок для соответствующих отбраковок, перечисленных в табл. 3–5.

Далее аналогичные сведения приводятся по объекту № 90008 (табл. 4, рис. 3) и объекту 90073 (табл. 5, рис. 4).

Таблица 3. Данные о процессе улучшения орбиты объекта № 10294, полученные при полном наборе наблюдений и с использованием отбраковок

Способ отбраковки	Кол-во наблюд.	σ , $''$	Число Тодда	Σ ошибок в параметрах, км	Ошибки параметров, x, \dots , км, v, \dots , км/с, A/m , м ² /кг
без отбраковки	4700	1.426	2.216×10^5	0.02135	$x \pm 5.90 \times 10^{-3}$; $y \pm 7.30 \times 10^{-3}$; $z \pm 8.14 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 3.27 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 4.19 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 3.25 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 7.14 \times 10^{-5}$
$\bar{M} = 3''$	3856	0.8217	9.560×10^5	0.01897	$x \pm 4.70 \times 10^{-3}$; $y \pm 8.59 \times 10^{-3}$; $z \pm 5.68 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 3.99 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 6.93 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 1.99 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 1.33 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 2''$	3582	0.6587	2.080×10^6	0.02046	$x \pm 4.91 \times 10^{-3}$; $y \pm 1.03 \times 10^{-2}$; $z \pm 5.21 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 4.90 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 8.60 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 1.68 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 1.30 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 1''$	2666	0.4753	5.040×10^6	0.02271	$x \pm 5.79 \times 10^{-3}$; $y \pm 1.20 \times 10^{-2}$; $z \pm 4.88 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 6.11 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 1.08 \times 10^{-6}$; $v_z \pm 1.49 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 2.87 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 0.5''$	1365	0.2446	3.628×10^7	0.03178	$x \pm 6.61 \times 10^{-3}$; $y \pm 1.94 \times 10^{-2}$; $z \pm 5.70 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 9.95 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 1.60 \times 10^{-6}$; $v_z \pm 1.65 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 5.50 \times 10^{-4}$

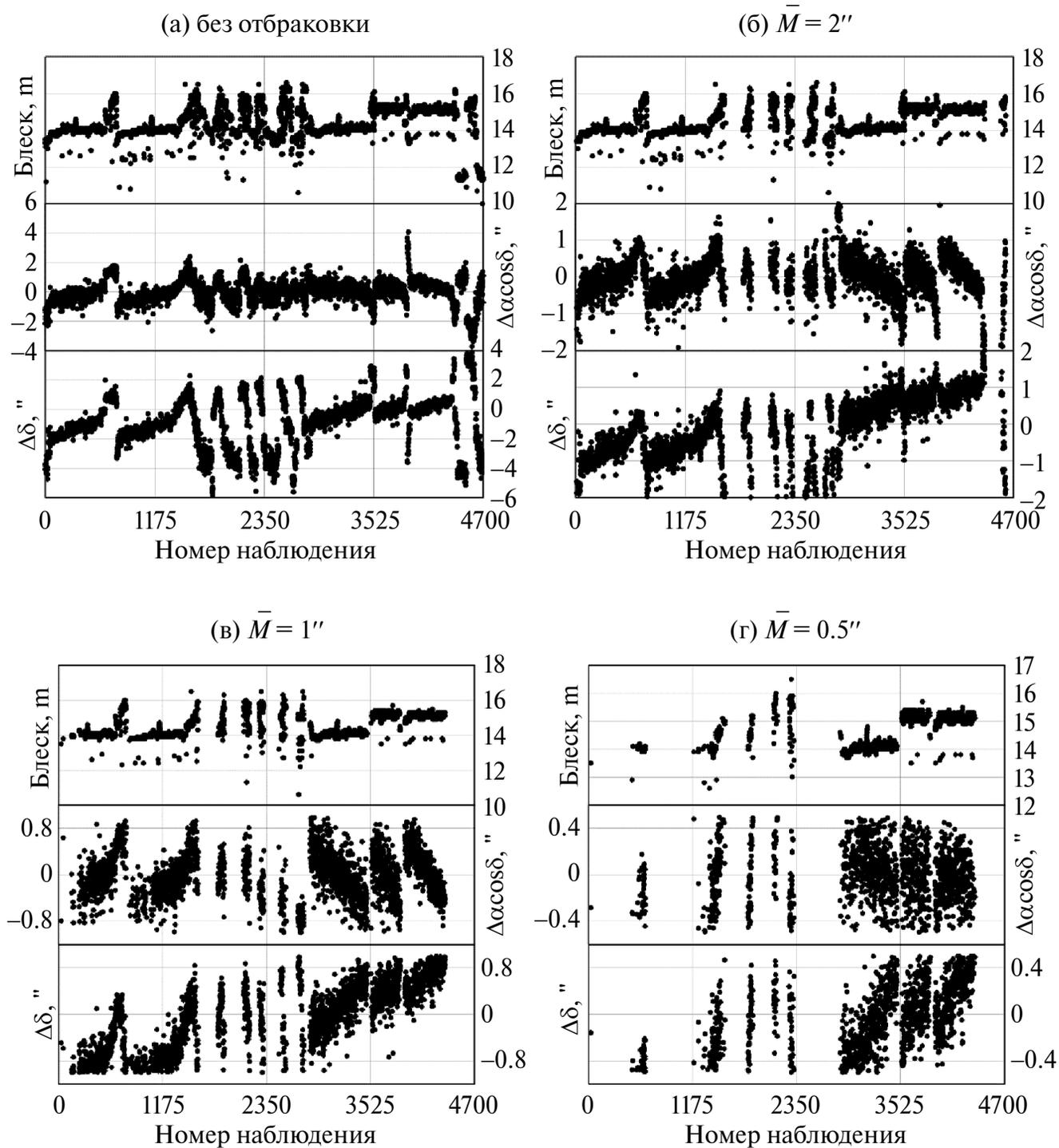


Рис. 2. Примеры представления наблюдений объекта № 10294 при различных уровнях их отбраковки: (а) – без отбраковки; (б) – $\bar{M} = 2''$; (в) – $\bar{M} = 1''$; (г) – $\bar{M} = 0.5''$.

