

ISSN 0320-930X

Том 57, Номер 1

Январь - Февраль 2023



# АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

*Исследования Солнечной системы*



[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)



# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

**Том 57, Номер 1, 2023**

---

---

Аналитические приближения характеристик ночного гидроксидла на Марсе и внутригодовые вариации <i>Д. С. Шапошников, М. Григалашвили, А. С. Медведев, Г. Р. Зоннеманн, П. Хартог</i>	3
Модельные вариации толщины коры Марса и Венеры методом чисел Лява <i>А. В. Батов, Т. И. Менщикова, Т. В. Гудкова</i>	17
Контаминанты в лунном реголите <i>А. В. Мохов, Т. А. Горностаева, А. П. Рыбчук, П. М. Карташов</i>	27
Геохимический эффект ударной переработки полярного реголита на Луне <i>А. Т. Базилевский, В. А. Дорофеева, Юань Ли, ЛиГанг Фанг</i>	38
Формирование плазменного слоя при прохождении Луны через магнитные жгуты солнечного ветра <i>А. С. Набатов, А. И. Захаров, А. И. Ефимов</i>	45
Спектрофотометрия и другие дистанционные методы изучения астероидов: достижения и новые подходы <i>В. В. Бусарев</i>	55
Комета 21/Borisov в сравнении с кометами Солнечной системы <i>В. А. Дорофеева, Г. В. Борисов, Б. М. Шустов</i>	71
Избранные проблемы классической и современной небесной механики и звездной динамики. I. Классические результаты <i>И. И. Шевченко, А. В. Мельников, В. Б. Титов, Р. В. Балухев, А. В. Веселова, А. В. Кривов, Д. В. Микрюков, Д. В. Миланов, А. А. Мюллери, И. И. Никифоров, Н. П. Питьев, Е. Н. Поляхова, Л. Л. Соколов, В. Ш. Шайдулин</i>	81
Михаил Александрович Вашковьяк (02.12.1941–18.11.2022)	100

---

---



УДК 523.43-852

## АНАЛИТИЧЕСКИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НОЧНОГО ГИДРОКСИЛА НА МАРСЕ И ВНУТРИГОДОВЫЕ ВАРИАЦИИ

© 2023 г. Д. С. Шапошников<sup>a, \*</sup>, М. Григалашвили<sup>b</sup>, А. С. Медведев<sup>b</sup>,  
Г. Р. Зоннеманн<sup>b</sup>, П. Хартог<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Москва, Россия

<sup>b</sup>Институт исследований Солнечной системы им. Макса Планка, Гёттинген, Германия

\*e-mail: shaposhnikov@phystech.edu

Поступила в редакцию 02.02.2022 г.

После доработки 15.07.2022 г.

Принята к публикации 15.08.2022 г.

Наблюдения за эмиссиями колебательно-возбужденного гидроксидла (ОН\*) широко используются для получения информации о динамике и составе атмосферы. Мы представляем несколько аналитических приближений для характеристик гидроксидного слоя в марсианской атмосфере, таких как концентрация ОН\* у максимума и высота максимума, а также соотношения для оценки влияния различных факторов на слой ОН\* в ночных условиях. Эти характеристики определяются температурой окружающей среды, концентрацией атомарного кислорода и их вертикальными градиентами. Полученные соотношения применены к результатам численного моделирования с помощью модели глобальной циркуляции атмосферы для предсказания сезонного поведения гидроксидного слоя на Марсе. Годовые и внутригодовые вариации концентрации возбужденного гидроксидла и высоты слоя по данным моделирования имеют как некоторые сходства с земными, так и существенные различия. Концентрация и высота максимума в экваториальных, северных и южных средних широтах меняются в зависимости от сезона, при этом максимальные концентрации и наименьшая высота приходятся на первую половину года. Модельные расчеты подтвердили наличие пика концентрации ОН\* в полярных широтах зимой на высоте примерно 50 км со значениями объемных плотностей эмиссии  $2.1, 1.4$  и  $0.6 \times 10^4$  фотонов  $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$  для переходов колебательных уровней 1–0, 2–1, 2–0, соответственно. Полученные соотношения могут быть использованы для анализа измерений и интерпретации их вариаций.

**Ключевые слова:** Марс, атмосфера, возбужденный гидроксид, свечение атмосферы

**DOI:** 10.31857/S0320930X23010061, **EDN:** HENQZV

### ВВЕДЕНИЕ

С середины прошлого века слой возбужденного гидроксидла (ОН\*) в области мезопаузы Земли привлекает внимание, поскольку он широко используется для изучения распределений малых газовых составляющих, динамических вариаций и температурного режима атмосферы (Krasovskiy, 1963; Shefov, 1969). В частности, наблюдаемые свечения ОН\* интенсивно применялись для получения информации о приливах (например, Lopez-Gonzalez и др., 2005; Gavriluyeva и др., 2009; Xu и др., 2010), планетарных волнах (например, Burti и др., 2005; Lopez-Gonzalez и др., 2009; Reisin и др., 2014) и внутренних гравитационных волнах (например, Gavrilov и др., 2002; Poroв и др., 2018; 2020). В эмиссиях ОН\* были обнаружены сигналы квазидвухлетних колебаний (Гао и др., 2010). Эти эмиссии использовались для изучения явлений внезапного стратосферного нагревания (Pertsev и др., 2013; Shepherd и др., 2020; Medvedeva

и др., 2019; Medvedeva, Ratovsky, 2020). Наблюдения за свечениями ОН\* использовались для восстановления трендов и вариаций температуры, вызванных 11-летним солнечным циклом (например, Pertsev, Perminov, 2008; Ammosov и др., 2014; Dalin и др., 2020; Perminov и др., 2014; 2021). Более того, концентрации некоторых химических составляющих, таких как атомарный кислород и атомарный водород, в районе земной мезопаузы весьма затруднительно измерять прямыми методами, и поэтому используются эмиссионные методы дистанционного зондирования, и, в частности, измерения по эмиссиям колебательно-возбужденного гидроксидла (Russell и др., 2005; Mlynczak и др., 2013; 2014).

Для Марса и Венеры признанным трейсером динамики является ночное свечение молекулярного кислорода в полосе 1.27 мкм (Bertaux и др., 2012). На Венере, благодаря наблюдениям в эксперименте VIRTIS, свечение позволило просле-

дальше солнечно-антисолнечную циркуляцию и даже определить скорости и направления ветров (Gorinov и др., 2018).

Недавно свечения колебательно-возбужденного гидроксиды были обнаружены в атмосфере Венеры (Piccioni и др., 2008; Gérard и др., 2010; Soret и др., 2010) и на Марсе (Clancy и др., 2013). И хотя в настоящий момент на орбите Марса не проводится ни одного эксперимента для измерения свечения гидроксиды с точностью, достаточной для получения хотя бы каких-либо пространственных и временных вариаций, наличие  $\text{OH}^*$  на этих планетах открывает новые возможности для будущих исследований, и нет сомнений, что эмиссионные методы дистанционного зондирования вскоре найдут свое применение и в марсианской атмосфере. В этом случае встанет вопрос о вариациях слоя гидроксиды на Марсе. Морфология и внутригодовые вариации слоя  $\text{OH}^*$  являются маркерами процессов, связанных с образованием и разрушением возбужденного гидроксиды, которые, в свою очередь, важны для интерпретации наблюдений. Для изучения морфологии и изменчивости слоя необходимо выбрать некоторые параметры, наилучшим образом характеризующие поведение слоя во времени и пространстве. В случае  $\text{OH}^*$  естественным выбором являются концентрация  $\text{OH}^*$  в максимуме (которая прямо пропорциональна объемной эмиссии) и высота этого максимума. В следующем разделе мы аналитически получим несколько приближений для этих параметров, а также для относительных вариаций слоя  $\text{OH}^*$  в марсианской атмосфере. Эти аналитические приближения, в отличие от полного решения, основываются на меньшем числе неизвестных параметров (концентраций малых химических примесей) и потому более удобны для анализа и, возможно, для будущих экспериментов. В разделе “Расчеты и обсуждение” мы проиллюстрируем применимость полученных формул на примере данных Mars Climate Database (MCD). Выводы приведены в последнем разделе.

### ВЫВОД АНАЛИТИЧЕСКИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ

Перечень химических реакций, влияющих на формирование возбужденного гидроксиды в ночной марсианской атмосфере, а также реакции столкновительной деактивации (“гашения” или “quenching”)  $\text{OH}^*$  и спонтанной эмиссии вместе с соответствующими скоростями приведен в таблице. В этот список не включена реакция радикалов гидропероксида ( $\text{HO}_2$ ) с атомарным кислородом, поскольку она представляет собой незначи-

тельный (или даже несуществующий) источник заселения колебательно-возбужденных уровней гидроксиды (Xu и др., 2012; García-Muñoz и др., 2005; Meriwether, Jr., 1989; McDade, Llewellyn, 1987; Llewellyn и др., 1978). Данная реакция была введена как источник колебательно-возбужденного гидроксиды в 1970-х гг. прошлого века Nagy и др. (1976) как гипотеза, выдвинутая из энергетических соображений (энергии этой экзотермической реакции достаточно для того, чтобы получить  $\text{OH}^*$  до шестого вибрационного уровня, включительно), и была применена несколькими авторами в 1980-х гг. для того, чтобы объяснить расхождения между наблюдаемыми эмиссиями и результатами расчетов (Takahashi, Batista, 1981; Turnbull, Lowe, 1983). На тот момент не существовало достаточно хороших измерений и расчетов коэффициентов гашения молекулярным и атомарным кислородом, коэффициентов спонтанной эмиссии, коэффициентов выхода реакции озона с атомарным водородом. Но уже Llewellyn и др. (1978) отметили, что с рассчитанными ими новыми коэффициентами гашения необходимость в новом источнике  $\text{OH}^*$  отпадает. Далее, Кауе (1988) по результатам лабораторных измерений показал, что заселение выше третьего колебательного уровня невозможно. Более того, коэффициенты заселения первых трех уровней были предложены (Makhlouf и др., 1995) с помощью общих рассуждений. К настоящему времени не было получено более точных сведений о коэффициентах выхода. Кроме того, при использовании новых рассчитанных и полученных в результате лабораторных измерений коэффициентов гашения, коэффициентов спонтанной эмиссии, коэффициентов выхода для реакции озона и атомарного водорода, применения реакции гидропероксида и атомарного кислорода для получения согласования измерений  $\text{OH}^*$  эмиссий не требуется (Xu и др., 2012; McDade, Llewellyn, 1987). Хотя некоторые авторы до сих пор применяют эту реакцию, следуя (García-Muñoz и др., 2005), мы сочли возможным ее опустить до появления более веских аргументов в пользу значимости этой реакции, основанных на лабораторных измерениях. Таким образом, отправной точкой нашего рассмотрения является почти полная система реакций для  $\text{OH}^*$  при ночных условиях.

Далее мы предполагаем, что возбужденный гидроксил находится в фотохимическом равновесии ночью (García-Muñoz и др., 2005). Это позволяет явно выразить концентрацию гидроксиды на всех уровнях возбуждения  $[\text{OH}_v]$  в виде:

$$[\text{OH}_v] \approx \frac{\left( f_v r_1 [\text{H}][\text{O}_3] + \sum_{v'=v+1}^9 A_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{CO}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 G_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{N}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 B_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{O}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 D_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{O}] + \sum_{v'=v+1}^9 E_{v'v} [\text{OH}_{v'}] \right)}{\left( \sum_{v''=0}^{v-1} A_{vv''} [\text{CO}_2] + \sum_{v''=0}^{v-1} G_{vv''} [\text{N}_2] + \sum_{v''=0}^{v-1} B_{vv''} [\text{O}_2] + \sum_{v''=0}^{v-1} D_{vv''} [\text{O}] + \sum_{v''=0}^{v-1} E_{vv''} + r_4(v) [\text{O}] \right)}, \quad \left( \begin{matrix} v < v' \\ v'' < v \end{matrix} \right), \quad (1)$$

где  $v$  – колебательное число;  $f_v$  – выход первой реакции для различных колебательных уровней,  $r$  – скорости реакций,  $A$ ,  $B$ ,  $G$  и  $D$  – коэффициенты гашения углекислым газом, молекулярным кислородом, молекулярным азотом и атомарным кислородом, соответственно. Здесь и далее квадратные скобки обозначают концентрацию кон-

кретного химического компонента. Соотношение (1) можно упростить, если рассматривать только основные процессы образования и радиационной релаксации, а именно реакцию озона с атомарным водородом, гашение углекислым газом, молекулярным кислородом и молекулярным азотом:

$$[\text{OH}_v] \approx \frac{\left( f_v r_1 [\text{H}][\text{O}_3] + \sum_{v'=v+1}^9 A_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{CO}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 B_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{O}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 G_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{N}_2] \right)}{\left( \sum_{v''=0}^{v-1} A_{vv''} [\text{CO}_2] + \sum_{v''=0}^{v-1} B_{vv''} [\text{O}_2] + \sum_{v''=0}^{v-1} G_{vv''} [\text{N}_2] \right)}, \quad \left( \begin{matrix} v < v' \\ v'' < v \end{matrix} \right). \quad (2)$$

В (2) мы пренебрегли спонтанной эмиссией и гашением атомарным кислородом, поскольку на Марсе эти процессы выражены слабо. Например, коэффициенты полной спонтанной эмиссии для  $\text{OH}_{v=9}$  и  $\text{OH}_{v=1}$  составляют  $E_9 = 199.2495 \text{ c}^{-1}$  и  $E_1 = 17.62 \text{ c}^{-1}$ , соответственно (Ху и др., 2012). С другой стороны,  $[\text{CO}_2] \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  на 50 км (например, Krasnopolsky, Lefèvre, 2013; Nair и др., 1994), скорости гашения в результате столкновений с углекислым газом составляют  $A_9 = 9.1 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ c}^{-1}$  и  $A_1 = 2.9 \times 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ c}^{-1}$  (Krasnopolsky, 2013; García-Muñoz и др., 2005; Dodd и др., 1991; Chalamala, Copeland, 1993; Soret и др., 2012). Перемножая концентрацию  $\text{CO}_2$  на скорость гашения, получаем значения первого члена в знаменателе (1) больше  $9 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$  и  $2.9 \times 10^2 \text{ c}^{-1}$  для соответствующих колебательных уровней, что значительно превосходит величину соответствующего члена для спонтанной эмиссии ( $E_9 = 199.2495 \text{ c}^{-1}$  и  $E_1 = 17.62 \text{ c}^{-1}$ , см. выше). Концентрации атомарного кислорода на высоте 50–60 км составляют около  $10^9$ – $10^{11} \text{ см}^{-3}$  (например, Krasnopolsky, Lefèvre, 2013; Krasnopolsky, 2010; 2006). Caridade и др. (2013)

получили для реактивного ( $\text{O} + \text{OH}_v \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$ ) и неактивного ( $\text{O} + \text{OH}_v \rightarrow \text{OH}_{v < v} + \text{O}$ ) гашения атомарным кислородом скорости  $7.7 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ c}^{-1}$  и  $6 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ c}^{-1}$  для  $v = 9$  и  $v = 1$ , соответственно (при температуре  $T = 160 \text{ K}$ ). Следовательно, соответствующие потери при столкновениях с атомарным кислородом составляют менее 8–6  $\text{c}^{-1}$  для всех колебательных уровней, и ими можно пренебречь по сравнению с уже упомянутой деактивацией в результате столкновений с  $\text{CO}_2$ .

Аналогично работе García-Muñoz и др. (2005) мы предполагаем, что озон тоже находится в фотохимическом равновесии вблизи ночного слоя  $\text{OH}^*$ . Тогда уравнение баланса озона можно представить в виде:

$$r_2 [\text{O}][\text{O}_2][\text{CO}_2] = r_1 [\text{O}_3][\text{H}] + r_3 [\text{O}][\text{O}_3]. \quad (3)$$

В данном соотношении мы пренебрегли вкладом молекулярного азота и молекулярного кислорода в реакции трех тел (в левой части), потому что суммарная концентрация этих примесей составляет менее 3% от концентрации окружающей атмосферы, тогда как концентрация углекислого газа ~96%.

Список реакций, скорости реакций, коэффициенты гашения и коэффициенты спонтанного излучения, использованные в статье

	Реакции	Коэффициенты	Ссылки
1	$\text{H} + \text{O}_3 \xrightarrow{f_v r_1} \text{OH}_{v=5,\dots,9} + \text{O}_2$	$r_1 = 1.4 \times 10^{-10} \exp\left(\frac{-470}{T}\right)$ $f_{v=9,\dots,5} = 0.47, 0.34, 0.15, 0.03, 0.01$	Burkholder и др. (2020), Adler-Golden (1997)
2	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_3 + \text{CO}_2$	$r_2 = 6.1 \times 10^{-34} (298/T)^{2.4}$	Burkholder и др. (2020)
3	$\text{O} + \text{O}_3 \rightarrow 2\text{O}_2$	$r_3 = 8 \times 10^{-12} \exp\left(\frac{-2060}{T}\right)$	Burkholder и др. (2020)
4	$\text{O} + \text{OH}_{v=1,\dots,9} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	$r_4 (v = 9, \dots, 1) = (5.42, 4.8, 4.42, 4, 3.77, 4.43, 3.74, 3, 3.15) \times 10^{-11}$	Caridade и др. (2013)
5	$\text{OH}_v + \text{CO}_2, \text{O}_2, \text{N}_2, \text{O} \rightarrow \text{OH}_{v' < v} + \text{CO}_2, \text{O}_2, \text{N}_2, \text{O}$	$A_{v'v}, B_{v'v}, G_{v'v}, D_{v'v}$ . См. текст	Adler-Golden (1997), Makhlof и др. (1995), Krasnopolsky (2013), Caridade и др. (2013)
6	$\text{OH}_v \rightarrow \text{OH}_{v' < v} + h\nu$	$E_{v'v}$	Ху и др. (2012)

Доля реакции озона с атомарным кислородом в общих потерях озона невелика, так как для типичных температур на высоте 50–60 км (~150 К) скорость реакции  $r_3$  (~ $8.7 \times 10^{-18} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ ) примерно в  $10^6$  раз меньше  $r_1$  (~ $6.1 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ ), но концентрация атомарного водорода меньше концентрации атомарного кислорода не более чем в

~ $10^2$ – $10^3$  раз в этой области (Nair и др., 1994; García-Muñoz и др., 2005; Krasnopolsky, 2006; Krasnopolsky, Lefèvre, 2013). Поэтому вторым слагаемым в правой части (3) можно пренебречь:

$$r_2 [\text{O}][\text{O}_2][\text{CO}_2] \approx r_1 [\text{O}_3][\text{H}]. \quad (4)$$

Подстановка (4) в первый член числителя (2) дает:

$$[\text{OH}_v] \approx \frac{\left( f_v r_2 [\text{O}][\text{O}_2][\text{CO}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 A_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{CO}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 B_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{O}_2] + \sum_{v'=v+1}^9 G_{v'v} [\text{OH}_{v'}][\text{N}_2] \right)}{\sum_{v''=0}^{v-1} A_{vv''} [\text{CO}_2] + \sum_{v''=0}^{v-1} B_{vv''} [\text{O}_2] + \sum_{v''=0}^{v-1} G_{vv''} [\text{N}_2]}, \quad \left( \begin{array}{l} v < v' \\ v'' < v \end{array} \right). \quad (5)$$

Концентрации молекулярного кислорода и молекулярного азота линейно пропорциональны концентрации углекислого газа ( $[\text{O}_2] = \alpha [\text{CO}_2] = \beta M$ ,  $[\text{N}_2] = \chi [\text{CO}_2]$ , где  $M$  – концентрация воздуха, и  $\alpha, \beta, \chi$  – коэффициенты пропорциональности) на высотах слоя  $\text{OH}^*$  (например, Krasnopolsky, 2010; Krasnopolsky, Lefèvre, 2013). Это позволяет исключить зависимости от концентраций  $[\text{O}_2]$  и  $[\text{N}_2]$ , и представить (5) в виде:

$$[\text{OH}_v] \approx \frac{\beta f_v r_2 [\text{O}] M + [\text{OH}_{v'}] \sum_{v'=v+1}^9 C_{v'v}}{\sum_{v''=0}^{v-1} C_{vv''}}, \quad \left( \begin{array}{l} v < v' \\ v'' < v \end{array} \right), \quad (6)$$

где  $\sum_{v'=v+1}^9 C_{v'v} = \sum_{v'=v+1}^9 A_{v'v} + \alpha \sum_{v'=v+1}^9 B_{v'v} + \chi \sum_{v'=v+1}^9 G_{v'v}$  и  $\sum_{v''=0}^{v-1} C_{vv''} = \sum_{v''=0}^{v-1} A_{vv''} + \alpha \sum_{v''=0}^{v-1} B_{vv''} + \chi \sum_{v''=0}^{v-1} G_{vv''}$ .

Записывая числовое значение скорости реакции  $r_2$  в явном виде и преобразуя (6), получаем:

$$[\text{OH}_v] \approx \varepsilon \gamma_v [\text{O}] T^{-2.4} M, \quad (7)$$

где  $\varepsilon = 6.1 \times 10^{-24} \times 298^{2.4} \beta$  и  $\gamma_v = \frac{f_v + \sum_{v'=v+1}^9 \gamma_{v'} C_{v'v}}{\sum_{v''=0}^{v-1} C_{vv''}}$ , ( $f_{v>9 \cup v<5} = 0, v < v', v'' < v$ ).

Отметим, что коэффициент  $\varepsilon$  зависит от  $r_2$  и, сле-

довательно, может меняться. Например, Krasnopolsky (2013), García-Muñoz и др. (2005) использовали  $r_2 = 1.2 \times 10^{-27}$ , следуя работе Lindner (1988). Другие значения  $r_2$ , использованные в предыдущих исследованиях, включают  $2.7 \times 10^{-34} \times 300^{2.4}$  (Krasnopolsky, 2006),  $1.4 \times 10^{-34} \times 300^{2.4}$  (Krasnopolsky, Lefèvre, 2013) и  $1.5 \times 10^{-34} \times 300^{2.4}$  (Lefèvre и др., 2004). Несмотря на различия, все исследователи пришли к единому мнению, что  $r_2 \sim T^{-2.4}$ .

*Максимальная концентрация гидроксильного слоя и его высота*

Теперь мы можем вывести выражения для максимальной концентрации гидроксильного слоя  $\text{OH}^*$  и высоты этого максимума. Для этого исключим концентрацию воздуха  $M$  (в основном состоящего из углекислого газа) из (7) по закону идеального газа:

$$[\text{OH}_v] \approx \vartheta_v T^{-3.4} [\text{O}] p, \quad (8)$$

где  $k_b$  – постоянная Больцмана,  $p$  – давление, а также используется обозначение  $\vartheta_v = \epsilon \gamma_v / k_b$ . Строго говоря, величина  $\vartheta_v$  температурно зависима, поскольку все коэффициенты гашения, а также выход реакции  $f_v$  имеют температурную зависимость, однако на данный момент такие зависимости плохо изучены, кроме того эти зависимости, по мнению многих исследователей, весьма слабы в диапазоне вариаций температуры в средней атмосфере Марса и составляют величины на порядок меньше квадратичной зависимости (к примеру, Caridade и др. (2013) и ссылки в данной статье). Поэтому в нашей работе, как и в работах других авторов, посвященных эмиссиям колебательно-возбужденного гидроксидла в земной и марсианской атмосферах, мы принимаем эти коэффициенты, и следовательно,  $\vartheta_v$  константами. Дифференцируя (8) по давлению и приравнивая результат к нулю, получаем для давления в локальном максимуме концентрации  $\text{OH}^*$ :

$$p_{\max} \approx \frac{1}{3.4 \frac{\partial \ln T}{\partial p} - \frac{\partial \ln [\text{O}]}{\partial p}} \approx 1 / \left( \frac{\partial}{\partial p} \left( \ln \left( \frac{T^{3.4}}{[\text{O}]} \right) \right) \right). \quad (9)$$

Подставив (9) в (8), получим значение максимальной концентрации возбужденного гидроксидла:

$$[\text{OH}_v]_{\max} \approx \frac{\vartheta_v T^{-3.4} [\text{O}]}{3.4 \frac{\partial \ln T}{\partial p} - \frac{\partial \ln [\text{O}]}{\partial p}} \approx \frac{\vartheta_v T^{-3.4} [\text{O}]}{\frac{\partial}{\partial p} \left( \ln \left( \frac{T^{3.4}}{[\text{O}]} \right) \right)}. \quad (10)$$

Из (9) и (10) видно, что пиковая концентрация  $\text{OH}^*$  и высота этого максимума в явном виде определяются вертикальными профилями температуры, концентрации атомарного кислорода и

коэффициента  $\vartheta_v$ , включающего различные константы. Следует обратить внимание, что приведенные выше формулы справедливы только в окрестности слоя  $\text{OH}^*$ , потому что были использованы несколько допущений, которые выполняются только в данной области.

*Вариации гидроксильного слоя*

Для получения связи между относительными вариациями концентраций колебательно-возбужденного гидроксидла (а, следовательно, наблюдаемой объемной эмиссии) и параметрами, определяющими вариации концентрации слоя  $\text{OH}^*$ , разложим плотность атомарного кислорода, температуру и плотность воздуха на средние ( $[\overline{\text{O}}], \overline{T}, \overline{M}$ ) и отклонения ( $[\text{O}]', T', M'$ ), где черта означает соответствующее (пространственное, временное или то и другое) усреднение, и подставим их в (7):

$$[\text{OH}_v] = \epsilon \gamma_v ([\overline{\text{O}}] + [\text{O}]') (\overline{T} + T')^{-2.4} ([\overline{M}] + [M]'). \quad (11)$$

Колебания относительной температуры  $T'/\overline{T}$  в районе максимума  $\text{OH}^*$  на Марсе невелики. Это позволяет применить разложение в ряд Тейлора по температуре в (11). Перемножение всех выражений в (11) дает:

$$[\text{OH}_v] \approx \epsilon \gamma_v [\overline{\text{O}}] \overline{T}^{-2.4} [\overline{M}] + \epsilon \gamma_v [\overline{\text{O}}] \overline{T}^{-2.4} [M]' + \epsilon \gamma_v [\text{O}]' \overline{T}^{-2.4} [\overline{M}] - 2.4 \epsilon \gamma_v [\overline{\text{O}}] T' \overline{T}^{-3.4} [\overline{M}] + \epsilon \gamma_v [\text{O}]' \overline{T}^{-2.4} [M]' - 2.4 \epsilon \gamma_v [\overline{\text{O}}] T' \overline{T}^{-3.4} [M]' - 2.4 \epsilon \gamma_v [\text{O}]' T' \overline{T}^{-3.4} [\overline{M}] - 2.4 \epsilon \gamma_v [\text{O}]' T' \overline{T}^{-3.4} [M]'. \quad (12)$$

Концентрация возбужденного гидроксидла для конкретного колебательного числа может быть записана в более компактной форме:

$$[\text{OH}_v] \approx [\overline{\text{OH}_v}] + [\text{OH}_v]_{M'} + [\text{OH}_v]_{O'} + [\text{OH}_v]_{T'} + [\text{OH}_v]_{OM}'' + [\text{OH}_v]_{TM}'' + [\text{OH}_v]_{TO}'' + \dots, \quad (13)$$

где используются следующие обозначения:

$$\begin{aligned} [\overline{\text{OH}_v}] &= \epsilon \gamma_v \overline{T}^{-2.4} [\overline{\text{O}}] [\overline{M}], \\ [\text{OH}_v]_{M'} &= \epsilon \gamma_v \overline{T}^{-2.4} [\overline{\text{O}}] [M]', \\ [\text{OH}_v]_{O'} &= \epsilon \gamma_v \overline{T}^{-2.4} [\text{O}]' [\overline{M}], \\ [\text{OH}_v]_{T'} &= -2.4 \epsilon \gamma_v T' \overline{T}^{-3.4} [\overline{\text{O}}] [\overline{M}], \\ [\text{OH}_v]_{OM}'' &= \epsilon \gamma_v \overline{T}^{-2.4} [\text{O}]' [M]', \\ [\text{OH}_v]_{TM}'' &= -2.4 \epsilon \gamma_v T' \overline{T}^{-3.4} [\overline{\text{O}}] [M]', \\ [\text{OH}_v]_{TO}'' &= -2.4 \epsilon \gamma_v T' \overline{T}^{-3.4} [\text{O}]' [\overline{M}]. \end{aligned}$$

Следовательно, линейные части (RV' от relative variation) относительных вариаций концентрации

ОН\* могут быть выражены через относительные вариации температуры, атомарного кислорода и концентрации воздуха:

$$\begin{aligned} RV'_T &\equiv \frac{[\text{OH}_v]'_T}{[\text{OH}_v]} = -2.4 \frac{T'}{T}, \\ RV'_O &\equiv \frac{[\text{OH}_v]'_O}{[\text{OH}_v]} = \frac{[\text{O}']}{[\text{O}]}, \\ RV'_M &\equiv \frac{[\text{OH}_v]'_M}{[\text{OH}_v]} = \frac{[M]'}{[M]}. \end{aligned} \quad (14)$$

Вторые моменты ( $RV''$ ) относительных вариаций концентраций равны:

$$\begin{aligned} RV''_{TM} &\equiv \frac{[\text{OH}_v]''_{TM}}{[\text{OH}_v]} = -2.4 \frac{T'[M]'}{T[M]}, \\ RV''_{OM} &\equiv \frac{[\text{OH}_v]''_{OM}}{[\text{OH}_v]} = \frac{[\text{O}'] [M]'}{[\text{O}] [M]}, \\ RV''_{TO} &\equiv \frac{[\text{OH}_v]''_{TO}}{[\text{OH}_v]} = -2.4 \frac{T'[\text{O}']}{T[\text{O}]}. \end{aligned} \quad (15)$$

При выводе формул (14) и (15), а именно при манипуляциях с плотностью частиц воздуха, неявно предполагалось, что вариации высоты слоя ОН\* не превышают высоты однородной атмосферы. Поэтому полученные уравнения справедливы только тогда, когда смещения слоя ОН\* от средней высоты не превышают высоты однородной атмосферы. В земной атмосфере это условие выполняется для суточных и внутрисезонных вариаций, вызванных гравитационными волнами, а также для годовых циклов на широтах, где отклонения высоты слоя ОН\* относительно невелики. Аналогичную осторожность следует соблюдать, когда (14) и (15) применяются для условий на Марсе.

## РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе мы проверяем применимость полученных формул. Они содержат фотохимические параметры в самом общем виде. В частности, они предполагают мультиквантовую релаксацию для процессов гашения и спонтанной эмиссии, когда происходят переходы со всех колебательных уровней выше на все уровни ниже. На сегодняшний день известны не все мультиквантовые коэффициенты гашения углекислым газом и молекулярным азотом. В литературе приводятся только скорости так называемого столкновительного каскадного гашения (McDade, Clewellyn, 1987), когда происходят переходы только на один уровень ниже. Самое последнее обновление этих коэффициентов было представле-

но Krasnopolsky (2013) и Makhlouf и др. (1995) для гашения углекислым газом и молекулярным азотом, соответственно. Мы приняли эти значения в наших расчетах. А именно, мы используем диагональную матрицу для  $A_{vv'}$  и  $G_{vv'}$  для переходов  $v \rightarrow v-1$  со значениями из работ Krasnopolsky (2013) и Makhlouf и др. (1995) и приравниваем нулю недиагональные члены для других переходов.

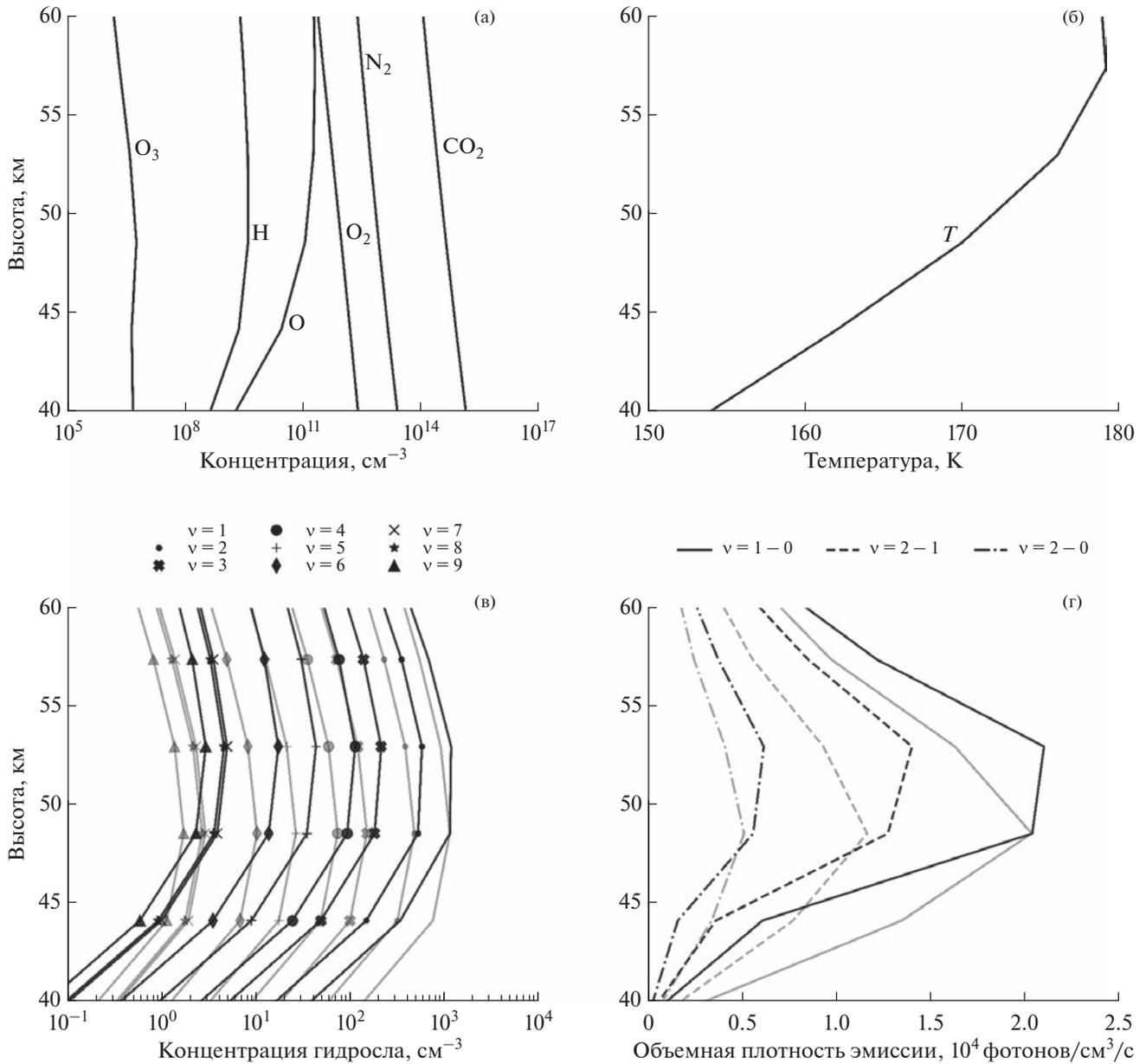
Исходные профили концентраций были взяты из MCD, основанной на численных экспериментах с моделью общей циркуляции Laboratoire de Météorologie Dynamics (LMD-GCM) (Forget и др., 1999; Millour и др., 2018). MCD содержит распределения примесных газов в марсианской атмосфере, в том числе озона (Lefèvre и др., 2008), непосредственно участвующего в образовании ОН\*, водяного пара (Navarro и др., 2014), являющегося основным источником нечетных водородов (H, OH, HO<sub>2</sub>), и вариации других долгоживущих газов (углекислый газ и молекулярный азот), участвующих в процессах гашения (Forget и др., 1998; 2008). Мы использовали для расчетов данные MCD v5.3, сценарий 30-го марсианского года.

На рис. 1а–1б представлены входные профили ночных концентраций O, O<sub>3</sub>, H, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> и температуры  $T$  из MCD, усредненные зонально между 70° и 90° с.ш., а также по интервалу солнечной долготы  $L_s = 265^\circ - 320^\circ$ . Такое усреднение и формат отображения были выбраны для возможности сравнения с наблюдениями Clancy и др. (2013). Результаты расчетов  $[\text{OH}^*]$  по общей формуле (1) и аппроксимации формулы (7) для  $\text{OH}_v = 1, \dots, 9$  показаны на рис. 1в черными и серыми линиями, соответственно.

Видно хорошее соответствие между концентрациями ОН\* и высотами максимумов, рассчитанными по полной модели (1) и по упрощенной формуле (7). Наилучшее совпадение наблюдается вблизи пиков на ~48–53 км. Различия ниже и выше максимумов можно частично объяснить отклонениями озона от фотохимического равновесия в области полярной ночи, где время жизни озона удлиняется в условиях постоянной ночи и переноса атомарного кислорода вниз (например, Shaposhnikov и др. (2019)).

Вертикальное разделение гидроксильного слоя в зависимости от колебательных уровней хорошо известно в атмосфере Земли (например, Adler-Golden, 1997; Swenson, Gardner, 1998). Так же оно было предсказано для Марса в работе García-Muñoz и др. (2005). Его нельзя объяснить из формулы (9), поскольку  $v$  не зависит от давления  $p$ .

Этот результат возникает вследствие исключения процессов гашения атомарным кислородом в учете потерь возбужденного гидроксила. Учет соответствующего слагаемого дает слабое верти-



**Рис. 1.** Ночные значения величин, зонально усредненных между 70° и 90° с.ш. и за период солнечных долгот  $L_s = 265^\circ - 320^\circ$ : (а) O, O<sub>3</sub>, H, O<sub>2</sub> CO<sub>2</sub> и (б) T из MCD, (в) OH<sub>v=1, ..., 9</sub>, рассчитанные по формуле (1) (черные линии) и оцененные через формулу (7) (серые линии), (г) объемная плотность эмиссии по формулам (1) и (7) (черные и серые линии, соответственно) для колебательных переходов 1-0 (сплошные линии), 2-1 (штриховые), и 2-0 (штрих-пунктирные), которые соответствуют длинам волн 2.81, 2.94 и 1.42 мкм.

кальное разделение по колебательным уровням (сплошные линии). Резонно ожидать, что вертикальный сдвиг между слоями, соответствующими разным колебательным уровням, на Марсе будет меньше, чем на Земле, как это было обнаружено Clancy и др. (2013). Это связано с тем, что гашение атомарным кислородом, ответственное за сдвиг, сравнимо с гашением молекулярным кислородом вблизи земной мезопаузы, но пренебрежимо мало по сравнению с гашением CO<sub>2</sub> в марсианской атмосфере.

Объемная эмиссия является измеримой величиной, которая пропорциональна концентрации OH\*. Мы рассчитали ее по полной формуле (1), аппроксимировали с помощью (7) и нанесли на рис. 1г черными и серыми линиями, соответственно. Типы линий обозначают основные колебательные переходы: 1-0 (сплошные линии), 2-1 (штриховые) и 2-0 (штрих-пунктирные), которые соответствуют длинам волн 2.81, 2.94 и 1.42 мкм. На рисунке видно, что расположение пиков (~48–53 км) и соответствующие объемные

эмиссии хорошо согласуются с наблюдениями Clancy и др. (2013) с точки зрения формы и величины.

Уравнения, полученные в предыдущем разделе, дают некоторые прогнозы и могут быть применены для анализа в будущем, что мы проиллюстрируем ниже. Свечение атмосферы в слое  $\text{OH}^*$  на Земле демонстрирует годовые и полугодовые вариации (Marsh и др., 2006; Liu и др., 2008; Gao и др., 2010; Xu и др., 2010). В результате первых наземных наблюдений были обнаружены полугодовые вариации с максимумами интенсивности в эмиссиях  $\text{OH}^*$  на низких и экваториальных широтах вблизи равноденствий, которые смещались к зимнему и летнему сезонам через средние широты и переходили в годовой цикл с большей интенсивностью эмиссий зимой на высоких широтах (Barbier, 1961; Weill, 1967; Shefov, 1969; Harrison и др., 1971; Wiens, Weill, 1973; Fukuyama, 1977). После наступления спутниковой эры данное поведение было подтверждено наблюдениями SABER (Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry) и WINDII (Wind Imaging Interferometer) (Marsh и др., 2006; Liu и др., 2008; Gao и др., 2010). Моделирование с помощью TIME-GCM (Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Electrodynamics General Circulation Model), модели ROSE и CTM-IAP (Chemistry-Transport Model of Leibniz-Institute of Atmospheric Physics) хорошо воспроизводят вышеуказанные вариации (Marsh и др., 2006; Liu и др., 2008; Gao и др., 2010; Sonnemann и др., 2015). При анализе спутниковых наблюдений и модельных расчетов было установлено, что годовой цикл глобальной циркуляции и соответствующие потоки атомарного кислорода определяют годовые вариации слоя  $\text{OH}^*$  в высоких широтах. Полугодовые вариации на экваторе были связаны с термическими приливами и соответствующими вариациями концентрации атомарного кислорода. Аналогичные вариации можно ожидать от марсианского  $\text{OH}^*$  из-за сильно выраженных сезонных изменений концентрации атомарного кислорода, концентрации воздуха и температуры.