Таблица 4. Данные о процессе улучшения орбиты объекта № 90008, полученные при полном наборе наблюдений и с использованием отбраковок

Способ отбраковки	Кол-во наблюд.	σ , "	Число Годда	Σ ошибок в параметрах, км	Ошибки параметров, x ..., км; v ..., км/с; A/m , м ² /кг
без отбраковки	1051	1.308	2.989×10^5	0.03220	$x \pm 1.08 \times 10^{-2}$; $y \pm 1.28 \times 10^{-2}$; $z \pm 8.62 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 1.42 \times 10^{-6}$; $v_y \pm 5.42 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 1.00 \times 10^{-6}$; $A/m \pm 3.39 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 3''$	933	0.8888	4.332×10^5	0.02375	$x \pm 7.89 \times 10^{-3}$; $y \pm 9.90 \times 10^{-3}$; $z \pm 5.95 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 1.28 \times 10^{-6}$; $v_y \pm 5.78 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 8.46 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 2.47 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 2''$	799	0.4402	1.641×10^6	0.01269	$x \pm 4.20 \times 10^{-3}$; $y \pm 5.54 \times 10^{-3}$; $z \pm 2.94 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 1.24 \times 10^{-6}$; $v_y \pm 1.23 \times 10^{-6}$; $v_z \pm 7.07 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 1.39 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 1''$	746	0.3452	4.068×10^6	0.01143	$x \pm 4.12 \times 10^{-3}$; $y \pm 4.94 \times 10^{-3}$; $z \pm 2.36 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 1.51 \times 10^{-6}$; $v_y \pm 1.63 \times 10^{-6}$; $v_z \pm 6.54 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 1.32 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 0.5''$	319	0.2445	8.443×10^6	0.03107	$x \pm 1.23 \times 10^{-2}$; $y \pm 1.57 \times 10^{-2}$; $z \pm 3.06 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 2.53 \times 10^{-6}$; $v_y \pm 8.42 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 5.68 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 1.84 \times 10^{-4}$

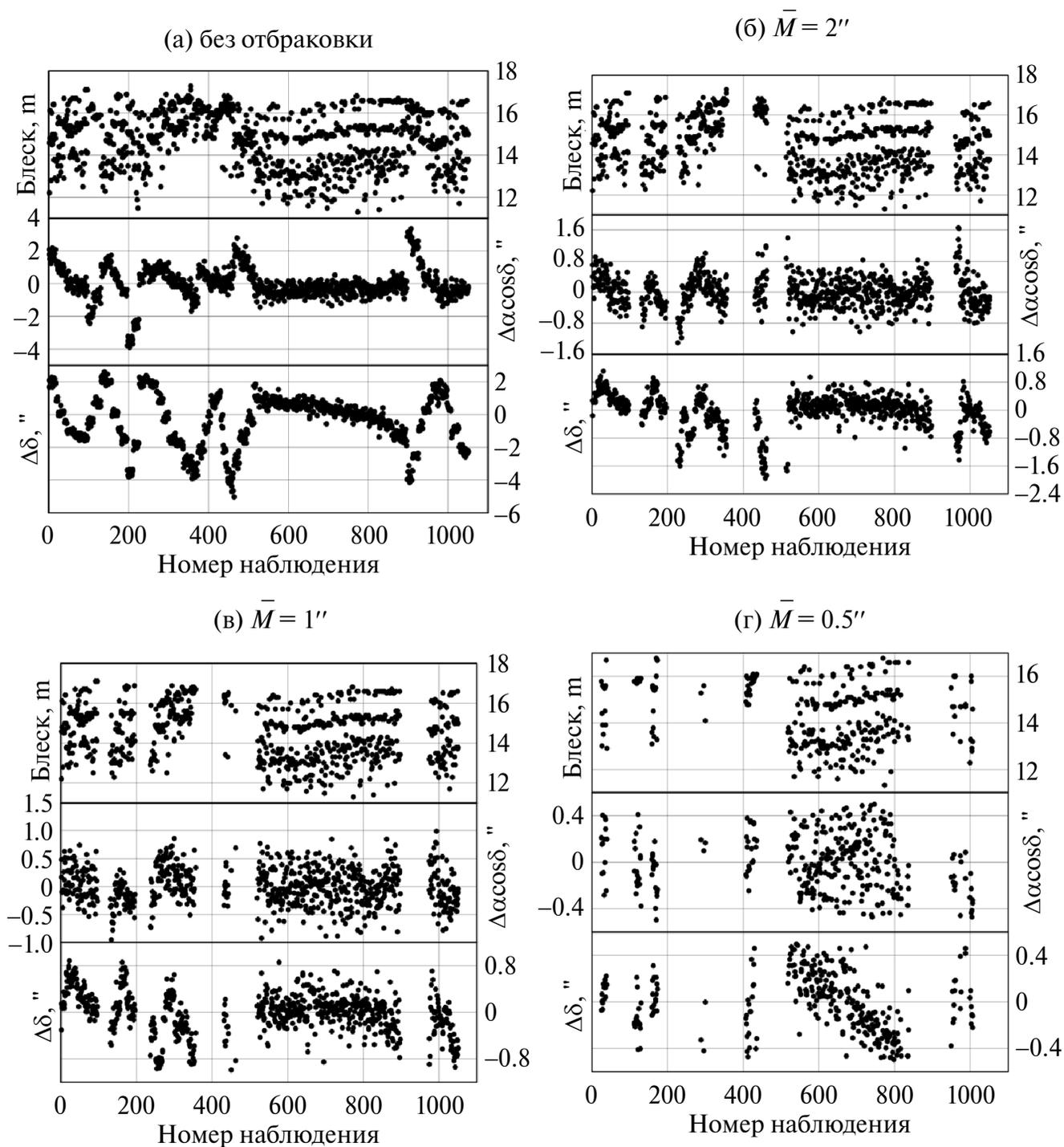


Рис. 3. Примеры представления наблюдений объекта № 90008 при различных уровнях их отбраковки: (а) – без отбраковки; (б) – $\bar{M} = 2''$; (в) – $\bar{M} = 1''$; (г) – $\bar{M} = 0.5''$.