На рис. 2 представлены временные ряды месячных скользящих средних для ночных значений концентрации  $[\text{OH}_{v=2}]$  и кислорода, высоты пика концентрации  $[\text{OH}_{v=2}]$  и температуры. Все значения приведены у пика слоя  $\text{OH}_{v=2}$  на 5 различных широтах от  $60^\circ$  ю.ш. до  $60^\circ$  с.ш. Обнаруженные по данным модельных расчетов годовые и внутригодовые вариации концентрации  $[\text{OH}_{v=2}]$  и высоты слоя имеют как некоторые сходства с земными вариациями, так и существенные различия. Видно, что концентрация и высота максимума в экваториальных, северных и южных средних широтах меняются в зависимости от сезона, при этом максимальные концентрации и наименьшая высота

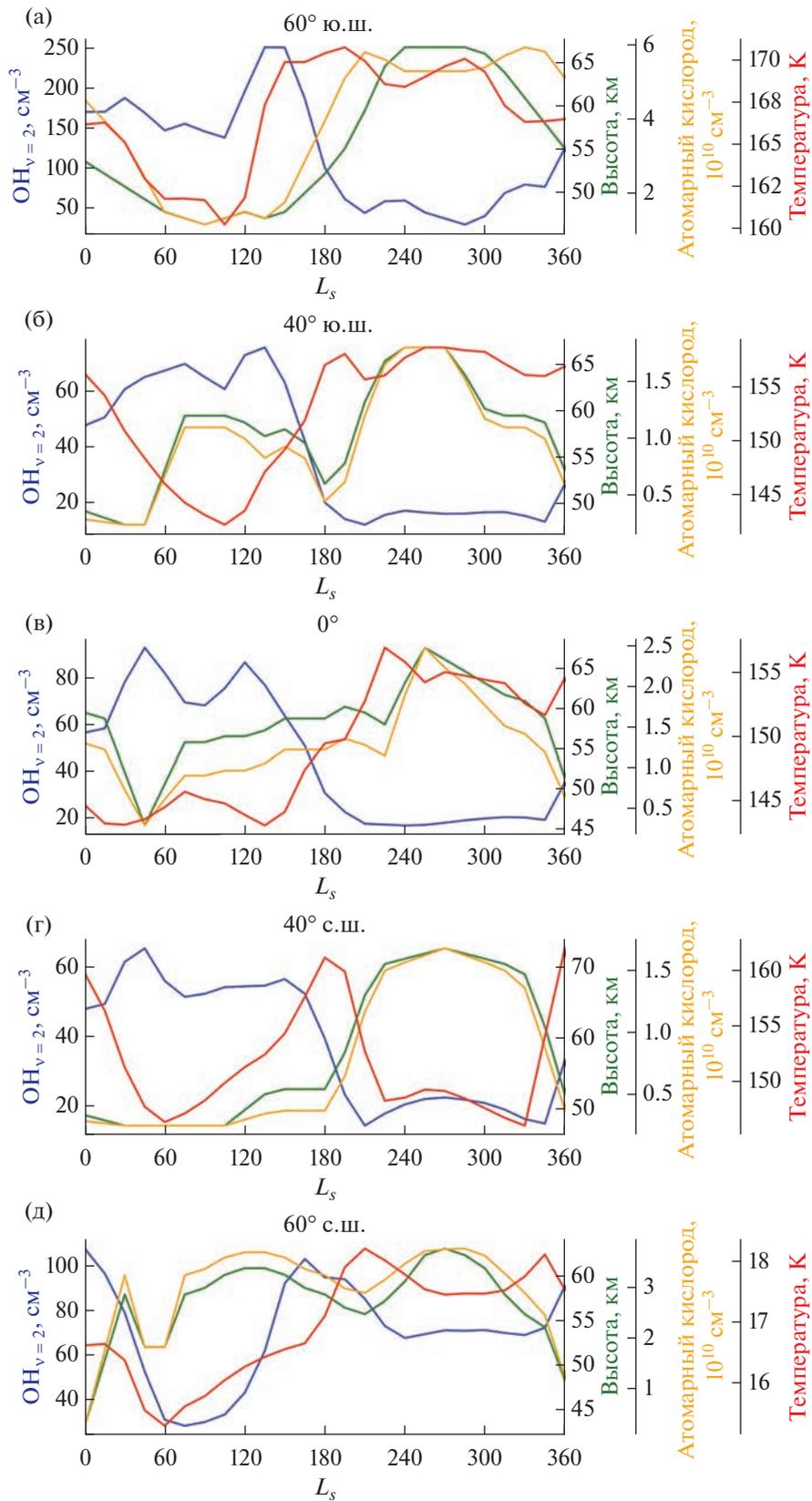
приходятся на первую половину года ( $L_s \approx 0^\circ - 180^\circ$  – северное лето). Усиление свечения к полюсам в зимний период, видимо, связано с особенностями циркуляции в атмосфере Марса. В частности, свечение гидроксила было детектировано именно в ночных полярных областях, где оно максимально, благодаря нисходящей ветви ячейки Хедли, несущей обогащенный кислородом поток газа. Здесь необходимо отметить несколько существенных различий с земными вариациями гидроксильного слоя.

Во-первых, в земных условиях на северных средних и высоких широтах наблюдается и подтверждается модельными расчетами более низкая концентрация гидроксила (а, следовательно, объемная эмиссия/интенсивность) при большей высоте слоя летом и наоборот зимой (Grygalashvily и др., (2014), и многочисленные ссылки в указанной работе). Это противоположно тому, что мы видим из модельных расчетов для Марса. Расчеты показывают, что в условиях марсианской атмосферы концентрация возбужденного гидроксила во втором полугодии ( $L_s \approx 180^\circ - 360^\circ$ ) всегда ниже, а высота слоя всегда выше, чем в первом полугодии ( $L_s \approx 0^\circ - 180^\circ$ ).

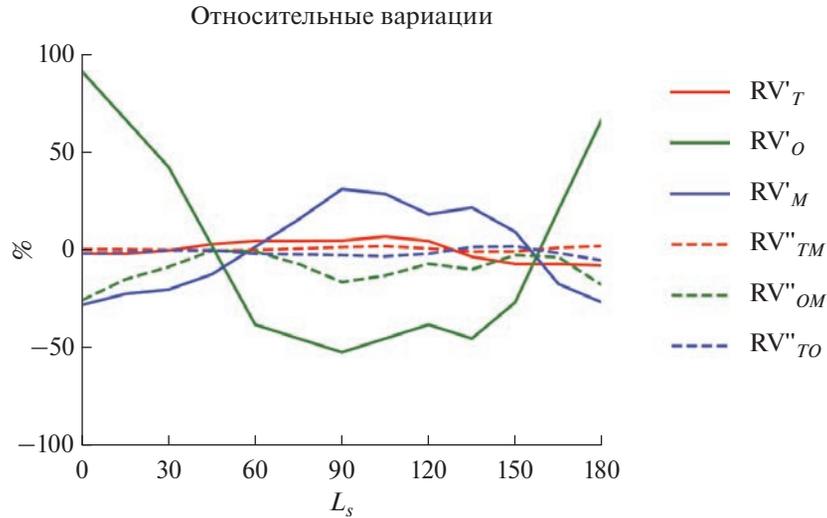
Во-вторых, в отличие от вариаций концентрации  $\text{OH}^*$  в земной мезопаузе, на Марсе существенная полугодовая вариация существует только на высоких широтах, причем ее пики смещены к сезону равноденствия. На экваторе и средних широтах доминирует годовой цикл. Это противоположно тому, что наблюдается в мезопаузе Земли (Marsh и др., 2006; Liu и др., 2008; Gao и др., 2010; Sonnemann и др., 2015).

В-третьих, на всех широтах отмечается отсутствие корреляции между концентрациями атомарного кислорода и возбужденного гидроксила (желтая и синяя линии, соответственно) на временных масштабах года. Существуют только слабые корреляции внутри сезона, как например между  $L_s \sim 210^\circ$  и  $340^\circ$  на  $40^\circ$  с.ш., где максимум концентрации  $[\text{OH}^*]$  совпадает с максимумом концентрации  $[\text{O}]$ . При изучении рис. 2 может показаться, что существует антикорреляция концентраций атомарного кислорода и возбужденного гидроксила, если рассматривать годовой ход (к примеру рис. 2г), однако это не так. Такое поведение слоя гидроксила обусловлено антикорреляцией пика слоя и высоты пика, которая доминирует над корреляцией гидроксил/атомарный кислород, поскольку амплитуда годового хода высот на Марсе составляет более 20 км, что в несколько раз превышает аналогичные значения вблизи земной мезопаузы ( $\sim 5-10$  км).

Существуют и некоторые сходства с концентрацией  $\text{OH}^*$  в земной мезопаузе. На всех рисунках видна четкая антикорреляция между концентрацией  $[\text{OH}_{v=2}]$  и высотой пика, что также сле-



**Рис. 2.** Среднемесячные скользящие средние ночных значений концентрации  $[OH_{v=2}]$  (синяя линия), высоты пика (зеленая линия), концентрации атомарного кислорода (желтая линия) и температуры (красная линия) у пика слоя  $OH_{v=2}$ , рассчитанных из (1) на  $60^\circ$  ю.ш.,  $40^\circ$  ю.ш.,  $0^\circ$ ,  $40^\circ$  с.ш., и  $60^\circ$  с.ш. (а, б, в, г, д, соответственно)'.



**Рис. 3.** Относительные вариации, рассчитанные за первую половину марсианского года по формулам (14) (сплошные линии) и (15) (штриховые линии) на  $60^\circ$  ю.ш.

дует из (8). Поскольку объемная эмиссия прямо пропорциональна концентрации гидроксила, это указывает на антикорреляцию между эмиссией и высотой слоя. Аналогичная антикорреляция наблюдается и на Земле (например, Liu, Shepherd, 2006; Mulligan и др., 2009; Gao и др., 2010).

Корреляция между концентрацией окружающего воздуха и высотой максимума еще более устойчива, потому что амплитуда сезонных изменений плотности воздуха больше, чем у атомарного кислорода. Воздействие атомарного кислорода и концентрации окружающего воздуха на слой  $\text{OH}^*$  противоположны. Летом, когда слой  $\text{OH}^*$  расположен низко, концентрация воздуха велика, а концентрация атомарного кислорода мала. Зимой слой  $\text{OH}^*$  смещается выше, концентрация воздуха уменьшается, но увеличивается концентрация атомарного кислорода. В мезосфере Земли на высоких и средних широтах поведение слоя  $\text{OH}^*$  противоположно: большая высота и низкая эмиссия летом, но более низкая высота и более сильная эмиссия зимой. Это связано с тем, что основным фактором, влияющим на слой  $\text{OH}^*$  на Земле, является атомарный кислород, который зимой переносится вниз, а летом вверх. На Марсе поведение слоя дополнительно определяется вариациями концентрации окружающего воздуха. Сезонные изменения температуры играют незначительную роль в годовом цикле для  $\text{OH}^*$ , так как за год она изменяется всего на примерно 15 К.

Для того, чтобы проиллюстрировать возможность оценки чувствительности слоя  $\text{OH}^*$  к входным параметрам, рассчитывались отдельно вклады относительных вариаций концентрации атомарного кислорода, температуры и плотности

воздуха в вариации концентрации  $[\text{OH}^*]$  или в объемную скорость эмиссии. Полный анализ всех вариаций на всех широтах не входит в цель данной работы и представляет задачу для будущих исследований. Мы рассматриваем в иллюстративных целях только первую половину года ( $L_s = 0^\circ - 180^\circ$ ) на  $60^\circ$  ю.ш., в течение которой смещения высоты слоя не превышают высоты шкалы плотности воздуха ( $\sim 10$  км). Таким образом, черта сверху в (14) и (15) обозначает полугодичное усреднение, а штрихи — отклонения от полугодичного среднего. Как и на рис. 2, мы рассматриваем только ночные значения, которые сглажены с помощью скользящего среднего за один месяц.

Результаты представлены на рис. 3, вклады, рассчитанные по формулам (14) и (15), показаны линиями с разной штриховкой. Рисунок иллюстрирует наше представление о том, что температура (красные линии) играет незначительную роль в изменчивости гидроксильного слоя. Основной вклад вносят вариации концентрации атомарного кислорода и концентрации окружающего воздуха, действующие в противофазе. Минимум  $[\text{OH}^*]$  на  $L_s \sim 60^\circ$  (рис. 2а) определяется суперпозицией изменяющихся в противоположном направлении концентраций окружающего воздуха и атомарного кислорода и достигается при суммарном минимальном значении их относительных вариаций. Пик  $[\text{OH}^*]$  в районе  $L_s \sim 150^\circ$  обусловлен в основном увеличением концентрации атомарного кислорода (зеленая линия), тогда как уменьшение плотности воздуха и повышение температуры действуют в противоположном направлении. Вариации, обусловленные вторыми моментами (штриховые линии), значительно слабее (не превышают 10%).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы представили вывод упрощенных формул, связывающих высоту максимума гидроксильного слоя и пиковую концентрацию (которая пропорциональна объемной эмиссии) со значениями, которые можно наблюдать в марсианской атмосфере в ночное время. Предположения, использованные при выводе и относящиеся к условиям Марса, включают: 1) фотохимическое равновесие озона вблизи пика слоя и 2) превышение суммарной столкновительной деактивации (гашения) углекислым газом, молекулярным кислородом и молекулярным азотом над гашением атомарным кислородом и спонтанной эмиссией. Данные формулы основываются на меньшем числе параметров (концентраций малых химических примесей), которые нам не известны, нежели полное решение, и следовательно, более удобны для анализа и расчетов.

Используя эти приближения, мы получаем, что ночная концентрация  $\text{OH}^*$  вблизи пика оказывается прямо пропорциональна концентрации атомарного кислорода и концентрации окружающего воздуха и обратно пропорциональна степени 2.4 температуры. Поскольку концентрация окружающего воздуха падает с высотой, эмиссия гидроксила, основная часть которой производится вблизи пика, антикоррелирует с высотой слоя  $\text{OH}^*$ .

Расчеты с использованием исходных параметров, взятых из базы данных Mars Climate Database, показывают наличие годовых вариаций слоя  $\text{OH}^*$  на средних и экваториальных широтах и полугодовых вариаций на высоких, обусловленных сезонным ходом температуры, плотности воздуха и атомарного кислорода. Мы показали, как относительные изменения каждой из этих величин напрямую влияют на относительные изменения концентрации гидроксильного слоя.

Представленный подход и упрощенные формулы могут быть применены для анализа и интерпретации будущих наблюдений эмиссии гидроксила на Марсе. В сочетании с наблюдениями за поведением температуры и атомарного кислорода (или озона) измерения свечения атмосферы могут дать дополнительную информацию о динамике и составе марсианской атмосферы.

Авторы признательны рецензентам за весьма полезные и конструктивные комментарии по улучшению данной работы.

Данные MCD доступны на сайте <http://www.mars.lmd.jussieu.fr/>. Результаты расчетов опубликованы и доступны на <https://doi.org/10.5281/zenodo.5941499>.

Работа частично поддержана грантом Российского научного фонда № 20-72-00110.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Adler-Golden S.* Kinetic parameters for OH nightglow modeling consistent with recent laboratory measurements // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 19969–19976. <https://doi.org/10.1029/97JA01622>
- Ammosov P., Gavrilyeva G., Ammosova A., Koltovskoi I.* Response of the mesopause temperatures to solar activity over Yakutia in 1999–2013 // *Adv. Space Res.* 2014. V. 54. P. 2518–2524. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.06.007>
- Barbier D.* L'émission de la raie rouge du ciel nocturne en Afrique // *Ann. Geophys.* 1961. V. 17. P. 305–318.
- Bertaux J.L., Gondet B., Lefèvre F., Bibring J.P., Montmessin F.* First detection of  $\text{O}_2$  1.27  $\mu\text{m}$  nightglow emission at Mars with OMEGA/MEX and comparison with general circulation model predictions // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. E00J04. <https://doi.org/10.1029/2011JE003890>
- Buriti R.A., Takahashi H., Lima L.M., Medeiros A.F.* Equatorial planetary waves in the mesosphere observed by airglow periodic oscillations // *Adv. Space Res.* 2005. V. 35. P. 2031–2036. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.07.012>
- Burkholder J.B., Sander S.P., Abbatt J., Barker J.R., Cappa C., Crouse J.D., Dibble T.S., Huie R.E., Kolb C.E., Kurylo M.J., and 4 co-authors.* Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Atmospheric Studies // Evaluation No. 19, JPL Publication 19-5, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, 2020. <http://jpldataeval.jpl.nasa.gov>.
- Caridade P.J.S.B., Horta J.-Z.J., Varandas A.J.C.* Implications of the  $\text{O} + \text{OH}$  reaction in hydroxyl nightglow modeling // *Atmos. Chem. Phys.* 2013. V. 13. P. 1–13. <https://doi.org/10.5194/acp-13-1-2013>
- Chalamala B.R., Copeland R.A.* Collision dynamics of OH ( $X^2\Pi$ ,  $v = 9$ ) // *J. Chem. Phys.* 1993. V. 99. P. 5807–5811. <https://doi.org/10.1063/1.465932>
- Clancy R.T., Sandor B.J., García-Muñoz A., Lefèvre F., Smith M.D., Wolff M.J., Montmessin F., Murchie S.L., Nair H.* First detection of Mars atmospheric hydroxyl: CRISM Near-IR measurement versus LMD GCM simulation of OH Meinel band emission in the Mars polar winter atmosphere // *Icarus.* 2013. V. 226. P. 272–281. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.05.035>
- Dalín P., Perminov V., Pertsev N., Romejko V.* Updated long-term trends in mesopause temperature, airglow emissions, and noctilucent clouds // *J. Geophys. Res.* 2020. V. 125. P. e2019JD030814. <https://doi.org/10.1029/2019JD030814>
- Dodd J.A., Lipson S.J., Blumberg W.A.M.* Formation and vibrational relaxation of OH( $X^2\Pi$ ,  $v$ ) by  $\text{O}_2$  and  $\text{CO}_2$  // *J. Chem. Phys.* 1991. V. 95. P. 5752–5762. <https://doi.org/10.1063/1.461597>
- Forget F., Hourdin F., Talagrand O.*  $\text{CO}_2$  snowfall on Mars: Simulation with a general circulation model // *Icarus.* 1998. V. 131. P. 302–316. <https://doi.org/10.1006/icar.1997.5874>
- Forget F., Hourdin F., Fournier R., Hourdin C., Talagrand O., Collins M., Lewis S.R., Read P.L., Huot J.-P.* Improved general circulation models of the Martian atmosphere

- from the surface to above 80 km // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 24 155–24 176.  
<https://doi.org/10.1029/1999JE001025>
- Forget F., Millour E., Montabone L., Lefèvre F.* Non condensable gas enrichment and depletion in the Martian polar regions // *Mars Atmosphere: Modeling and Observations*. 2008. V. 1447. P. 9106. Bibcode:2008LPI-Co1447.9106F
- Fukuyama K.* Airglow variations and dynamics in the lower thermosphere and upper mesosphere – II. Seasonal and long-term variations // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1977. V. 39. P. 1–14.
- Gao H., Xu J., Wu Q.* Seasonal and QBO variations in the OH nightglow emission observed by TIMED/SABER // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A06313.  
<https://doi.org/10.1029/2009JA014641>
- García-Muñoz A., McConnell J.C., McDade I.C., Melo S.M.L.* Airglow on Mars: Some model expectations for the OH Meinel bands and the O<sub>2</sub> IR atmospheric band // *Icarus*. 2005. V. 176. P. 75–95.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.01.006>
- Gavrilov N.M., Shiokawa K., Ogawa T.* Seasonal variations of medium-scale gravity wave parameters in the lower thermosphere obtained from SATI observations at Shigaraki, Japan // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. № D24. P. 4755.  
<https://doi.org/10.1029/2001JD001469>
- Gavrilyeva G.A., Ammosov P.P., Koltovskoi I.I.* Semidiurnal thermal tide in the mesopause region over Yakutia // *Geomagn. and Aeron.* 2009. V. 49. № 1. P. 110–114.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793209010150>
- Gérard J.-C., Soret L., Saglam A., Piccioni G., Drossart P.* The distributions of the OH Meinel and O<sub>2</sub> ( $a^1\Delta-X^3\Sigma$ ) nightglow emissions in the Venus mesosphere based on VIRTIS observations // *Adv. Space. Res.* 2010. V. 45. P. 1268–1275.  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.01.022>
- Gorinov D.A., Khatuntsev I.V., Zasova L.V., Turin A.V., Piccioni G.* Circulation of Venusian atmosphere at 90–110 km based on apparent motions of the O<sub>2</sub> 1.27  $\mu\text{m}$  nightglow from VIRTIS-M (Venus Express) data // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. P. 2554–2562.  
<https://doi.org/10.1002/2017GL076380>
- Grygalashvyly M., Sonnemann G.R., Lübken F.-J., Hartogh P., Berger U.* Hydroxyl layer: Mean state and trends at midlatitudes // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 12391–12419.  
<https://doi.org/10.1002/2014JD022094>
- Harrison A.W., Evans W.F.J., Llewellyn E.J.* Study of the (4-1) and (5-2) hydroxyl bands in the night airglow // *Can. J. Phys.* 1971. V. 49. P. 2509–2517.
- Kaye J.A.* On the possible role of the reaction  $\text{O} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$  in OH airglow // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 285–288.  
<https://doi.org/10.1029/JA093iA01p00285>
- Krasnopolsky V.A.* Photochemistry of the Martian atmosphere: Seasonal, latitudinal, and diurnal variations // *Icarus*. 2006. V. 185. P. 153–170.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.06.003>
- Krasnopolsky V.A.* Solar activity variations of thermospheric temperatures on Mars and a problem of CO in the lower atmosphere // *Icarus*. 2010. V. 207. P. 638–647.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.12.036>
- Krasnopolsky V.A.* Nighttime photochemical model and night airglow on Venus // *Planet. and Space Sci.* 2013. V. 85. P. 78–88.  
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2013.05.022>
- Krasnopolsky V.A., Lefèvre F.* Chemistry of the atmospheres of Mars, Venus, and Titan // *Comparative Climatology of Terrestrial Planets* / Eds Mackwell S.J., et al. Tucson: Univ. Arizona, 2013. P. 231–275.  
[https://doi.org/10.2458/azu\\_uapress\\_9780816530595-ch11](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816530595-ch11)
- Krassovsky V.I.* Chemistry of the upper atmosphere // *Space Res.* 1963. V. 3. P. 96–116.
- Lefèvre F., Lebonnois S., Montmessin F., Forget F.* Three-dimensional modeling of ozone on Mars // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. E07004.  
<https://doi.org/10.1029/2004JE002268>
- Lefèvre F., Bertaux J.-L., Clancy R.T., Encrenaz T., Fast K., Forget F., Lebonnois S., Montmessin F., Perrier S.* Heterogeneous chemistry in the atmosphere of Mars // *Nature*. 2008. V. 454. P. 971–975.  
<https://doi.org/10.1038/nature07116>
- Lindner B.L.* Ozone on Mars: the effects of clouds and airborne dust // *Planet. and Space Sci.* 1988. V. 36. P. 125–144.  
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(88\)90049-9](https://doi.org/10.1016/0032-0633(88)90049-9)
- Liu G., Shepherd G.G.* An empirical model for the altitude of the OH nightglow emission // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. L09805.  
<https://doi.org/10.1029/2005GL025297>
- Liu G., Shepherd G.G., Roble R.G.* Seasonal variations of the nighttime O(<sup>1</sup>S) and OH airglow emission rates at mid-to-high latitudes in the context of the large-scale circulation // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A06302.  
<https://doi.org/10.1029/2007JA012854>
- Llewellyn E.J., Long B.H., Solheim B.H.* The quenching of OH\* in the atmosphere // *Planet. and Space Sci.* 1978. V. 26. P. 525–531.  
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(78\)90043-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(78)90043-0)
- Lopez-Gonzalez M.J., Rodríguez E., Shepherd G.G., Sargoytchev S., Shepherd M.G., Aushev V.M., Brown S., García-Comas M., Wiens R.H.* Tidal variations of O<sub>2</sub> Atmospheric and OH(6-2) airglow and temperature at mid-latitudes from SATI observations // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. P. 3579–3590.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-23-3579-2005>
- Lopez-Gonzalez M.J., Rodríguez E., García-Comas M., Costa V., Shepherd M.G., Shepherd G.G., Aushev V.M., Sargoytchev S.* Climatology of planetary wave type oscillations with periods of 2–20 days derived from O<sub>2</sub> atmospheric and OH(6-2) airglow observations at mid-latitude with SATI // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 3645–3662.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-3645-2009>
- Makhlouf U.B., Picard R.H., Winick J.R.* Photochemical-dynamical modeling of the measured response of airglow to gravity waves. 1. Basic model for OH airglow // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 1128911311.  
<https://doi.org/10.1029/94JD03327>
- Marsh D.R., Smith A.K., Mlynczak M.G., Russell III J.M.* SABER observations of the OH Meinel airglow variability near the mesopause // *J. Geophys. Res.* 2006.

- V. 111. P. A10S05.  
<https://doi.org/10.1029/2005JA011451>
- McDade I.C., Llewellyn E.J.* Kinetic parameters related to sources and sinks of vibrationally excited OH in the nightglow // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 7643–7650.  
<https://doi.org/10.1029/JA092iA07p07643>
- Medvedeva I.V., Semenov A.I., Pogoreltsev A.I., Tatarnikova A.V.* Influence of sudden stratospheric warming on the mesosphere/lower thermosphere from the hydroxyl emission observations and numerical simulations // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2019. V. 187. P. 22–32.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.02.005>
- Medvedeva I.V., Ratovsky K.G.* Manifestation of wave activity in the upper atmosphere during winter sudden stratospheric warmings // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса.* 2020. V. 17(6). P. 159–166.  
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2020-17-6-159-166>
- Meriwether J.W., Jr.* A review of the photochemistry of selected nightglow emissions from the mesopause // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 14629–14646.  
<https://doi.org/10.1029/JD094iD12p14629>
- Millour E., Forget F., Spiga A., Vals M., Zakharov V., Montabone L., Lefèvre F., Montmessin F., Chaufray J.-Y., López-Valverde M.A., and 5 co-authors.* The Mars Climate Database (Version 5.3) // *Scientific Workshop: “From Mars Express to ExoMars”*, 2018.  
[https://ui.adsabs.harvard.edu/link\\_gateway/2018fmee.confE.68M/PUB\\_PDF](https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/2018fmee.confE.68M/PUB_PDF)
- Mlynczak M.G., Hunt L.A., Mast J.C., Marshall B.T., Russell III J.M., Smith A.K., Siskind D.E., Yee J.-H., Mertens C.J., Martin-Torres F.J., and 3 co-authors.* Atomic oxygen in the mesosphere and lower thermosphere derived from SABER: Algorithm theoretical basis and measurement uncertainty // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 5724–5735.  
<https://doi.org/10.1002/jgrd.50401>
- Mlynczak M.G., Hunt L.A., Marshall B.T., Mertens C.J., Marsh D.R., Smith A.K., Russell J.M., Siskind D.E., Gordley L.L.* Atomic hydrogen in the mesopause region derived from SABER: Algorithm theoretical basis, measurement uncertainty, and results // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 3516–3526.  
<https://doi.org/10.1002/2013JD021263>
- Mulligan F.G., Dyrland M.E., Sigernes F., Deehr C.S.* Inferring hydroxyl layer peak heights from ground-based measurements of OH (6–2) band integrated emission rate at Longyearbyen (78° N, 16° E) // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 4197–4205.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-4197-2009>
- Nagy A.F., Lui S.C., Baker D.J.* Vibrationally-excited hydroxyl molecules in the lower atmosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1976. V. 3. P. 731–734.  
<https://doi.org/10.1029/GL003i012p00731>
- Nair H., Allen M., Anbar A.D., Yung Y.L., Clancy R.T. A* Photochemical model of the Martian atmosphere // *Icarus.* 1994. V. 111. P. 124–150.  
<https://doi.org/10.1006/icar.1994.1137>
- Navarro T., Madeleine J.-B., Forget F., Spiga A., Millour E., Montmessin F., Määttänen A.* Global climate modeling of the Martian water cycle with improved microphysics and radiatively active water ice clouds // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 1479–1495.  
<https://doi.org/10.1002/2013JE004550>
- Perminov V.I., Semenov A.I., Medvedeva I.N., Pertsev N.N.* Temperature variability in the mesopause region according to hydroxyl-emission observations at midlatitudes // *Geomagn. Aeron.* 2014. V. 54. № 2. P. 230–239.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793214020157>
- Perminov V.I., Pertsev N.N., Dalin P.A., Zhelezov Yu.A., Sukhodoev V.A., Orekhov M.D.* Seasonal and long-term changes in the intensity of O<sub>2</sub>(b<sup>1</sup>Σ) and OH(X<sup>2</sup>Π) airglow in the mesopause region // *Geomagn. and Aeron.* 2021. V. 61. P. 589–599.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793221040113>
- Pertsev N., Perminov V.* Response of the mesopause airglow to solar activity inferred from measurements at Zvenigorod, Russia // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. P. 1049–1056.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-1049-2008>
- Pertsev N.N., Andreyev A.B., Merzlyakov E.G., Perminov V.I.* Mesosphere-thermosphere manifestations of stratospheric warmings: joint use of satellite and ground-based measurements // *Current Problems in Remote Sensing of the Earth from Space.* 2013. V. 10. № 1. P. 93–100.  
<http://jr.rse.cosmos.ru/article.aspx?id=1154&lang=eng>
- Piccioni G., Drossart P., Zasova L., Migliorini A., Gérard J.-C., Mills F.P., Shakun A., García Muñoz A., Ignatiev N., Grassi D., and 3 co-authors.* The VIRTIS-Venus Express Technical Team. First detection of hydroxyl in the atmosphere of Venus // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 483. P. L29–L33.  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200809761>
- Popov A.A., Gavrilov N.M., Andreev A.B., Pogoreltsev A.I.* Interannual dynamics in intensity of mesoscale hydroxyl nightglow variations over Almaty // *Solar-Terr. Phys.* 2018. V. 4. № 2. P. 63–68.  
<https://doi.org/10.12737/stp-42201810>
- Popov A.A., Gavrilov N.M., Perminov V.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V.* Multi-year observations of mesoscale variances of hydroxyl nightglow near the mesopause at Tory and Zvenigorod // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2020. V. 205. P. 1–8.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105311>
- Reisin E., Scheer J., Dyrland M.E., Sigernes F., Deehr C.S., Schmidt C., Höppner K., Bittner M., Ammosov P.P., Gavriluyeva G.A., and 17 co-authors.* Traveling planetary wave activity from mesopause region airglow temperatures determined by the Network for the Detection of Mesospheric Change (NDMC) // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2014. V. 119. P. 71–82.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.07.002>
- Russell J.P., Ward W.E., Lowe R.P., Roble R.G., Shepherd G.G., Solheim B.* Atomic oxygen profiles (80 to 115 km) derived from Wind Imaging Interferometer/Upper Atmospheric Research Satellite measurements of the hydroxyl and greenline airglow: Local time–latitude dependence // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. P. D15305.  
<https://doi.org/10.1029/2004JD005570>
- Shaposhnikov D.S., Medvedev A.S., Rodin A.V., Hartog P.* Seasonal water “pump” in the atmosphere of Mars: Vertical transport to the thermosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2019. V. 46. P. 4161–4169.  
<https://doi.org/10.1029/2019GL082839>

- Shefov N.N.* Hydroxyl emission of the upper atmosphere. I // *Planet. and Space Sci.* 1969. V. 17. P. 797–813.  
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(69\)90089-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(69)90089-0)
- Shepherd M.G., Meek C.E., Hocking W.K., Hall C.M., Par-  
tamies N., Sigernes F., Manson A.H., Ward W.E.* Multi-  
instrument study of the mesosphere-lower thermo-  
sphere dynamics at 80° N during the major SSW in Jan-  
uary 2019 // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2020. V. 210.  
P. 105427.  
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105427>
- Sonnemann G.R., Hartogh P., Berger U., Grygalashvyly M.*  
Hydroxyl layer: trend of number density and intra-annual  
variability // *Ann. Geophys.* 2015. V. 33. P. 749–767.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-33-749-2015>
- Soret L., Gérard J.-C., Piccioni G., Drossart P.* Venus OH  
nightglow distribution based on VIRTIS limb observa-  
tions from Venus Express // *Geophys. Res. Lett.* 2010.  
V. 37. P. L06805.  
<https://doi.org/10.1029/2010GL042377>
- Soret L., Gérard J.-C., Piccioni G., Drossart P.* The OH Ve-  
nus nightglow spectrum: intensity and vibrational com-  
position from VIRTIS Venus Express observations //  
*Planet. and Space Sci.* 2012. V. 73. P. 387–396.  
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.07.027>
- Swenson G.R., Gardner C.S.* Analytical models for the res-  
ponses of the mesospheric OH\* and Na layers to atmo-  
spheric gravity waves // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103.  
P. 6271–6294.  
<https://doi.org/10.1029/97JD02985>
- Takahashi H., Batista P.P.* Simultaneous measurements of  
OH (9.4), (8.3), (7.2), 6.2), and (5.1) bands in the air-  
glow // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 5632–5642.  
<https://doi.org/10.1029/JA086iA07p05632>
- Turnbull D.N., Lowe R.P.* Vibrational population distribu-  
tion in the hydroxyl night airglow // *Can. J. Phys.* 1983.  
V. 61. P. 244–250.  
<https://doi.org/10.1139/p83-033>
- Wiens R.H., Weill G.M.* Diurnal, annual and solar cycle  
variations of hydroxyl and sodium nightglow intensities  
in the Europe-Africa sector // *Planet. and Space Sci.*  
1973. V. 21. P. 1011–1027.
- Xu J., Smith A.K., Jiang G., Gao H., Wei Y., Mlynczak M.G.,  
Russell III J.M.* Strong longitudinal variations in the  
OH nightglow // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37.  
P. L21801.  
<https://doi.org/10.1029/2010GL043972>
- Xu J., Gao H., Smith A.K., Zhu Y.* Using TIMED/SABER  
nightglow observations to investigate hydroxyl emission  
mechanisms in the mesopause region // *J. Geophys.  
Res.* 2012. V. 117. P. D02301.  
<https://doi.org/10.1029/2011JD016342>

УДК 523.42:551

## МОДЕЛЬНЫЕ ВАРИАЦИИ ТОЛЩИНЫ КОРЫ МАРСА И ВЕНЕРЫ МЕТОДОМ ЧИСЕЛ ЛЯВА

© 2023 г. А. В. Батов<sup>а, б, \*\*</sup>, Т. И. Менщикова<sup>а</sup>, Т. В. Гудкова<sup>а, \*</sup>

<sup>а</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

<sup>б</sup>Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: gudkova@ifz.ru

\*\*e-mail: batov@ipu.ru

Поступила в редакцию 16.03.2022 г.

После доработки 06.05.2022 г.

Принята к публикации 09.05.2022 г.

На основе данных топографии и гравитационного поля рассчитаны модельные вариации толщины коры Марса и Венеры методом чисел Лява. Метод учитывает подстройку планетных недр к нагрузкам на поверхности и в недрах. Численное моделирование проводится с использованием разложения по сферическим гармоникам данных топографии и гравитационного поля до 90-й степени и порядка для Марса и до 70-й для Венеры. Рельеф границы кора–мантия предполагает частичную изостатическую компенсацию по Эйри. Модель коры Марса согласуется с интервалом значений толщины коры под областью установки станции миссии InSight в юго-западной части равнины Элизий, полученным по результатам сейсмического эксперимента. Проведено сравнение с имеющимися глобальными моделями коры Марса и Венеры.

**Ключевые слова:** Марс, Венера, гравитационное поле, топография, кора, нагрузочные числа Лява

**DOI:** 10.31857/S0320930X22060020, **EDN:** EJZAUL

### ВВЕДЕНИЕ

Планетные коры, образованные в результате дифференциации и последующей выплавки мантийных пород, отражают процесс тепловой эволюции планеты. Значение толщины коры указывает на количество радиогенных источников и, соответственно, на градиент температуры и накладывает ограничения на модели тепловой и химической эволюции (см., например, Taylor, McLennan, 2009; Breuer, Moore 2015; Plesa и др., 2018). Для Марса знание толщины коры накладывает ограничение на распределение носителей намагниченности в коровых слоях (Johnson и др., 2020).

На Земле имеется огромная сеть сейсмических станций, и изучение глубинного строения коры выполняется на основе совместной интерпретации сейсмических данных и данных гравиметрии. В отсутствие сейсмической сети на планетах создание плотностной модели коры основывается на решении обратной задачи гравиметрии. Известно, что моделирование на основе решения обратной задачи не имеет единственного решения. Для устранения неоднозначности решения при построении глобальной модели толщины коры планеты принимаются некоторые допущения. Одним из них является предположение, что наблюдаемое гравитационное поле возникает за

счет рельефа на поверхности и рельефа границы кора–мантия, и что средние плотности коры и мантии известны, т.е. задается скачок плотности на границе кора–мантия. Дополнительно используются предположения о толщине коры в какой-нибудь области.

Методы построения современных моделей коры планет подробно изложены в обзоре (Wieszorek, 2015). Существует несколько вариантов решения задачи. Так, рельеф границы кора–мантия можно рассчитать, минимизируя разницу между наблюдаемыми и вычисленными аномалиями Буге в спектральной области, и методом итераций найти искомое решение. Задавая механизм поддержки поверхностной топографии, например, изгиб литосферы или изостатическую компенсацию по Эйри, можно определить модельные соотношения между гравитационным полем и топографией и сравнить их с наблюдаемыми величинами. Для этого обычно используются два метода: один основан на моделировании отношения геоид/топография (GTR) в пространственной области, другой – расчет адмитанса и функции корреляции в спектральной области. Оба метода имеют свои недостатки. При применении метода GTR необходимо, чтобы рассматриваемый регион был достаточно большим, поскольку

отношение GTR в большей степени определяется для длинноволновых компонент геоида и топографии, и наблюдаемое значение может быть искажено длинноволновыми структурами, которые не связаны с предполагаемой моделью компенсации (например, латеральные аномалии плотности в мантии). Тем не менее метод GTR доказал свою полезность при оценке средней толщины коры планет. Главный недостаток второго метода (моделирование соотношения между гравитационными данными и данными топографии для определенного района в спектральной области) — это низкое спектральное разрешение планетных данных для проведения локального спектрального анализа.

Кора Марса имеет сложное строение. Марс обладает дихотомией: северное и южное полушария (северные низменности и южные возвышенности) имеют разную геологическую историю, поверхность южного полушария сильно кратерирована, с вулканическими структурами и каньонами, и имеет более толстую кору, чем северное полушарие. Кроме этого, в коре имеются латеральные плотностные неоднородности (Pan и др., 2020; Гудкова и др., 2020; Gudkova и др., 2021). В работах (Babeiko, Zharkov, 2000; Жарков, Гудкова, 2005) внешний слой коры (около 10 км) рассматривался как усредненный переход от пористых пород к консолидированным породам, и этот факт подтверждается данными сейсмического эксперимента (Lognonné и др., 2020).

До получения сейсмических данных толщина коры Марса определялась только по данным гравитационного поля и топографии (например, Neumann и др., 2004; Wiczorek, Zuber, 2004; Tenzer и др., 2015). Оценки толщины коры Марса варьировались от 32 (McGovern и др., 2002) до 100 км (Nimmo, Tanaka, 2005; Baratoux и др., 2014). В большинстве работ модельные оценки толщины марсианской коры получены для локальных поверхностных структур (см., например, Pauer, Breuer, 2008), где даны ограничения на толщину коры южных возвышенностей. Средняя толщина коры Марса по данным разных авторов составляла 45 км (Neumann и др., 2004), 46.4 км (Tenzer и др., 2015),  $57 \pm 24$  км (Wiczorek, Zuber, 2004).

В настоящее время на Марсе успешно проводится сейсмический эксперимент (Seismic Experiment for Interior Structure) (SEIS) миссии NASA Interior Exploration using Seismic Investigations, Geodesy and Heat Transport (InSight) (Исследование внутреннего строения с использованием сейсмических исследований, данных геодезии и измерений теплового потока) (Lognonné и др., 2019; Vannert и др., 2020). С использованием данных SEIS определена толщина коры Марса в районе установки сейсмометра по анализу сейсмических фаз отраженных и преломленных волн на границах

раздела методом приемных функций (receiver-functions method) (Knapmeyer-Endrun и др., 2021). Это первая реперная точка для толщины коры Марса, полученная сейсмическими методами. Сейсмическим данным удовлетворяют две модели: двухслойная, с толщиной коры  $20 \pm 5$  км и с плотностью до  $2850 \text{ кг/м}^3$ , и трехслойная, с толщиной коры  $39 \pm 8$  км и с плотностью до  $3100 \text{ кг/м}^3$ . Полученное значение оказалось несколько ниже, чем модельные значения, опирающиеся на данные спутниковой гравиметрии. Средняя толщина коры, полученная по экстраполяции величины на основе сейсмических измерений, с учетом данных топографии и гравитационного поля, лежит в интервале 24–72 км (Knapmeyer-Endrun и др., 2021).