Таблица 5. Данные о процессе улучшения орбиты объекта № 90073, полученные при полном наборе наблюдений и с использованием отбраковок

Способ отбраковки	Кол-во наблюд.	σ , "	Число Тодда	Σ ошибок в параметрах, км	Ошибки параметров, x, \dots , км, v, \dots , км/с, A/m , м ² /кг
без отбраковки	1749	0.8391	7.590×10^5	0.01910	$x \pm 6.36 \times 10^{-3}$; $y \pm 8.06 \times 10^{-3}$; $z \pm 4.67 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 4.60 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 6.48 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 4.64 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 9.62 \times 10^{-5}$
$\bar{M} = 3''$	1711	0.7449	8.719×10^5	0.01752	$x \pm 5.78 \times 10^{-3}$; $y \pm 7.53 \times 10^{-3}$; $z \pm 4.20 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 4.42 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 6.16 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 4.22 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 8.90 \times 10^{-5}$
$\bar{M} = 2''$	1623	0.6250	1.209×10^6	0.01625	$x \pm 5.34 \times 10^{-3}$; $y \pm 7.28 \times 10^{-3}$; $z \pm 3.61 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 4.30 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 6.09 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 3.79 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 8.52 \times 10^{-5}$
$\bar{M} = 1''$	1314	0.3711	6.890×10^6	0.02030	$x \pm 7.15 \times 10^{-3}$; $y \pm 1.05 \times 10^{-2}$; $z \pm 2.64 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 6.17 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 8.78 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 2.80 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 1.16 \times 10^{-4}$
$\bar{M} = 0.5''$	881	0.2433	9.270×10^6	0.02006	$x \pm 8.11 \times 10^{-3}$; $y \pm 9.66 \times 10^{-3}$; $z \pm 2.27 \times 10^{-3}$; $v_x \pm 6.33 \times 10^{-7}$; $v_y \pm 8.30 \times 10^{-7}$; $v_z \pm 2.36 \times 10^{-7}$; $A/m \pm 1.19 \times 10^{-4}$

Далее следуют графики для объекта № 900073.

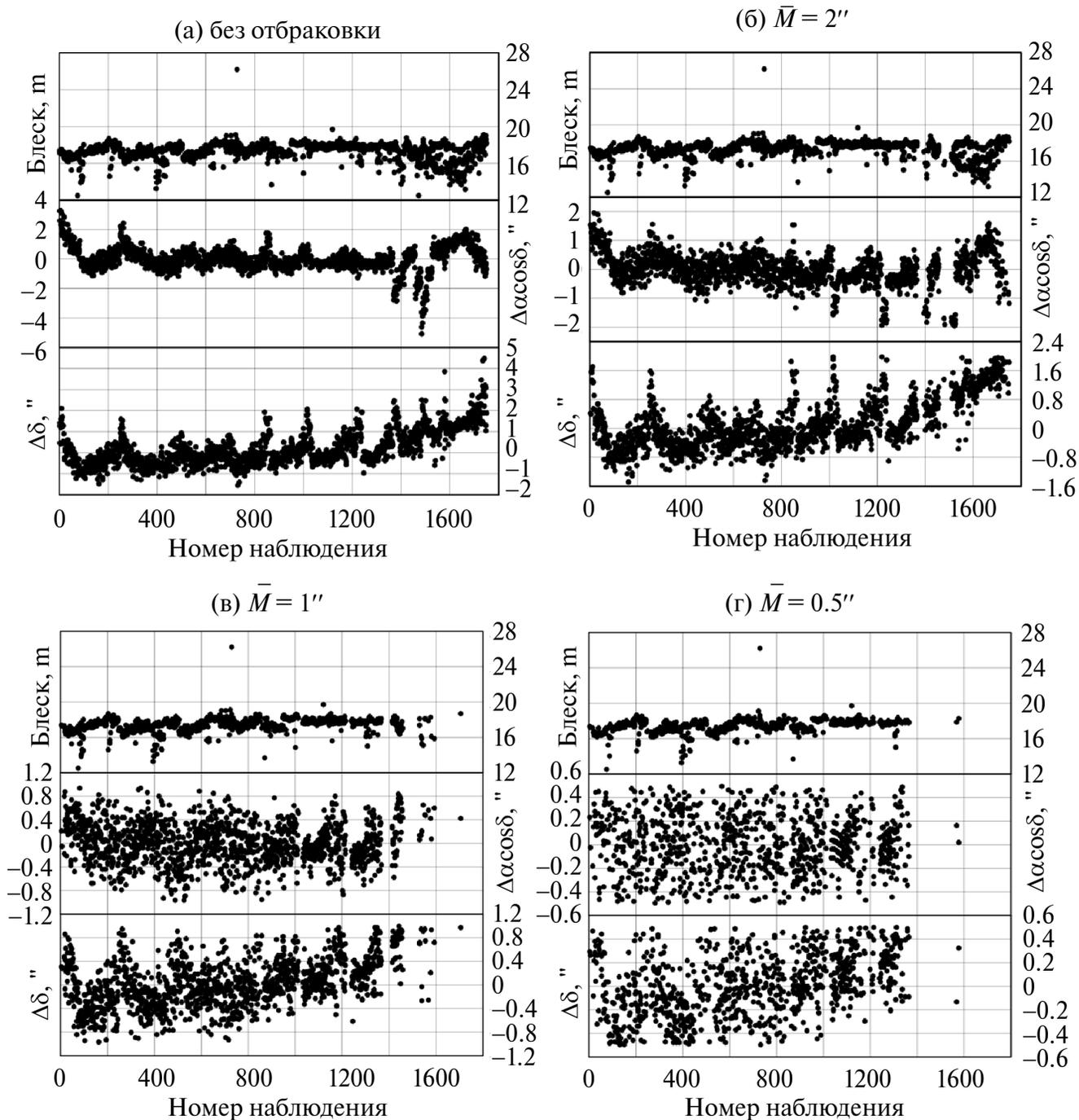


Рис. 4. Примеры представления наблюдений объекта № 900073 при различных уровнях их отбраковки: (а) – без отбраковки; (б) – $\bar{M} = 2''$; (в) – $\bar{M} = 1''$; (г) – $\bar{M} = 0.5''$.