Вопрос о толщине коры Венеры остается открытым. Оценки средней толщины коры Венеры варьируются в диапазоне 25–70 км. Толщина коры Венеры, полученная из моделей тепловой эволюции планеты и интерпретации данных топографии и гравитационного поля, составляет 15–35 км (James и др., 2013; Breuer, Moore, 2015; Wiczorek, 2015). С использованием коэффициентов разложения гравитационного поля и топографии до 60-й степени и порядка средняя толщина коры Венеры была оценена в 35 км, при этом для плотности коры и мантии принимались значения 2900 и  $3330 \text{ кг/м}^3$ , соответственно (Wiczorek, 2015). Толщину коры, равную 60–70 км (см., например, Zharkov, Solomatov, 1992; Dumoulin и др., 2017), можно рассматривать как ее верхний предел, так как в базальтах на этой глубине должен происходить фазовый переход базальт–эклогит. В ряде публикаций (Jimenez-Diaz и др., 2015; O'Rourke, Kogenaga, 2015; Yang и др., 2016) значение мощности коры принимается равным 25–30 км. Толщина коры на Венере тесно связана с топографическими структурами: тонкая кора определяется под равнинами и толстая кора под поднятиями.

В настоящей работе моделирование толщины коры Марса и Венеры основано на данных топографии и гравитационного поля и проводится методом чисел Лява. Используемый метод учитывает глобальную деформацию недр планеты: подстройку планетных недр к нагрузкам и на поверхности, и в недрах. Вариации границы кора–мантия предполагают частичную изостатическую компенсацию по Эйри. Полученные модельные вариации толщины коры для Марса используют реперную точку из допустимого диапазона значений толщины коры в месте установки сейсмометра миссии InSight.

Ниже мы описываем метод расчета вариаций толщины коры и используемые данные топографии и гравитационного поля. Затем приводим результаты моделирования для Марса и проводим сравнение полученных нами значений с глобальной моделью коры, рассчитанной по методу, из-

ложенному в работе (Wieczorek и др., 2019), используя программное обеспечение *ctplanet* (Wieczorek, 2021). Далее метод чисел Лява применен для Венеры.

### ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Данные гравитационного поля и топографии планеты, представленные в виде разложения гравитационного потенциала и высот рельефа до степени  $ng$  и  $nt$ , соответственно, относительно центра масс по нормализованным сферическим функциям, доступны на сайте Системы планетных данных (<http://pds-geosciences.wustl.edu>):

$$V(r, \varphi, \lambda) = \frac{GM}{r} \times \left[ 1 + \sum_{n=2}^{ng} \sum_{m=0}^n \left( \frac{R_e}{r} \right)^n (C_{gnm} \cos m\lambda + S_{gnm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi) \right] \quad (1)$$

$$R_{\text{рельеф}}(r, \varphi, \lambda) = R_0 + \sum_{n=1}^{nt} \sum_{m=0}^n (C_{inm} \cos m\lambda + S_{inm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi), \quad (2)$$

где  $V(r, \varphi, \lambda)$  – гравитационный потенциал,  $r$  – расстояние от точки наблюдения до начала координат,  $\varphi$  и  $\lambda$  – ареоцентрические широта и долгота,  $M$  – масса планеты,  $G$  – гравитационная постоянная,  $R_e$  – экваториальный радиус (нормирующий радиус),  $R_0$  – средний радиус планеты,  $C_{gnm}$  и  $S_{gnm}$  – нормализованные гравитационные моменты,  $C_{inm}$  и  $S_{inm}$  – гармонические коэффициенты в разложении рельефа (в метрах),  $ng$  и  $nt$  – степени гармоник, до которых проведено разложение гравитационного поля и топографии по сферическим функциям, соответственно;  $P_{nm}$  – нормализованные функции Лежандра степени  $n$  и азимутально-го числа  $m$ , удовлетворяющие соотношению

$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_{nm}^2(\sin \varphi) \begin{cases} \cos(m\lambda) \\ \sin(m\lambda) \end{cases} d(\sin \varphi) d\lambda = 4\pi. \quad (3)$$

Разложение гравитационного потенциала Марса, полученное по данным космических аппаратов Mars Global Surveyor, Mars Odyssey и Mars Reconnaissance Orbiter, известно до 120-й степени и порядка (модель MRO120D (Konopliv и др., 2016) и модель GMM-3 (Genova и др., 2016)). Данные топографии Марса представлены до 1152-й степени и порядка (Smith и др., 2001). В работе (Батов и др., 2018) показано, что при гармониках выше 90 корреляция данных гравитационного поля и топографии Марса заметно ухудшается. В этой работе будет использоваться модель MRO120D (Konopliv и др., 2016) и данные топографии до 90-й степени и порядка ( $ng = nt = 90$ ) в формулах (1) и (2).

Для Венеры в данной работе используются данные топографии (модель SHTJV360u, (Rapra-

port и др., 1999)) и данные гравитационного поля (модель SHGJ180u, (Konopliv и др., 1999)) с учетом гармоник только до 70-й степени и порядка ( $ng = nt = 70$ ). Тот факт, что корреляция между гравитационным полем и топографией резко убывает для гармоник выше 70, означает неточность короткопериодных компонент в модели гравитационного поля (Менщикова и др., 2021).

При работе с данными топографии и гравитационного поля надо выбрать референсную поверхность. Мы определяем топографию и гравитационное поле Марса по отношению к равновесному сфероиду (Zharkov и др., 2009; Жарков, Гудкова, 2016). За референсную поверхность Венеры принимается поверхность эффективно равновесной Венеры (Жарков, Гудкова, 2019; Менщикова и др., 2021), используя гипотезу, что Венера землеподобна и фигура равновесной планеты “зафиксировалась”, какой была в отдаленную эпоху (Жарков, Гудкова, 2019).

### МЕТОД ЧИСЕЛ ЛЯВА

Мы полагаем, что источниками аномального гравитационного поля являются распределенные некоторым образом на поверхности и в недрах планеты аномалии плотности  $\delta\rho(r, \varphi, \lambda)$ , которые можно представить в виде бесконечно тонкого сферического слоя радиуса  $r$ :

$$\delta\rho(r, \varphi, \lambda) = \sum_{i,n,m} R_{inm}(r) Y_{inm}(\varphi, \lambda) = \sum_{i=1}^2 \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n R_{inm}(r) Y_{inm}(\varphi, \lambda), \quad (4)$$

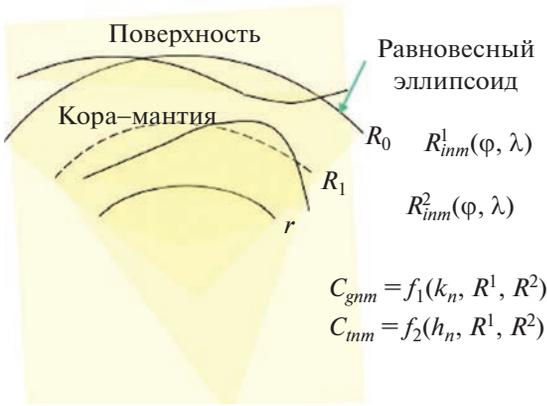
где

$$Y_{inm}(\varphi, \lambda) = P_{nm}(\sin \varphi) \begin{cases} \cos(m\lambda), & i = 1 \\ \sin(m\lambda), & i = 2, \end{cases}$$

$P_{nm}$  – присоединенные полиномы Лежандра,  $\varphi$  и  $\lambda$  – широта и долгота, соответственно, и амплитуды аномальных волн плотности  $R_{inm}$  имеют размерность  $[M L^{-2}]$ .

Строгая самосогласованная техника для учета подстройки недр планеты к аномальным массам в недрах планеты при интерпретации внешнего гравитационного поля (техника нагрузочных коэффициентов) была разработана в работах (Марченков и др., 1984; Жарков и др., 1986; Жарков, Марченков, 1987; Марченков, Жарков, 1989). Метод нагрузочных коэффициентов учитывает, что при добавлении аномальной массы (аномальной волны плотности) происходит глобальная деформация планеты и искривление границ раздела.

Аномальный слой, который действует на планету как нагрузка, приводит к дополнительному возмущению потенциала:



**Рис. 1.** Модель нагрузки на поверхности и границе кора-мантия. Обозначения:  $R_0$  – радиус планеты,  $R_1$  – радиус границы кора-мантия,  $R_{inn}^1(\varphi, \lambda)$ ,  $R_{inn}^2(\varphi, \lambda)$  – амплитуды нагрузок,  $\varphi$  и  $\lambda$  – широта и долгота,  $C_{gnm}$  и  $C_{inn}$  – коэффициенты разложения гравитационного потенциала и топографии по сферическим функциям,  $k_n$  и  $h_n$  – нагрузочные числа Лява степени  $n$  для плотностной аномалии, заглубленной на некотором радиусе  $r$ . Амплитуды нагрузок, коэффициенты разложения гравитационного потенциала и топографии по сферическим функциям и нагрузочные числа Лява связаны формулами (10) и (11).

$$\Delta V = 4\pi GR \sum_{i,n,m} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{n+2} \frac{R_{inn}(r)(1 + k_n(r))}{(2n + 1)} Y_{inn}(\varphi, \lambda), \quad (5)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная,  $R_0$  – средний радиус планеты,  $k_n(r)$  – нагрузочные числа порядка  $n$  для заглубленной аномалии плотности,  $r$  – радиус залегания аномальной плотности.

Деформация планеты  $D(\varphi, \lambda)$  под действием нагрузки  $\delta r(r, \varphi, \lambda)$  связана с нагрузочными числами  $h_n$ :

$$D = \frac{4\pi GR}{g_0} \sum_{i,n,m} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{n+2} \frac{R_{inn}(r)(1 + h_n(r))}{(2n + 1)} Y_{inn}(\varphi, \lambda), \quad (6)$$

где  $g_0$  – гравитационное ускорение на поверхности планеты.

Далее, для определенности задачи, мы допускаем, что существуют два уровня сосредоточения аномальных масс – поверхность ( $r = R_0$ ) и граница кора-мантия ( $r = R_1 = R_0 - l$ , где  $l$  – толщина коры). Аномальные массы представляют собой утончение или утолщение коры на поверхности и границе кора-мантия (рис. 1).

Планета моделируется как упругое самогравитирующее тело, находящееся под действием возмущающей нагрузки. Распределение плотности, модуля сжатия и модуля сдвига в планете зависит только от радиуса. Возмущающей нагрузкой являются аномалии плотности на поверхности планеты (вес рельефа планеты, отсчитанного от эквипотенциальной поверхности) и на границе кора-мантия (заглубленные аномалии). Блок-схема численного моделирования вариаций толщины коры планеты методом чисел Лява показана на рис. 2.

Для расчета нагрузочных коэффициентов решается система уравнений, в которую входят:

- уравнение равновесия деформированного (упругого тела) при наличии объемных сил  $F$

$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + \rho F_i = 0, \quad (7)$$

где  $\sigma_{ik}$  – тензор напряжений,  $x_k$  – координаты,  $\rho$  – плотность, объемной силой является гравитационное воздействие  $F = \nabla \psi$ ;



**Рис. 2.** Блок-схема расчета вариаций толщины коры методом чисел Лява.

• уравнение Пуассона, связывающее аномальный гравитационный потенциал с распределением плотности

$$\nabla^2 \psi = -4pG\rho; \quad (8)$$

• уравнение, дающее соотношение между напряжением и смещениями (закон Гука для идеальной упругой и изотропной среды)

$$\sigma_{ik} = K\varepsilon_{ij}\delta_{ik} + 2\mu\left(\varepsilon_{ik} - \frac{1}{3}\delta_{ik}\varepsilon_{jj}\right) = \lambda\varepsilon_{jj}\delta_{ik} + 2\mu\varepsilon_{ik}, \quad (9)$$

где  $K$  – модуль сжатия,  $\mu$  – модуль сдвига,  $\lambda = (K - 2/3\mu)$  – постоянная Лямэ,  $\delta_{ik}$  – символ Кронекера, симметричный тензор  $\varepsilon_{ik} = (\partial U_i/\partial x_k + \partial U_k/\partial x_i)/2$  – тензор деформаций.  $U_k$  – компоненты вектора смещения.

Амплитуды нагрузок  $R_{inn}^j(\varphi, \lambda)$  подбираются так, чтобы удовлетворить данным топографии  $C_{inn}$  и гравитационного поля планеты  $C_{ginm}$  (отсчитываемым от референсной равновесной поверхности):

$$C_{ginm} = \sum_{j=0}^N \frac{R_{inn}^j(\varphi, \lambda) 3(1 + k_n(r_j))}{R_0 \rho_0 (2n + 1)} (r_j/R_0)^{n+2}, \quad (10)$$

$$C_{inn} = \frac{R_{inn}^1(\varphi, \lambda)}{R_0 \rho_c} + \sum_{j=0}^N \frac{R_{inn}^j(\varphi, \lambda) 3(1 + h_n(r_j))}{R_0 \rho_0 (2n + 1)} (r_j/R_0)^{n+2}, \quad (11)$$

где  $\rho_0$  и  $\rho_c$  – средняя плотность планеты и средняя плотность коры,  $r_j$  – уровни залегания аномальных масс;  $N$  – число уровней залегания аномальных масс; нагрузочные числа  $k_n(r_j)$ , определяющие отклик внешнего гравитационного поля на аномальную волну плотности с амплитудой  $R_{inn}^j$ , нагрузочные числа  $h_n(r_j)$ , определяющие деформацию планеты.

Выше было отмечено, что в данной работе рассматриваются два уровня залегания аномальных масс:  $j=1$  – поверхность и  $j=2$  – граница кора-мантия (коэффициенты разложения по сферическим функциям аномальных волн плотности на поверхности и на границе кора-мантия, соответственно). В формуле (11), первый член представляет вклад от нагрузки на поверхности, а два других определяют деформацию под действием нагрузки на поверхности и на границе кора-мантия, соответственно.

Можно найти точное решение системы уравнений (7)–(9), но модель недр планеты содержит неопределенности, так как данные о реологическом строении отсутствуют. Оценки коры Марса и Венеры проводятся для нескольких вариантов моделей неоднородной упругости. Выбор моделей неоднородной упругости для Марса и Венеры можно найти в работах (Гудкова и др., 2017; Батов и др., 2019; Меншикова, Гудкова, 2021).

Первая гармоника  $n = 1$  вносит небольшой вклад в топографию и внешнее гравитационное поле планеты (Greff–Leffitz, Legros, 1997; Beuthe, 2021). Коэффициенты разложения рельефа на поверхности для  $n = 1$  известны, они характеризуют отклонение центра геометрической фигуры от центра масс. Для определения значений коэффициентов компенсационной топографии на границе кора-мантия учитывалось, что в системе центра масс выполняется полная изостатическая компенсация по Эйри при  $n = 1$ , и гравитационный потенциал на поверхности равен нулю. Первые коэффициенты разложения рельефа на границе кора-мантия  $C_{il0}^{c-m}$ ,  $C_{il1}^{c-m}$ ,  $S_{il0}^{c-m}$  и  $S_{il1}^{c-m}$  определяются через первые коэффициенты разложения топографии:

$$C_{ilm}^{c-m} = -\frac{\rho_c}{\Delta\rho(r_c/R_0)} C_{ilm}, \quad (12)$$

$$S_{ilm}^{c-m} = -\frac{\rho_c}{\Delta\rho(r_c/R_0)} S_{ilm}, \quad m = 0, 1,$$

где  $\Delta\rho$  – скачок плотности на границе кора-мантия,  $C_{ilm}$ ,  $S_{ilm}$  – коэффициенты разложения топографии в формуле (2),  $\rho_c$  – средняя плотность коры,  $r_c$  – радиус границы кора-мантия.

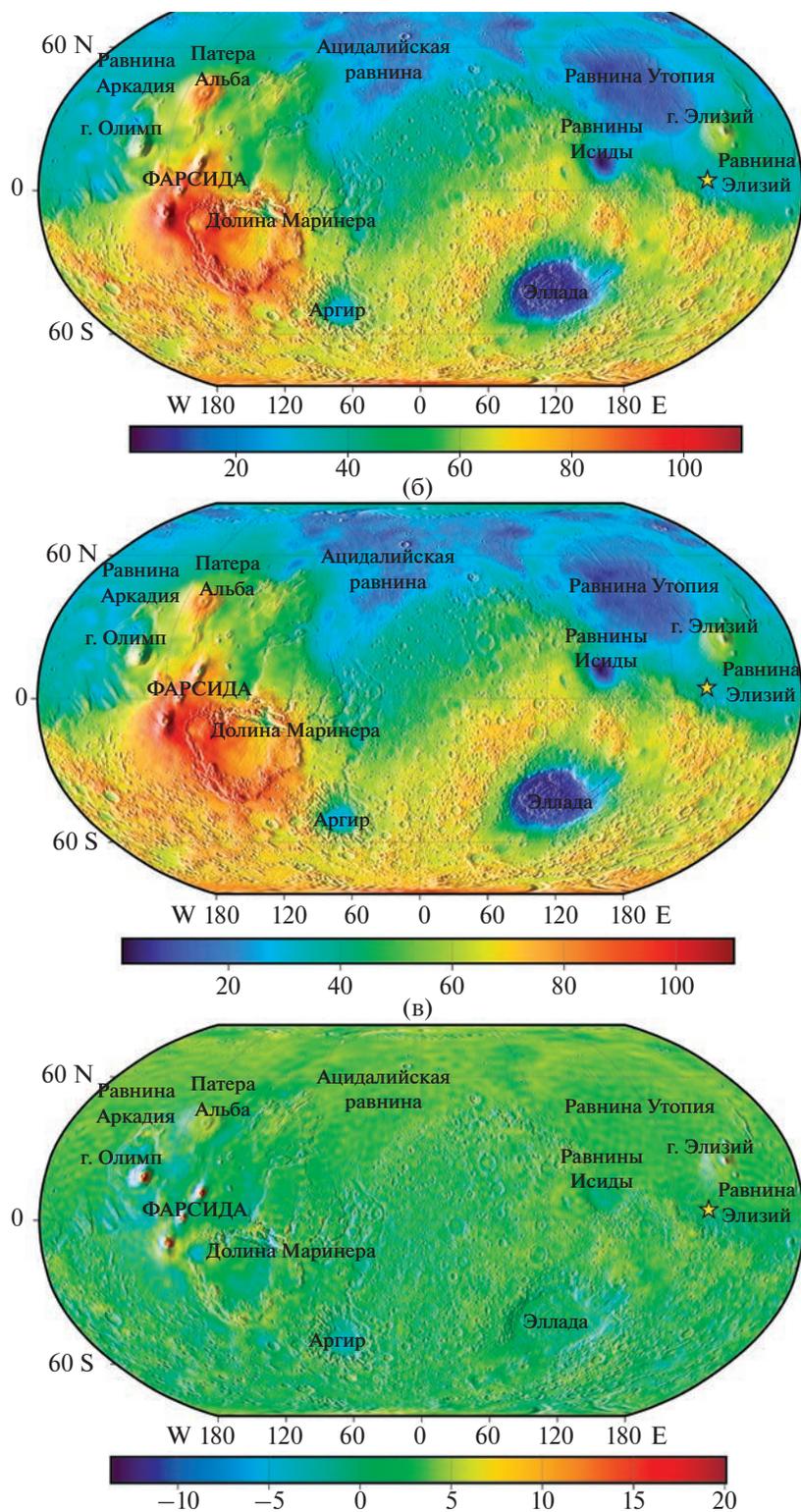
Толщина коры складывается из вариаций рельефа относительно уровенной внешней поверхности, средней толщины коры и вариаций рельефа границы кора-мантия.

## МОДЕЛЬНЫЕ ВАРИАЦИИ ТОЛЩИНЫ КОРЫ МАРСА И ВЕНЕРЫ

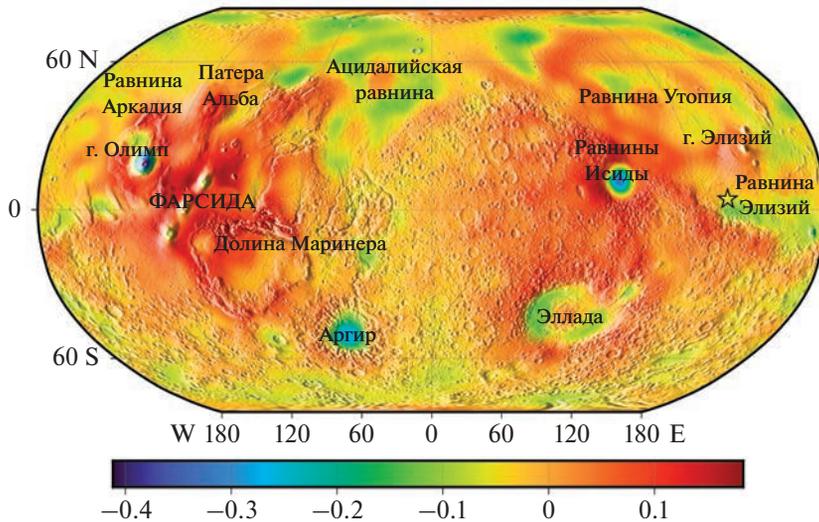
### Модельные вариации толщины коры Марса

Для расчетов использована модель внутреннего строения Марса M\_50 из работы (Гудкова и др., 2017), в которой средняя толщина коры составляет 50 км, плотность 2900 кг/м<sup>3</sup>, радиус ядра 1821 км. Это значение попадает в диапазон определения радиуса ядра Марса сейсмическими методами (1830 ± 40 км) (Stähler и др., 2021). Скачок плотности на границе кора-мантия для этой модели составляет 460 кг/м<sup>3</sup>.

Проведено численное моделирование вариаций толщины коры для модели Марса M\_50 с литосферой 150 и 300 км. До определения референсной точки толщины коры Марса, обычно, минимум коры выбирался под бассейном Эллада или под равниной Исида. Варьируя среднюю модельную толщину коры и скачок плотности на границе кора-мантия, можно контролировать рассчитанные карты толщин коры по реперной точке – толщине коры в зоне установки сейсмометра миссии NASA InSight, которая принята равной 39 ± 8 км. Это место показано на карте звездочкой (рис. 3). Для нашей модели мы приняли значение 36 км. Для выбранной таким образом



**Рис. 3.** Карта толщины коры Марса (км): (а) — полученная по методу работы (Wieczorek и др., 2019) с использованием программного обеспечения *cplanet* (Wieczorek, 2021); (б) — по методу, используемому в данной работе; (в) — разница между моделями. Звездочкой отмечено положение станции миссии InSight. За центр проекции выбран меридиан  $0^\circ$ .



**Рис. 4.** Карта разницы в вариациях толщины коры Марса (км) для модели M\_50 с толщиной литосферы 300 км и 150 км. За центр проекции выбран меридиан 0°.

карты толщин коры Марса (рис. 3б), минимальные значения толщины коры получились в районе равнины Исиды (1 км) и под равниной Эллада (4 км), максимальная толщина коры равна 108 км — под вулканическими структурами плато Фарсида. Для плато Оксия (Oxia Planum), района планируемого сейсмического эксперимента миссии ExoMars (Zelenyi и др., 2015), прогностические оценки толщины коры составляют около 35 км для этой модели.

На рис. 3 приведено сравнение результатов моделирования вариаций толщины коры, для модели M\_50 с литосферой 300 км, методом чисел Лява (рис. 3б) и глобальной картой толщины коры для этой же модели, по методу, изложенному в работе (Wieczorek и др., 2019) (рис. 3а). Для этого использовалось программное обеспечение *ctplanet* (Wieczorek, 2021). Разница между моделями показана на рис. 3в. В большей части карты (более 98% точек при моделировании с разрешением  $1^\circ \times 1^\circ$ ) разница составляет менее 5 км, наибольшее расхождение до 20 км имеет место под вулканическими структурами. Механизмы поддержки негидростатической части рельефа точно не определены, и их интерпретация неоднозначна из-за неопределенности реологических параметров планеты. В работе (Broquet, Wieczorek, 2019) отмечено, что плотности вулканических образований отличаются от средней плотности коры.

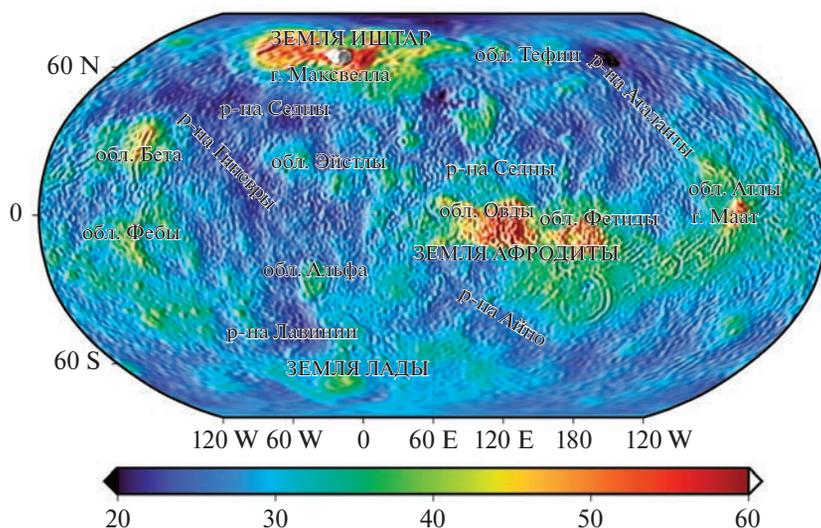
Разница в вариациях толщины коры для модели Марса M\_50 при выборе разных моделей неоднородной упругости — с литосферой 300 и 150 км — показана на рис. 4 и составляет менее 500 м. Полученные модельные значения вариаций коры слабо зависят от типа выбранной модели неоднородной упругости. Вариации толщины коры зави-

сят, в основном, от данных топографии и гравитационного поля, выбранной средней толщины коры и скачка плотности на границе кора—мантия.

#### Модельные вариации толщины коры Венеры

Модели внутреннего строения Венеры имеют значительный разброс параметров из-за неопределенности состава коры и мантии (Dumoulin и др., 2017; Гудкова, Жарков, 2020). Для расчетов примем плотность коры  $2800 \text{ кг/м}^3$ , скачок плотности  $500 \text{ кг/м}^3$  по модели внутреннего строения V\_16 из работы (Гудкова, Жарков, 2020). Средняя толщина коры в модели равна 30 км. Поскольку для Венеры нет возможности нормировать толщину коры по референсной точке, будем считать, что рельеф границы кора—мантия не должен приводить к отрицательному значению толщины коры. При построении карты толщины коры ключевое значение играют такие параметры, как средняя плотность коры и скачок плотности на границе кора—мантия, которые плохо определены для Венеры. Переход базальт—эклогит может иметь место на глубине  $\sim 70\text{--}120 \text{ км}$ , поэтому обычно принимается, что толщина коры Венеры не должна превышать эти значения.

Карта вариаций толщины коры для Венеры показана на рис. 5. Толщина коры меняется от 18.6 км до 82.3 км, что согласуется с работами других авторов (Jimenez—Diaz и др., 2005; James и др., 2013; Wieczorek, 2015; Yang и др., 2016; Zampa и др., 2018). На рис. 5 видно, что толщина коры на Венере тесно связана с топографическими структурами. Кора Венеры изостатически скомпенсирована, в районе низменностей кора тоньше, а в районе возвышенностей наблюдается ее утолщение



**Рис. 5.** Модельная толщина коры Венеры для модели со средней толщиной коры 30 км, толщиной литосферы 300 км, средней плотностью коры  $2800 \text{ кг/м}^3$  и при скачке плотности  $500 \text{ кг/м}^3$ . За центр проекции выбран меридиан  $60^\circ$ . Для наглядности, области с толщиной коры более 60 км обозначены белым цветом.

(корни поднятий Земли Иштар, Земли Афродиты, область Овды, Тефии и некоторых других). Эти результаты согласуются с выводами (Hansen и др., 1999; Ivanov, Head, 2011), где отмечено, что если сравнить области с толстой корой, рассчитанные в предположении изостазии, с распределением высокогорных плато и тессер, то можно увидеть корреляцию. Минимальная толщина коры 18.6 км получена для равнины Аталанты. Максимальная глубина кора–мантия 82.3 км получена под горами Максвелла на Земле Иштар. Толщина коры под равнинами составляет около 20–30 км, под вулканическими поднятиями Атла и Бета толщина коры достигает 48 км (гора Маат), 47.4 км (гора Реи) и 46.5 км (гора Теи). В работе (Yang и др., 2016) было отмечено, что под вулканическими поднятиями существенный вклад может оказывать динамическая поддержка, которая не учтена в данной работе, поэтому эти значения толщины могут быть несколько меньше реальных.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлено трехмерное модельное распределение толщины коры Марса, полученное методом нагрузочных чисел. Построенная карта вариаций толщины коры нормирована по реперной точке – значению толщины коры ( $39 \pm 8$  км), полученному по сейсмическим данным в месте работы станции InSight (Кнарпеуег–Endrup и др., 2021). Сравнение с глобальной картой коры Марса, полученной по методу, изложенному в работе (Wieczorek и др., 2019), используя программное обеспечение *ctplanet* (Wieczorek, 2021), показало расхождение в значениях под вулканическими структурами.

Этот метод также применен для Венеры, но, учитывая возможность поддержки топографических структур на Венере плюмами и то, что динамическая поддержка не учтена в данной работе, можно сказать, что значения толщины коры под вулканическими образованиями могут быть несколько меньше реальных.

Данные миссии ExoMars, включающей проведение сейсмического эксперимента (Zelenyi и др., 2015; Манукин и др., 2021), могут дать еще одну реперную точку для толщины коры в районе плато Оксия (Oxia Planum), что значительно улучшит модели глобальной толщины коры Марса. На Венеру в ближайшее время планируются миссии VERITAS и EnVision (Ghail и др., 2018; Gascoli и др., 2021; Rosenblatt и др., 2021), которые улучшат наши знания о внутреннем строении планеты, а проведение сейсмического эксперимента на Венере (Kremic и др., 2020) в миссии Венера-Д может дать реперную точку для моделей коры Венеры.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Батов А.В., Гудкова Т.В., Жарков В.Н. Оценки напряженного состояния недр Марса под локальными топографическими структурами // Геофизич. исслед. 2018. Т. 19. № 3. С. 5–22.
- Батов А.В., Гудкова Т.В., Жарков В.Н. Негидростатические напряжения в недрах Марса для различных моделей неоднородной упругости // Физика Земли. 2019. № 4. С. 166–180.
- Гудкова Т.В., Жарков В.Н. Модели внутреннего строения землеподобной Венеры // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 1. С. 24–32. (Gudkova T.V., Zharkov V.N.

- Models of the Internal Structure of the Earth-like Venus // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 1. P. 20–27.)
- Гудкова Т.В., Батов А.В., Жарков В.Н. Модельные оценки негидростатических напряжений в коре и мантии Марса: 1. Двухуровневая модель // *Астрон. вестн.* 2017. Т. 51. № 6. С. 490–511. (Gudkova T.V., Batov A.V., Zharkov V.N. Model estimates of non-hydrostatic stresses in the Martian crust and mantle: 1. Two-level model // *Sol. Syst. Res.* 2017. V. 51. № 6. P. 457–478.)
- Гудкова Т.В., Степанова И.Э., Батов А.В. Модельные оценки плотностных неоднородностей в приповерхностных слоях Марса в зоне установки сейсмометра миссии InSight // *Астрон. вестн.* 2020. Т. 54. № 1. С. 18–23. (Gudkova T.V., Stepanova I.E., Batov A.V. Density anomalies in subsurface layers of Mars: Model estimates for the site of the InSight mission seismometer // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 1. P. 15–19.)
- Жарков В.Н., Марченков К.И., Любимов В.М. О длинноволновых касательных напряжениях в литосфере и мантии Венеры // *Астрон. вестн.* 1986. Т. 20. № 3. С. 202–211.
- Жарков В.Н., Марченков К.И. О корреляции касательных напряжений в литосфере Венеры с поверхностными структурами // *Астрон. вестн.* 1987. Т. 21. № 2. С. 170–175.
- Жарков В.Н., Гудкова Т.В. Построение модели внутреннего строения Марса // *Астрон. вестн.* 2005. Т. 39. № 5. С. 1–32. (Zharkov V.N., Gudkova T.V. Construction of Martian Interior Model // *Sol. Syst. Res.* 2005. V. 39. № 5. P. 343–373.)
- Жарков В.Н., Гудкова Т.В. О модельной структуре гравитационного поля Марса // *Астрон. вестн.* 2016. Т. 50. С. 250–267. (Zharkov V.N., Gudkova T.V. On model structure of gravity field of Mars // *Sol. Syst. Res.* 2016. V. 50. P. 250–267.)
- Жарков В.Н., Гудкова Т.В. О параметрах землеподобной модели Венеры // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. № 1 С. 3–6. (Zharkov V.N., Gudkova T.V. On Parameters of the Earth-like model of Venus // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 1 P. 1–4.)
- Манукин А.Б., Казанцева О.С., Калинин И.И., Матюнин В.П., Савкина Н.Ф., Тоньшев А.К., Черногорова Н.А. Сейсмометр для наблюдений на Марсе // *Космич. исслед.* 2021. Т. 5. С. 418–427.
- Марченков К.И., Любимов В.М., Жарков В.Н. Расчет нагрузочных коэффициентов для заглубленных аномалий плотности // *Докл. АН СССР.* 1984. Т. 15. № 2. С. 583–586.
- Марченков К.И., Жарков В.Н. О рельефе границы корамантия и напряжениях растяжения–сжатия в коре Венеры // *Письма в Астрон. журн.* 1989. Т. 15. № 2. С. 182–190.
- Менщикова Т.И., Гудкова Т.В., Жарков В.Н. Анализ данных топографии и гравитационного поля землеподобной Венеры // *Астрон. вестник.* 2021. Т. 55. № 1. С. 13–21. (Menshchikova T.I., Gudkova T.V., Zharkov V.N. Analysis of the Topography and Gravity Data for the Earth-like Venus // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. № 1. P. 11–19.)
- Менщикова Т.И., Гудкова Т.В. Нагрузочные числа Лява для различных моделей неоднородной упругости Венеры // *Геофизич. исслед.* 2021. Т. 22. № 4. С. 24–42.
- Babeiko A. Yu., Zharkov V.M. Martian crust: a modeling approach // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 2000. V. 117. P. 421–435.
- Banerdt W.B., Smrekar S.E., Banfield D., Giardini D., Golombek M., Johnson C.L., et al. Initial results from the InSight mission on Mars // *Nature Geosci.* 2020. V. 13. С. 183–189.
- Baratoux D., Samuel H., Michaut C., Toplis M.J., Monnerau M., Wiczorek M., Garcia R., Kurita K. Petrological constraints on the density of the Martian crust // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2014. V. 119. P. 1707–1727.
- Beuthe M. Isostasy with Love: 1. Elastic equilibrium // *Geophys. J. Int.* 2021. V. 225. P. 2157–2193.
- Breuer D., Moore W.B. Dynamics and thermal history of the terrestrial planets, the Moon and Io // *Treatise on geophysics. Planets and Moons.* 2015. V. 10 / Ed. Spohn T. Amsterdam: Elsevier, 2015. P. 255–305.
- Broquet A., Wiczorek M.A. The gravitational signature of Martian volcanoes // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2019. V. 124. P. 2054–2086.
- Dumoulin C., Tobie G., Verhoeven O., Rambaux N. Tidal constraints on the interior of Venus // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2017. V. 122 (6). P. 1338–1352.
- Gascioli G., Hensley S., De Marchi F., Breuer D., Durante D., Racioppa P., Iess L., Mazarico E., Smrekar S.E. The determination of the rotational state and interior structure of Venus with VERITAS // *Planet. Sci. J.* 2021. V. 2. P. 220–232.
- Genova A., Goossens S., Lemoine F.G., Mazarico E., Neumann G.A., Smith D.E., Zuber M.T. Seasonal and static gravity field of Mars from MGS, Mars Odyssey and MRO radio science // *Icarus.* 2016. V. 272. P. 228–245.
- Ghail R.C., Hall D., Mason P.J., Herrick R.R., Carter L.M., Williams Ed. VenSAR on EnVision: Taking earth observation radar to Venus // *Int. J. Appl. Earth Observation and Geoinformation.* 2018. V. 64. P. 365–376.
- Greff-Leffitz M., Legros L. Some remarks about the degree-one deformation of the Earth // *Geophys. J. Int.* 1997. V. 131. P. 699–723.
- Gudkova T.V., Stepanova I.E., Batov A.V., Shchepetilov A.V. Modified method S-, and R-approximations in solving the problems of Mars's morphology // *Inverse Problems in Sci. and Eng.* 2021. V. 29. № 6. P. 790–804.
- Hansen V.L., Banks B.K., Ghent R.R. Tessera terrain and crustal plateaus // *Venus. Geology.* 1999. V. 27 (12). P. 1071–1074.
- Ivanov M.A., Head J.W. Global geological map of Venus // *Planet. and Space Sci.* 2011. V. 59 (13). P. 1559–1600.
- James P., Zuber M., Phillips R. Crustal thickness and support of topography on Venus // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 859–875.
- Jimenez-Diaz A., Ruiz J., Kirby J.F., Romeo I., Tejero R., Capote R. Lithospheric structure of Venus from gravity and topography // *Icarus.* 2015. V. 260. P. 215–231.
- Johnson C.L., Mittelholz A., Langlais B., Russell C.T., Ansan V., Banfield D., et al. Crustal and time-varying

- magnetic fields at the InSight landing site on Mars // *Nature Geosci.* 2020. V. 13. (3). P. 199–204.
- Knapmeyer-Endrun B., Panning M.P., Bissig F., Joshi R., Khan A., Kim D., et al.* Thickness and structure of the Martian crust from InSight seismic data // *Science.* 2021. V. 373. P. 438–443.
- Konopliv A.S., Banerdt W.B., Sjogren W.L.* Venus gravity: 180th degree and order model // *Icarus.* 1999. V. 139. P. 3–18.  
<https://doi.org/10.1006/icar.1999.6086>
- Konopliv A.S., Park R.S., Folkner W.M.* An improved JPL Mars gravity field and orientation from Mars orbiter and lander tracking data // *Icarus.* 2016. V. 274. P. 253–260.
- Kremic T., Ghail R., Gilmore M., Hunter G., Kiefer W., Li-maye S., Pauken M., Tolbert C., Wilson C.* Long-duration Venus lander for seismic and atmospheric science // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 190. id.104961
- Lognonné P., Banerdt W.B., Giardini D., Pike W.T., Christensen U., Laudet P., et al.* SEIS: Insight's Seismic Experiment for Internal Structure of Mars // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215 (1). id. 12.
- Lognonné P., Banerdt W.B., Pike W.T., Giardini D., Christensen U., Garsia R.F., et al.* Constraints on the shallow elastic and anelastic structure of Mars from InSight seismic data // *Nature Geosci.* 2020. V. 13. P. 213–220.
- McGovern P.J., Solomon S.C., Smith D.E., Zuber M.T., Simons M., Wieczorek M.A., Phillips R.J., Neumann G.A., Aharonson O., Head J.W.* Localized gravity/topography admittance and correlation spectra on Mars: implications for regional and global evolution // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. id. 5136.
- Neumann G.A., Zuber M.T., Wieczorek M.A., McGovern P.J., Lemoine F.G., Smith D.E.* Crustal structure of Mars from gravity and topography // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. id. E08002 (18 p.)
- Nimmo F., Tanaka K.* Early crustal evolution of Mars // *Annu. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2005. V. 33. P. 133–161.  
<https://doi.org/10.1146/annurev.earth.33.092203.122637>
- O'Rourke J.G., Korenaga J.* Thermal evolution of Venus with argon degassing // *Icarus.* 2015. V. 260. P. 128–140.
- Pan L., Quantin C., Tauzin B., Michaut C., Golombek M., Lognonné P., Grindrod P., Langlais B., Gudkova T., Stepanova I., Rodriguez S., Lucas A.* Crust heterogeneities and structure at the dichotomy boundary in western Elysium Planitia and implications for InSight lander // *Icarus.* 2020. V. 338. id. 113511.
- Pauer M., Breuer D.* Constraints on the maximum crustal density from gravity–topography modeling: Applications to the southern highlands of Mars // *EPSL.* 2008. V. 276. P. 253–261.
- Plesa A.-C., Padovan S., Tosi N., Breuer D., Grott M., Wieczorek M.A., Spohn T., Smrekar S.E., Banerdt W.B.* The thermal state and interior structure of Mars // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. P. 12198–12209.
- Rappaport N.J., Konopliv A.S., Kucinskas A.B.* An improved 360 degree and order model of Venus topography // *Icarus.* 1999. V. 139. P. 19–31.
- Rosenblatt P., Dumoulin C., Marty J.-C., Genova A.* Determination of Venus' interior structure with EnVision // *Remote Sens.* 2021. V. 13. id. 1624 (14 p.).
- Smith D.E., Zuber M.T., Frey H.V., Garvin J.B., Head J.W., Muhleman D.O., et al.* Mars Orbiter Laser Altimeter: Experimental summary after the first year of global mapping of Mars // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106 (E10). P. 23689–23722.
- Stähler S.C., Khan A., Banerdt W.B., Lognonné Ph., Giardini D., Ceylan S., et al.* Seismic detection of the martian core // *Science.* 2021. V. 373. P. 443–448.
- Taylor S.R., McLennan S.M.* Planetary crusts: Their composition, origin and evolution. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009. 378 p.
- Tenzer R., Eshagh M., Jin S.* Martian sub-crustal stress from gravity and topographic models // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2015. V. 425. P. 84–92.
- Yang A., Huang J., Wei D.* Separation of dynamic and isostatic components of the Venusian gravity and topography and determination of the crustal thickness of Venus // *Planet. and Space. Sci.* 2016. V. 129. P. 24–31.
- Wieczorek M.A., Zuber M.T.* Thickness of the Martian crust: improved constraints from geoid-to-topography ratios // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. id. E01009.
- Wieczorek M.A.* Gravity and topography of the terrestrial planets // *Treatise on geophysics. Planets and Moons.* 2015. V. 10 / Ed. Spohn T. Amsterdam: Elsevier, 2015. P. 153–193.
- Wieczorek M.* Create crustal thickness maps of planets from gravity and topography<sup>SEPI</sup> (*ctplanet*). 2021.  
<https://doi.org/10.5281/zenodo.4439426>
- Wieczorek M.A., Beuthe M., Rivoldini A., Van Hoolst T.* Hydrostatic interfaces in bodies with nonhydrostatic lithospheres // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2019. V. 124. P. 1410–1432.
- Zampa L.S., Tenzer R., Eshagh M., Pitonak M.* Evidence of mantle upwelling / downwelling and localized subduction on Venus from the body-force vector analysis // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 157. P. 48–62.
- Zelenyi L.M., Korablev O.I., Rodionov D.S., Novikov B.S., Marchenkov K.I., Andreev O.N., Larionov E.V.* Scientific objectives of the scientific equipment of the landing platform of the ExoMars-2018 mission // *Sol. Syst. Res.* 2015. V. 49. № 7. P. 509–517.
- Zharkov V.N., Solomatov V.S.* Models of the thermal evolution of Venus // *Venus geology, geochemistry and geophysics research results from the USSR / Eds Barsukov V.L., Basilevsky A.T., Volkov V.P., Zharkov V.N.* Univ. Arizona Press, 1992. P. 280–319.
- Zharkov V.N., Gudkova T.V., Molodensky S.M.* On models of Mars' interior and amplitudes of forced nutations. 1. The effects of deviation of Mars from its equilibrium state on the flattening of the core–mantle boundary // *PEPI.* 2009. V. 172. P. 324–334.