Как видно из табл. 3–5, при уменьшении порогового значения среднеквадратичная ошибка уменьшается. При этом обусловленность задачи может вести себя по-разному, а соответственно,

и ошибки параметров: они ухудшаются, если ухудшается обусловленность задачи и уменьшаются, если порядок числа Тодда сохраняется. Если обратить внимание на результаты

на рис. 2–4, можно заметить, что при усилении критерия отбраковки в представлении наблюдений остаются систематические ошибки. В связи с этим поиск оптимального критерия отбраковки проводился по точности результатов прогноза движения объектов, полученных при различных вариантах отбраковки.

Данные результатов улучшения и прогноз по всем трем объектам приведены на рис. 5. Сплошной темно-серой линией обозначены величины, полученные без отбраковки, а темно-серой точкой – вариант отбраковки, выбранный алгоритмом в качестве оптимального. На графиках сверху вниз:

- количество используемых наблюдений (после отбраковки);
- число обусловленности Тодда (логарифмическая шкала);
- сумма модулей ошибок определяемых координат объекта, обозначенная как “ошибка $\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z$, км”
- среднеквадратичная ошибка прогноза на 9-месячном интервале (логарифмическая шкала для объекта № 10294 и линейная для остальных объектов);
- среднеквадратичная ошибка на интервале улучшения орбиты.

Наибольший интерес представляют графики среднеквадратичной ошибки прогноза и суммы

модулей среднеквадратичных ошибок определяемых координат. На всех графиках на рис. 5 видна зависимость между этими величинами. Если сумма ошибок координат меньше начального значения, то прогноз точнее. Особенно это наблюдается для случая с объектом № 10294, где σ прогноза может достигать наилучшего значения, равного 2.7”, и наихудшего – 625”.

Отметим результаты работы алгоритма по выбору оптимального варианта отбраковки. На графиках видно, что выделенные в результате машинного анализа данные позволяют прогнозировать движение объектов с меньшей погрешностью, чем без использования отбраковки наблюдений.

Представленные в работе результаты были получены без использования весов в процессе отбраковки наблюдений. Мы также проделали данный эксперимент с введением в наблюдения весовой матрицы. Полученные результаты мало отличаются от вышеприведенных, но требуют значительно больших затрат машинного времени, поэтому они здесь не приводятся.

Таким образом, в качестве оптимального значения числа \bar{M} следует выбирать то, которое дает уменьшение среднеквадратичных ошибок определяемых параметров, при сохранении порядка числа Тодда, характеризующего обусловленность задачи улучшения орбиты.

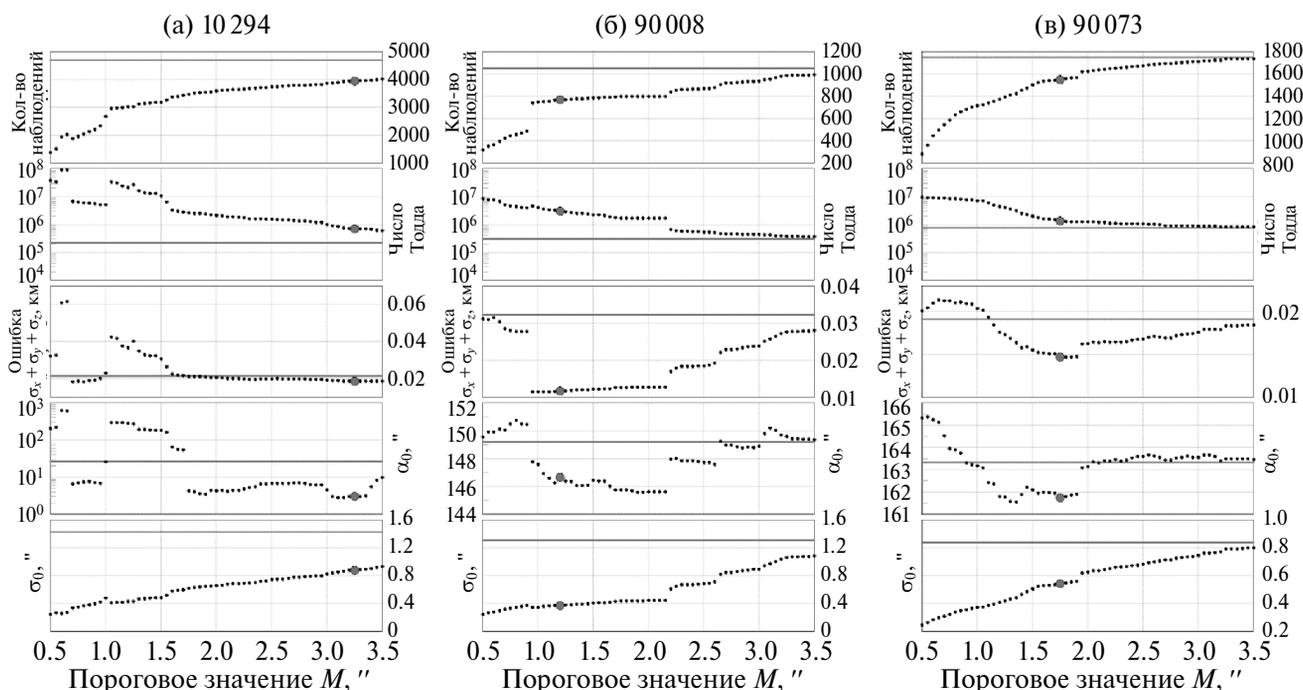


Рис. 5. Данные для поиска оптимального критерия отбраковки на примере объектов с номерами: (а) – 10294; (б) – 90008; (в) – 90073.

ПРОГРАММНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ОТБРАКОВКИ

В программном комплексе “Численная модель движения систем ИСЗ” реализованы два правила, с помощью которых пользователь может выбрать, каким способом будут удалены грубые наблюдения:

– Правило 1: $|O-C| > N\sigma$.

– Правило 2: $|O-C| > \bar{M}$.

Пользователь выбирает интервал изменения параметров N , \bar{M} и соответствующий для каждого из них шаг. Улучшение орбиты объекта выполняется при каждом варианте отбраковки итеративно до тех пор, пока не будет достигнута сходимости на первой итерации процедуры Гаусса–Ньютона (3). После выполнения всех вычислений результаты для каждой отбраковки сохраняются, и программа производит выбор оптимального варианта по следующим требованиям:

– выбираются все результаты со среднеквадратичной ошибкой, меньшей, чем в начальном варианте, полученном при полной выборке наблюдений;

– среди выбранных вариантов фиксируются те, у которых порядок числа обусловленности тогда, либо совпадает с начальным вариантом,

либо не превосходит его более чем на один порядок;

– из оставшихся вариантов отдается предпочтение тому, у которого сумма среднеквадратических ошибок координат объекта наименьшая.