УДК 52-14+54.051

## КОНТАМИНАНТЫ В ЛУННОМ РЕГОЛИТЕ

© 2023 г. А. В. Мохов<sup>а</sup>, \*, Т. А. Горностаева<sup>а</sup>, А. П. Рыбчук<sup>а</sup>, П. М. Карташов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского Российской академии наук (ГЕОХИ РАН), Москва, Россия

\*e-mail: avm8okhov@gmail.com

Поступила в редакцию 15.04.2022 г.

После доработки 14.06.2022 г.

Принята к публикации 04.07.2022 г.

Лунный реголит, доставленный в 1970-е годы на Землю советскими автоматическими станциями Луна-16, -20, -24, несмотря на небольшое количество материала, представляет большую ценность для науки и требует изучения с особой тщательностью. Однако, поскольку пробы грунта прошли довольно долгий путь от момента извлечения до непосредственного исследования, существует опасность возможного загрязнения проб посторонним материалом, как техногенным, так и земными природными минералами. Особенно велика вероятность загрязнения самой тонкой фракции реголита, размеры частиц которой менее 100 мкм, так как их обнаружение возможно только методами электронной микроскопии. С помощью методов аналитической сканирующей электронной микроскопии в пробах реголита обнаружены фазы-контаминанты, загрязнившие исходные препараты, и показаны источники этих артефактов. Приведенные в настоящей работе примеры контаминации проб реголита и методы их идентификации позволят в дальнейшем точнее диагностировать фазы лунного происхождения.

**Ключевые слова:** электронная микроскопия, автоматические станции Луна-16, Луна-20 и Луна-24, СЭМ, ЭДС, реголит, лунный грунт, артефакт, контаминант, контаминация, загрязнение

**DOI:** 10.31857/S0320930X23010036, **EDN:** HDPISN

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение минералогии Луны идет по двум направлениям: первое, – с использованием дистанционных методов и, второе, – исследование лунных метеоритов и доставленного на Землю лунного грунта физико-химическими методами непосредственного анализа. В последнем случае открывается возможность получения наиболее полной информации о веществе Луны, опираясь на широкий спектр возможностей самых современных аналитических приборов и методов. Однако использование современного исследовательского оборудования требует предварительной подготовки образцов. И такая пробоподготовка, наряду с возможностью контаминации при отборе и хранении, может послужить источником случайного заражения проб посторонним материалом. О такой вероятности исследователи задумались практически сразу после доставки лунного грунта на Землю и старта программ его изучения. Нередко возникали и продолжают возникать дискуссии о гипотетической контаминации земными компонентами. Так Friedman и др. (1970) утверждали, что загрязнение земной водой незначительно, и предполагали образование воды под действием протонов солнечного ветра. Несколькоми годами

позже Beckinsale (1977) уже считал, что вода, обнаруженная в лунных образцах, полностью состоит из земного загрязнения. Другие авторы призвали обращать пристальное внимание на эту проблему и совершенствовать методический арсенал во избежание загрязнений (Eglinton и др., 1972; Sato и др., 1973). McLane и др. еще в 1967 г. разработал требования к лабораториям по хранению и изучению лунного грунта, включающие меры по защите его от загрязнения. О возможном органическом заражении метеоритов писали Flogu и Simoneit (1972). Учитывать вероятность контаминации лунного грунта старается большинство исследователей, как иностранных (Frondel, 1975; Day и др., 2018), так и отечественных (Соболев, 1979; Бычкова и др., 2018; Корсаков и др., 2021). Ряд авторов указывает источники обнаруженного контаминанта (Осоргин, 1990). Разработка нормативной документации для соблюдения чистоты выполняемых анализов упоминается в статье (Рогожин, Лебедева, 2016). На возможность получения ошибочных результатов из-за смешивания разнородного материала указывается в работе (Хубуная В., Хубуная С., 2019). Важность чистоты применяемых при пробоподготовке реактивов отмечается в статье (Кубракова, Торопченева,

2013). Shklover и др. (2020) и Мохов и др. (2007; 2021) обращали внимание на риск контаминации проб в процессе пробоподготовки даже на современном оборудовании. Особенно исследователи опасаются микробиологического загрязнения проб (Steele и др., 2001), однако для изучения минерального состава лунного грунта наибольшую опасность представляют неорганические синтетические и природные микрофазы.

В 1970-е годы отбор проб реголита осуществлялся бурением слоя реголита советскими автоматическими станциями (АС) Луна-16, -20, -24, в отличие от миссий Apollo, в которых отбор проб производился вручную с поверхности Луны. После доставки на Землю пробы лунного реголита были переданы на хранение в ГЕОХИ РАН, где было создано специальное помещение, откуда фрагменты проб передавались для исследований в герметично закрытых пластиковых капсулах.

Наиболее высокая опасность загрязнения присутствует при исследовании самой тонкой высокодисперсной фракции лунного реголита с размером частиц менее 100 мкм, так как их обнаружение возможно только методами электронной микроскопии.

Многолетние исследования лунного грунта, доставленного советскими АС Луна-16, -20 и -24, методами аналитической сканирующей электронной микроскопии позволили нам накопить определенный опыт дифференцирования фаз лунного происхождения от фаз-контаминатов.

## ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ

Задачей настоящей работы является публикация сведений об обнаруженных артефактах и возможных источниках такой контаминации проб лунного реголита с размером частиц менее 100 мкм с целью более точной идентификации фаз лунного происхождения.

## МЕТОДЫ И ПРИБОРЫ

При пробоподготовке для максимального снижения риска контаминации проб использовался способ прямого нанесения препарата. Сразу после вскрытия пробу грунта тонким слоем насыпали на внешнюю сторону электропроводного углеродного скотча, с которого непосредственно перед этим удаляли защитную пленку. Готовый препарат в промежутках между исследованиями хранился в герметичной упаковке.

Для изучения тонкодисперсного материала лунного грунта наиболее информативными являются методы аналитической электронной микроскопии. Для настоящих исследований привлекались сканирующие электронные микроскопы (СЭМ) JEOL JSM-5610 и TESCAN MIRA. Оба

этих микроскопа для определения элементного состава были оснащены спектрометрами энергетической дисперсии (ЭДС) рентгеновского излучения OXFORD Ultim Max-100 Aztec.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

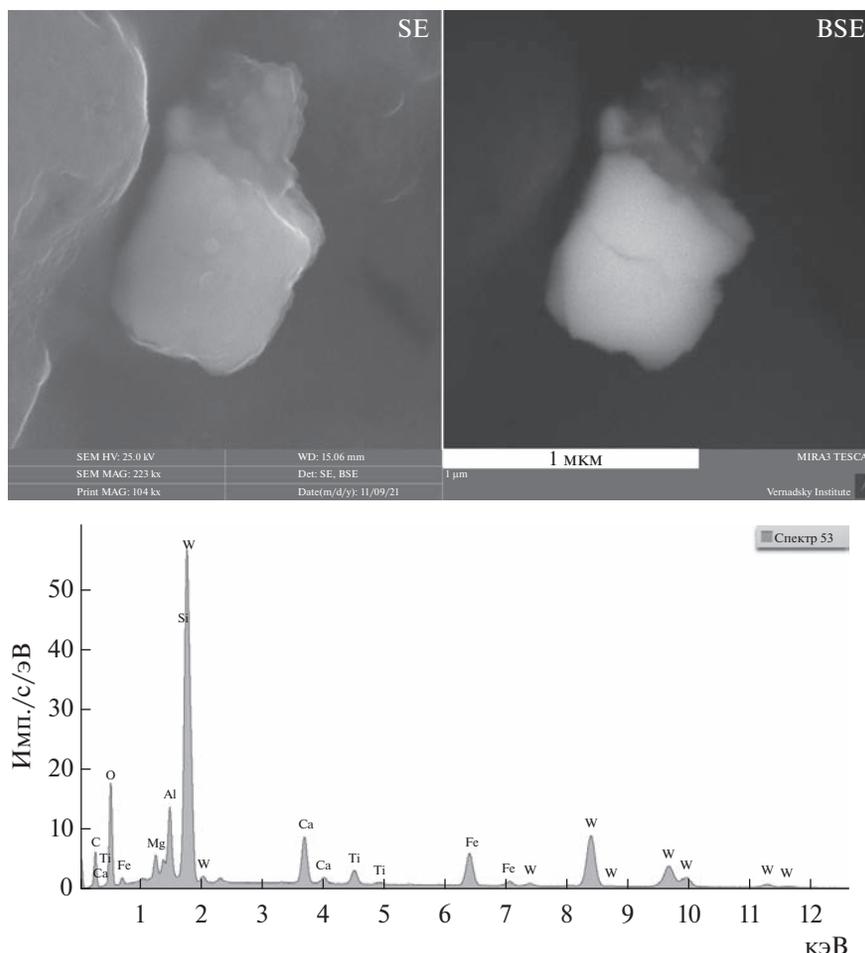
В ходе изучения тонких фракций реголита микрофазы, которые можно было явно или с большой вероятностью отнести к земному контаминанту, встречались неоднократно. Контаминант в пробах реголита можно условно разделить на две группы: явные загрязнения и частицы, вызывающие большое сомнение в их лунном происхождении.

Основным безусловным артефактом служит вольфрам, точнее карбид вольфрама, из твердосплавных победитовых резцов буровой коронки (рис. 1), которыми выполнялось бурение на советских АС. В основном встречаются частицы субмикронного размера и менее, вследствие чего в ЭДС-спектрах, помимо пиков вольфрама, присутствуют и пики от окружающего материала. Надо еще принимать во внимание, что пик углерода будет присутствовать всегда из-за напыления углеродом (если оно производилось для обеспечения стекания заряда) и влияния флюоресцентного излучения от углеродного скотча подложки и возбуждения органического окна детектора. Соответственно, различить самородный вольфрам и его карбид, опираясь на ЭДС-спектры, чрезвычайно сложно. Поэтому, в случае подозрения на присутствие в пробе самородного вольфрама, отсутствие в его составе углерода потребует надежно обосновать, обязательно используя возможность построения карт распределения элементов, а именно углерода и вольфрама.

Именно так доказывалось присутствие металлической формы вольфрама в реголите в работах (Мохов и др., 2004; 2014). Других упоминаний о самородном его состоянии в лунном реголите не обнаружено.

Кусочки карбида вольфрама (рис. 2) часто сопровождаются фрагментами кобальтового цемента, характерного для сплавов типа ВК (Соколов, Бобылев, 2017).

Следует также учитывать, что при изготовлении практически всех деталей и узлов автоматических лунных станций применялась механическая обработка, в том числе и с применением твердосплавных резцов. В свое время нас сильно удивила находка в реголите из Моря Кризисов частицы железистого красносельскита состава  $(\text{Co}_{0.6}\text{Fe}_{0.4})[\text{WO}_4]$ . Было не понятно, как в лунных условиях вольфрам достиг своей высшей степени окисления  $\text{W}^{6+}$ . Учитывая приведенные выше соображения, мы идентифицировали ее как сторевшую в кислородной атмосфере частичку твердо-



**Рис. 1.** Частица карбида вольфрама на фрагменте лунного реголита. Приведены: на SE – изображение во вторичных электронах, на BSE – эта же частица в отраженных электронах и ЭДС-спектр от нее.

сплавного элемента токарного резца (практически, искру), осевшую на внутренних поверхностях оборудования АС.

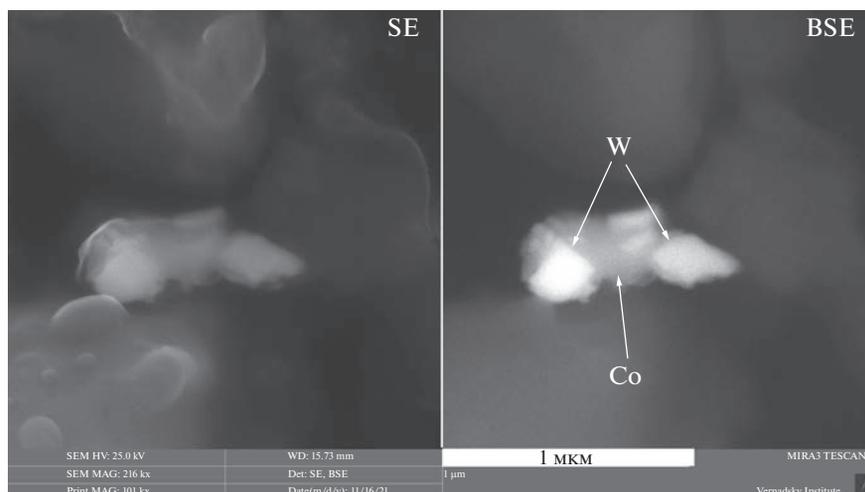
Затрудняющим интерпретацию факта контаминации вольфрамом образца может служить возможность частичек этого твердосплавного материала внедряться в поверхностные слои минеральных фаз реголита за счет большой разницы в твердости в сочетании с локальным нагревом при бурении керна (рис. 3).

В статье (FrondeI, 1975) опубликовано предупреждение о гипотетической возможности загрязнения проб молибденитом  $MoS_2$  из состава возможных антифрикционных смазок и присадок. И действительно, некоторые находки этого минерала однозначно надо отнести к контаминанту (рис. 4). На приведенном снимке можно наблюдать крупный сросток пластинчатых кристаллов этого минерала, обсыпанный мелкими частицами карбида вольфрама.

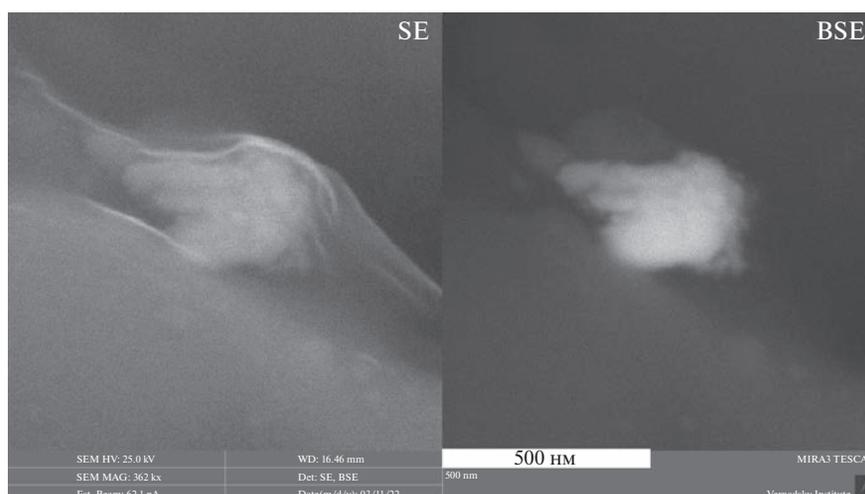
В этом случае, и в других аналогичных, интерпретация такой находки не вызывает проблем –

очевидно, такая частица не является лунной. Однако ранее была сделана находка этого минерала в тесном сростании с минералами лунного генезиса, и такая находка была отнесена к лунным фазам (Мохов и др., 2007).

Кроме того, диагностика именно этого минерала иногда может вызывать затруднения. Дело в том, что большинство исследований на сканирующих микроскопах осуществляется с использованием ускоряющего напряжения 15 или 20 кВ. Однако при этом пики К-серии молибдена не возбуждаются, а пики L-серии этого элемента полностью совпадают с пиком К-серии серы, и встроенные программы разделения наложений могут некорректно обрабатывать эту ситуацию. Единственный совмещенный пик серы и молибдена на фоне силикатного окружения и большого количества железа, как в силикатах, так оксидного и самородного, может быть приписан к сульфиду. Отсутствие в ЭДС-спектре дальних пиков К-серии молибдена может не позволить обнаружить присутствие этого элемента. Поэтому пред-



**Рис. 2.** Частицы карбида вольфрама в кобальтовом цементе. Приведены: на SE – изображение во вторичных электронах, на BSE – эта же частица в отраженных электронах.



**Рис. 3.** Частица карбида вольфрама, внедрившаяся в поверхностный слой лунной минеральной фазы. Приведены: на SE – изображение во вторичных электронах, на BSE – эта же частица в отраженных электронах.

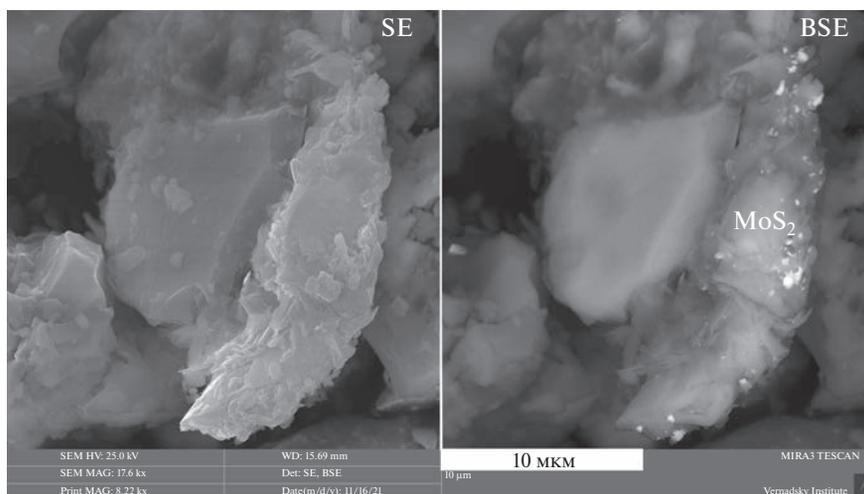
почтительно использовать при анализе ускоряющее напряжение 25 кВ, при котором пики К-серии молибдена отчетливо проявляются в ЭДС-спектре.

К экзотическим находкам следует отнести находку крупной пластинки чистой платины (рис. 5). Отдельно лежащая крупная частица правильной формы сразу вызвала подозрение в земном происхождении, однако способ попадания ее в пробу был поначалу не ясен. Позднее удалось установить, что именно эту пробу предварительно делили с использованием бритвенного лезвия. Проверка показала, что режущая кромка этого лезвия как раз и была покрыта слоем платины, так что источник загрязнения был выяснен.

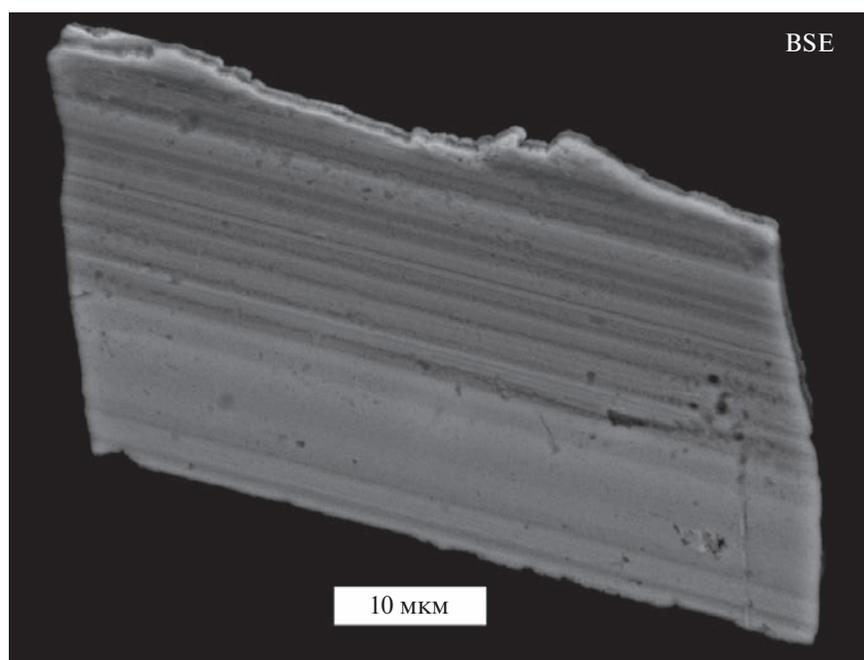
Вполне объяснимо некоторое загрязнение проб инструментальными и конструкционными сталями. Такая стружка всегда была крупной и легко обнаруживалась и интерпретировалась (рис. 6).

Медь, как и латунь, всегда встречается в виде отдельно лежащих стружек или капель (рис. 7). Такая характерная форма частиц позволяет легко отличать их от изредка встречающихся Cu-Zn-содержащих природных фаз, имеющих значительно меньшие размеры и находящихся в тесном срастании с силикатными фазами реголита (Мохов и др., 2007).

К редкому загрязнению относятся компоненты легкоплавких сплавов припоя, видимо, попавшие в пробы либо при нагреве электронных компонентов, либо, возможно (достоверной ин-



**Рис. 4.** Частица молибденита, обсыпанная карбидом вольфрама. Приведены: на SE – изображение во вторичных электронах, на BSE – эта же частица в отраженных электронах.



**Рис. 5.** Частица чистой платины в отраженных электронах.

формации нет), из крепления сит при сортировке грунта по фракциям. Эти сплавы обычно имеют состав, включающий свинец, висмут, олово, реже – кадмий. При этом на микроуровне они плохо смешиваются и могут разваливаться на фрагменты в любом сочетании этих компонентов, вплоть до чистых элементов. Но, учитывая их невысокую твердость, они обнаруживаются в виде либо отдельных частиц, либо характерных примазок на поверхности лунных фаз (рис. 8).

В лунных пробах среди большого количества стеклянных и железных шариков в одной из пер-

вых приготовленных проб был обнаружен шарик, в составе которого были зафиксированы, кроме кислорода, лишь смесь лантана и церия и некоторое количество железа. Особо привлекло внимание полное отсутствие в пределах чувствительности метода других лантаноидов. Эту загадку удалось прояснить, когда выяснилось, что при приготовлении этой пробы за соседним столом зажигалкой подожгли фитиль спиртовки. Сразу же провели контрольные эксперименты с зажигалками различных производителей и различными пирофорными элементами в них. Выясни-

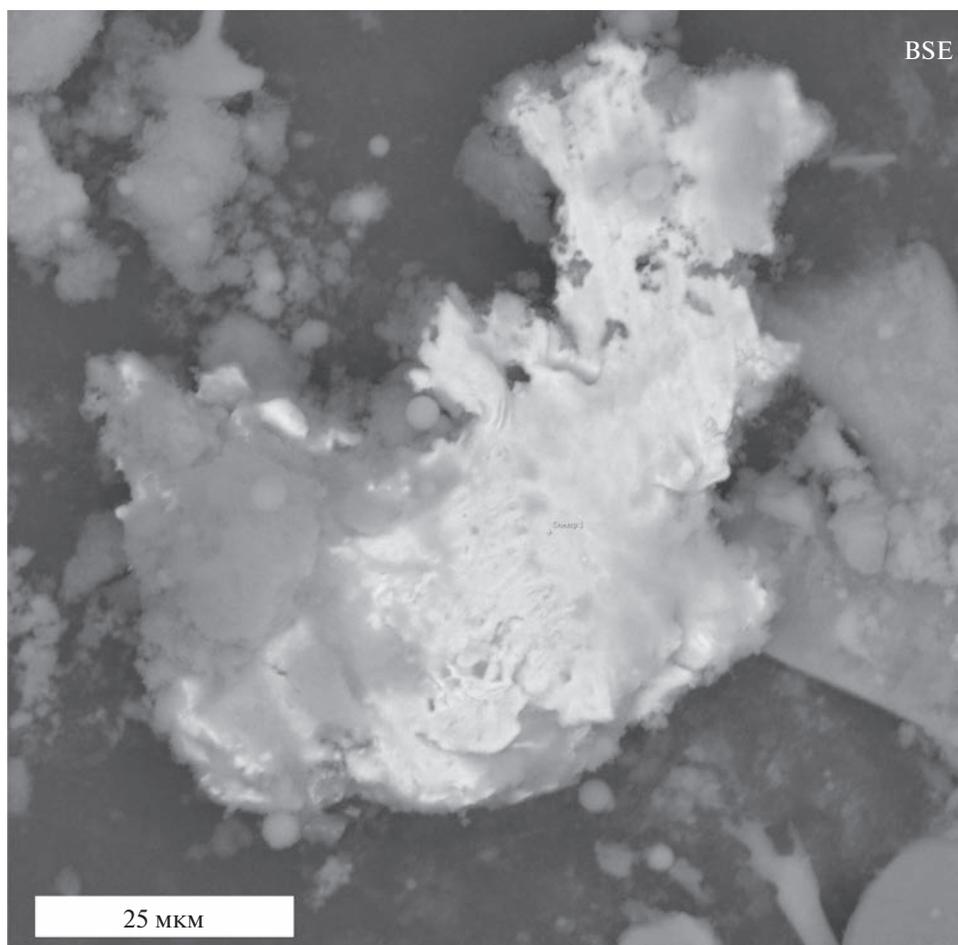


Рис. 6. Частица стальной стружки. Отраженные электроны.

лось, что шарики субмикронного размера образуются в момент механического воздействия на пирофорный элемент зажигалок, и они могут разлетаться на расстояния порядка двух метров, а то и больше. Состав таких шариков, в зависимости от изготовителя и типа примененного им пирофорного элемента, состоял, кроме обязательно присутствующих кислорода и железа, либо только из лантана или церия, либо из смеси этих двух элементов при отсутствии, либо второстепенном участии остальных лантаноидов (рис. 9).

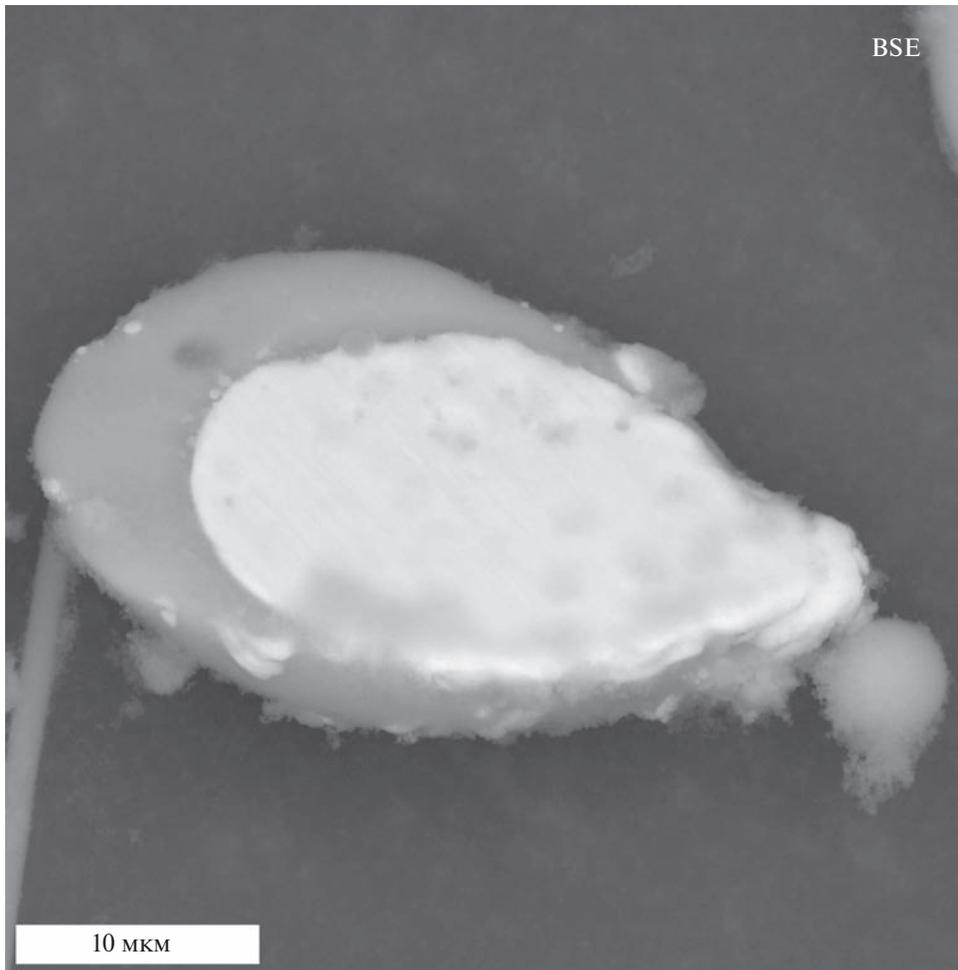
В пробах тонкодисперсного реголита иногда встречались отдельно лежащие хорошо ограненные кристаллы барита  $BaSO_4$  (рис. 10).

Барит иногда встречается среди минеральных фаз Луны, и в тех случаях он обнаруживается в тесном срастании с ними и его определение как минерала лунного генезиса не вызывает сомнений. Но вот такие отдельно лежащие кристаллы могут вызывать подозрения на контаминацию, так как похожие кристаллы можно обнаружить в образцах офисной бумаги, которая широко распространена и может послужить источником слу-

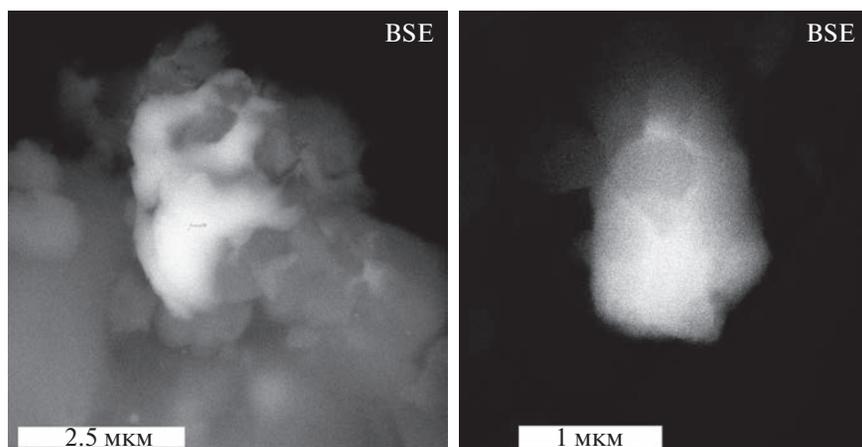
чайного загрязнения при переносе на руках и инструментах.

Несколько проб лунного материала было предоставлено в виде полированных шлифов. Видимо, в те годы при их полировке на заключительном этапе был использован в качестве полировочного материала оксид хрома. Именно его частицы иногда встречались в порах, трещинах и выколках минеральных фаз (рис. 11).

Есть еще одна опасность встретить контаминант в старых шлифах, если они ранее уже изучались в микрондовых приборах. В 1970–1980 гг. для обеспечения стекания заряда с препаратов часто применялся серебряный клей. Неприятной особенностью этого клея является свойство входящих в его состав микроскопических частиц серебра в очень короткие сроки образовывать соединения с серой и хлором, образуя сростки мелких кристаллов (рис. 12). И высыхая, эти частицы разлетаются по препаратам и даже могут оседать в вакуумной системе микрондовых приборов, после чего могут загрязнять даже те образцы, в



**Рис. 7.** Капля латуни, покрытая оксидом меди. Отраженные электроны.

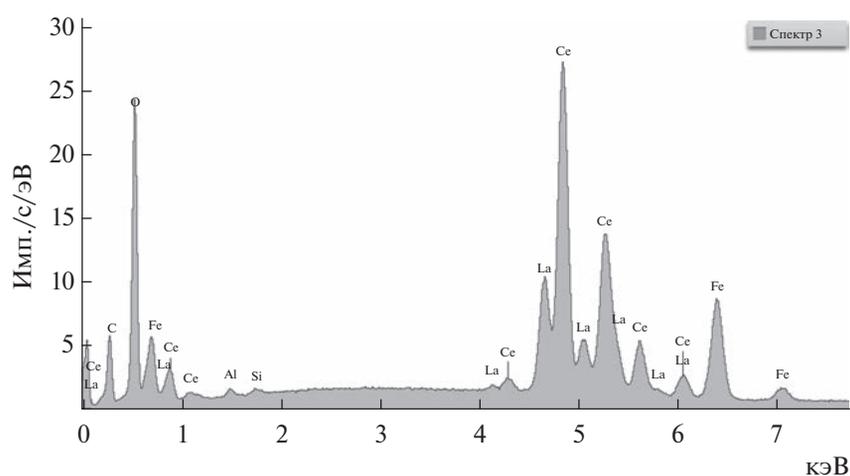
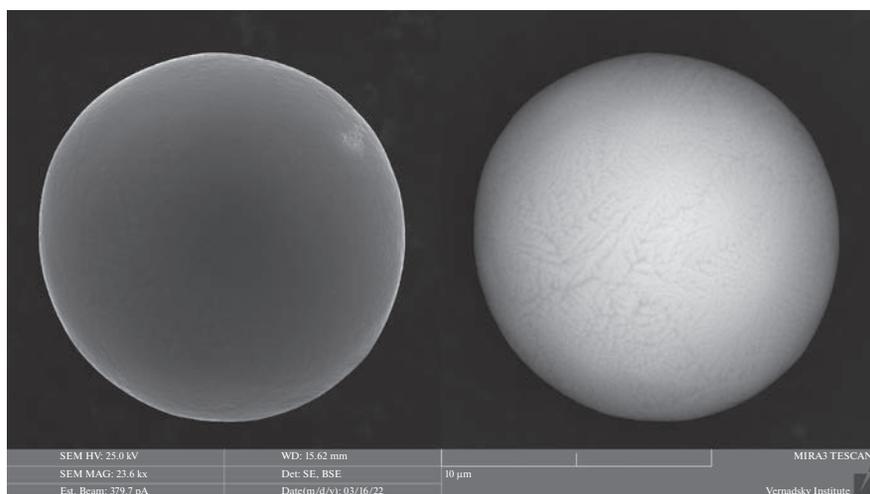


**Рис. 8.** Фрагменты легкоплавкого сплава. Отраженные электроны.

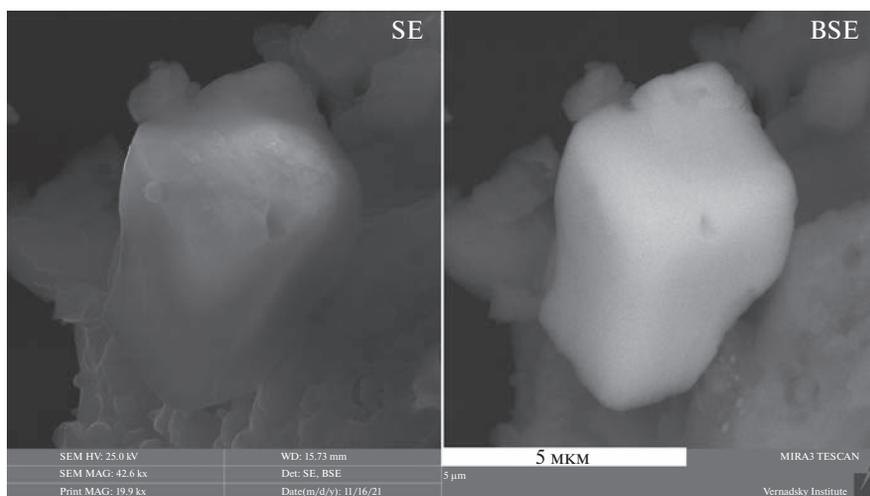
которых серебряный клей непосредственно не использовался.

Также возможным источником загрязнений, несмотря на все принимаемые предохранитель-

ные меры, является обыкновенная комнатная пыль. Ее характерным признаком является наличие органических соединений и волокон. Из минеральных фаз почти всегда присутствуют фазы



**Рис. 9.** Шарик из пирофорного материала зажигалки. Отраженные электроны. Приведены: на SE – изображение во вторичных электронах, на BSE – эта же частица в отраженных электронах и ЭДС-спектр от нее.



**Рис. 10.** Кристалл барита  $\text{BaSO}_4$ . Приведены: на SE – изображение во вторичных электронах, на BSE – эта же частица в отраженных электронах.



Рис. 11. Полировочный материал в порах и выколках шлифа. Отраженные электроны.

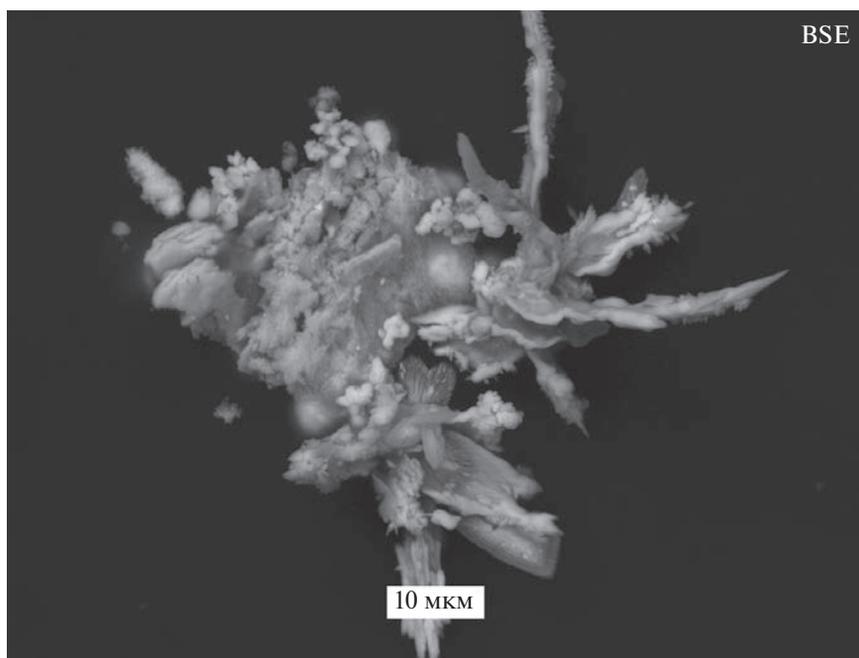


Рис. 12. Агрегат кристаллов сульфидов и хлоридов серебра вокруг частицы серебряного клея. Отраженные электроны.

Список обнаруженных загрязнителей в лунном реголите

Контаминант	Проба	Источник загрязнения
Карбид вольфрама WC	Луна-16, Луна-20, Луна-24	Твердотельная буровая коронка
Молибденит MoS <sub>2</sub>	Луна-16	Смазочные материалы
Платина Pt	Луна-16	Инструмент пробоподготовки (бритвенное лезвие)
Стальная стружка	Луна-24	Инструмент пробоподготовки, детали конструкции АС
Латунь	Луна-20	Сортировочный стол (?)
Припой	Луна-20	Сортировочный стол (?)
Редкоземельный шарик	Луна-16	Пирофорный материал зажигалки
Барит BaSO <sub>4</sub>	Луна-16, Луна-20, Луна-24	Бумага (?)
Оксид хрома Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Луна-16	Полировочный материал для шлифов
Сульфид серебра Ag <sub>2</sub> S		
Хлорид серебра AgCl	Луна-16	Серебряный клей для микрозонда

глинистых минералов и карбонатов. Эти загрязнения не могут находиться в тесном срастании с лунными фазами и легко могут быть отбракованы.

## ВЫВОДЫ

Выше, в таблице, приведен, безусловно, не полный, но учитывающий самые массовые варианты, список обнаруженных контаминантов. Оценивая их особенности можно заключить следующее.

– Необходимо очень критично относиться к частицам, лежащим на скотче отдельно от других и не входящим в сростки или плотный контакт с явно лунными фазами.

– Безусловно, надежным подтверждением лунного генезиса изучаемой частицы может быть факт покрытия ее стеклянной пленкой, которая могла образоваться в ходе импактных процессов, широко распространенных на Луне. Единственным исключением следует считать карбид вольфрама твердосплавных режущих коронок бурового инструмента, частицы которого в ходе бурения и сопровождающего его локального нагрева могли внедряться в поверхностные слои лунных минеральных фаз, включая и стекло.

– Контаминант может иметь как техногенное происхождение (карбид вольфрама, платина, стальная стружка и др.), так его источником могут оказаться и земные минералы (молибденит, барит).

Особо следует подчеркнуть, что основным инструментом, позволяющим отбраковывать частицы контаминанта при исследованиях тонкодисперсных фракций лунного грунта, остается здравый смысл. При этом следует отчетливо понимать, что для того, чтобы считать некую фазу посторонним засорением пробы, необходимо предложить реальный источник этого загрязнения. Иными словами, для того чтобы засорить образец реголита какой-то фазой, такая фаза должна существовать и иметь возможность попасть в пробу.

Приведенные в настоящей работе примеры контаминации проб реголита и методы их идентификации позволят в дальнейшем точнее диагностировать фазы лунного происхождения.

Работа выполнена за счет бюджетных средств по госзаданию в рамках темы “Новые комплексные подходы к фундаментальной проблеме изучения химического состава, трансформации и миграции наночастиц и легкоподвижных форм элементов в окружающей среде”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бычкова Я.В., Николаева И.Ю., Еремина О.С., Цховребова А.Р., Шубин И.И., Стенников А.В. Методические особенности подготовки твердых геологических проб для мультиэлементного анализа методом

ИСП-МС // Вестн. Московского университета. Сер. 4. Геология. 2018. № 5. С. 53–59.

Корсаков А.В., Мусияченко К.А. КР-картирование для изучения структурных и химических неоднородностей в минералах // Спектроскопия комбинационного рассеяния света. 2021. С. 42–45.

Кубракова И.В., Торопченева Е.С. Микроволновая подготовка проб в геохимических и экологических исследованиях // Журн. аналитич. химии. 2013. Т. 68. № 6. С. 524–524.

Мохов А.В., Богатииков О.А., Карташов П.М., Горшков А.И., Магазина Л.О., Ашихмина Н.А., Копорулина Е.В. Самородный вольфрам в тонкодисперсной фракции лунного реголита // XX конференция по эл. микроскопии, Черноголовка, 2004. С. 181.

Мохов А.В., Карташов П.М., Богатииков О.А. Луна под микроскопом. М.: Наука, 2007. 128 с.

Мохов А.В., Карташов П.М., Горностаева Т.А., Богатииков О.А. Ртутьсодержащий сульфид из лунного реголита Моря Изобилия // Вестн. КРАУНЦ. Науки о Земле. 2014. № 2. Вып. 24. С. 231–236.

Мохов А.В., Карташов П.М., Горностаева Т.А., Рыбчук А.П., Богатииков О.А. Электронная микроскопия в изучении лунного реголита // Кристаллография. 2021. Т. 66. № 4. С. 610–618.

Осоргин Н.Ю. Хроматографический анализ газовой фазы в минералах (методика, аппаратура, метрология). Новосибирск: ОИГГМ СО РАН, 1990. 32 с.

Рогожин А.А., Лебедева М.И. Обеспечение качества лабораторно-аналитических исследований при геологоразведочных работах на твердые полезные ископаемые: проблемы и пути решения // Разведка и охрана недр. 2016. № 9. С. 142–149.

Соболев В.С. Новая опасность дезинформации в результате засорения проб посторонними минералами и техническими продуктами // Записки ВМО. 1979. № 6. С. 691–695.

Соколов А.Г., Бобылев Э.Э. Элементно-фазовый состав и свойства диффузионных титановых покрытий на режущем твердосплавном инструменте типа ТК и ВК // Письма о материалах. 2017. Т. 7. № 3. С. 222–228.

Хубуная В.С., Хубуная С.А. О контаминации высокоглиноземистых андезибазальтов по геохимическим признакам главных элементов и элементо-примесей в оливинах и клинопироксенах (вулкан Ключевской, Камчатка) // Вулканизм и связанные с ним процессы. 2019. С. 124–127.

Beckinsale R.D. Hydrogen, oxygen and silicon isotope systematics in lunar material // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. Ser. A. Math. and Phys. Sci. 1977. V. 285. № 1327. P. 417–426.

Day J.M.D., Maria-Benavides J., McCubbin F.M., Zeigler R.A. The potential for metal contamination during Apollo lunar sample curation // Meteoritics and Planet. Sci. 2018. V. 53. № 6. P. 1283–1291.

Eglinton G., Maxwell J.R., Pillinger C.T. Lunar carbon chemistry: Relations to and implications for terrestrial organic geochemistry // Space life sciences. 1972. V. 3. № 4. P. 497–506.

- Flory D.A., Simoneit B.R.* Terrestrial contamination in Apollo lunar samples // Space life sciences. 1972. V. 3. № 4. P. 457–468.
- Friedman I., Gleason J.D., Hardcastle K.G.* Water, hydrogen, deuterium, carbon and C<sup>13</sup> content of selected lunar material // Proc. Apollo 11 Lunar Sci. Conf. 1970. V. 2. DD. 1103 to 1109.
- FrondeJ J.W.* Lunar mineralogy. N.Y.: Wiley, 1975. 321 p.
- McLane J.C., Jr., King E.A., Jr., Flory D.A., Richardson K.A., Dawson J.P., Kemmerer W.W., Wooley B.C.* Lunar Receiving Laboratory: Unique requirements for handling lunar samples and quarantining for back-contamination are provided // Science. 1967. V. 155. № 3762. P. 525–529.
- Sato M., Hickling N.L., Melane J.E.* Oxygen fugacity values of Apollo 12, 14, and 15 lunar samples and reduced state of lunar magmas // Proc. Fourth Lunar Sci. Conf. Suppl. 4. Geochim. et Cosmochim. Acta. 1973. V. 1. P. 1061–1079.
- Shklover V.Ya., Slyuta E.N., Zagvozdin V.P., Dmitrieva T.G., Kazanskii P.R., Rashkovskii A.Yu., Maryasev I.G., Sorokin E.M.* A complex structural study of a particle of lunar regolith by multiscale and multimodal bulk microscopy // J. Analytical Chemistry. 2020. V. 75. № 10. P. 1358–1369.
- Steele A., Toporski J.K.W., Avci R., Agee C., McKay D.S.* Investigations into the contamination of lunar return material. Part 1. Surface analysis and imaging investigations // 32nd Lunar and Planet. Sci. Conf. 2001. P. 1674.

УДК 523.3

## ГЕОХИМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ УДАРНОЙ ПЕРЕРАБОТКИ ПОЛЯРНОГО РЕГОЛИТА НА ЛУНЕ

© 2022 г. А. Т. Базилевский<sup>а</sup>, \*, В. А. Дорофеева<sup>а</sup>, Юань Ли<sup>б</sup>, ЛиГанг Фанг<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Институт геохимии и аналитической химии РАН, Москва, Россия

<sup>б</sup>Сучжоуский профессиональный университет, Сучжоу, Китай

\*e-mail: atbas@geokhi.ru

Поступила в редакцию 11.04.2022 г.

После доработки 16.06.2022 г.

Принята к публикации 03.07.2022 г.

В работе рассматриваются геохимические эффекты ударной переработки полярного реголита Луны. В нем присутствует примесь льда воды, что может (должно?) создавать условия для возможных химических реакций. Пока достаточно надежно обнаружен один геохимический эффект – образование нехарактерного для относительно низких селенографических широт гематита Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. В работе выполнен термодинамический анализ условий, необходимых для образования гематита. Показано, что для этого требуется присутствие свободного кислорода, который, как вариант, может накапливаться при диссипации в открытый космос водорода, образующегося при разложении воды. Конкретный механизм, или механизмы, образования гематита требуют дальнейшего изучения. Весьма вероятно, что ударная переработка полярного реголита приводит также к гидратации силикатных стекол и к образованию тяжелых углеводородов. Диссипация в открытый космос, по-видимому, образующегося в этих процессах свободного водорода должна приводить к увеличению содержания дейтерия в остающемся водороде. Возможно, лед H<sub>2</sub>O полярного реголита содержит значительное количество тяжелой воды. Будущие исследования в полярных областях Луны, особенно с доставкой образцов на Землю, должны подтвердить или опровергнуть эти выводы и предположения.

**Ключевые слова:** полярные регионы Луны, ударные кратеры, реголит, летучие компоненты, гематит

**DOI:** 10.31857/S0320930X22060032, **EDN:** EKGCSXB

### ВВЕДЕНИЕ

Реголит в полярных областях Луны содержит водяной лед и другие замороженные летучие, что представляет большой интерес как для фундаментальной лунной науки, так и для практических нужд, таких как ресурсы для жизнеобеспечения будущих лунных баз и топливо для космических полетов. Поэтому планы космических исследований ряда стран предусматривают полеты в полярные районы Луны, прежде всего в южнополярный район, где кроме исследований замороженных летучих есть возможность изучать вал древнейшего и крупнейшего из известных ударного бассейна Южный полюс – Эйткен (см., например, Митрофанов, Зеленый, 2019; Head и др., 2021; Ivanov и др., 2015; 2018). Роскосмос планирует во второй половине 2022 г. запустить КА Луна-25, который должен совершить посадку в окрестностях Южного полюса (Дьячкова и др., 2021; Митрофанов и др., 2021). На его борту девять научных приборов, но главная задача этого полета – отработка новой системы посадки в полярном районе. Примерно через три года плани-

руется запуск КА Луна-27, который тоже должен совершить посадку в районе Южного полюса с задачей более детального изучения реголита и лунной экзосферы. А затем аппарат Луна-28 должен доставить на Землю образцы полярного реголита (Ефанов, Долгополов, 2016).

Изучение Южного полюса Луны планирует также Китай – миссии Chang'e-6, -7, -8 (Ху и др., 2020). На это же частично нацелена и американская программа Artemis (Arthemis Plan, 2020; см. также <https://www.nasa.gov/specials/artemis/>). В рамках этой программы в конце 2023 г. планируется запуск лунохода VIPER (Volatiles Investigating Polar Exploration Rover), который должен заниматься поисками льда воды и других возможных ресурсов в южнополярном районе Луны (<https://www.nasa.gov/viper/overview>). Кроме того, NASA объявило конкурс по подготовке разработки запасов водяного льда на Южном полюсе Луны (NASA's Break the Ice Challenge). Европейское космическое агентство тоже прорабатывает возможность исследований в полярных областях Луны (Carpenter et al., 2015; Carpenter, Fisackerly, 2017).

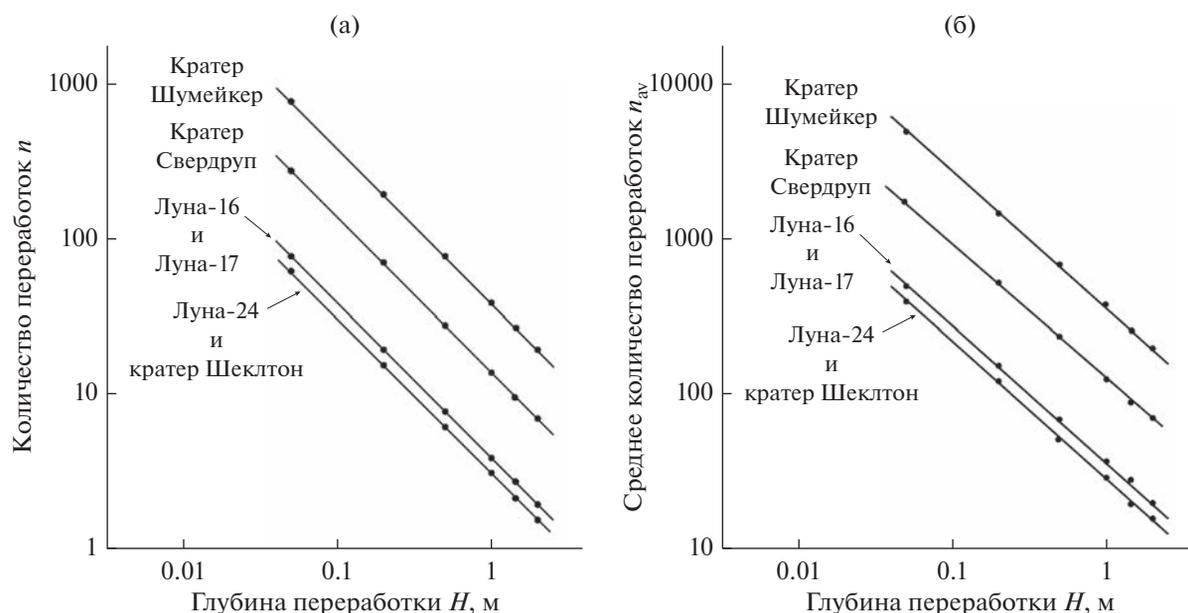


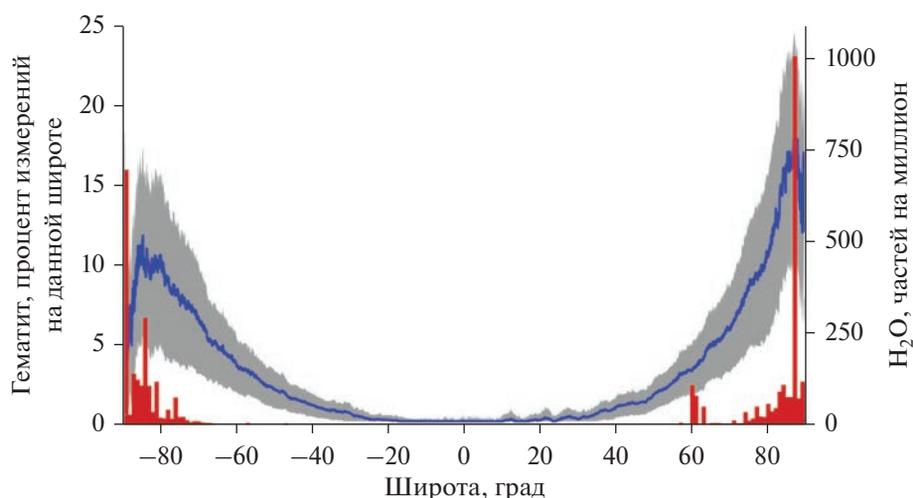
Рис. 1. (а) Количество переработок до глубины  $>H$ ; (б) среднее количество переработок до глубины  $<H$ .

В работе Базилевский и др. (2022) рассмотрен механический аспект ударной переработки лунного реголита применительно к некоторым постоянно затененным участкам в южной полярной области Луны и для сравнения — к находящимся в низких широтах местам посадки КА Луна-16, Луна-17 и Луна-24. Оценена средняя толщина слоя реголита в рассматриваемых местах и количество “переработок” на глубину от 5 см до 2 м (рис. 1).

Из графиков, представленных на рис. 1, видно, что даже в случае сравнительно молодых участков поверхности (например, в кратере Шеклтон) количество “перерабатывающих” метеоритных ударов на глубину 1–2 м и менее очень велико. Ударники, бомбардирующие лунную поверхность, имеют скорости от  $\sim 2.5$  до  $\sim 70$  км/с при средней скорости  $\sim 17$  км/с (см., например, Le Feuvre, Wiczorek, 2008; Melosh, 2011; Werner, Ivanov, 2015). Такие удары должны приводить к очень сильному нагреву вещества мишени в месте удара и вещества ударника. Наземные телескопические наблюдения по проекту NELIOTA в Национальной обсерватории Афин привели к обнаружению на поверхности Луны 112 световых вспышек, что позволило оценить массы ударников и максимальные температуры этих вспышек (Avdellidou, Vaubaillon, 2019; Avdellidou и др., 2021). Оказалось, что эти ударники имели сантиметровой–дециметровый диапазон диаметров, а яркостная температура вспышек находится в пределах от 1000 до 7000 К при средней температуре  $\sim 2700$  К. Эта очень высокая температура достигается в точке удара и быстро высвечивается, но ка-

кие-то реакции между компонентами вещества ударника и мишени могут состояться, хотя основные химические и физико-химические взаимодействия должны происходить при более низких температурах и в течение сравнительно долгого времени. Из-за высокой пористости реголита и потому низкой теплопроводности эти локальные тепловые события происходят в относительно тонком приповерхностном слое, в пределах рассматриваемых нами глубин переработки реголита. В случае каждого удара такие высокие температуры реализуются в объемах, сопоставимых с объемами ударников, то есть небольших, но с течением времени объемы подвергнувшегося такому нагреву вещества становятся значительными, а объемы вещества, подвергнувшегося более низкому нагреву, должны быть еще более значительными.

Эффекты “сухой” ударной переработки лунного реголита известны по результатам изучения образцов, доставленных на Землю миссиями Apollo и Луна из районов, находящихся на низких широтах. Мы знаем, что в зрелом реголите содержатся десятки процентов ударного, в основном, силикатного расплава (см., например, McKay и др., 1991). Для образования такого расплава необходимы температуры 1200–1700 К, что даже ниже температур, оцененных в проекте NELIOTA. В случае полярного реголита Луны, содержащего примесь льда  $H_2O$  и других замороженных летучих, эти летучие испаряются и могут (должны?) вовлекаться в химическое взаимодействие с нелетучими компонентами реголита. Напомним, что эксперимент LCROSS показал присутствие в реголите днища южнополярного кратера Кабео



**Рис. 2.** Красное — частота определений гематита в интервалах  $1^\circ$  по широте. Голубое — содержания  $\text{H}_2\text{O}$  по результатам измерений прибором M3 (по данным рис. S2 в работе Li и др. (2020) с изменениями). Серое — область ошибок.

кроме  $\text{H}_2\text{O}$  еще (в порядке убывания) —  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{OH}$  (Colaprete др., 2010).

Некоторое представление о характере такого взаимодействия могут дать результаты экспериментов Gerasimov и др. (2002). Используя легкогазовую пушку, а также моделируя удары лазерными импульсами, авторы этой работы изучали роль воды в процессах ударного испарения и последующей конденсации. Присутствие воды в системе обеспечивалось либо использованием образцов мишени, содержащих структурно связанную воду (например, серпентина), либо проведением экспериментов в атмосфере, содержащей пар воды. Было найдено, что железо частично окисляется ( $\text{Fe}^0 \Rightarrow \text{FeO}$ ). В веществе конденсата методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии обнаружены признаки присутствия водосодержащих силикатных структур, а также углеводов с массовыми номерами до 700. Это результаты экспериментов, которые могут указывать на характер геохимического преобразования при ударной переработке полярного реголита. А что показывают наблюдения за поверхностью Луны?

## РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Из результатов наблюдений за поверхностью Луны на геохимический эффект ударной переработки полярного реголита пока, вероятно, указывают только результаты измерений со спектрометром Moon Mineralogy Mapper (M3) с борта индийского спутника Луны Chandrayaan-1 (Li и др., 2020). С помощью этого прибора выполнена съемка поверхности Луны в диапазоне  $0.46\text{--}2.98$  мкм с пространственным разрешением от 140 до 280 м (Green и др., 2011). Li и др. (2020) обнаружили в

спектрах поверхности на высоких селенографических широтах поглощение вблизи  $0.85$  и  $0.66$  мкм, характерное для гематита  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Известно, что в преобладающем большинстве случаев железо в лунных породах и реголите представлено в форме  $\text{Fe}^{+2}$ , а незначительная часть — в восстановленной форме, в том числе в виде металла. Кроме того, поверхность Луны из-за отсутствия атмосферы постоянно подвергается воздействию солнечного ветра, представляющего собой в основном поток протонов, и под его воздействием окисленные породы поверхности должны восстанавливаться. Поэтому обнаружение фазы, содержащей железо в высшей степени окисления ( $\text{Fe}^{+3}$ ) было неожиданным и требует объяснения. График частоты встречаемости определений гематита по данным прибора M3 в зависимости от широты показан на рис. 2.

Как видно на рис. 2, гематит на поверхности Луны встречается на широтах выше  $60^\circ$  на севере и на юге. На этом же рисунке показано распределение по поверхности содержаний  $\text{H}_2\text{O}$ , тоже по данным прибора M3. Это содержания в верхних  $1\text{--}2$  мм лунного грунта.

Li и др. (2020) считают, что окисление лунного железа на поверхности реголита вызвано реакцией с кислородом в хвосте земной магнитосферы в присутствии  $\text{H}_2\text{O}$  при нагреве ударами межпланетной пыли. Возможно, сначала происходит окисление, одновременное с гидратацией, и образуется  $\text{FeOOH}$ , который, обезвоживаясь, переходит в гематит. Судя по тому, что Li и др. (2020) на своем рисунке показывают распределение  $\text{H}_2\text{O}$  по данным прибора M3, они имеют в виду вовлечение в процесс именно этой поверхностной воды. Следует, однако, отметить, что широтное распределение гематита лучше коррелирует с рас-



Рис. 3. Вариации потока эпитепловых нейтронов по широте на поверхности Луны, измеренные с прибором LEND (по данным рис. 12 в работе Litvak и др. (2012) с изменениями).

пределением  $H_2O$  по данным прибора LEND (рис. 3), чем с измерениями с прибором M3 (рис. 2). По данным M3 содержания  $H_2O$  плавно увеличиваются от очень низких на экваторе к высоким в полярных областях, тогда как по данным LEND содержания  $H_2O$  тоже плавно увеличиваются от очень низких на экваторе к более высоким в сторону полюсов, а на  $60^\circ$ – $70^\circ$  северной и южной широты они резко возрастают. И именно в этом интервале широт появляются и резко усиливаются спектральные признаки присутствия гематита.

Dong и др. (2021) провели магнитогидродинамические расчеты и модернизировали модель Li и др. (2020). Они учитывали, что у Луны в период 4.2–2.5 млрд лет назад, по-видимому, было довольно сильное магнитное поле, благодаря чему эффективность воздействия  $O^+$  верхней атмосферы Земли значительно увеличивалась. Впрочем, за время 2.5 млрд и более лет примесь гематита из реголита полярных областей должна была быть привнесена и в области низких широт. А в доставленных оттуда образцах гематит не обнаружен, хотя за столь длительное время он мог быть восстановлен фотонами солнечного ветра или захоронен в субповерхностных слоях, или то и другое вместе.

Ниже приводятся термодинамические расчеты, рассматривающие условия для возможного образования гематита на Луне в современную эпоху.

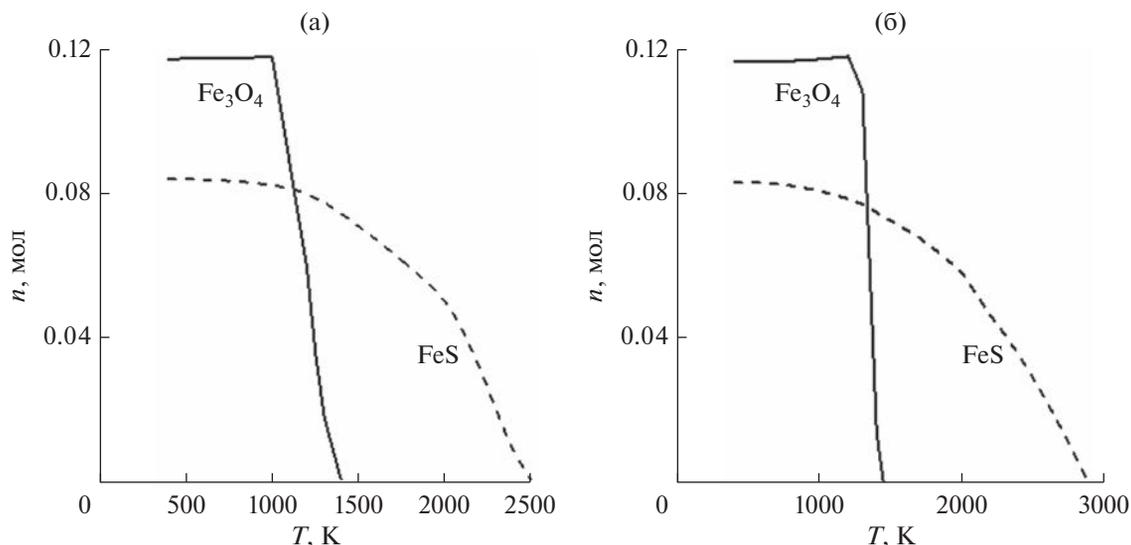
### ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В ходе этого анализа мы рассмотрели возможность образования гематита в современных условиях, поэтому были проанализированы вариации состава содержаний компонентов в облаке пара, образующегося при ударе космического тела о поверхность Луны. В качестве модельного состава поверхности Луны выбран состав материковой коры из работы Демидовой и др. (2007) (их табл. 5). Тогда модельный состав лунного материкового реголита достаточно точно можно представить как смесь 0.18 молей пироксена состава  $(Fe_{0.32}Mg_{0.68})SiO_3$  и 0.28 молей анортита  $(Ca[Al_2Si_2O_8])$  с небольшой примесью рутила  $(TiO_2)$ . В качестве ударника был выбран углистый хондрит группы CM, состав которого может быть представлен как 0.11 моля серпентина, 0.042 моля пирита, 0.02 моля  $SiO_2$ , 0.039 моля магнетита, 0.04 моля  $MgCO_3 \cdot 2H_2O$  и 0.07 моля  $CaCO_3 \cdot 2H_2O$ , а также 0.08 моля легких органических соединений общей формулы  $C_nH_n$  (Lodders, Fegley, Jr., 1998). Считаем, что масса ударника и масса вовлеченного в процесс испарения вещества коры Луны равны. Тогда итоговый модельный состав имеет вид (таблица).

Чтобы выяснить влияние температуры и общего давления на состав системы, мы рассчитали ее равновесный состав при разных общих давлениях ( $P_{общ}$ ) и некоторые результаты представлены на рис. 4. Расчеты проводились методом минимизации свободной энергии Гиббса для замкнутой

Исходный модельный состав ударного пара

Элемент	Si	Al	Fe	Mg	Ca	O	H	S	C
Моль	1.19	0.56	0.436	0.563	0.35	5.486	1.4	0.084	0.19



**Рис. 4.** Равновесные составы твердых железосодержащих фаз (в молях) системы, отвечающей данным таблицы при различных температурах ( $T$ ).  $P_{\text{общ}} = 1$  кбар (а) и  $P_{\text{общ}} = 100$  кбар (б).

системы при наличии ограничений в виде равенств, описывающих баланс масс по каждому из элементов, а также неравенств, отражающих неотрицательность содержаний любого компонента рассматриваемой равновесной химической системы. Термодинамическая информация заимствована главным образом из работ (Глушко др., 1978–2004).

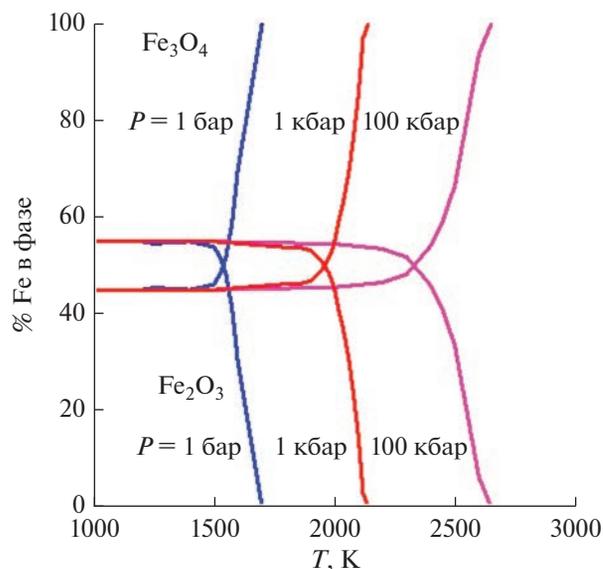
Из полученных результатов видно, что даже при наличии значительного количества воды, привносимого в систему материалом ударника состава СМ-хондритов, гематит не должен образовываться. Около 20% суммы содержаний Fe при высоких температурах окисляется серой (что обусловлено соотношением мольных количеств S и Fe), образуя фазу  $\text{FeS}_{\text{ТВ}}$ . С понижением температуры оставшаяся часть железа образует магнетит ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), в котором лишь два атома Fe находятся в степени окисления +3. Подобные результаты были получены и для низких давлений.

Таким образом, присутствие воды, даже в относительно больших количествах (~1.6 моля  $\text{H}_2\text{O}$  на 1 моль Fe), при нагреве вплоть до ~3000 K не должно приводить к полному окислению железа до трехвалентного состояния и образования гематита. Очевидно, что помимо воды, в системе необходимо присутствие свободного кислорода, как это уже отмечалось выше.

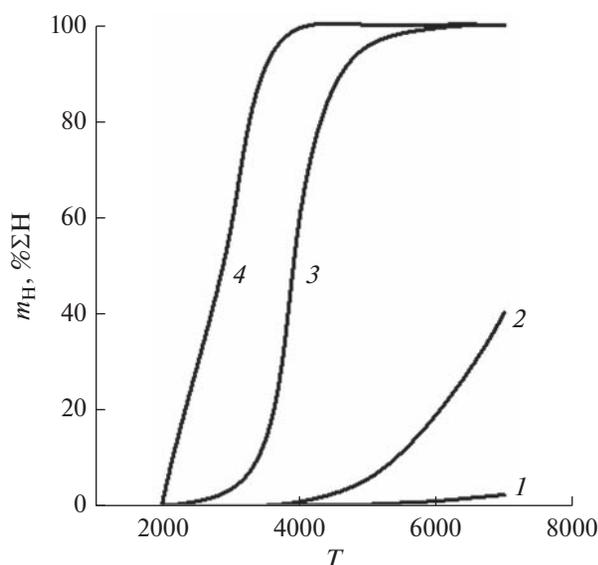
В рамках рассматриваемой нами модели, источником кислорода может быть только вода, которая диссоциирует при высоких температурах, образуя свободный кислород, но, чтобы при низких  $T$ , когда образуется гематит, он не смог вновь соединиться с водородом, образовав воду, нужно этот водород из системы удалить. Таким образом,

возникают две задачи. Первая – сколько водорода минимально нужно удалить из системы, чтобы образовалась фаза гематита, и вторая – какой механизм может отвечать за это удаление.

Расчеты показывают, что водорода требуется удалить достаточно много. Применительно к системе, состав которой отвечает таблице, как показали наши расчеты, необходимо удалить не менее 75% от общего содержания водорода в системе. Один из результатов таких расчетов показан на рис. 5.



**Рис. 5.** Равновесное распределение железа по фазам в системе, отвечающей таблице, при условии, что из нее удалено ~85% H в зависимости от  $T$  и  $P$ .



**Рис. 6.** Процент атомарного водорода от его общего содержания в системе, образовавшегося при диссоциации воды, в зависимости от температуры и общего давления. 1 –  $P_{\text{общ}} = 100$  кбар; 2 –  $P_{\text{общ}} = 1$  кбар; 3 –  $P_{\text{общ}} = 1$  бар; 4 –  $P_{\text{общ}} = 10^{-2}$  бар.

На рис. 5 видно, что удаление из исходной системы  $\sim 85\%$  водорода приводит к тому, что при остывании образующегося в результате удара облака взрыва возникают две железосодержащие фазы – гематит и магнетит, – причем, начиная с определенной температуры ( $T_{\text{стаб}}$ ), масса железа в гематите примерно на 10% больше, чем в магнетите.  $T_{\text{стаб}}$  тем ниже, чем ниже общее давление в системе.

Что касается второй задачи – какой механизм может быть ответственным за удаление из облака взрыва значительной доли водорода, – то можно предположить, что этим механизмом может быть диссипация в открытый космос, которая будет тем интенсивнее, чем выше температура в облаке взрыва. Атомарный водород имеет минимальную из всех компонентов системы массу, а его содержание относительно общей массы водорода ( $\% \Sigma H$ ) в достаточно широком интервале  $T$  и  $P$  весьма велико, что можно видеть из результатов, представленных на рис. 6. На этом рисунке видно, что при давлениях в системе  $< 1$  кбар доля атомарного водорода будет превышать 50% от его общего содержания в интервале  $T = 7000\text{--}4000$  К, а при  $P_{\text{общ}} \leq \leq 1$  бар при  $T = 5000\text{--}4000$  К в системе будет находиться до 90% атомарного водорода от его общего содержания в системе.

Очень высокие температуры, которые наблюдались на поверхности Луны в работах по упомянутому проекту NELIOTA, – от 1000 до 7000 К при средней температуре  $\sim 2700$  К (Avdellidou,

Vaubailion, 2019; Avdellidou и др., 2021) – это начальные, максимальные температуры в месте удара. Конечно, температура в облаке взрыва быстро падает, но при этом какая-то доля атомарного водорода имеет шансы диссипировать, что может (должно?) обеспечить накопление свободного кислорода, ответственного за образование гематита. По-видимому, возможны и другие механизмы образования гематита, например, с участием жидкой воды. Так расчеты Stopar и др. (2018) показывают, что в некоторых случаях при остывании облака взрыва может образоваться жидкая вода, и в постоянно затененных участках на глубине более 35 см она может существовать десятки лет. Эти авторы полагают, что в таких условиях возможны гидротермальные изменения и наиболее вероятны реакции с металлическим железом, фосфатами (апатит) и силикатными стеклами. Однако, очевидно, что чисто гидротермальные изменения без участия кислорода никогда не приведут к образованию гематита. Поэтому в работе Stopar и др. (2018) такая возможность не рассматривается.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из приведенного выше описания и анализа, ударная переработка полярного реголита приводит по крайней мере к одному заметному геохимическому эффекту – образованию нехарактерного для относительно низких селенографических широт гематита  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Конкретный механизм или механизмы его образования требуют дальнейшего изучения. Весьма вероятно, что ударная переработка полярного реголита приводит также к гидратации силикатных стекол и к образованию тяжелых углеводородов (Gerasimov и др., 2002; Stopar и др., 2018). Диссипация в открытый космос, по-видимому, образующегося в этих процессах свободного водорода должна приводить к увеличению содержания дейтерия в остающемся водороде. Возможно, лед  $\text{H}_2\text{O}$  полярного реголита содержит значительное количество тяжелой воды. Будущие исследования в полярных областях Луны, особенно с доставкой образцов на Землю, должны подтвердить или опровергнуть эти выводы и предположения.

Авторы признательны Б.А. Иванову, О.И. Яковлеву, М.В. Герасимову и Carle Pieters за помощь в этой работе.

Работа была финансово поддержана грантом Российского научного фонда № 21-17-00035: Оценка темпов экзогенного обновления поверхности Луны (для А.Т. Базилевского) и грантом Департамента образования Цзянсу, проект № 20KJD160001 (для Юань Ли).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Базилевский А.Т., Креславский М.А., Дорофеева В.А., Ли Юань, Фанг ЛиГанг. Ударная переработка реголита в полярных регионах Луны // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 3. С. 1–9. (Basilevsky A. T., Kreslavsky M. A., Dorofeeva V. A., Li Yun, Fang LiGang. Impact-caused regolith reworking within polar regions of the Moon // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 3. P. 155–163. <https://doi.org/10.1134/S0038094622030017> <https://doi.org/10.31857/S0320930X2203001X>)
- Глушко В.П., Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А., Хачкрузов Г.А. и др. (1–4 том). Иорши В.С., Аристова Н.М., Бергман Г.А., Горохов Л.Н., Гусаров А.В. и др. (5–6 том). Справочник “Термодинамические свойства индивидуальных веществ” в 6 томах. Изд. “Наука”, Москва, 1978–2004 гг.
- Демидова С.И., Назаров М.А., Лоренц К.А., Курат Г., Брандштеттер Ф., Нтафлос Т. Химический состав лунных метеоритов и вещества лунной коры // Петрология. 2007. Т. 15. № 4. 416–437.
- 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. Iss. 6. P. 509–528. <https://doi.org/10.1134/S0038094621060034> <https://doi.org/10.31857/S0320930X21060037>)
- Ефанов В.В., Долгополов В.П. Луна. От исследования к освоению (к 50-летию космических аппаратов “Луна-9” и “Луна-10”) // Вестн. НПО им. С.А. Лавочкина. 2016. Т. 4 (34). С. 3–8.
- Митрофанов И.Г., Зеленый Л.М. Об освоении Луны. Планы и ближайшие перспективы // Земля и Вселенная. 2019. № 4. С. 16–37.
- 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. doi: (Mitrofanov I. G., Zelenyi L. M., Kalashnikov D. V. Luna-25: The first polar mission to the Moon // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. Iss. 6. 485–495. <https://doi.org/10.1134/S0038094621060095> <https://doi.org/10.31857/S0320930X21060098>)
- Arthemis Plan. NASA’s Lunar Exploration Program Overview. September 2020. 73 p.
- Avdellidou C., Munaibari E., Larson R., Vaubaillon J., Delbo M., Hayne P., Wieczorek M., Sheward D., Cook A. Impacts on the Moon: Analysis methods and size distribution of impactors // Planet. and Space Sci. 2021. V. 200. id. 105201. P. 1–22.
- Avdellidou C., Vaubaillon J. Temperatures of lunar impact flashes: Mass and size distribution of small impactors hitting the Moon // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2019. V. 484. P. 5212–5222.
- Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., and 12 co-authors. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. P. 463–468.
- Dong C., Green J. L., Wang L., Draper D. S., Lingam M., Liu N., Boardsen S. A. Moon’s polar ice and hematite: A consequence of ancient lunar dynamo // 52nd Lunar and Planet. Sci. Conf. 2021. Abstract 1790.
- Gerasimov M. V., Dikov Yu. P., Yakovlev O. I., Wlotzka F. Experimental investigation of the role of water in impact vaporization chemistry // Deep-Sea Res. 2002. V. 49. P. 995–1009.
- Green R. O., Pieters C., Mouroullis P., Eastwood M., Boardman J., and 49 co-authors. The Moon Mineralogy Mapper (M3) imaging spectrometer for lunar science: Instrument description, calibration, on-orbit measurements, science data calibration and on-orbit validation // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. E00G19.
- Head J., Pieters C., Scott D., Ivanov M., Krasilnikov S., and 8 co-authors. Geologic context for lunar south circum-polar region exploration: Implications for goals, site selection and operations strategy // Twelfth Moscow Solar System Symp. 2021. Abstract 12MS3-MN-03.
- Ivanov M. A., Hiesinger H., Abdrakhimov A. M., Basilevsky A. T., Head J. W., Pasckert J.-H., Bauch K., van der Bogert C. H., Gläser P., Kohanov A. Landing site selection for Luna-Glob mission in crater Boguslawsky // Planet. and Space Sci. 2015. V. 117. P. 45–63.
- Ivanov M. A., Abdrakhimov A. M., Basilevsky A. T., Demidov N. E., Guseva E. N., Head J. W., Hiesinger H., Kohanov A. A., Krasilnikov S. S. Geological characterization of the three high-priority landing sites for the Luna-Glob mission // Planet. and Space Sci. 2018. V. 162. P. 190–206.
- Le Feuvre M., Wieczorek M. A. Nonuniform cratering of the terrestrial planets // Icarus. 2008. V. 197. P. 291–306.
- Li S., Lucey P. G., Fraeman A. A., Poppe A. R., Sun V. Z., Hurley D. M., Schultz P. H. Widespread hematite at high latitudes on the Moon // Sci. Adv. 2020. V. 6. Iss. 36. doi: [org/10.1126/sciadv. aba1940](https://doi.org/10.1126/sciadv. aba1940)
- Litvak M. L., Mitrofanov I. G., Sanin A., Malakhov A., Boynton W. V., and 15 co-authors. Global maps of lunar neutron fluxes from the LEND instrument // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. E00H22.
- Lodders K., Fegley B., Jr. The Planetary Scientist’s Companion. New York. Oxford: Oxford Univ. Press, 1998. 371 p.
- McKay D. S., Heiken G., Basu A., Blanford G., Simon S., Reedy R., French B. M., Papike J. The lunar regolith // Lunar Source Book. Cambridge Univ. Press, 1991. P. 285–356.
- Melosh H. J. Planetary Surface Processes. Cambridge Univ. Press, 2011. 500 p.
- Stopar J. D., Jolliff B. L., Speyerer E. J., Asphaug E. I., Robinson M. S. Potential impact-induced water-solid reactions on the Moon // Planet. and Space Sci. 2018. V. 162. P. 157–169.
- Werner S. C., Ivanov B. A. Exogenic dynamics, cratering, and surface ages // Treatise on Geophysics. Second Edition. 2015. P. 327–365.
- Xu Lin, Pei Zhaoyu, Zou Yongliao, Wang Chi. China’s Lunar and Deep Space Exploration Program for the next decade (2020-2030) // Chinese J. Space Sci. 2020. V. 40. № 5. P. 615–617.