В качестве результата работы алгоритма пользователю выдаются данные об улучшении, полученные с помощью оптимальной отбраковки. Если такой вариант не найден, то на вывод поступают результаты, полученные без использования отбраковки. Дополнительно предоставляется общая статистика с данными улучшения по каждому правилу, с помощью которой пользователь может судить насколько успешно было проведено уточнение параметров с тем или иным способом отбраковки

НАИЛУЧШИЕ СИСТЕМЫ ПАРАМЕТРОВ

По всем группам наблюдений объектов (табл. 6) были получены системы параметров с помощью описанной выше программы.

Из систем параметров объектов, найденных по наблюдениям 2022 г., по принципам, изложенным выше, для каждого объекта были выбраны наиболее точные системы, приведенные ниже (табл. 7–9).

Таблица 6. Описание использованных наблюдений 2022 г.

№ объекта	Кол-во наблюдений	Период наблюдений, сут.
10294	1031	05.01.2022 – 28.01.2022
	195	17.06.2022 – 02.07.2022
	349	25.10.2022 – 08.11.2022
90008	349	05.01.2022 – 17.01.2022
	219	17.06.2022 – 02.07.2022
	133	28.10.2022 – 08.11.2022
90073	288	05.01.2022 – 28.01.2022
	201	20.05.2022 – 02.07.2022
	135	01.11.2022 – 08.11.2022

Таблица 7. Наилучшая система параметров 2022 г. для объекта № 10294

Январь 2022 г.			
Кол-во наблюдений	$A/m, \text{ м}^2/\text{кг} \pm \text{ ср. кв. ошибка}$	Ср. кв. ошибка, "	Эпоха
1005	0.01689 ± 0.000188	0.7323	17.01.2022 00:00:00.000 UT
Координаты и скорости		Ср. квадратичные ошибки	
$x, \text{ км}$	$-40809.665401 \pm$	$\Delta x, \text{ м}$	0.013099
$y, \text{ км}$	-8365.372883	$\Delta y, \text{ м}$	0.011203
$z, \text{ км}$	-6643.812779	$\Delta z, \text{ м}$	0.007419
$v_x, \text{ км/с}$	0.659010	$\Delta v_x, \text{ м/с}$	$9.908506e-7$
$v_y, \text{ км/с}$	-2.986419	$\Delta v_y, \text{ м/с}$	$7.972262e-7$
$v_z, \text{ км/с}$	-0.302336	$\Delta v_z, \text{ м/с}$	$5.913179e-7$
Элементы орбиты		Ср. квадратичные ошибки	
a	42164.465418, км	$\Delta a, \text{ м}$	0.013534
e	0.000890	Δe	$1.698625e-7$
i	$10^\circ 41' 52.83''$	$\Delta i, ''$	0.000012
Ω	$313^\circ 59' 50.81''$	$\Delta \Omega, ''$	0.000583
ω	$115^\circ 23' 5.94''$	$\Delta \omega, ''$	0.002668
M	$122^\circ 34' 7.82''$	$\Delta M, ''$	0.002583

Таблица 8. Наилучшая система параметров 2022 г. для объекта № 90008

Январь 2022 г.			
Кол-во наблюдений	$A/m, \text{ м}^2/\text{кг} \pm \text{ ср. кв. ошибка}$	Ср. кв. ошибка, "	Эпоха
244	0.00323 ± 0.000378	0.2265	09.01.2022 00:00:00.000 UT
Координаты и скорости		Ср. квадратичные ошибки	
$x, \text{ км}$	-39282.776554	$\Delta x, \text{ м}$	0.006595
$y, \text{ км}$	14388.501332	$\Delta y, \text{ м}$	0.007737
$z, \text{ км}$	-4004.365510	$\Delta z, \text{ м}$	0.004707
$v_x, \text{ км/с}$	-1.010728	$\Delta v_x, \text{ м/с}$	$4.759492e-7$
$v_y, \text{ км/с}$	-2.888130	$\Delta v_y, \text{ м/с}$	$7.737156e-7$
$v_z, \text{ км/с}$	-0.389199	$\Delta v_z, \text{ м/с}$	$2.540865e-7$
Элементы орбиты		Ср. квадратичные ошибки	
a	42158.507787, км	$\Delta a, \text{ м}$	0.007078
e	0.003868	Δe	$1.821231e-7$
i	$9^\circ 6' 26.46''$	$\Delta i, ''$	0.000011
Ω	$303^\circ 13' 15.27''$	$\Delta \Omega, ''$	0.000012
ω	$252^\circ 54' 52.43''$	$\Delta \omega, ''$	0.000025
M	$324^\circ 21' 21.18''$	$\Delta M, ''$	0.000086

Таблица 9. Наилучшая система параметров 2022 г. для объекта № 90073

Январь 2022 год			
Кол-во наблюдений	A/m , м ² /кг ± ср. кв. ошибка	Ср. кв. ошибка, "	Эпоха
135	0.08642 ± 0.002027	0.2897	09.01.2022 00:00:00.000 UT
Координаты и скорости		Ср. квадратичные ошибки	
x , км	-41881.321996	Δx , м	0.019224
y , км	2632.634711	Δy , м	0.011702
z , км	5207.127258	Δz , м	0.010298
v_x , км/с	-0.237058	Δv_x , м/с	2.835499e-6
v_y , км/с	-3.043755	Δv_y , м/с	1.642194e-6
v_z , км/с	-0.283246	Δv_z , м/с	9.393271e-7
Элементы орбиты		Ср. квадратичные ошибки	
a	42171.850937, км	Δa , м	0.019357
e	0.004340	Δe	1.7357999e-7
i	8°52'11.95"	Δi , "	0.000018
Ω	49°4'10.77"	$\Delta \Omega$, "	0.000052
ω	358°17'50.28"	$\Delta \omega$, "	0.000615
M	128°18'55.53"	ΔM , "	0.000453

Для подтверждения правильности выбора наилучшей системы параметров 2022 г. для каждого объекта по всем системам параметров было проведено представление наблюдений 2023 г. (табл. 10–12).

Таблица 10. Данные о точности прогноза движения объекта № 10294

O–C	От января 2022 г.	От июня 2022 г.	От ноября 2022 г.
	Прогноз на июль 2023 г.		
$\Delta \alpha''$	56.7	102.4	85.5
$\Delta \delta''$	8.9	12.4	12.0
Прогноз на ноябрь 2023 г.			
$\Delta \alpha''$	7.6	105.8	87.9
$\Delta \delta''$	2.3	16.0	14.8

Таблица 11. Данные о точности прогноза движения объекта № 90008

O–C	От января 2022 г.	От июня 2022 г.	От ноября 2022 г.
	Прогноз на июль 2023 г.		
$\Delta \alpha''$	142.3	120.0	118.5
$\Delta \delta''$	12.7	9.7	10.5
Прогноз на ноябрь 2023 г.			
$\Delta \alpha''$	10.8	189.1	122.9
$\Delta \delta''$	3.5	19.4	14.5

Таблица 12. Данные о точности прогноза движения объекта № 90073

O–C	От января 2022 г.	От июня 2022 г.	От ноября 2022 г.
	Прогноз на июль 2023 г.		
$\Delta\alpha''$	1811.0	2762.5	1972.0
$\Delta\delta''$	271.8	412.0	293.4
	Прогноз на ноябрь 2023 г.		
$\Delta\alpha''$	791.1	1666.8	2577.4
$\Delta\delta''$	30.0	71.0	118.8

Таким образом, для всех трех объектов наилучшими следует считать системы параметров, полученные по наблюдения января 2022 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ ФОТОМЕТРИИ

Рассмотрим объект № 10294 по базе данных космических объектов Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН. Этот объект является отработавшим итальянским спутником Sirio. Масса и парусность, которые спутник имел при запуске, известны: $m = 218$ кг, $A/m = 0.009$ м²/кг.

В табл. 13 представлены минимальное $A_{\text{мин}}$, максимальное $A_{\text{макс}}$ и среднее $A_{\text{ср}}$ значения

площади миделевого сечения, параметр парусности объекта A/m , полученные по позиционным наблюдениям, среднеквадратическая ошибка σ в конце итерационного процесса улучшения орбиты объекта и оценка его массы m .

Если убрать из рассмотрения явно ненадежные результаты, полученные по малым измерительным дугам, мы получим значения массы и парусности объекта, близкие к начальным. Масса при этом уменьшается, а парусность, естественно, увеличивается относительно начальных значений, причем парусность и площадь миделевого сечения вычисляются по независимым друг от друга измерениям.

Таблица 13. Определение параметров объекта № 10294

N	Период наблюдений	$A_{\text{мин}}, \text{м}^2$	$A_{\text{макс}}, \text{м}^2$	$A_{\text{ср}}, \text{м}^2$	$A/m, \text{м}^2/\text{кг}$	$\sigma, ''$	$m, \text{кг}$
1	03.03.2019 – 09.03.2019	0.2862	16.5093	0.8771	0.0142	0.3868	61.7750
2	12.09.2019 – 23.09.2019	0.6413	44.7173	2.5810	0.0093	0.2035	278.4369
3	06.12.2019 – 23.12.2019	0.4141	278.2284	3.7776	0.0158	0.9289	239.1645
4	22.06.2020 – 28.06.2020	0.5137	51.8611	2.1053	0.0110	0.2237	192.1120
5	10.09.2020 – 29.09.2020	0.5062	47.8325	2.5714	0.0104	0.4582	248.1700
6	12.09.2021 – 27.09.2021	0.6961	16.2754	1.8211	0.0120	0.3713	151.9454
7	11.10.2021 – 29.10.2021	0.7227	21.5851	1.8104	0.0176	0.4650	103.1416
8	03.11.2021 – 06.11.2021	1.0605	31.5174	1.9990	0.0261	0.5967	76.5682
9	17.06.2022 – 02.07.2022	0.4876	10.1689	1.6471	0.0135	0.3227	121.7657
10	25.10.2022 – 08.11.2022	0.6832	21.1805	1.5161	0.0190	0.3460	79.9016
11	15.09.2023 – 22.09.2023	0.3617	37.6496	2.6336	0.0168	0.8307	156.6146

Кроме того, на примере объекта № 10294 было рассмотрено влияние отбраковки наблюдений на процесс совместного использования позиционных и фотометрических измерений для определения динамических параметров объекта (табл. 14).

Приведенные в табл. 14 данные показывают, что отбраковка наблюдений существенно не влияет на результаты обработки фотометрических измерений. Главное при получении средней оценки массы объекта исключать из определения группы наблюдений, которые дают при обработке позиционных наблюдений значение средней парусности с большой среднеквадратичной ошибкой.

Проанализируем еще один объект, под номером 90073, который представляет собой небольшой фрагмент китайского метеорологического спутника Fengyun 2D, запущенного в декабре 2006 г. В работе (Bakhtigaraev и др., 2018) на основании исследования обширного наблюдательного материала получено, что максимальное значение парусности γ этого объекта равно $0.18 \text{ м}^2/\text{кг}$.

Как видно из представленных в табл. 15 данных, оценка средней массы спутника по фотометрическим измерениям колеблется около значения $m = 9.156 \text{ кг}$. Оценка парусности объекта по всем имеющимся в нашем распоряжении массивам наблюдений дает среднее значение $A/m = 0.1169 \text{ м}^2/\text{кг}$.

Аналогичные оценки были получены по всем совместным наблюдениям объекта № 90008 (табл. 16). Этот объект, по предположениям наблюдателей, также является частью китайского метеорологического спутника Fengyun 2D и имеет форму диска (поскольку является крышкой).