УДК 523.34-1/-8

## ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛУНЫ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЕ ЖГУТЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

© 2023 г. А. С. Набатов<sup>а</sup>, \*, А. И. Захаров<sup>а</sup>, А. И. Ефимов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: asnbt@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 08.06.2022 г.

В отсутствие плотной атмосферы и общего магнитного поля вокруг Луны частицы солнечного ветра достигают лунной поверхности и почти полностью поглощаются. При прохождении Луны через плазменную среду магнитных жгутов солнечного ветра электрические токи жгута способны сильно изменять электрический потенциал лунной поверхности на дневной и ночной поверхностях, а в случае, когда векторы плотности тока жгута и направление на Солнце близки к коллинеарности, существует возможность возникновения достаточно сильных кольцевых токов, магнитное поле которых стремится вытеснить магнитное поле жгута и привести к формированию плазменного слоя с высотой порядка ларморовского радиуса электрона.

**Ключевые слова:** Луна, плазменный слой, солнечный ветер, магнитный жгут, бессиловая структура

**DOI:** 10.31857/S0320930X22060056, **EDN:** EKWFQR

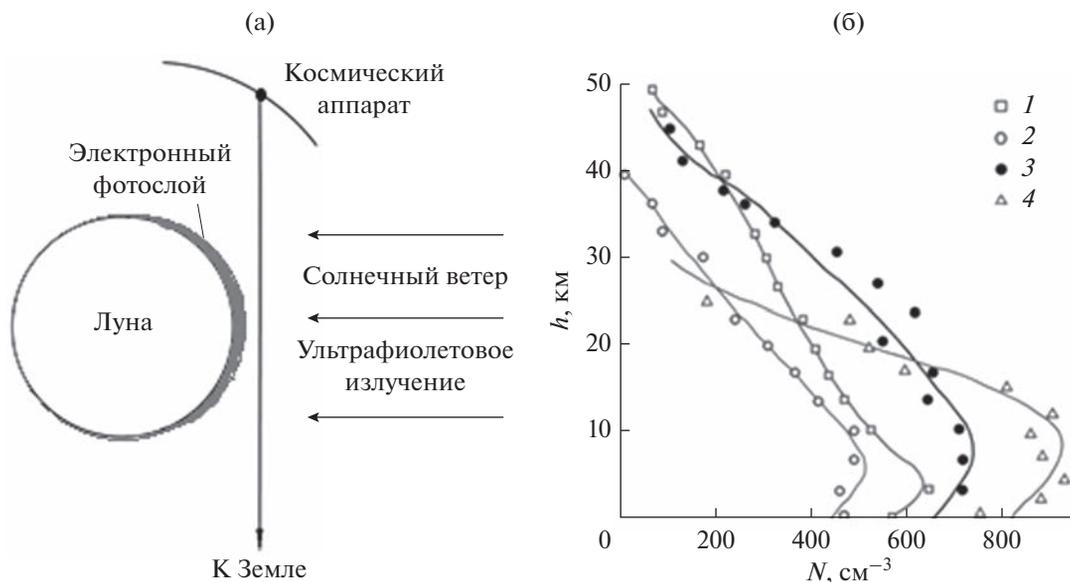
### ВВЕДЕНИЕ

В ряде экспериментов по радиопросвечиванию окололунного пространства с помощью сигналов космических аппаратов (КА) и излучения естественных радиоисточников (квазаров) были обнаружены плазменные образования с концентрацией до 1000 электронов на кубический сантиметр на высотах в несколько десятков километров над дневной поверхностью Луны (Vyshlov и др., 1976; Itatiga и др., 2012; Pluchino и др., 2008). Схема радиозатменного эксперимента и результаты измерений с КА Луна-19 и Луна-22 представлены на рис. 1.

Для объяснения полученных результатов в качестве причин существования подобных плазменных образований рассматривались ионизация атмосферы Луны (Savich, 1976; Choudhary и др., 2016) или наличие ионизованных частиц пыли в атмосфере Луны (Stubbs и др., 2006; 2011). Накопление плазмы в атмосфере Луны за счет ионизации нейтральных молекул затруднено разреженностью лунной атмосферы и выметанием ионов солнечным ветром в условиях недостаточно сильного гравитационного поля (Stubbs и др., 2011). В случае с подъемом ионизованной пыли над поверхностью Луны не ясен процесс ионизации пылевых частиц до необходимого уровня, который обеспечит разгон заряженных пылинок в электростатическом поле плазменного слоя, включая фотоэлектронный, для преодоления гравита-

ционного поля Луны (Stubbs и др., 2006; Попель и др., 2013; Popel и др., 2022). Концентрация же пылевых частиц, наличие которых на высотах в десятки и сотни километров над поверхностью объясняется соударением высокоскоростных метеоритов с поверхностью Луны (Попель и др., 2017), недостаточна для формирования плазменных образований с плотностью электронов, наблюдавшейся при дистанционном зондировании с помощью радиосигналов.

В данной статье анализируется возможность формирования слоя плазмы в атмосфере Луны при прохождении Луны через магнитные жгуты (МЖ) солнечного ветра (СВ), которые вытягиваются из солнечной атмосферы в межпланетное пространство (Burlaga, 1995) и имеют, по современным представлениям, бессиловую структуру (Burlaga, 1995; Lepping и др., 1990). Обширная статистика прохождения мелкомасштабных магнитных жгутов в окрестности Земли представлена в базе данных fluxrope.info SMALL-SCALE MAGNETIC FLUX ROPE DATABASE, основанной на измерениях с космическими аппаратами WIND и ACE, орбиты которых находились в околоземном пространстве. Свойства мелкомасштабных магнитных жгутов с диаметрами от  $\sim 0.004$  до  $\sim 0.6$  а. е. рассмотрены, например, в (Feng и др., 2007; 2008). Наблюдавшиеся события имели длительность от нескольких минут до десятков часов. Интенсивность магнитных полей изменялась от единиц нТл



**Рис. 1.** а) Схема радиозатменного эксперимента; б) зависимость электронной плотности плазмы над поверхностью дневной стороны Луны, рассчитанная по результатам радиозатменных экспериментов с помощью КА Луна-19 и Луна-22 (Vyshlov и др., 1976): 1 – 21.08.1974 г., 2 – 19.08.1974 г., 3 – 18.08.1974 г., 4 – 11.06.1972 г.

до 40 нТл. Размеры областей с неизменным направлением вектора магнитной индукции вдоль жгута составляли миллионы и десятки миллионов километров. Наблюдавшиеся плотности токов превышали  $0.001 \text{ нА/м}^2$ . Вероятность прохождения Луны через такие неоднородности достаточно высока. Например, с ноября 2007 г. по июнь 2009 г. в рамках проекта SELENE было проведено более 300 сеансов радиопросвечивания окололунного пространства (Imamura и др., 2012). За это же время число зарегистрированных жгутов в наблюдениях с помощью КА WIND и ACE составило более 2000, в среднем более трех событий за сутки.

Анализ результатов измерений, полученных с помощью КА Explorer 35 (США), показал, что Луна взаимодействует с солнечным ветром как холодное, немагнитное, абсорбирующее частицы потока плазмы СВ диэлектрическое тело сферической формы (Ness, 1970). Благодаря сверхзвуковой скорости СВ с подветренной стороны образуется зона с низкой по сравнению с СВ концентрацией частиц, которая с удалением от Луны постепенно заполняется плазмой СВ. Значительный объем информации о свойствах лунного следа получен в рамках проекта Artemis (Zhang, 2012; 2014). Электромагнитное излучение Солнца и частицы солнечного ветра беспрепятственно достигают дневной поверхности Луны в силу отсутствия собственного глобального магнитного поля и разреженности лунной атмосферы, которая представлена только экзосферным слоем. Концентрация частичек в дневной лунной атмосфере со-

ставляет  $10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-3}$  (Stern, 1999). Вблизи дневной поверхности наряду с переходной областью от плазмы СВ к поверхности присутствует слой фотоэлектронов, образованный в основном за счет взаимодействия поверхности с УФ-частью спектра излучения Солнца. Обзор литературы, посвященной плазменному слою, можно найти в (Cohen, Ryutov, 2004), а детальное рассмотрение фотоэлектронного слоя – в работах (Walbridge, 1973; Москаленко, 1992; Nitter и др., 1998; Wang и др., 2015). Несмотря на то, что условия взаимодействия солнечного ветра с Луной гораздо нагляднее по сравнению с другими планетами Солнечной системы, ясного понимания этого явления до сих пор нет (Bhardwaj и др., 2015).

### ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛУНЫ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЕ ЖГУТЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Математически бессильные магнитные поля определяются соотношением

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1)$$

здесь  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля,  $\alpha$  – скалярная функция и  $\mathbf{J}$  – плотность электрического тока,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м}$  – магнитная проницаемость. Условие (1) означает коллинеарность векторов плотности электрического тока и индукции магнитного поля в каждой точке бессильной структуры. В исследованиях магнитных жгутов СВ предполагается цилиндрическая структура, в которой ось симметрии МЖ совпадает с осью цилиндра. Для таких образований  $\alpha = \text{const}$ . Про-

**Таблица 1.** Первичные параметры плазмы СВ в магнитных жгутах на расстоянии  $215 R_S$  по данным KA WIND и ACE

Скорость СВ, $V_{SW}, 10^3$ м/с	Электронная концентрация, $n_e, \text{см}^{-3}$	Магнитная индукция, $B, 10^{-9}$ Т	Электронная температура, $T_e, \text{К}$	Протонная температура, $T_p, \text{К}$	Плотность тока, $J, 10^{-9}$ А/м <sup>2</sup>
400	10	10	100000	100000	0.010

$R_S = 6.960 \times 10^8$  м – солнечный радиус.

**Таблица 2.** Некоторые производные параметры плазмы СВ в магнитных жгутах на расстоянии  $215 R_S$  по данным KA WIND и ACE

Плазм. частота, $\nu_p, \text{Гц}$	Наиб. вероятная тепловая скорость электронов и протонов, $V_e, V_p, 10^3$ м/с	Электронный радиус Дебая, $\lambda_{De}, \text{м}$	Ларморовский радиус электрона и протона, $r_{Le}$ и $r_{Lp}, \text{м}$	Ларморовская частота электрона и протона, $\nu_e$ и $\nu_p, \text{Гц}$	Плазменное бета, $\beta$
28400	1740 и 41	7	990 и 42600	280 и 0.15	0.7

цесс взаимодействия магнитных жгутов СВ с Луной в настоящее время детально не изучен. В работе (Holmström, 2012) предоставлены результаты моделирования взаимодействия Луны с магнитными неоднородностями СВ с учетом неоднородного распределения внутренней электрической проводимости Луны в виде сферически-симметричной структуры. Внешнему слою приписывалась проводимость  $10^{-9}$  См/м до глубин 300 км, затем следовал быстрый рост проводимости до  $10^{-2}$  См/м, и в центральной части Луны размещалось высокопроводящее ядро с проводимостью много больше  $10^{-2}$  См/м. Предполагалось, что Луна пересекает безвихревые области магнитных полей (внешние магнитные поля) неоднородностей. Результаты моделирования показали, что проводящее ядро выталкивает магнитное поле к поверхности. В случае коллинеарности вектора индукции магнитного поля и вектора скорости СВ наибольшее уплотнение магнитного поля наблюдалось в зоне поверхности, касательной к объемной скорости частиц СВ.

В отличие от пересечения внешних магнитных полей при прохождении Луны через плазменную среду МЖ, взаимодействие магнитного поля с резистивной средой Луны происходит постоянно. В дальнейших оценках будут использоваться параметры плазменной среды магнитных жгутов СВ, перечисленные в табл. 1, которые близки к опубликованным в (Hidalgo и др., 2000; Hidalgo, Cid, 2002) измеренным значениям.

В табл. 2 приведены значения плазменной частоты, наиболее вероятных тепловых скоростей электронов и протонов, радиуса Дебая, ларморовского радиуса электрона и протона, ларморовской частоты электрона и протона, плазменного  $\beta$  (отношение локальных значений давления плазмы к давлению магнитного поля).

В работе (Holmström, 2012) не учитывалось влияние лунного реголита, толщина которого составляет несколько метров, но проводимость слоя реголита очень сильно изменяется при переходе из теневой зоны на освещенную Солнцем сторону. Согласно (Carrig и др., 1991; Jordan и др., 2014; Buhler и др., 2007) удельная проводимость реголита  $\sigma$  зависит от температуры как

$$\sigma = 6 \times 10^{-18} e^{0.0237T}, \quad (2)$$

где  $T$  – температура. В теневой зоне  $T \sim 50$  К и  $\sigma \sim 10^{-17}$  См/м. Для дневной стороны  $T \sim 250$  К и  $\sigma \sim 10^{-15}$  См/м. Значительное влияние оказывает УФ-излучение, которое на дневной стороне увеличивает проводимость еще на 6 порядков, и на порядок проводимость нарастает благодаря излучению в видимой и ИК-частях спектра. Таким образом, проводимость реголита на дневной стороне достигает  $\sigma \sim 10^{-8}$  См/м. На рис. 2 показаны значения удельной проводимости реголита и внутренних областей Луны. Данные для внутренних областей заимствованы из (Dyal и др., 1976). Магнитная проницаемость Луны оценивается в пределах  $1.008 \pm 0.005$ . Olhoef и Strangway (1975) определяют диэлектрическую проницаемость лунного грунта до глубины в 100 м, равной 1.93.

Поверхность Луны приобретает в плазме СВ отрицательный потенциал, но на дневной стороне под воздействием солнечной радиации появляется фотоэлектронный слой и потенциал повышается до положительных значений (Freeman, Ibrahim, 1975) в отсутствие вихревых магнитных полей (нулевое значение потенциала приписывается удаленным областям плазмы СВ). В работе (Wang и др., 2015) изменения электрического потенциала в плазменном слое для тел, лишенных атмосферы, были классифицированы по трем типам в зависимости от коэффициента  $\Gamma$ , определя-

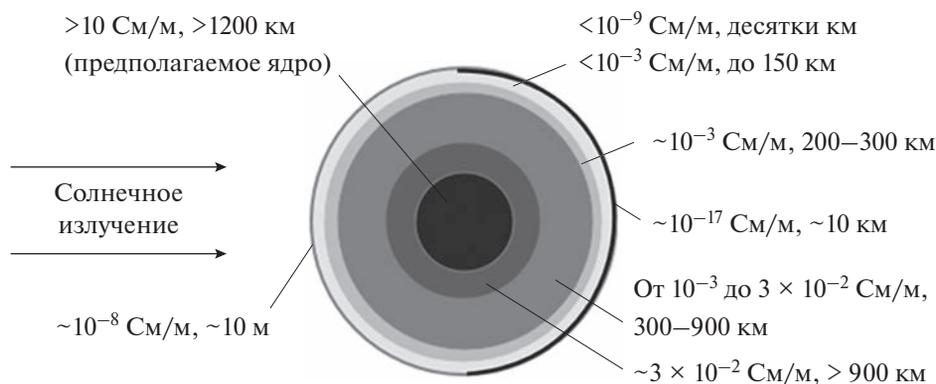


Рис. 2. Удельная проводимость реголита и внутренних областей Луны согласно (Dyal и др., 1976).

емого как отношение потока испущенных с поверхности тела электронов к потоку поглощенных, как показано на рис. 3. С ростом  $\Gamma$  форма зависимости электрического потенциала в плазменном слое меняется от классического монотонного типа (1) до монотонного инверсного (4) с переходом через немонотонный тип с ограниченным пространственным зарядом (2, 3). К классическому монотонному типу относится дебаевский слой, к инверсному монотонному типу принадлежит фотоэлектронный слой. В вихревом поле МЖ электрический потенциал поверхности будет определяться токами МЖ. Например, при токах МЖ, направленных от поверхности, зависимость электрического потенциала от высоты будет относиться к группе 1–3, а при токах, направленных к поверхности, – к группе 4.

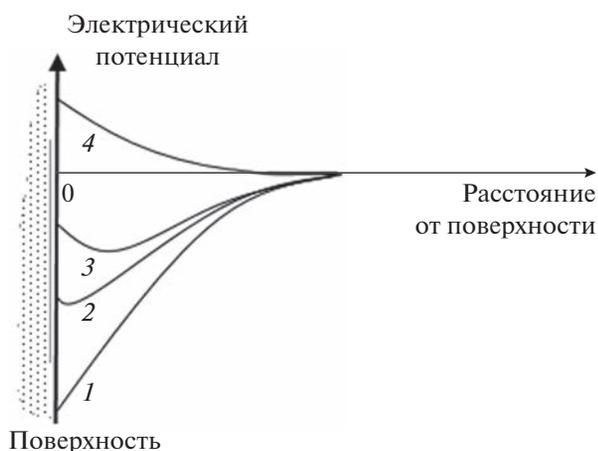


Рис. 3. Типы зависимостей электрического потенциала в плазменных слоях небесных тел, лишенных атмосферы: 1 – классический монотонный тип, 2 – переходный тип от классического к немонотонному, 3 – немонотонный тип и 4 – инверсный монотонный тип.

В работе (Halekas и др., 2008) представлены результаты анализа данных, полученных с помощью рефлектометра во время реализации проекта КА Lunar Prospector. На ночной (теневой) стороне Луны наблюдался поверхностный потенциал  $-200$  В, а на освещенной Солнцем стороне Луны, как правило, наблюдались значения потенциала  $\sim +10$  В. В некоторых измерениях отрицательный электрический потенциал достигал сотен вольт даже на дневной стороне. Электрический потенциал внутренних областей Луны будет близок к потенциалу освещенной Солнцем лунной поверхности, что следует из соотношения для скорости рассасывания плотности заряда  $\rho$  (Buhler и др., 2007)

$$\rho(t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right), \quad (3)$$

где  $\tau_e = \epsilon/\sigma$ ,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость, для лунного грунта усредненная  $\epsilon \approx 2\epsilon_0$ ,  $\epsilon_0 = 8.854187817 \times 10^{-12}$ . Для дневной поверхности Луны и всех внутренних частей Луны, за исключением реголита теневой зоны,  $\tau_e$  меньше или сравнимо с  $(2 \times (8.854187817 \times 10^{-12}))/10^{-8} \approx 0.002$  с, а для реголита в тени  $(2 \times (8.854187817 \times 10^{-12}))/10^{-17} \approx 2000000$  с.

Внешнее магнитное поле МЖ близко к нулевым значениям, что следует из условия (1) и конечности размеров МЖ. Временной интервал пересечения Луной магнитных жгутов составляет от нескольких минут до нескольких часов, а магнитное поле плавно меняется от нулевых значений при входе в среду жгута. Из уравнения диффузии магнитного поля в пренебрежении токами смещения

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (4)$$

следует, что время диффузии магнитного поля по порядку равно  $\mu_0 \sigma L^2$ , где  $L$  – характерный размер. Для лунной коры ( $L \sim 80$  км,  $\sigma \sim 10^{-3}$  См/м) и для

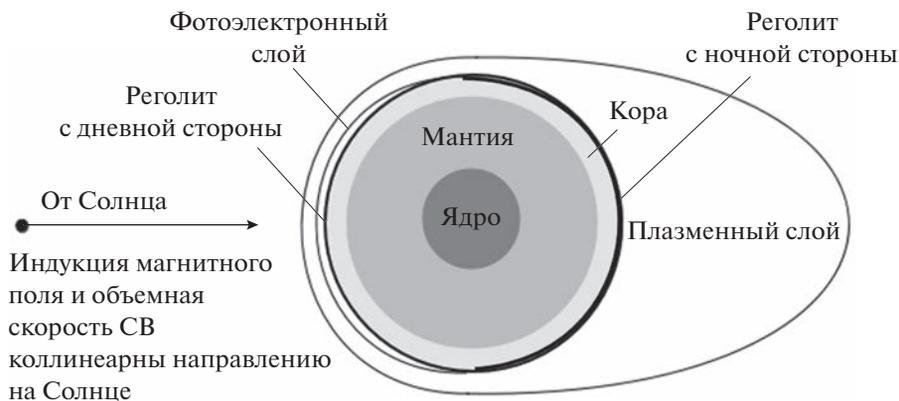


Рис. 4. Основные элементы в структуре взаимодействия Луны с плазмой магнитного жгута СВ. Реальный масштаб для структурных элементов не соблюден.

лунной мантии ( $L \sim 800$  км,  $\sigma \sim 10^{-3}$  См/м) получим соответственно  $\sim 8$  и  $\sim 800$  с. Распространение вихревого магнитного поля внутри Луны сопровождается омическими потерями  $J^2/\sigma$ . Для  $\sigma = 10^{-8}$  См/м и  $J = 10^{-11}$  А/м<sup>2</sup> получим  $10^{-14}$  Вт/м<sup>3</sup> и в слое толщиной 100 км омические потери составят  $10^{-9}$  Вт/м<sup>2</sup>. Омические потери будут компенсироваться за счет энергии магнитного поля МЖ. Плотность магнитной энергии  $W$

$$W = B^2(r)/2\mu_0, \tag{5}$$

и за одну секунду поток энергии  $V_{sw} B^2/\mu_0 \approx 3 \times 10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup>, то есть потери энергии в толще Луны значительно меньше потока энергии в МЖ, что, в свою очередь, означает, что результаты, полученные в работе (Holmström, 2012), были бы справедливы и для МЖ в случае, если бы реголит на ночной части поверхности Луны имел такую же проводимость, как и реголит на дневной стороне. Оценки времени рассасывания электрического заряда, времени диффузии магнитного поля во внутренних областях Луны и омических потерь показывают, что магнитные поля жгутов СВ проникают в лунную кору и мантию, и только реголит с очень низкой проводимостью на теневой стороне Луны и область низкой концентрации заряженных частиц в плазменном слое с теневой стороны препятствуют распространению вихревого поля МЖ.

Рассмотрим три предельных случая взаимной ориентации направлений на Солнце (направление движения СВ) и вектора плотности тока в МЖ в окрестности Луны:

- 1) скорость СВ параллельна вектору плотности тока в МЖ;
- 2) скорость СВ антипараллельна вектору плотности тока в МЖ;
- 3) скорость СВ перпендикулярна вектору плотности тока в МЖ.

Первые два случая соответствуют рис. 4. Частицы СВ движутся вдоль магнитных силовых линий, преодолевают плазменный и фотоэлектронный слои, и их большая часть поглощается поверхностью Луны. Согласно первому уравнению Максвелла

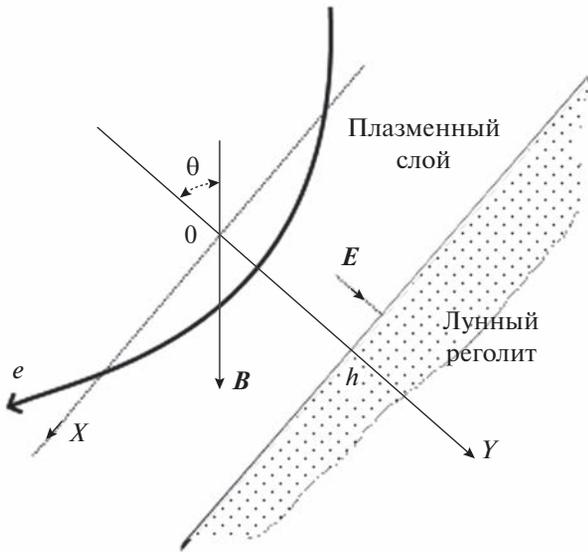
$$\nabla \times B = \mu_0 J + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \tag{6}$$

где  $E$  – напряженность электрического поля, поверхность непрерывно получает заряд, соответствующий направлению  $J$ , за счет запаса энергии магнитного поля МЖ.

Распространению вихревого магнитного поля препятствует тонкий слой реголита, обладающего проводимостью  $10^{-17}$  См/м с ночной стороны, и примыкающая область с низкой концентрацией частиц. Рост заряда дневной поверхности ограничивается конечной проводимостью лунных пород и перестройкой течения плазмы МЖ вокруг Луны.

Прекращение роста заряда поверхности за счет встречного потока заряженных частиц вдоль силовых линий магнитного поля блокируется электрическим полем, индуцированным токами смещения. Но в перпендикулярном к силовым линиям магнитного поля направлении частицы могут покинуть плазменный слой, как это показано на рис. 5 для электрона, входящего в плазменный слой над отрицательно заряженной поверхностью.

На рис. 5 направление вектора магнитной индукции  $B$  совпадает с вектором скорости СВ и направлением от Солнца, ось  $Y$  направлена к поверхности (совпадает с местной вертикалью), ось  $X$  образует правую систему координат с  $Y$ , а начало координат находится в верхней точке плазменного слоя. Угол  $\theta$  образован местной вертикалью (ось  $Y$ ) и линиями магнитного поля МЖ. В последующих формулах предполагается, что составля-



**Рис. 5.** Траектория электрона в плазменном слое для электрического поля, создаваемого отрицательным поверхностным зарядом.  $Y$  – местная вертикаль;  $E$  – вектор электрического поля в плазменном слое (коллинеарен местной вертикали);  $B$  – вектор индукции магнитного поля;  $\theta$  – угол между местной вертикалью и вектором магнитной индукции;  $h$  – толщина плазменного слоя;  $e$  – траектория электрона.

ющая скорости движения электрона вдоль магнитных силовых линий равна скорости СВ. При таком условии зависимость перпендикулярной к  $B$  составляющей скорости электрона  $V_{\perp}$  до достижения максимальной глубины запишется в виде

$$V_{\perp}(Y) = \frac{e}{m_e} \int_0^Y \frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \sin \theta \frac{dy}{V_{sw} \cos \theta} = \frac{e \varphi(Y)}{m_e V_{sw}} \operatorname{tg} \theta, \quad (7)$$

здесь  $m_e$  – масса электрона;  $e$  – заряд электрона;  $\varphi(y)$  – электрический потенциал в плазменном слое. Электрон покинет плазменный слой, если до достижения поверхности в некоторой точке  $Y < h$  будет выполнено условие  $V_{\perp}(Y)/V_{sw} = \operatorname{ctg}(\theta)$  или

$$\varphi(Y) = \operatorname{ctg}^2 \theta \frac{m_e V_{sw}^2}{e}. \quad (8)$$

Например, для  $\theta = 45^\circ$  и  $V_{sw} = 400$  км/с должен быть потенциал поверхности  $\varphi(y) = -0.91$  В.

В магнитном поле жгута электроны вращаются с ларморовским радиусом  $r_{La}$

$$r_{La} = \frac{m_e V_e}{eB}, \quad (9)$$

$m_e$  – масса электрона,  $V_e$  – перпендикулярная силовым линиям магнитного поля скорость электрона, покидающего двойной слой и равная удвоенному значению (7). Продолжая пример, имеем  $V_e = 2V_{\perp}(Y) = 2V_{sw} \operatorname{ctg}(\theta) = 800$  км/с и ларморовский радиус  $r_{La} \approx 450$  м. Перед следующим про-

никновением в плазменный слой электрон выполнит приблизительно пол-оборота. Среднее значение составляющей скорости электрона, параллельной поверхности Луны, составит  $2r_{La}/(0.5T_{La}) = V_e/2\pi \approx 127$  км/с. Ларморовский период вращения  $T_{La} = 2\pi m_e/eB \approx 0.0036$  с и не зависит от скорости электрона. Наиболее вероятная тепловая скорость электрона при 100000 К составляет 1740 км/с, т.е. наибольшие скорости ограничены сверху несколькими тысячами км/с. Ларморовский радиус для таких электронов будет равен нескольким км. Следовательно, высота подъема электрона над поверхностью Луны имеет порядок нескольких километров.

Для случая, когда ток МЖ направлен к поверхности, вместо массы электрона в формулах (7) и (8) подставим массу протона.

Как видно из графиков для электрона, электрический потенциал поверхности, при котором происходит отражение, возможен почти для всей поверхности Луны, тогда как для протона только вблизи терминатора. На рис. 7 показаны зависимость составляющей скорости  $V_{\perp}$ , с которой электрон покидает плазменный слой после первого отражения, от угла  $\theta$ .

Согласно рис. 6 вблизи значений угла  $\theta$ , близких к  $5^\circ$ , для отражения электрона нужен электрический потенциал  $-120$  В. В измерениях отмечались значения электрического потенциала, достигавшего  $-200$  В. Описанный механизм отражения электронов в плазменном слое является одной из причин, ограничивающих рост отрицательного потенциала дневной поверхности Луны. Этот же механизм служит основой формирования кольцевых токов вокруг Луны.

Три предельных случая взаимодействия Луны с плазмой представлены на рис. 8. Когда токи МЖ направлены к Солнцу (от освещенной поверхности Луны), над поверхностью Луны индуцируются кольцевые токи, магнитное поле которых вытесняет магнитное поле МЖ за пределы лунного лимба (рис. 8а). Если ток направлен к дневной лунной поверхности (рис. 8б), то по достижении некоторого положительного электрического потенциала электроны СВ, тепловые скорости которых превышают скорость СВ, препятствуют дальнейшему его росту. Как и в предыдущем случае, электроны могут достигать лунной поверхности, двигаясь перпендикулярно направлению токов МЖ, но, в отличие от предыдущего случая, положительно заряженная поверхность Луны поглощает электроны. Отметим также, что отрицательный потенциал ночной поверхности Луны должен увеличиваться (по абсолютному значению), и этим можно объяснить наблюдавшиеся в измерениях потенциалы, превосходящие несколько сотен вольт. В случае перпендикулярности магнитного поля МЖ (рис. 8в) направлению на

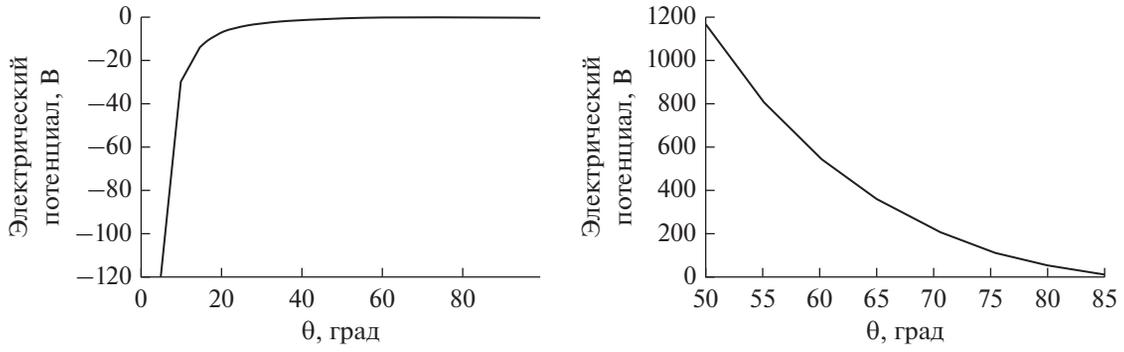


Рис. 6. Зависимость электрического потенциала поверхности от угла  $\theta$  для электрона и протона.

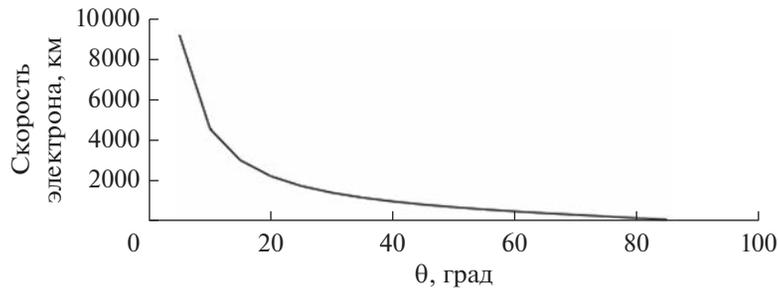


Рис. 7. Зависимость скорости  $V_1$ , с которой электрон покидает плазменный слой, от угла  $\theta$ .

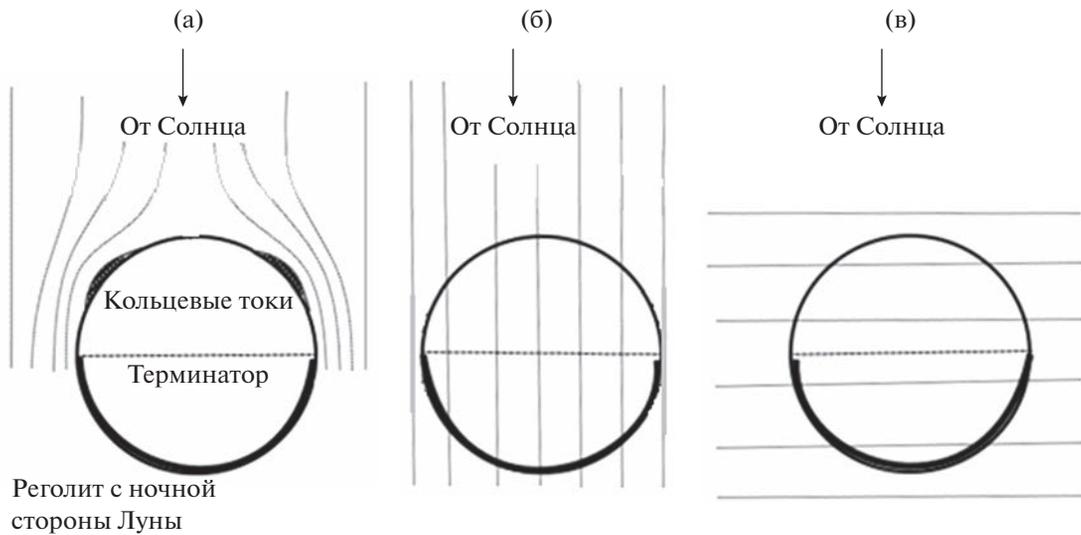


Рис. 8. Идеализированная структура магнитного поля в окрестности Луны для трех направлений токов МЖ. а) Токи МЖ направлены от поверхности Луны. Индуцированные кольцевые токи создают магнитное поле, стремящееся вытеснить магнитное поле жгута за пределы лунного лимба. б) Токи МЖ направлены к поверхности Луны. Электроны за счет теплового разброса скоростей компенсируют нарастающий положительный заряд дневной поверхности Луны. в) Токи МЖ перпендикулярны направлению на Солнце. Изменения поверхностного заряда на освещенной части поверхности Луны сглаживаются за счет проводимости лунного грунта.

Солнце вихревое поле МЖ проходит через лунную среду. Если проводимость слоя до глубин в 150 км на дневной стороне составляет  $10^{-8}$  См/м, то при плотности тока МЖ  $10^{-11}$  А/м<sup>2</sup> падение напряжения будет равно 150 В, т.е. не противоречит экспериментально наблюдавшимся значениям.

Предлагаемая картина формирования плазменного слоя на дневной части Луны при прохождении через магнитные жгуты, токи которых направлены от дневной поверхности Луны, выглядит следующим образом. Ток МЖ понижает потенциал поверхности до отрицательных значений. Составляющая электрического поля, перпендикулярная магнитным силовым линиям, выталкивает электроны из плазменного слоя. За счет ларморовского вращения электроны поднимаются над поверхностью на высоты около одного ларморовского радиуса и возвращаются к поверхности Луны. Такое коллективное движение электронов образует кольцевые токи. Общий поток электронов направлен к границам лимба Луны, искривляя в том же направлении траектории протонов. Нарастание кольцевых токов может быть ограничено подповерхностными токами или вытеснением магнитного поля МЖ перед Лунной магнитным полем индуцированных кольцевых токов. В результате структура магнитного поля вблизи лунной поверхности перестает быть бессиловой.

Для оценки суммарного значения  $I_s$  кольцевых токов, которые создают магнитную индукцию  $B_s$ , равную по абсолютному значению индукции магнитного поля МЖ, предположим, что весь ток сосредоточен в кольце радиуса  $R_L$  (радиус Луны), тогда на оси кольца

$$B_s = \frac{\mu_0 I_s}{2R_L}, \quad I_s = 2R_L B_s / \mu_0, \quad (10)$$

$I_s = (2 \times 1738 \times 10^6 \times 10^{-8}) / (4\pi \times 10^{-7}) \approx 28000$  А. Такой ток соответствует потоку в  $1.7 \times 10^{23}$  электронов в секунду, а через площадь, равную площади лунного лимба, за 1 с проходит  $3.8 \times 10^{26}$  электронов, т.е. приблизительно 0.001 от этого потока достаточно для обеспечения требуемого эффекта.

Осевая симметрия магнитного поля для случая, которому соответствует рис. 8а, и стационарность движения плазмы вокруг Луны обеспечивают следующее условие (Bittencourt, 2004, стр. 320):  $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla p$ ,  $p = nkT$  – давление,  $\mathbf{J}$  – плотность тока. Векторы  $\mathbf{J}$  и  $\mathbf{B}$  лежат в плоскости, касательной к поверхности Луны, а вектор  $\nabla p$  направлен перпендикулярно к этой плоскости по оси  $X$ , откуда  $\partial p / \partial x \sim JB$ ,  $p \sim JBh$  и концентрация электронов  $n \sim JhB/kT$ . В этой формуле  $Jh$  представляет погонную плотность тока,  $h$  – толщина токового слоя. Полагая, что погонная плотность кольцевого тока  $\sim I_s/R_L$ ,  $B \approx 10^{-7} - 10^{-8}$  Т, получаем  $n \sim 1000 - 100$  электронов на кубический сантиметр.

С целью устранения второстепенных деталей Луна была представлена диэлектрическим телом в форме идеального шара. Реальная Луна обладает сложным рельефом поверхности и многочисленными лунными магнитными аномалиями (ЛМА). Приблизительно шесть суток каждого месяца Луна находится в хвостовой части магнитосферы Земли. В это время Луна экранируется земной магнитосферой, которая взаимодействует непосредственно с магнитными жгутами СВ. Наиболее полные данные о распределении поверхностных магнитных полей получены с КА Lunar Prospector (Mitchell и др., 2008). Самые интенсивные поля сосредоточены на невидимой стороне Луны. Лишь небольшая часть поверхности занята магнитными аномалиями, которые обладают магнитной индукцией более 2–3 нТл на видимой стороне Луны. Основная часть ЛМА с индукцией более 10 нТл располагается на невидимой стороне и составляет приблизительно 15% от площади полусферы Луны. Лунные сутки длятся один земной месяц, поэтому в течение  $\approx 15$  дней эта зона не взаимодействует с СВ. Направление магнитных полей над поверхностью практически хаотично. Величины ларморовских радиусов для электронов и протонов в полях 2–3 нТл при скорости, равной скорости СВ ( $\sim 400$  км/с), близки к  $\sim 1$  и  $\sim 1800$  км соответственно. То есть на траектории протонов эти поля влияют слабо. Магнитная индукция в магнитных жгутах в большинстве случаев значительно больше 2–3 нТл, она может достигать значений в десятки нТл (Feng и др., 2008). Магнитные жгуты являются устойчивыми образованиями в СВ, и все элементы такого образования связаны между собой. Передача энергии осуществляется волнами Альвена. Это означает, что во взаимодействии с Луной нужно учитывать энергию всего магнитного жгута. Приведенные соображения оправдывают предположение, что на подавляющей части поверхности Луны магнитные аномалии не оказывают существенного влияния на взаимодействие большинства магнитных жгутов с Луной.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главным элементом, определяющим характер взаимодействия Луны со средой МЖ, является вихревой характер магнитного поля МЖ. Если безвихревое магнитное поле проходит через Луну без существенных изменений, и электрический потенциал дневной (освещенной лунной поверхности) устанавливается в процессе образования фотоэлектронного слоя, то при прохождении плазмы МЖ поверхностный потенциал регулируется также токами МЖ. Важное значение при рассмотрении взаимодействия Луны с МЖ имеет слой реголита Луны, электрические характеристики которого сильно отличаются на дневной и

ночной поверхностях Луны. Если токи МЖ направлены к дневной поверхности Луны, то следует ожидать повышения электрического потенциала по сравнению со средними значениями +10—+20 В. В случае притока электронов к поверхности электрический потенциал уходит в область отрицательных значений, что может объяснить измерения с КА Lunar Prospector, когда были получены значения  $\sim -200$  В, причем причину таких падений потенциала дневной поверхности искали в недостаточно точной калибровке электрического потенциала корпуса КА.