Как показывают данные, приведенные в табл. 16, разброс всех определенных значений параметров и, в том числе, площади миделевого сечения спутника, очень велик, а соответственно велик и разброс масс. Определенные по данным фотометрии изменения площади миделевого сечения (рис. 6) подтверждают тот факт, что объект плоский, причем он наблюдается как бы сбоку, но при этом освещено ребро и основная плоскость тоже частично освещена. За все сеансы наблюдения максимальная освещенная плоская часть поверхности наблюдалась один

Таблица 14. Совместное использование позиционных и фотометрических измерений. Влияние отбраковки

N	Период наблюдений	1''		2''		3''	
		A/m	m , кг	A/m	m , кг	A/m	m , кг
1	03.03.2019 – 09.03.2019	0.015	59	0.015	62	0.015	62
2	12.09.2019 – 23.09.2019	0.009	270	0.010	246	0.010	240
3	06.12.2019 – 23.12.2019	0.018	154	0.018	185	0.017	198
4	22.06.2020 – 28.06.2020	0.011	188	0.011	187	0.011	187
5	10.09.2020 – 29.09.2020	0.010	256	0.011	240	0.010	246
6	12.09.2021 – 27.09.2021	0.012	149	0.012	150	0.015	121
7	11.10.2021 – 29.10.2021	0.018	93	0.019	93	0.017	109
8	03.11.2021 – 06.11.2021	0.080	22	0.026	76	0.026	78
9	05.01.2022 – 28.01.2022	0.011	227	0.017	117	0.020	99
10	17.06.2022 – 02.07.2022	0.013	120	0.013	122	0.013	122
11	25.10.2022 – 08.11.2022	0.018	76	0.005	331	0.002	734
12	15.09.2023 – 22.09.2023	0.016	185	0.017	157	0.016	162
Значения при запуске		0.009	218	0.009	218	0.009	218
Средние		0.019	150	0.014	164	0.014	196
Средние без 1, 7, 8, 11		0.013	194	0.014	176	0.014	172

Таблица 15. Определение параметров объекта № 90073

N	Период наблюдений	$A_{\text{мин}}, \text{M}^2$	$A_{\text{макс}}, \text{M}^2$	$A_{\text{ср}}, \text{M}^2$	$A/m, \text{M}^2/\text{KГ}$	$\sigma, ''$	$m, \text{KГ}$
1	3.09.2019 – 24.09.2019	0.0309	22.6135	0.6379	0.0925	0.5641	6.8995
2	06.12.2019 – 24.12.2019	5.4540×10^{-5}	15.4045	0.4335	0.1001	0.2433	4.3291
3	22.06.2020 – 29.06.2020	0.2002	5.4631	1.1560	0.1295	0.2963	8.9285
4	11.09.2020 – 24.09.2020	0.0376	7.2564	0.8634	0.1230	0.3455	7.0197
5	12.09.2021 – 27.09.2021	0.0750	11.3801	1.2901	0.1418	0.5589	9.0979
6	11.10.2021 – 30.10.2021	0.0692	73.5874	1.3580	0.1146	1.0958	11.8517
7	03.11.2021 – 06.11.2021	0.1032	16.9116	1.1579	0.0983	0.5124	11.7816
8	05.01.2022 – 29.01.2022	0.1289	9.3395	1.5014	0.0864	0.2897	17.3731
9	17.06.2022 – 03.07.2022	0.0403	8.5674	1.3625	0.0809	0.2381	16.8338
10	28.10.2022 – 30.10.2022	0.2010	9.9854	1.1843	0.1488	0.2421	7.9572
11	01.11.2022 – 08.11.2022	0.1419	5.3395	0.8486	0.1388	0.2535	6.1133
12	17.09.2023 – 22.09.2023	0.0601	0.7655	0.2488	0.1479	0.9458	1.6819

Таблица 16. Определение параметров объекта № 90008

N	Период наблюдений	$A_{\text{мин}}, \text{M}^2$	$A_{\text{макс}}, \text{M}^2$	$A_{\text{ср}}, \text{M}^2$	$A/m, \text{M}^2/\text{KГ}$	$\sigma, ''$	$m, \text{KГ}$
1	25.09.2011 – 07.10.2011	0.2665	0.7309	0.4566	0.0130	0.2024	35.2042
2	30.08.2014 – 06.09.2014	0.3245	1.1734	0.5887	0.0157	0.2744	37.4446
3	05.03.2017 – 16.03.2017	0.3210	20.7162	1.2663	0.0308	0.3681	41.1658
4	10.09.2020 – 21.09.2020	0.3019	28.2536	2.7553	0.0118	0.4053	233.8612
5	30.05.2021 – 07.06.2021	0.3334	8.3031	1.3558	0.0108	0.3805	125.9946
6	12.09.2021 – 27.09.2021	0.3368	53.4874	5.6492	0.0126	0.3452	447.4261
7	05.01.2022 – 17.01.2022	0.2671	8.4292	0.5709	0.0032	0.2265	176.9545
8	17.06.2022 – 02.07.2022	0.2475	9.8093	0.7515	0.0104	0.2738	72.1387
9	28.10.2022 – 08.11.2022	0.2218	6.6798	0.8371	0.0184	0.2302	45.4413