Особые условия складываются, когда направление движения частиц СВ, направление на Солнце и направление магнитных силовых линий (токов) почти коллинеарны. Если ток МЖ направлен от поверхности, то возникают кольцевые токи, магнитное поле которых ослабляет магнитное поле МЖ в окрестности подсолнечной точки и уплотняет магнитное поле ближе к границе лунного лимба. В приповерхностном слое высотой порядка электронного ларморовского радиуса концентрация частиц плазмы может многократно превышать средние значения среды СВ. Такой эффект мог бы объяснить результаты радиозатменных экспериментов, выполненных с использованием советских КА Луна-19, -22 и японского КА SELENE.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Программой РАН №28.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Москаленко А.М. Электростатический потенциал у поверхности Луны // Кинемат. и физ. небесн. тел. 1992. Т. 8. № 5. С. 31—40.
- Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. Пылевая плазма у поверхности Луны // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 6. С. 455—466.
- Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораньи М. Удары высокоскоростных метеороидов и плазменно-пылевое облако над поверхностью Луны // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. Вып. 10. С. 594—599.
- Bhardwaj Anil, Dhanya I M.B., Alok Abhinaw, Barabash S., Wieser M., Futaana Yoshifumi, Wurz Peter, Vorburger Audrey, Holmström Mats, Lue Charles, Harada Yuki, Asamura Kazushi. A new view on the solar wind interaction with the Moon // Geosci. Lett. 2015. 2:10
- Bittencourt J.A. Fundamentals of plasma physics. New York: Springer Science + Business Media, 2004. 320 p.
- Buhler C., Calle C., Clements J., Mantovani J., Ritz M. Test method for in situ electrostatic characterization of lunar dust // IEEE Aerospace Conf. Proc. 2007. P. 1—19.
- Burlaga L.F. Interplanetary Magnetohydrodynamics // Int. Ser. in Astron. and Astrophys. V. 3. New York: Oxford Univ. Press, 1995. P. 272.
- Carrier W.D. III, Olhoeft G.R., Mendell W. Physical properties of the lunar surface // Lunar Sourcebook. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991. P. 475—594.
- Choudhary R.K., Ambili K.M., Siddhartha Choudhury, Dhanya M.B., Bhardwaj A. On the origin of the ionosphere at the Moon using results from Chandrayaan-1 S-Band Radio Occultation Experiment and a photochemical model // Geophys. Res. Lett. 2016. 43(19). P. 10025—10033.
- Cohen R.H., Ryutov D.D. Sheath physics and boundary conditions for edge plasmas // Contrib. Plasma Phys. 2004. V. 44. № 1—3. P. 111—125.
- Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D. Structure of the lunar interior from magnetic field measurements // Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. 1976. P. 3077—3095.
- Feng H.Q., Wu D.J., Chao J.K. Size and energy distributions of interplanetary magnetic flux ropes // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. A02102.
- Feng H.Q., Wu D.J., Lin C.C., Chao J.K., Lee L. C., Lyu L.H. Interplanetary small- and intermediate-sized magnetic flux ropes during 1995—2005 // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. id. A12105.
- Freeman J.W., Ibrahim M. Lunar electric fields, surface potential and associated plasma sheaths // The Moon. 1975. V. 14. P. 103—114.
- Halekas J.S., Delory G.T., Lin R.P., Stubbs T.J., Farrell W.M. Lunar Prospector observations of the electrostatic potential of the lunar surface and its response to incident currents // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. id. A09102.
- Hidalgo M.A., Cid C., Medina J., Viñas A.F. A new model for the topology of magnetic clouds in the solar wind // Sol. Phys. 2000. V. 194. P. 165—174.
- Hidalgo M.A., Cid C. A non-force-free approach to the topology of magnetic clouds in the solar wind // J. Geophys. Res. 2002. V. 106. Iss. A1. P. 1002.
- Holmström M. The interaction between the Moon and the solar wind // AGU Fall Meeting, December 6, 2012. P43D-1940.
- Imamura T., Nabatov A., Mochizuki N., Iwata T., Hanada H., Matsumoto K., Noda H., Kono Y., Liu Q., Futaana Y., Ando H., Yamamoto Z., Oyama K.-I., Saito A. Radio occultation measurement of the electron density near the lunar surface using a subsatellite on the SELENE mission // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. id. A06303.
- Jordan A.P., Stubbs T.J., Wilson J.K., Schwadron N.A., Spence H.E., Joyce C.J. Deep dielectric charging of regolith within the Moon's permanently shadowed regions // J. Geophys. Res. E: Planets. 2014. V. 119 (8). P. 1806—1821.
- Lepping R.P., Burlaga L.F., Jones J.A. Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 11957—11965.
- Mitchell D.L., Halekas J.S., Lin R.P., Frey S., Hood L.L., Acuña M.H., Binder A. Global mapping of lunar crustal magnetic fields by Lunar Prospector // Icarus. 2008. V. 194. P. 401—409.
- Ness N.F. Interaction of the solar wind with the Moon // Sol. Terr. Phys. 1970. Part II. P. 159—205.
- Nitter T., Havnes O., Melandso F. Levitation and dynamics of charged dust in the photoelectron sheath above surfaces in space // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 6605—6620.

- Olhoeft G.R., Strangway D.W.* Dielectric properties of the first 100 meters of the Moon // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 1975. V. 24. P. 394–400.
- Pluchino S., Schilliro F., Salerno E., Pupillo G., Maccaferri G., Cassaro P.* Radio occultation measurements of the lunar ionosphere // *Mem. S. A. It. Suppl.* 2008. V. 12. P. 53.
- Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* Dust dynamics in the lunar dusty plasmas: Effects of magnetic fields and dust charge variations // *Phys. Plasmas.* 2022. V. 29. № 1. id. A013701.
- Savich N.A.* Cislunar plasma model // *Space Res.* 1976. V. 16. P. 941–943.
- Stern S.A.* The lunar atmosphere: history, status, current problems, and context // *Rev. Geophys.* 1999. V. 37. Iss. 4. P. 453–491.
- Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* A dynamics fountain model for lunar dust // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 59–66.
- Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T.* On the role of dust in the lunar ionosphere // *Planet. and Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1659–1664.
- Vyshlov A.S., Savich N.A., Vasilyev M.B., Samoznaev L.N., Sidorenko A.I., Shtern D.Y.* Some results of cislunar plasma research // *NASA Tech. Rep.* 1976. V. 397. P. 81–85.
- Walbridge E.* Lunar photoelectron layer // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. № 19. P. 3668–3687.
- Wang X., Pilewskie J., Hsu H.-W., Horányi M.* Plasma potential in the sheaths of electron-emitting surfaces in space // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 43. P. 525–531.
- Zhang H., Khurana K.K., Zong Q.-g., Kivelson M.G., Hsu T.-s., and 9 co-authors.* Outward expansion of the lunar wake: ARTEMIS observations // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. Iss. 18. id. L18104.
- Zhang H., Khurana K.K., Kivelson M.G., Angelopoulos V., Wan W.X., Liu L.B., Zong Q.-G., Pu Z.Y., Shi Q.Q., Liu W.L.* Three-dimensional lunar wake reconstructed from ARTEMIS data // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2014. V. 119. P. 5220–5243.

УДК 523.44+523.4-355+523.98

## СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ И ДРУГИЕ ДИСТАНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ АСТЕРОИДОВ: ДОСТИЖЕНИЯ И НОВЫЕ ПОДХОДЫ

© 2023 г. В. В. Бусарев<sup>a, b, \*</sup>

<sup>a</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, *Астрономический ин-т им. П.К. Штернберга (ГАИШ МГУ), Москва, Россия*

<sup>b</sup>*Институт астрономии РАН (ИНАСАН), Москва, Россия*

\*e-mail: busarev@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 02.06.2022 г.

После доработки 12.08.2022 г.

Принята к публикации 02.09.2022 г.

Изучение физических параметров и характеристик астероидов как твердых безатмосферных небесных тел традиционно основано на тех же методах, которые применяются и при изучении большинства других небесных объектов, но имеющих определенную специфику. Основное внимание уделяется спектрофотометрии, как наиболее эффективному инструменту дистанционного изучения состава вещества, эволюции и происхождения астероидов. Но важнейшая информация об астероидах была получена и с помощью других методов наблюдений, таких как фотометрия, поляриметрия, радиометрия и радиолокация. Поэтому, кроме спектрофотометрии, в статье обсуждаются фотометрия, поляриметрия и радиометрия, которые, с одной стороны, наиболее близки в методическом плане, а с другой стороны, наметилась тенденция их комплексного использования. В связи с обнаружением у ряда астероидов сублимационно-пылевой активности и периодического образования пылевой экзосферы вблизи перигелия (см., например, Busarev и др., 2021) рассматривается методически новый подход при оценке химико-минералогического состава частиц экзосферы таких астероидов и, косвенно, — их поверхностного вещества.

**Ключевые слова:** астероиды, физические параметры, химико-минералогический состав вещества, фотометрия, спектрофотометрия, поляриметрия, радиометрия, сублимационная активность, наблюдательные и модельные спектры отражения активных астероидов

**DOI:** 10.31857/S0320930X23010012, **EDN:** HAWUFN

### ВВЕДЕНИЕ

Малые размеры и удаленность астероидов при наземных наблюдениях, с одной стороны, усложняют их изучение, но с другой, — позволяют с высокой точностью определять параметры этих тел, наблюдаемых как точечные источники света относительно стандартных звезд. В системе звездных величин (при некоторых упрощающих предположениях) с помощью позиционных измерений и расчетов удается выполнить переход от оптических характеристик астероидов к их физическим параметрам и свойствам — диаметру, массе, плотности, альбедо, нерегулярности формы, спектральным свойствам, теплофизическим свойствам и др. Подобным образом, использование спектральных характеристик астероидов позволяет оценивать химико-минеральный состав их вещества и в конечном итоге — получать информацию об условиях образования не только этих тел, но и всей Солнечной системы. Важную роль в изучении состава вещества астероидов, а также их происхождения и эволюции, сыграла первая спектральная классификация этих тел Tholen

(1984), которая была выполнена по данным многополосного (восьмицветного) фотометрического обзора 589 астероидов Главного пояса в диапазоне 0.34–1.04 мкм (ECAS), в котором в качестве приемника использовался ФЭУ (Zellner и др., 1985). Эта классификация позволила впервые установить связь формы усредненных спектров отражения найденных 14 таксономических классов астероидов с их базовым химико-минералогическим составом, зависящим от физико-химических условий формирования тел (например, McCord и др., 1970; Bell и др., 1989; Gaffey и др., 1989; 2002).

Остановимся более подробно на некоторых основных результатах, полученных с помощью разных дистанционных измерений, которые используются при изучении астероидов. Следует отметить, что значение дистанционных методов изучения астероидов со временем только возрастает по причине непрерывного увеличения числа известных тел благодаря их новым обнаружениям: на сегодняшний день — более 1 млн и ста тысяч только астероидов Главного пояса (АГП)

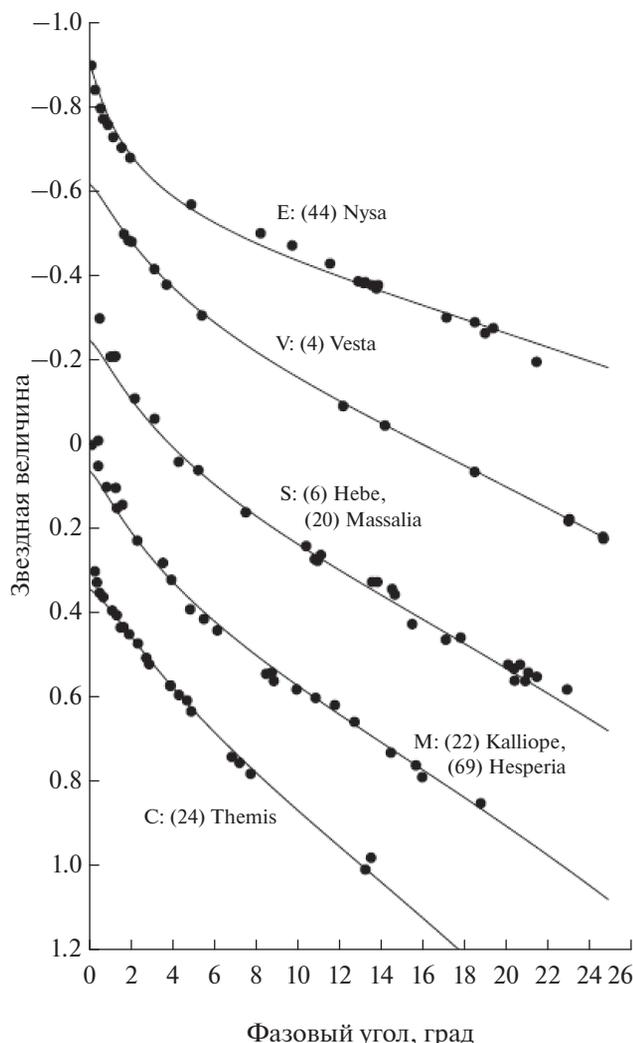


Рис. 1. Фотометрические функции АГП нескольких спектральных типов. Приведенный рисунок адаптирован из работы Muinonen и др. (2002).

(<https://minorplanetcenter.net/mpc/summary>). С другой стороны, проблемы астероидно-кометной опасности и неизбежное освоение в недалеком будущем космических ресурсов в околосолнечном пространстве делают рассматриваемые методы исследований малых тел еще более востребованными.

### РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ АСТЕРОИДОВ ИЛИ ИХ ОЦЕНКА ПО НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМ ДАННЫМ

Следует отметить, что обсуждение в данном разделе указанных вопросов частично пересекается с тем, что было уже сделано в книге «Астероидно-кометная опасность вчера-сегодня-завтра» (под ред. Шустова и Рыхловой, 2010), но только потому, что основано на общих первоисточниках

(Герелс, 1974; Bowell и др., 1989; и некоторые другие). Кроме того, здесь обсуждаемые формулы представлены в более последовательной и компактной форме, а также сопровождаются интерпретацией физического смысла и дополнено ссылками на последние публикации.

#### Видимая и абсолютная звездные величины

Используемая до настоящего времени формула расчета видимой звездной величины астероидов в полосе  $V$  с полуэмпирической аппроксимацией входящей в нее фотометрической функции ( $\Phi\Phi$ ) имеет следующий вид (Bowell и др., 1989):

$$m_V = H_V + 5 \lg(r\Delta) - 2.5 \lg[(1 - G)\Phi_1 + G\Phi_2], \quad (1)$$

где  $m_V$  и  $H_V$  – видимая и абсолютная звездные величины астероида в полосе  $V$  и расстояния астероида от Солнца и Земли соответственно  $r$  и  $\Delta$  (в а. е.). Два первых слагаемых в правой части (1) выражают точную формулу для видимой звездной величины астероида при нулевом фазовом угле. Остальная часть соотношения (1), стоящая под знаком логарифма, описывает вклад  $\Phi\Phi$  в видимую звездную величину астероида при ненулевом фазовом угле в форме достаточно сложной эмпирической комбинации функций  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , зависящих от угла фазы  $\alpha$ :

$$\Phi_i = \{\exp - A_i [\text{tg}(\alpha/2)]_i^B\}, \quad i = 1, 2;$$

$$A_1 = 3.33, \quad A_2 = 1.87, \quad B_1 = 0.63, \quad B_2 = 1.22.$$

Как раз эта часть формулы (1) является источником погрешностей, так как основана на усредненных наблюдательных данных (полученных более 30 лет назад!) об астероидах, сближающихся с Землей (АСЗ), на очень большом интервале фазовых углов (от  $0^\circ$  до  $120^\circ$ ). Как установлено из наблюдений и моделирования (см., например, Шкуратов, 1983; Helfenstein, Veverka, 1989),  $\Phi\Phi$  зависит от макро- и микроструктуры каждого тела и не является универсальной на нелинейных участках (при углах  $< 7^\circ$ , так называемый «опозиционный эффект», и более  $40^\circ$ ). Кроме того, обнаружено, что особенности нелинейностей  $\Phi\Phi$  коррелируют с таксономическими типами астероидов (см., например, Muinonen и др., 2002) (рис. 1).

Можно предполагать, что специфическая минералогия каждого спектрального (таксономического) типа астероидов как бы «формирует» некоторый усредненный показатель преломления раздробленного поверхностного вещества, который вместе с микроструктурой поверхности определяет особенности отраженного (диффузно-рассеянного) солнечного света. Таким образом, для повышения точности расчетов и упрощения соотношения (1) необходим учет современных данных о  $\Phi\Phi$  АСЗ (особенно при значительных фазовых углах, недоступных при наблюдениях АГП), а также поиск более простых аналитиче-

ских приближений в диапазонах нелинейности ФФ, возможно, для каждого спектрального типа астероидов. Хотя такие попытки уже предпринимались (см., например, Petrova и др., 2007; Muinonen и др., 2009; Петрова и др., 2019), но они пока не привели к значимому результату.

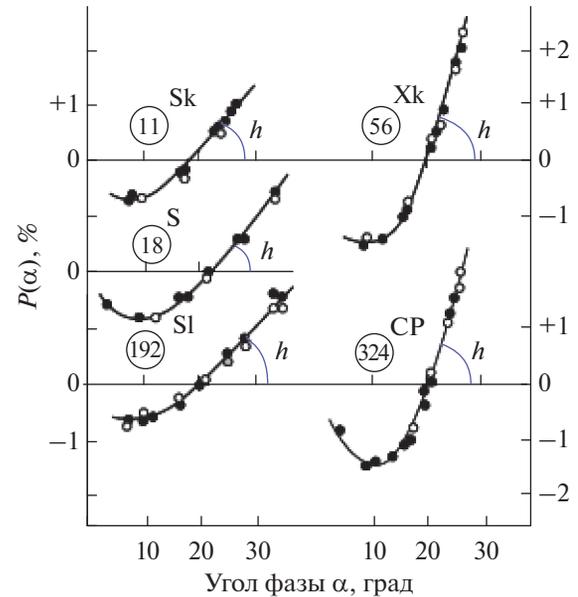
*Поляриметрия. Оценка геометрического альbedo по поляриметрическим данным*

Прежде, чем обсудить вопрос о практическом применении поляриметрии в изучении астероидов, следует кратко напомнить о методе измерения и расчета степени линейной поляризации света, отраженного твердым безатмосферным небесным телом ( $P$ ). Как известно, солнечный свет (который, в основном, является неполяризованным) отражается раздробленным поверхностным веществом астероида и при этом поляризуется (становится частично линейно поляризованным). Степень линейной поляризации света принято рассчитывать по следующей формуле (см., например, Мартынов, 1977; Belskaya и др., 2015):

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (2)$$

где  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$  – интенсивности линейно поляризованного света, измеренные с помощью наземного телескопа с ПЗС-фотометром и поворотным поляризационным фильтром, который может быть ориентирован параллельно ( $I_{\parallel}$ ) или перпендикулярно ( $I_{\perp}$ ) к так называемой “плоскости рассеяния”, задаваемой тремя точками – геометрическими центрами фотометра, Солнца и наблюдаемого объекта. Эта характеристика наиболее чувствительна к размеру мельчайших твердых частиц (вплоть до длины волны света), покрывающих наблюдаемую сторону астероида, а также – к их форме и распределению. Используя вращение астероида и комбинируя разные дистанционные методы его изучения на разных телескопах или даже на одном, но с гибридным поляриметрично-фотометром, или спектрофотометром, можно одновременно измерять разные параметры и характеристики астероида: такие как период вращения, форма тела, распределение гранулометрического или химико-минералогического состава вещества и т. п. (см., например, Шарпан и др., 1975; Vagnulo и др., 2015; Belskaya и др., 2015; Bogisov и др., 2018).

При лабораторном изучении линейной поляризации света (в зависимости от фазового угла  $P(\alpha)$ ), отраженного от размельченных образцов горных пород, была установлена связь этой функции с геометрическим альbedo (долей отраженного от объекта света по сравнению с падающим)  $p_V$  в фотометрической полосе  $V$  ( $p_V$  часто называют просто “визуальным альbedo”). Но наи-



**Рис. 2.** Зависимость от фазового угла линейной поляризации отраженного света для нескольких астероидов (их номера обведены тонкой линией) разных спектральных типов (S, Xk и CP) и подтипов (S, Sk и SI) в области пересечения оси абсцисс и соответствующей величины угла наклона  $h$ . Рисунок адаптирован из статьи Dollfus и Zellner (1979).

более тесная корреляция была найдена между углом наклона ( $h$ ) функции  $P(\alpha)$  к оси абсцисс в точке их пересечения и  $p_V$  (Dollfus, Zellner, 1979) (рис. 2) (этот рисунок из указанной работы отличается от его оригинального варианта, опубликованного в книге “Астероидно-кометная опасность вчера-сегодня-завтра” (под ред. Шустова и Рыхловой, 2010), и был специально доработан для его дополнительного обсуждения). Таким образом, благодаря измерению у астероидов поляриметрической функции в зависимости от фазового угла, удалось построить некоторые средние эмпирические зависимости “ $p_V - h$ ” для астероидов каждого таксономического (спектрального) типа, что позволило независимым образом оценивать значения их среднего геометрического альbedo. На рис. 2 обозначены несколько разных спектральных типов астероидов, у которых видны различия  $h$ . В то же время такие различия отсутствуют у астероидов близких спектральных подтипов (S, Sk и SI).

Но у этого эмпирического метода есть свои “минусы”, главный из которых – необходимость проведения большого числа высокоточных измерений малых величин  $P(\alpha) \sim 1-2\%$  при достаточно хороших фотометрических условиях. Еще один “минус” заключается в том, что величины  $p_V$ , определяемые по результатам фотометрии и поляриметрии одних и тех же астероидов никогда не совпадают, хотя и могут быть достаточно близкими. Такие различия, вероятно, связаны с тем,

что при определении альbedo фотометрическим и поляриметрическим методами на результаты оказывают влияние разные физические механизмы рассеяния и преломления неполяризованного и поляризованного света частицами раздробленного поверхностного вещества астероидов.

В недавнем подробном обзоре (Belskaya и др., 2015 и ссылки там же) описаны последние лабораторные и наблюдательные исследования параметров  $P(\alpha)$  ( $h$ , положение и величина минимума отрицательной ветви, положение точки инверсии знака, положение и величина максимума), связь  $P(\alpha)$  и оппозиционного эффекта  $\Phi\Phi$  и т.п.) у разных образцов-аналогов астероидов и у самих астероидов. В то же время пока не удалось найти других универсальных эмпирических зависимостей для других поляриметрических параметров астероидов, подобных рассмотренной выше “ $p_V - h$ ”.

В настоящее время проводятся обзорные поляриметрические наблюдения больших популяций астероидов и их семейств, а также тел различных таксономических классов, результаты которых анализируются с другими видами данных, с целью поиска у астероидов общих или специфических признаков (например, Gil-Hutton, García-Migani, 2017; Masiero и др., 2022),

#### Диаметр и альbedo

Другая полезная теоретическая формула, полученная почти 50 лет назад (Герелс, 1974), которая связывает абсолютную звездную величину астероида  $H_V$  с его геометрическим альbedo  $p_V$  и диаметром  $D$ , не только не потеряла свой значимости, но и по-прежнему часто используется. В более удобном виде эта формула выглядит следующим образом (Bowell и др., 1989; Harris, Lagerros, 2002):

$$D = (1329/p_V^{1/2}) \times 10^{-H/5}. \quad (3)$$

Известная методическая трудность состоит в том, что для каждого нового астероида в одно уравнение (3) входит два неизвестных параметра —  $D$  и  $p_V$ . Можно вычислить только один из них, например  $D$ , при некоторых предположениях о  $p_V$  или наоборот. Обычно расчет  $H_V$  выполняется по формуле (1) по измеренным величинам  $r$ ,  $\Delta$  и  $m_V$  объекта. Кроме того, следует иметь в виду, что при определении  $D$  по формуле (3) используется еще одно упрощающее предположение — о сферической форме астероида, что в абсолютном большинстве случаев не соответствует действительности. Поэтому следует иметь в виду, что приведенные в современных базах данных значения диаметров астероидов являются, как правило, не реальными, а некоторыми эффективными величинами, которые все же более или менее удовлетворительно характеризуют эти тела при ди-

станционных измерениях. Следует еще раз подчеркнуть, что это достигается благодаря подобию фотометрических свойств астероидов и стандартных звезд как точечных источников света. В любом случае, для контроля точности расчетов  $D$  или  $p_V$  привлекаются независимые измерения — в первую очередь радиолокационные (если изучаемым телом является АСЗ), а также фотометрические, поляриметрические, полученные методом покрытия астероидами звезд и радиометрические.

### ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК АСТЕРОИДОВ С ПОМОЩЬЮ РАЗНЫХ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ МЕТОДОВ

#### Фотометрия

Как уже отмечалось, фотометрические наблюдения используются практически с момента зарождения астрономии и традиционно являются наиболее простым и доступным способом исследования небесных тел. Современный этап применения фотометрии характеризуется созданием разных фотометрических систем (комбинаций последовательных фотометрических полос), ориентированных на изучение разных астрономических объектов, в зависимости от их наблюдательных параметров (см., например, Bessell, 2005 и ссылки там же). Не останавливаясь на обсуждении особенностей таких многополосных систем, а также на способах пересчета данных из одной системы в другую, отметим, что наиболее разработанной и используемой является фотометрическая система  $UBV$  Джонсона (Johnson, 1955), а в более широком диапазоне — система  $UBVRI$  Джонсона–Козинса (Bessell, 1990). Более важным в обсуждаемом контексте является то, что фотометрия (преимущественно в полосе  $V$ ) позволяет определять основные физические параметры астероидов, такие как размер (эффективный диаметр) и геометрическое альbedo (по измеренным звездным величинам объектов с использованием формул (1) и (3)).

В наиболее простом случае относительных измерений (с помощью наземного телескопа с ПЗС-фотометром и набором  $UBV$  или  $UBVRI$  светофильтров) блеск астероида (видимую звездную величину), например, в полосе  $V$ , может быть измерен по сравнению с блеском ближайшей к астероиду по координатам стандартной (непеременной) звезды с известной видимой величиной в той же полосе. Если бы у Земли не было атмосферы, то при наблюдениях с ее поверхности видимую звездную величину астероида ( $m_a$ ) можно было бы рассчитать с помощью формулы, выражающей известный закон Погсона:

$$m_a - m_{зв} = -2.5 \lg(E_a/E_{зв}), \quad (4)$$

где  $m_{зв}$  – видимая звездная величина стандартной звезды, а  $E_a$  и  $E_{зв}$  – освещенности, создаваемые астероидом и звездой, соответственно, на ПЗС-приемнике фотометра в абсолютных единицах (число квантов)/(с см<sup>2</sup>). При этом, как известно из квантовой механики, величина энергии кванта связана с его частотой соотношением  $\epsilon = \hbar\nu$ , где  $\hbar = 6.62606896(33) \times 10^{-27}$  эрг с – постоянная Планка. Но в действительности при таких относительных (или дифференциальных) измерениях необходимо учитывать спектральную прозрачность земной атмосферы  $p(\lambda)$ , влияние изменения воздушной массы ( $M$ ), сквозь который проходит световой луч при наблюдениях астероида и звезды, а также спектральное пропускание используемого светофильтра и спектральную чувствительность ПЗС-матрицы. Существуют специальные программы (на которых здесь не будем останавливаться), с помощью которых осуществляются как сами наблюдения астероидов, так и первичная обработка наблюдательных данных. Более детально различные вопросы практической и теоретической фотометрии рассмотрены в специальных изданиях (см., например, Герелс, 1974; Миронов, 2008).

Следует подчеркнуть, что в основном с помощью фотометрии установлены такие важные факты, как неправильная форма абсолютного большинства астероидов и их вращение вокруг собственной оси с разной угловой скоростью, имеющие космогоническое значение. Как показывает моделирование (см., например, Davis и др., 2002; Bottke и др., 2015), перечисленные свойства, а также разный химико-минералогический состав и РТ-условия формирования астероидов (см., например, Gaffey, McCord, 1978; Gradie, Tedesco, 1982; Bell и др., 1989), являются главными признаками образования астероидов при интенсивном дроблении нескольких десятков их родительских тел размером с Цереру в ранней Солнечной системе.

На основе измерения, анализа и моделирования кривых блеска астероидов осуществляется их инверсия (т.е. восстановление истинной формы этих тел), а также определяется период вращения, нерегулярность формы и ориентация оси вращения астероидов (см., например, Kaasalainen, Torppa, 2001; Kaasalainen и др., 2002 и ссылки там же). Для повышения эффективности наземной фотометрии астероидов в оптическом диапазоне при моделировании и восстановлении их формы по кривой блеска в последнее время применяется фотометрия с использованием адаптивной оптики (например, Viikinkoski и др., 2017).

Но наиболее впечатляющими являются последние результаты массовой обработки данных и моделирования кривых блеска астероидов (включающих десятки тысяч объектов) по резуль-

татам их космической многополосной фотометрии, включающей ИК-диапазон. В частности, это удалось осуществить при использовании космического телескопа WISE/NEOWISE (NASA) (Dugech и др., 2018 и ссылки там же). В свою очередь, получение и анализ больших объемов данных позволяют изучать физические и динамические параметры астероидов в целом, в космогоническом масштабе.

Кроме того, в течение последних двух десятилетий применяется комбинированный метод оптической фотометрии астероидов с регистрацией их кривых блеска в ИК- и/или тепловом диапазоне, что позволяет изучать такие базовые физические характеристики, как состояния вращения (спина) и формы этих тел, что особенно важно при изучении АСЗ (см., например, Rozek и др., 2019). Объем фотометрии астероидов постоянно растет, и совместная инверсия данных различных видов измерений может привести к появлению тысяч новых моделей в ближайшем будущем.

С помощью фотометрии в двух или трех фотометрических полосах могут быть определены показатели цвета и рассчитаны наклоны спектра отражения изучаемого астероида в соответствующих интервалах длин волн, которые дают возможность определить его таксономический класс. Такой упрощенный и быстрый способ оценки таксономических классов астероидов (по сравнению со спектрофотометрией) применяется уже на протяжении ~40 лет с использованием данных их массовых многополосных обзоров с целью изучения распределения тел с разным составом вещества в зависимости от гелиоцентрического расстояния (см., например, Tholen, 1984; Bell и др., 1989; Moskovitz и др., 2008; DeMeo, Carry, 2013). Решение этой проблемы имеет космогоническое значение и более подробно будет рассмотрено далее, в разделе о достижениях спектрофотометрии. Таким образом, несмотря на то, что фотометрия является наиболее простым и доступным для использования дистанционным методом изучения астероидов, с ее помощью получены важнейшие результаты.

### *Радиометрия*

Радиометрия (РМ) – еще один независимый способ нахождения диаметра, альbedo и ряда теплофизических параметров астероидов. Как будет показано далее, в ИК-диапазоне теплофизические параметры усложняют определение диаметра и альbedo, поскольку, как уже отмечалось, зависят от структурных характеристик. Этот метод основан на измерениях и модельных расчетах температуры астероидов в тепловом (среднем) ИК-диапазоне по сравнению с абсолютно черным (или серым) телом с температурой  $T$  и излучательной способностью  $\epsilon$  в соответствии с зако-

ном Стефана–Больцмана ( $E = \varepsilon\sigma T^4$ ) (см., например, Lebofsky и др., 1986; Harris, Lagerros, 2002; Mainzer и др., 2015). Остановимся на РМ астероидов несколько подробнее, так как в российских научных изданиях эта тематика пока освещена недостаточно.

Полная солнечная энергия, поглощенная сферическим астероидом, выражается формулой

$$E_{\text{полг}} = \pi(D^2/4)E(1 - A), \quad (5)$$

где  $E$  – полная электромагнитная энергия Солнца, приходящая на единичную площадку (нормальную к радиусу-вектору от Солнца) на гелиоцентрическом расстоянии астероида,  $A$  – сферическое альbedo (или болометрическое альbedo Бонда) астероида, определяющее долю рассеянного солнечного излучения во всех направлениях и на всех длинах волн. Так как распределение солнечной электромагнитной энергии имеет максимум вблизи центра видимого диапазона (см., например, Уокер, 1990), а геометрическое альbedo астероидов слабо зависит от длины волны, обычно полагают, что

$$A \approx A_V = qp_V. \quad (6)$$

Кроме того, в принятой стандартной фотометрической системе (Bowell и др., 1989), где  $G$  – параметр наклона фотометрической функции (см. формулу (1)), выполняется равенство

$$q = 0.290 + 0.684G. \quad (7)$$

При наземных РМ-наблюдениях АГП в диапазоне  $\sim 5$ – $20$  мкм (который определяется наибольшими температурами нагрева этих тел солнечным излучением) возможно использование только отдельных “окон” прозрачности земной атмосферы вблизи  $\sim 4.5$ – $5.5$ ,  $8$ – $9.5$ ,  $10.0$ – $13.0$  и  $18.0$ – $20.0$  мкм (см., например, Low, Reike, 1974; Harris, Lagerros, 2002). Но, как и в фотометрическом методе, в основном расчетное уравнение (5) входят оба искомого параметра  $D$  и  $p_V$ . Поэтому в качестве первоначальных берут значения одного или обоих параметров, полученные другими методами. Далее, путем последовательных приближений (с помощью формулы (5) или ее аналога) проводится “подгонка” этих параметров к более правдоподобным величинам с помощью моделирования или использования сведений о теплофизических характеристиках и/или более точной форме объектов, например, по их кривым блеска, космическим измерениям и т.д. (см., например, Delbo и др., 2015; Mainzer и др., 2015 и ссылки там же). При РМ астероидов применяются три основные модели: “стандартная тепловая модель” (STM, Lebofsky и др., 1986; Delbo, Harris, 2002), тепловая модель “быстро вращающегося астероида” (FRM, Lebofsky, Spencer, 1989) и “тепловая модель АСЗ” (NEATM, Harris, 1998; Delbo, Harris, 2002), которые являются некоторыми предельными случая-

ми. Не углубляясь в их детали, кратко опишем общую схему определения РМ-характеристик астероидов с помощью модели STM (Lebofsky и др., 1986), как наиболее употребительной. Эта модель обычно применяется для анализа РМ-данных астероида, когда можно рассматривать астероид как очень медленно вращающееся тело, имеющее предельно низкую тепловую инерцию, а также условно принимается положение Солнца в экваториальной плоскости астероида. Тогда распределение температуры на поверхности астероида задается простой функцией углового расстояния ( $\varphi$ ) от подсолнечной точки, где температура максимальна ( $T_0$ ), т.е.

$$T(\varphi) = T_0 \cos^{1/4}(\varphi), \quad (8)$$

а величина подсолнечной температуры описывается выражением

$$T_0 = [(1 - A)E/(\eta\varepsilon\sigma)]^{1/4}, \quad (9)$$

где  $A$  – сферическое альbedo,  $E$  – поток солнечного излучения на гелиоцентрическом расстоянии астероида,  $\eta$  – “направляющий” (от термина “beaming” (англ.); перевод выполнен по физическому смыслу) параметр, учитывающий отклонения распределения теплового излучения астероида от Ламбертового (диффузного) из-за неровностей поверхности и при малых фазовых углах (вообще говоря,  $\eta$  рассматривается как нормировочный или калибровочный параметр, который позволяет корректировать и другие отклонения),  $\varepsilon$  – излучательная способность,  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана. При этом также считается, что температура поверхности астероида снижается до нуля на линии терминатора, а тепловое излучение на ночной стороне отсутствует. Калибровка модели STM была проведена при наблюдениях на 10 мкм астероидов 1 Церера и 2 Паллада при их небольших фазовых углах (менее  $30^\circ$ ). Так как диаметры этих астероидов были измерены при покрытиях звезд, это дало возможность определить точное значение параметра  $\eta = 0.756$  и скорректировать  $T_0$  по формуле (8) (Lebofsky и др., 1986). Такая откалиброванная модель, названная “рафинированной”, позволила определить нижнюю границу диаметров и верхнюю границу значений геометрического альbedo у ряда астероидов Главного пояса примитивных типов, наблюдавшихся при малых фазовых углах. Более того, несмотря на простоту STM, абсолютное большинство диаметров и альbedo астероидов Главного пояса были определены по РМ-данным и с этой моделью (Delbo, Harris, 2002), в том числе у более двух тысяч астероидов, охваченных космическим обзором на ИСЗ IRAS (Infrared Astronomical Satellite, NASA) (Veeder, Tedesco, 1992). Сравнение значений диаметров астероидов, полученных при наблюдениях покрытий звезд и при использовании комбинированного метода РМ – STM, показали,

что относительные различия не превышают 20% (Harris, Lagerros, 2002), но только у тех астероидов, амплитуды кривых блеска которых не превышают  $0.15^m$ . Поэтому нерегулярность формы астероида, его быстрое вращение и заметная тепловая инерция создают ограничения для применения STM.

В связи с этим была предложена тепловая модель сферического “быстро вращающегося астероида” (FRM, Lebofsky, Spencer, 1989), справедливая при следующих условиях: сочетание быстрого вращения с высокой тепловой инерцией вместе с простым, как и для STM, распределением температуры на поверхности, а также при положении Солнца в экваториальной плоскости астероида. В такой модели температура астероида постоянна и максимальна на всем экваторе (но оказывается ниже, чем подсолнечная температура в модели STM) и меняется только в зависимости от широты. Причем в этом случае уравнения (8) и (9) остаются по форме практически без изменений: только параметр  $\eta$  заменяется на постоянное число  $\pi$ . По результатам использования FRM был сделан вывод, что эта модель позволила для ряда АСЗ получить значения  $p_v$ , более точно соответствующие их спектральным классам (Veeder и др., 1989). Но в той же статье авторы отметили, что для новых астероидов всегда была проблема с выбором модели (STM или FRM). Поиски более универсальной модели, особенно необходимой для АСЗ, привели к модели NEATM (по аббревиатуре ее английского названия), которая на практике оказалась модифицированной моделью STM (Harris, 1998). В этой модели для каждого объекта используется информация о распределении по длинам волн теплового излучения вблизи его максимума с целью определения оптимальной величины параметра  $\eta$ . Если сравнивать модели STM и FRM, они предсказывают разное распределение потока теплового излучения от наблюдаемого тела, причем в модели FRM максимум оказывается на более длинных волнах (Harris, Lagerros, 2002). В то время как в модели STM параметр  $\eta$  принимается равным 0.756, в FRM он вообще отсутствует, как и соответствующий “направляющий” эффект (Lebofsky, Spencer, 1989). Именно поэтому в уравнении (9) модели FRM  $\eta$  заменяется постоянной величиной  $\pi$ . В то же время в NEATM  $\eta$  меняется как свободный параметр для того, чтобы добиться наилучшего согласия модельного распределения теплового потока и измеряемого от астероида (зависящего от тепловой инерции астероида, степени шероховатости/неровности поверхности, ориентации спин-вектора и т.п.) (Mainzer и др., 2015).

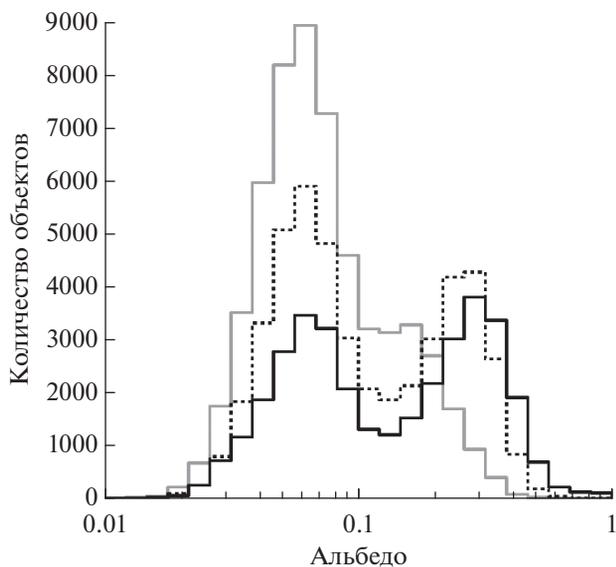
Таким образом, несмотря на то, что пока плохо известны структура, пористость и состав вещества недр астероидов, и соответственно, недостаточно известны их теплофизические характеристики,

перечисленные проблемы постепенно преодолеваются. Это достигается с помощью повышения качества измерений (отношения “сигнал/шум”), использования многополосных РМ-данных, получения кривых ИК-блеска астероидов, а также применения моделирования. Уровень точности, который подтверждает работоспособность РМ-моделей, — это различия уже не более  $\sim 10\%$  между диаметрами одних и тех же астероидов, рассчитанными с применением модели NEATM, и их значениями по радиолокационным измерениям, по затмениям звезд и по результатам прямых измерений с космических аппаратов (КА) (Mainzer и др., 2011).

Поскольку, как отмечалось, наземные наблюдения в ИК-диапазоне можно проводить только в “окнах” прозрачности, лучше вообще исключить влияние земной атмосферы и осуществлять РМ-измерения с помощью космических телескопов. Наблюдения на КА IRAS — это первый космический обзор самых разных объектов в среднем ИК-диапазоне (около 12, 25, 60 и 100 мкм), включая астероиды. При выполнении этого проекта в 1983 г. были получены данные о  $\sim 2200$  астероидах, по которым были рассчитаны диаметры и альбедо астероидов (Matson и др., 1989; Veeder, Tedesco, 1992). Хотя сравнение этих значений с результатами поляриметрии некоторых объектов привело к обнаружению систематических ошибок в IRAS-данных (Лупишко, 1998) (которые позднее были исправлены), это не помешало получить по ним важные результаты. Один из них — это бимодальность в распределении альбедо АГП (Veeder, Tedesco, 1992). Вернемся к этому интересному результату дальше.