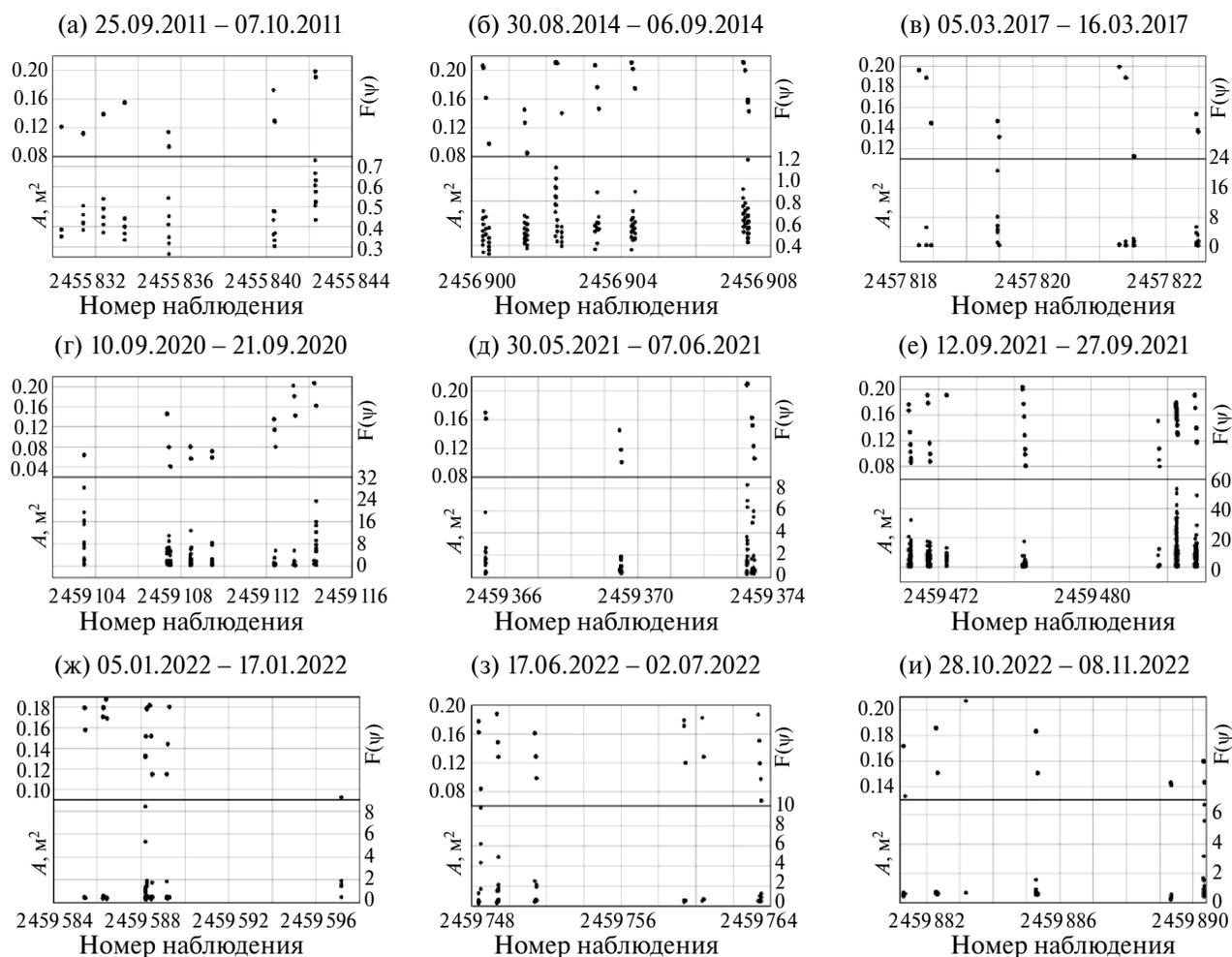


Рис. 6. Значения фазового угла и площади миделевого сечения объекта № 90008, полученные по измерениям блеска для всех сеансов наблюдений.

раз в сентябре 2021 г., а минимальная – дважды в сентябре 2011 г. и в августе–сентябре 2014 г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже было отмечено во Введении и в разделе, посвященном отбраковке наблюдений, задача определения параметров орбит объектов КМ по данным измерений сложна, прежде всего, тем, что представление наблюдений содержит неустраняемые систематические ошибки. Предложенный способ отбраковки принципиально задачу не решает, но позволяет из всех возможных определений выбрать такое, которое позволит осуществить прогноз движения на следующий период наблюдений с приемлемой точностью. Наличие неустраняемых систематических ошибок в представлении наблюдений

говорит о том, что в модели учтены не все действующие силы или среди учтенных есть такие, которые учтены недостаточно точно.

Данные, извлекаемые из фотометрических измерений, говорят о том, что неточно учтенной силой является световое давление. Объекты КМ имеют сложную геометрическую форму и произвольное распределение масс, что приводит к сложному вращению объекта вокруг собственного центра масс, а соответственно, и постоянно меняющимся площади миделевого сечения и параметра светового давления. Очевидно, что его среднее значение, найденное из обработки позиционных измерений, в большинстве случаев не позволяет учесть точно влияние светового давления. В то же время использование данных фотометрии по предлагаемой здесь и в работе (Коробцев и др., 2020) методикам существенно

расширяет наши знания об изучаемом объекте, позволяет увидеть особенности его вращательно-го движения и приближенно оценить его массу, что само по себе интересно. Кроме того, это вселяет надежду, что при высокой точности измерений блеска и получении длинных и однородных рядов наблюдений эти измерения можно будет использовать для получения аппроксимаций изменения площади миделевого сечения, и уточнения формулы влияния светового давления.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Терскольская обсерватория”.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSWM-2020-0049).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авдюшев В.А., Бордовицына Т.В., Батурич А.П., Бахтигараев Н.С., Левкина П.А., Попандопуло Н.А., Салейко К.В., Томилова И.В., Чувашов И.Н. Численное моделирование динамических параметров геосинхронных объектов по данным позиционных наблюдений // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 5. С. 344–355. (Avdyushev V.A., Bordovitsyna T.V., Baturin A.P., Bakhtigaraev N.S., Levkina P.A., Popandopulo N.A., Saleiko K.V., Tomilova I.V., Chuvashov I.N. Numerical simulation of the orbital motion of geosynchronous objects from positional observations // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 5. P. 327–337.)
2. Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Чувашов И.Н. Численное моделирование в задачах динамики околоземных объектов // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 1. С. 69–76.
3. Емельянов Н.В. Динамика естественных спутников планет на основе наблюдений. Фрязино: Век 2, 2019. 576 с.
4. Коробцев И.В., Цуккер Т.Г., Мишина М.Н., Горяшин В.Е., Еселевич М.В. Наблюдения космического мусора в области орбит глобальных навигационных спутниковых систем // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6. № 3 С. 115–123.
5. Шейнин О.Б. История теории ошибок. Берлин. 2007. 141 с.
6. Bakhtigaraev N., Levkina P., Rykhlova L., Sergeev A., Kokhirova G., Chazov V. Features of geosynchronous space objects motion near 75E // Open Astron. 2018. V. 27. P. 139–143.
7. IERS Conventions 2010. Petit G., Luzum B. (Eds) // IERS Technical Note 36. Paris, 2010. 179 p.
8. McCue G.A., Williams J.G., Morford J.M. Optical characteristics of artificial satellites // Planet. and Space Sci. 1971. V. 19. № 8. P. 851–868.
9. Todd J. The condition of certain matrices. I // Quart. J. Mech. and Appl. Math. 1949. V. 2. P. 469–472.