Последующие космические миссии в ИК-диапазоне — AKARI, WISE/NEOWISE, Spitzer и Herschel (2003–2013 гг.) — значительно увеличили число малых планет с известными значениями диаметров и альбедо. В частности, очень большой объем наблюдений астероидов в миссии WISE/NEOWISE (свыше 170 тысяч) (Masiero и др., 2011) позволил по сравнению с данными, полученными на КА IRAS, значительно уточнить распределение АГП по геометрическому альбедо и подтвердить его бимодальность для астероидов ближайшей к Солнцу и центральной части Главного пояса (рис. 3) (Mainzer и др., 2011; 2015).

В 2022 г. уже началась работа в окрестности лагранжевой точки L2 крупнейшего космического ИК-телескопа им. Джеймса Уэбба (JWST) с общим диаметром сегментированного зеркала 6.5 м, представляющего собой продукт сотрудничества космических агентств из 17 стран во главе с NASA. Большие надежды возлагаются на РМ-обзор разных объектов, включая астероиды, который будет осуществлен с КА JWST в широком спектральном диапазоне (0.6–28.3 мкм). Полученные данные должны обеспечить дальнейшее



**Рис. 3.** Распределения геометрического альbedo АГП по данным миссии WISE/NEOWISE: для астероидов с большими полуосями орбит от 1.8 до 2.5 а. е. (черная сплошная линия), от 2.50 до 2.82 а. е. (черная точечная линия) и от 2.82 до 3.60 а. е. (серая сплошная линия). Рисунок адаптирован из работы Mainzer и др. (2015). Заметно постепенное увеличение доли АГП с низким альbedo с ростом гелиоцентрического расстояния до их абсолютного преобладания на внешней периферии Главного пояса астероидов.

определение или уточнение диаметров, альbedo и минералогии значительно большего числа астероидов, включая АСЗ.

#### *Использование спектрофотометрии для изучения химико-минералогического состава вещества астероидов*

Следует отметить преимущества использования спектрального диапазона  $\sim 0.38\text{--}1.00$  мкм. Как известно, поток солнечного излучения достигает максимума вблизи центра видимого диапазона (или в фотометрической полосе  $J$ ). Поэтому солнечный свет, отраженный от наблюдаемого астероида, может быть зарегистрирован при максимально высоком отношении сигнал/шум. Это обеспечивает измерение спектральных характеристик астероида с наиболее высокой точностью по сравнению с другими диапазонами, в частности с ИК-диапазоном, где с увеличением длины волны нарастает влияние посторонних структурных и теплофизических свойств вещества. Покажем далее, что видимый диапазон является наиболее благоприятным для спектрофотометрии астероидов и изучения их химико-минералогического состава.

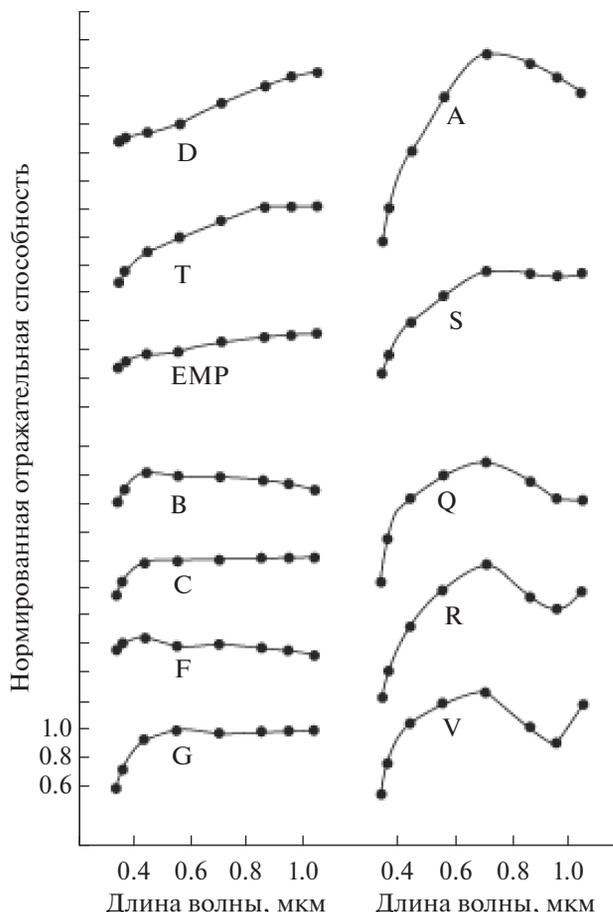
**Кратко о сути метода и его основных достижениях.** Первоначальные спектрофотометрические на-

блюдения поверхности Луны и некоторых астероидов в диапазоне  $0.4\text{--}1.0$  мкм вместе со звездами-аналогами Солнца продемонстрировали эффективность метода дистанционной оценки состава вещества твердых безатмосферных небесных тел, поверхность которых покрыта слоем раздробленного вещества (реголитом) (см., например, McCord, Johnson, 1970; McCord и др., 1970). Комплексные лабораторные спектральные и геохимические исследования потенциальных аналогов этих тел (раздробленных образцов метеоритов, земных минералов и других соединений) (см., например, Hunt, Salisbury, 1970a; 1970b; Adams, 1975; Gaffey, McCord, 1978; Gaffey и др., 1989) привели к пониманию того, что их спектры отражения в диапазоне  $\sim 200\text{--}2500$  нм содержат прямую информацию о минералогии вещества в форме характерных полос поглощения (ПП). Было установлено, что в спектре отражения высокотемпературного по происхождению силикатного вещества, в диапазоне  $350\text{--}1100$  нм, есть две самые сильные ПП: полоса переноса электронного заряда кислород-металл в УФ-диапазоне с центром у 200 нм (см., например, Loeffler и др., 1974) и комбинированная ПП пироксена и оливина с центром у  $\sim 1000$  нм, вызываемая электронными переходами в  $\text{Fe}^{2+}$  в кристаллическом поле минералов (Платонов, 1976; Бахтин, 1985; Burns, 1993). Напротив, в спектре отражения низкотемпературного по происхождению силикатного вещества (чаще всего гидратированного) последней ПП нет, но есть ПП интервалентного переноса заряда  $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Fe}^{3+}$  с центром у 700 нм. Немаловажно и то обстоятельство, что перечисленные ПП свойственны широко распространенным в природе породообразующим минералам и другим соединениям, имеют значительную ширину и влияют на форму спектров отражения таких соединений во всем рассматриваемом диапазоне. Более подробно результаты лабораторных исследований образцов-аналогов астероидов и применение их для анализа спектров отражения ряда астероидов описаны в специальном издании (Бусарев, 2011).

Вполне закономерно, что перечисленные спектральные детали стали основными признаками и в то же время различиями между спектральными типами астероидов, выделенными Tholen (1984). Следует упомянуть, что одна из предшествующих классификаций астероидов Charman и др. (1975) была выполнена путем анализа поляриметрических, радиометрических и спектрофотометрических данных о 110 астероидах и включала всего два известных таксономических типа ("С" и "S") и один неизвестный ("U"). А еще одна похожая классификация (см., Gradie, Tedesco, 1982), хотя и основывалась на тех же наблюдательных данных, что и у Tholen (Zellner и др., 1985), но в ней были использованы только 2 пока-

зателя цвета и величина альbedo астероидов в полосе *V*. Tholen впервые применил для классификации 589 астероидов из обзора (Zellner и др., 1985) метод кластерного анализа “главных компонент” спектральных данных (семи показателей цвета в диапазоне 0.34–1.04 мкм), характеризующих минералогию поверхностного вещества астероидов (Tholen, 1984). Важно подчеркнуть, что две из указанных “компонент” определяли 95% различий между выделенными спектральными типами астероидов и соответствовали показателям цвета астероидов вблизи упомянутых наиболее сильных полос поглощения у границ используемого диапазона (Tholen, 1984). Это позволило рассчитать для выделенных типов астероидов некоторые средние спектры отражения (Tholen, Barucci, 1989) (рис. 4) и, основываясь на их сравнении со спектрами отражения образцов-аналогов, установить связь с наборами основных минералов (или метеоритов), характеризующих преобладающий состав вещества каждого из этих типов (см., например, Gaffey и др., 1989). Оказалось, что такие средние спектры отражения спектральных типов (или классов) астероидов имеют разную форму за исключением трех типов (“Е”, “М” и “Р”), спектры которых практически совпадают (см. рис. 4). Но последние удалось разделить по значениям геометрического альbedo входящих в них астероидов. Таким образом, классификация Tholen позволила выделить 14 спектральных (таксономических) классов астероидов, которые используются по настоящее время наряду с более поздними классификациями.

На рис. 4 в левой колонке размещены спектры отражения астероидов низкотемпературных по происхождению классов, за исключением двух высокотемпературных (“Е” и “М”), у которых спектры по форме практически идентичны с таковыми у “Р” класса (Gaffey и др., 1989), а в правой колонке – спектры астероидов высокотемпературных классов (Gaffey и др., 1989). Важно отметить, что классификация Tholen (1984) не только позволила установить прямую связь деталей (ПП) спектров отражения астероидов всех спектральных типов с минералогией их поверхностного вещества, но и разделить АГП на две большие группы этих тел (суперклассы) – с высокотемпературной и низкотемпературной минералогиями. Этот результат, наряду с бимодальностью распределения АГП по геометрическому альbedo, впервые обнаруженной по IRAS-данным (Veeder, Tedesco, 1992) и подтвержденной более массовыми измерениями с KA WISE (Mainzer и др., 2011), является указанием на два источника родительских тел астероидов, которые образовались в ранней Солнечной системе в существенно разных РТ-условиях. Внешний для Главного пояса астероидов источник тел мог находиться за “снеговой линией”, в зоне формирования Юпи-



**Рис. 4.** Нормированные средние спектры отражения 14 разных спектральных типов астероидов классификации Tholen (1984) (обозначены буквами), которые аппроксимированы по значениям отражательной способности астероидов в светофильтрах на эффективных длинах волн, указанных точками. Вдоль вертикальной оси спектры произвольно смещены для удобства сравнения. Рисунок адаптирован из работы (Tholen, Barucci, 1989).

тера и других планет-гигантов (см., например, Busarev, 2012), а внутренний – в зоне планет земной группы, формирование которых сопровождалось сильными столкновениями протопланет и гравитационным выбросом тел меньшего размера (см., например, Petit и др., 2001; O’Brien и др., 2007). Такой сценарий репопуляции Главного пояса астероидов телами разного состава также подтверждается, вероятно, гелиоцентрическими распределениями спектральных типов астероидов классификации Tholen, представленными на рис. 5 (Bell и др., 1989).

На рис. 5 видно, что распределение наиболее многочисленных примитивных астероидов класса “С” имеет максимум на внешней границе Главного пояса астероидов и длинноволновое крыло, достигающее орбиты Юпитера, а распределения низкотемпературных астероидов классов



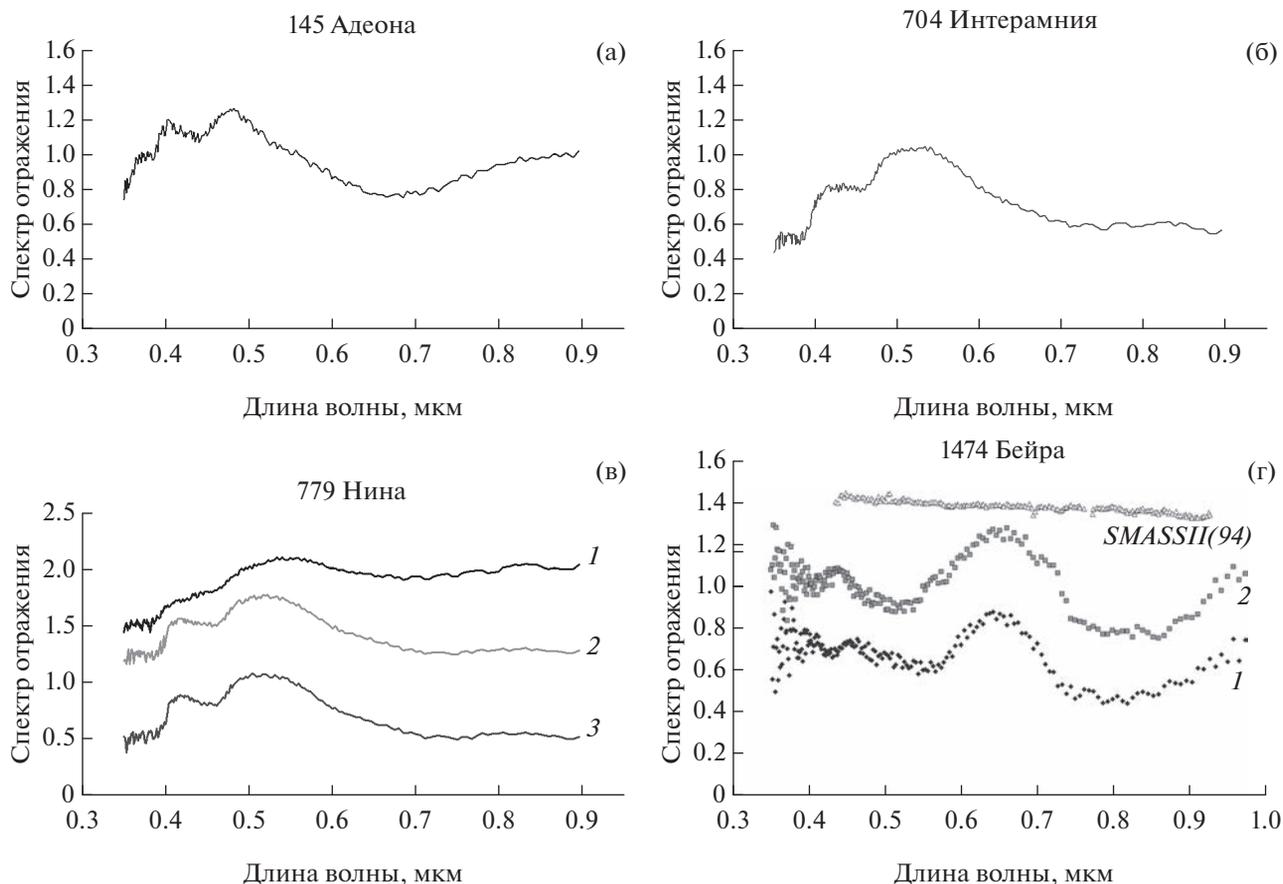
**Рис. 5.** Гелиоцентрические распределения относительного количества астероидов, входящих в разные спектральные типы согласно классификации Tholen (1984). Рисунок адаптирован из статьи (Bell и др., 1989).

“D” и “P” в том же интервале гелиоцентрических расстояний даже нарастают. Вместе с тем максимумы распределений классов “S”, “E” и “R” астероидов с высокотемпературной минералогией находятся у внутренней границы Главного пояса астероидов.

Анализ спектральных данных астероидов методом “главных компонент” также использовался в двух последующих спектральных классификациях, преемственных с классификацией Tholen. Первая из них — это классификация Bus и Binzel (2002b) (или SMASSII), проведенная по данным спектрофотометрического обзора 1447 астероидов Главного пояса (Bus, Binzel, 2002a), в котором при наблюдениях использовался спектрограф с ПЗС-матрицей в качестве приемника, работавшего примерно в том же диапазоне, что и в обзоре ECAS (Zellner и др., 1985). Благодаря этому была реализована возможность практически одновременной регистрации спектра объекта во всем используемом диапазоне. Это обеспечило улучшение качества спектра и обнаружение более слабых ПП, которые были использованы для более детальной характеристики состава вещества астероидов. В результате, в классификации SMASSII общее количество спектральных классов и подклассов астероидов возросло до 26 (Bus, Binzel, 2002b), что позволило более точно проанализировать их гелиоцентрическое распределение (напр., Mothé-Diniz и др., 2003). В следующей спектральной классификации астероидов DeMeo и др. (2009) для выделения спектральных типов астероидов были использованы те же данные из обзора SMASSII в видимом диапазоне, но с ИК-спектрами некоторых объектов в диапазоне 1.0–2.5 мкм. Но, несмотря на значительное увеличение общего спектрального диапазона (до 0.4–2.5 мкм), в этой классификации достигнут сравнительно

небольшой прогресс, как в уточнении спектральных классов, так и в изучении минералогии отдельных астероидов. Эта проблема обсуждалась нами более подробно наряду с общей характеристикой возможностей спектрофотометрии как дистанционного метода изучения астероидов (Busarev и др., 2020).

**Случай сублимационно-пылевой активности астероидов.** Астероиды традиционно рассматриваются как безатмосферные тела по очевидной причине их малой массы и неспособности удерживать даже разреженную атмосферу. Но примерно три десятилетия назад было обнаружено несколько так называемых “комет Главного пояса” — объектов, которые продемонстрировали кратковременную кометную активность, и поэтому были отнесены к “новому классу” попавших в Главный пояс астероидов ядер комет (см., например, Hsieh и др., 2004; Hsieh, Jewitt, 2006). Тщательные поиски новых подобных объектов с признаками хоть какой-то активности постепенно привели к увеличению их общего числа до ~30, причем в их списке оказались и некоторые классические астероиды (см., например, Chandler и др., 2018). В связи с последним обстоятельством произошло расширение круга объектов с возможной активностью — от “комет Главного пояса” до классических астероидов. По имеющимся на сегодняшний день представлениям следующие события или механизмы могут приводить к разным проявлениям активности на астероидах (см., например, Lee, 1996; Jewitt, 2012; Jewitt, Hsieh, 2022): (1) фрагментация тел и/или выброс пылевого вещества при их взаимных столкновениях или сильных метеороидных ударах; (2) ускорение вращения небольших астероидов и их фрагментация и/или потеря пыли под действием YORP-эффекта и центробежной силы; (3) сублимация подповерхностных залежей или временных обнажений льда (после недавних ударных событий и/или при повышении поверхностных температур вблизи перигелия) на астероидах примитивных типов; (4) разрушение поверхностного вещества под влиянием перепадов температуры, вызвавшее выброс пыли или сублимацию льда; (5) электростатическая левитация мельчайшей пыли; (6) резкие изменения давления излучения (при вспышечных или эруптивных событиях на Солнце), а также их вероятные комбинации. Тем не менее рассмотрение перечисленных причин приводит к выводу об их случайном или достаточно редком характере, за исключением процесса сублимационно-пылевой активности вблизи перигелия тел, включающих замерзшие летучие соединения, а также при воздействии на поверхность астероидов плазменных ударных волн в солнечном ветре при спорадических, но достаточно частых вспышечных и эруптивных событиях на Солнце. Обнаружение одновременной сублимаци-



**Рис. 6.** Усредненные и нормированные (на 0.55 мкм) спектры отражения астероидов примитивных типов (а) 145 Адеоны, (б) 704 Интерамнии, (в) 779 Нины и (г) 1474 Бейры, полученные в сентябре 2012 г. при высокой солнечной активности (Бусарев и др., 2016). В период наблюдений эти астероиды находились вблизи перигелиев своих орбит. Два усредненных спектра (1 и 2) Марс-кроссера 1474 Бейры (г) были измерены в соседние ночи; для сравнения на том же рисунке приведен спектр этого астероида из базы SMASSII, полученный в 1994 г. (Bus, Binzel, 2002a).

онно-пылевой активности нескольких примитивных астероидов Главного пояса — 145 Адеоны, 704 Интерамнии, 779 Нины и Марс-кроссера 1474 Бейры в сентябре 2012 г. (Бусарев и др., 2016), 24 Темиды, 449 Гамбургии и 704 Интерамнии в марте 2019 г. (Busarev и др., 2021), и, наконец, 145 Адеоны и 779 Нины в декабре 2021 г. (пока неопубликованные данные) — служит подтверждением такого вывода. Еще одним важным результатом является моделирование распределения внутренних температур астероидов примитивных типов Главного пояса (Schorghofer, 2008; 2016), которое показывает, что при высокой пористости и, соответственно, низкой теплопроводности поверхностного вещества астероидов примитивных типов, водяной лед в их недрах может сохраняться в течение нескольких миллиардов лет.

В качестве нового подхода в оценке состава вещества астероидов можно рассматривать изучение спектральным методом временной пылевой экзосферы, которая возникает у них под действием указанных механизмов (1), (3) и (6). В относи-

тельно короткие интервалы времени существования такой экзосферы появляется возможность определения химико-минерального состава частиц, вынесенных с поверхности наблюдаемого астероида и рассеивающих солнечный свет. Наши наблюдения показали, что признаками пылевой экзосферы у активных астероидов являются нехарактерные для их поверхностного вещества максимумы в спектрах отражения (вблизи 0.4–0.5 и/или 0.7–0.8 мкм) (Бусарев и др., 2016; Busarev и др., 2021) (см. рис. 6) или резкие изменения общего наклона спектра отражения, которые невозможно объяснить изменениями минералогии наблюдаемого поверхностного вещества этих тел при вращении.

Путем сравнения полученных спектров отражения активного астероида с модельными спектрами условного астероида, окруженного пылевой экзосферой с разным составом частиц (например, лед, силикаты, органика), который определяется по комплексному показателю преломления, можно судить о преобладающем составе вещества экзо-

сферы наблюдаемого астероида (Busarev и др., 2021). Состав пылевых частиц экзосферы в значительной мере должен определять и состав поверхностных и подповерхностных слоев астероида как источников таких частиц. Проблема обнаружения особенно актуальна для тех составляющих вещества астероида, которые не имеют диагностических ПП в видимом диапазоне. В центральной части Солнечной системы, до орбиты Юпитера включительно, наиболее обильными летучими соединениями в составе астероидов примитивных типов являются льды  $H_2O$  и  $CO_2$  (но с учетом значительно более высокой летучести последнего преобладает первый) и органика, которые служат индикаторами происхождения и эволюции этих тел. Однако обнаружение этих соединений с помощью спектральных наблюдений проблематично. Согласно лабораторным измерениям, у водяного инея нет характеристических ПП в видимой и ближней ИК-области спектра (до 1400 нм), а у диоксида углерода в форме инея они отсутствуют и в более дальней ИК-области (см., например, Wagner и др., 1987). Попадая на поверхность астероидов (например, в при экскавации из более глубоких слоев при метеороидных ударах или при конденсации в полярных областях в виде инея), льды  $H_2O$  и  $CO_2$  долго там оставаться не могут по причине быстрой сублимации. Вместе с этим, известная характеристическая ПП льда  $H_2O$  у 3 мкм частично перекрывается с ПП гидросиликатов и органики (см., например, Lebofsky и др., 1981; Rivkin, Emery, 2010), поэтому ее использование для идентификации временных обнажений льда  $H_2O$  на астероидах также не может дать однозначного результата. Таким образом, в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра нет надежных дистанционных способов обнаружения льдов  $H_2O$  и  $CO_2$  на астероидах.

В то же время обнаружение водяного льда на астероидах примитивных типов возможно при появлении у них пылевой экзосферы. При сублимационно-пылевой активности таких астероидов вблизи перигелия (этот процесс может быть более интенсивным у тел со значительным эксцентриситетом орбиты и, соответственно, — при большем перепаде подсолнечных температур) газовые потоки могут выносить частицы из подповерхностных и более глубоких слоев. Как показывает численное моделирование спектров отражения условного астероида С-типа, окруженного пылевой экзосферой из агрегатов ледяных частиц субмикронного размера (при моделировании использовался показатель преломления для льда  $H_2O$ ; для  $H_2O$  и  $CO_2$  эти показатели очень близки) (Busarev и др., 2021) (рис. 7), необычный максимум около  $\sim 0.4\text{--}0.5$  мкм, обнаруженный в спектрах отражения активных астероидов 145 Адеона, 704 Интерамния и 779 Нина в сентябре 2012 г.

(Busarev и др., 2016), с высокой вероятностью может быть результатом рассеяния света частицами водяного льда (при этом мы учитываем значительно более высокую летучесть льда  $CO_2$  и очень быструю сублимацию частиц такого состава на гелиоцентрических расстояниях Главного пояса астероидов).

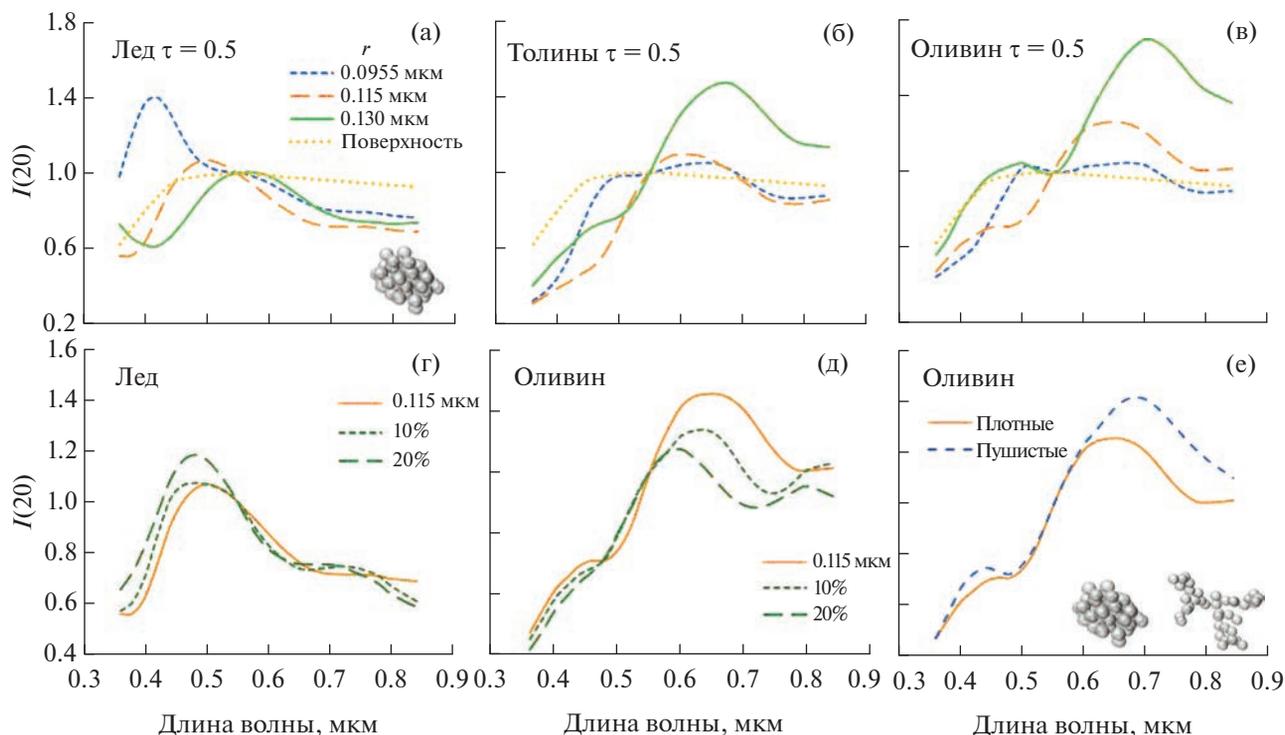
## ВЫВОДЫ

В представленной статье кратко рассмотрены спектrophотометрический и другие методы дистанционного исследования астероидов, а также некоторые важнейшие результаты, полученные при их использовании. К сожалению, радиолокационный метод, по причине его большей специфики, остался вне рамок данного обсуждения.

Как следует из вышеизложенного, применение разных дистанционных методов позволяет не только получать больше информации о каждом объекте, но и последовательно ее уточнять до такого уровня, который зачастую недостижим при использовании только одного из таких методов. Важно также отметить, что в последнее время в изучении астероидов наметилась тенденция более комплексного использования возможностей всех дистанционных методов, особенно фотометрии, поляриметрии, спектrophотометрии и радиометрии, наиболее близких методически.

Естественным продолжением наземных методов наблюдений астероидов являются их космические исследования, при которых удастся избавиться от многих ограничивающих факторов, связанных с земной атмосферой. В частности, при изучении астероидов космическими методами в ИК-диапазоне уже получен очень большой объем данных, позволивших определить или уточнить значения диаметров и альбедо значительной доли известных астероидов средних и малых размеров, включая АСЗ. Также очевидно, что при использовании космической техники для изучения астероидов целесообразно расширять спектральный диапазон, как в длинноволновую, так и в коротковолновую стороны. Важно подчеркнуть, что с учетом особенностей наблюдений, измерений и моделирования данных в каждом диапазоне, полученные по каждому объекту результаты являются, с одной стороны, независимыми, а с другой — взаимодополняющими.

Значительное продвижение в изучении химико-минералогического состава вещества астероидов, а также их происхождения и эволюции, достигнута благодаря развитию спектrophотометрии и спектральных (таксональных) классификаций астероидов. Хотя детальные спектры отражения получены пока для малой доли известных астероидов при наземных наблюдениях и преимущественно в видимой части спектра, осуществление косми-



**Рис. 7.** На рисунках представлены модельные нормированные (на  $\lambda = 0.55$  мкм) спектры обратно-рассеянной интенсивности (при фазовом угле  $20^\circ$ ) условного астероида С-типа (его спектр отражения показан точечной желтой линией на рис. (а)–(в)), имеющего геометрическое альbedo  $p_V = 0.072$  (на  $\lambda = 0.55$  мкм), окруженного пылевой экзосферой. Считается, что частицы экзосферы астероида представляют собой субмикронные агрегаты еще более мелких сферических частиц (по аналогии с пылевыми частицами комет; их примеры показаны на вставках в правом нижнем углу рис. (а) и (е)), три принятых значения размеров которых указаны в правом верхнем углу рис. (а). Вариант состава вещества частиц (лед, оливин или толины) указан в левом верхнем углу каждого рисунка. На рис. (г) и (д) показаны модельные спектры отражения для случаев отклонений формы от сферической (на  $\pm 10$  и  $\pm 20\%$ ) у частиц размером 0.115 мкм. Численное моделирование спектров выполнено Е.В. Петровой (Busarev и др., 2021).

ческих многополосных обзоров может стать оптимальным вариантом увеличения объема спектральных данных о телах среднего и меньшего размеров, в том числе АСЗ.

Обнаружение и изучение явления сублимационно-пылевой активности АГП примитивных типов вызвало рост интереса к проблеме происхождения и степени сохранности льдов в недрах классических астероидов. А последняя проблема, очевидно, связана с проблемой происхождения и эволюции самих астероидов. Необычная комбинация льдов (в основном водяного льда) и силикатных или даже металлических соединений (см., например, Rivkin и др., 2000) в составе некоторых активных астероидов указывает на сложные процессы ударного взаимодействия их родительских тел, возникших, вероятно, по разные стороны “снеговой линии” в ранней Солнечной системе. Вышеупомянутые результаты по бимодальности геометрического альbedo АГП и делении спектральных (таксономических) типов астероидов на низкотемпературные и высокотемпературные суперклассы также являются, по нашему мне-

нию, прямыми признаками двух разных источников происхождения их родительских тел.

Предложенный метод обнаружения водяного льда на астероидах примитивных типов, имеющих признаки временной пылевой экзосферы вблизи перигелия, нами уже применяется на практике (Busarev и др., 2021). Появление в спектрах отражения таких астероидов нетипичного для силикатного вещества максимума у  $\sim 0.4$ – $0.5$  мкм при прохождении перигелия является признаком выброса ледяных частиц в их экзосферу и, соответственно, — залежей водяного льда в недрах.

Автор выражает благодарность Российскому научному фонду за финансовую поддержку работы (грант РФФ 22-12-00115).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бахтин А.И. Породообразующие силикаты: оптические спектры, кристаллохимия, закономерности окраски, типоморфизм. Казань: Изд. Казанского ун-та, 1985. 192 с.

- Бусарев В.В. Спектрофотометрия астероидов и ее приложения. LAP LAMBERT Acad. Publish. Gmb H & Co. KG, Саарбрюккен, 2011. 250 с.
- Бусарев В.В., Барабанов С.И., Пузин В.В. Оценка состава вещества и обнаружение сублимационной активности астероидов 145 Адеоны, 704 Интерамнии, 779 Нины и 1474 Бейры // *Астрон. вестн.* 2016. Т. 50. № 4. С. 300–312. (Busarev V.V., Barabanov S.I., Puzin V.V. Material composition assessment and discovering sublimation activity on asteroids 145 Adeona, 704 Interamnia, 779 Nina, and 1474 Beira // *Sol. Syst. Res.* 2016. V. 50. № 4. P. 281–293.)
- Герелс Т. Фотометрия астероидов // *Планеты и спутники* / Ред. Дольфюс А. Пер. с англ. М.: Мир, 1974. С. 367–430.
- Лунишко Д.Ф. Улучшенные альbedo и диаметры астероидов // *Астрон. вестн.* 1998. Т. 32. № 2. С. 141–146. (Lupishko D.F. Improved IRAS albedos and diameters of asteroids // *Sol. Syst. Res.* 1998. V. 32. № 2. P. 122–127.)
- Мартынов Д.Я. Курс практической астрофизики. 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1977. 543 с.
- Миронов А.В. Основы астрофотометрии. Практические основы фотометрии и астрофотометрии звезд. М.: Физматлит, 2008. 260 с.
- Петрова Е.В., Тишковец В.П., Нелсон Р.М., Борута М.Д. Возможности оценки свойств рыхлой поверхности на основе фазовых профилей поляризации и интенсивности отраженного света // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. № 3. С. 185–194. (Petrova E.V., Tishkovets V.P., Nelson R.M., Boryta M.D. Prospects for estimating the properties of a loose surface from the phase profiles of polarization and intensity of the scattered light // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 3. P. 172–180.)
- Платонов А.Н. Природа окраски минералов. Киев: Наукова думка, 1976. 264 с.
- Шкуратов Ю.Г. Модель оппозиционного эффекта яркости безатмосферных космических тел // *Астрон. журн.* 1983. Т. 60. С. 105–108.
- Шустов Б.М., Рыхлова Л.В. (ред.) Астероидно-кометная опасность вчера-сегодня-завтра. М.: Физматлит, 2010. 384 с.
- Уокер Г. Астрономические наблюдения / Ред. Щеглов П.В. М.: Мир, 1990. 351 с.
- Adams J.B. Interpretation of visible and near-infrared diffuse reflectance spectra of pyroxenes and other rock-forming minerals // *Infrared and Raman spectroscopy of lunar and terrestrial minerals* / Ed. Karr C. N.Y.: Academic Press, 1975. P. 91–116.
- Bagnulo S., Cellino A., Sterzik M. F. Linear spectropolarimetry: a new diagnostic tool for the classification and characterization of asteroids // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.: Letters.* 2015. V. 446. № 1. P. L11–L15.
- Bell J.F., Davis D.R., Hartmann W.K., Gaffey M.J. Asteroids: The big picture // *Asteroids II* / Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 921–945.
- Belskaya I., Cellino A., Gil-Hutton R., Muinonen K., Shkuratov Y. Asteroid polarimetry // *Asteroids IV* / Eds Michel P. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2015. P. 151–169.
- Borisov G., Devogèle M., Cellino A., Bagnulo S., Christou A., Bendjoya P., Rivet J.-P., Abe L., Vernet D., Donchev Z., Krugly Yu., Belskaya I., Bonev T., Steeghs D., Galloway D., Dhillon V., O'Brien P., Pollacco D., Poshyachinda S., Ramsay G., Thrane E., Ackley K., Rol E., Ulaczyk K., Cutter R., Dyer M. Rotational variation of the linear polarization of the asteroid (3200) Phaethon as evidence for inhomogeneity in its surface properties // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.: Letters.* 2018. V. 480(1). P. L131–L135.
- Bessell M.S. *UBVRI* passbands // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1990. V. 102. P. 1181–1199.
- Bessell M.S. Standard photometric systems // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.* 2005. V. 43. P. 293–336.
- Bottke W.F., Brož M., O'Brien D.P., Campo Bagatin A., Morbidelli A., Marchi S. The collisional evolution of the main asteroid belt // *Asteroids IV* / Eds Michel P. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2015. P. 701–724.
- Bowell E., Hapke B., Domingue D., Lumme K., Peltoniemi J., Harris A. Application of photometric models to asteroids // *Asteroids II* / Eds Binzel R.P. Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 524–556.
- Burns R.G. Mineralogical applications of crystal field theory. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 1993. 224 p.
- Bus S.J., Binzel R.P. Phase II of the small main-belt asteroid spectroscopic survey. The observations // *Icarus.* 2002a. V. 158. P. 106–145.
- Bus S.J., Binzel R.P. Phase II of the small main-belt asteroid spectroscopic survey. A feature-based taxonomy // *Icarus.* 2002b. V. 158. № 1. P. 146–177.
- Busarev V.V. A hypothesis on the origin of C-type asteroids and carbonaceous chondrites // *Asteroids, Comets, Meteors (ACM).* 2012. Abstract #6017, Niigata, Japan (<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1211/1211.3042.pdf>).
- Busarev V.V., Sobolev A.M., Grohovsky V.I., Kruglikov N.A. A special role of spectrophotometry in the study of asteroids and meteorite analogs // *Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Minerals: Structure, Properties, Methods of Investigation* / Eds Votyakov S. et al. Springer Nature Switzerland AG, 2020. P. 43–52.
- Busarev V.V., Petrova E.V., Irmambetova T.R., Shcherbina M.P., Barabanov S.I. Simultaneous sublimation activity of primitive asteroids including (24) Themis and (449) Hamburga: Spectral signs of an exosphere and the solar activity impact // *Icarus.* 2021. V. 369. id. 114634 (18 p.).
- Chandler C.O., Curtis A.M., Mommert M., Sheppard S.S., Trujillo C.A. SAFARI: Searching asteroids for activity revealing indicators // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 2018. V. 130. id. 114502 (16 p.).
- Chapman C.R., Morrison D., Zellner B. Surface properties of asteroids: A synthesis of polarimetry, radiometry, and spectrophotometry // *Icarus.* 1975. V. 25. P. 104–130.
- Davis D.R., Durda D.D., Marzari F., Campo Bagatin A., Gil-Hutton R. Collisional evolution of small-body populations // *Asteroids III* / Eds Bottke W.F. Jr. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 545–558.
- Delbo M., Harris A.W. Physical properties of near-Earth asteroids from thermal infrared observations and thermal

- modeling // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2002. V. 37. P. 1929–1936.
- Delbo M., Mueller M., Emery J.P., Rozitis B., Capria M.T.* Asteroid thermophysical modeling // *Asteroids IV* / Eds Michel P. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2015. P. 107–128.
- DeMeo F.E., Binzel R.P., Slivan S.M., Bus S.J.* An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared // *Icarus*. 2009. V. 202. P. 160–180.
- DeMeo F.E., Carry B.* The taxonomic distribution of asteroids from multi-filter all-sky photometric surveys // *Icarus*. 2013. V. 226. P. 723–741.
- Dollfus A., Zellner B.* Optical polarimetry of asteroids and laboratory samples // *Asteroids* / Eds Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1979. P. 170–183.
- Đurech J., Hanuš J., Ali-Lagoa V.* Asteroid models reconstructed from the Lowell Photometric Database and WISE data // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 617. id. A57.
- Gaffey M.J., McCord T.B.* Asteroid surface materials: mineralogical characterisations from reflectance spectra // *Space Sci. Rev.* 1978. V. 21. P. 555–628.
- Gaffey M.J., Bell J.F., Cruikshank D.P.* Reflectance spectroscopy and asteroid surface mineralogy // *Asteroids II* / Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 98–127.
- Gaffey M.J., Cloutis E.A., Kelley M.S., Reed K.L.* Mineralogy of asteroids // *Asteroids III* / Eds Bottke W.F. Jr et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 183–204.
- Gil-Hutton R., García-Migani E.* Polarimetric survey of main-belt asteroids-VI. New results from the second epoch of the CASLEO survey // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 607. id. A103 (6 p.).
- Gradie J., Tedesco E.F.* Compositional structure of the asteroid belt // *Science*. 1982. V. 216. P. 1405–1407.
- Harris A.W.* A thermal model for near-Earth asteroids // *Icarus*. 1998. V. 131. P. 291–301.
- Harris F.W., Lagerros J.S.V.* Asteroids in the thermal infrared // *Asteroids III* / Eds Bottke W.F. Jr et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 205–218.
- Helfenstein P., Veverka J.* Physical characterization of asteroid surfaces from photometric analysis // *Asteroids II* / Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 557–593.
- 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. P. 2997–3017.
- Hsieh H.H., Jewitt D.* A population of comets in the Main asteroid belt // *Science*. 2006. V. 312. 561–563.
- Hunt G.R., Salisbury J.W.* Visible and near-infrared spectra of minerals and rocks: I. Silicate minerals // *Modern Geol.* 1970a. V. 1. P. 285–300.
- Hunt G.R., Salisbury J.W.* Visible and near-infrared spectra of minerals and rocks: III. Oxides and hydroxides // *Modern Geol.* 1970b. V. 2. P. 195–205.
- Jewitt D.* The active asteroids // *Astron. J.* 2012. V. 143. № 3. id. 66 (14 p.).
- Jewitt D., Hsieh H.H.* The asteroid-comet continuum // arXiv:2203.01397v1 [astro-ph.EP] 2 Mar 2022.
- Johnson H.L.* A photometric system // *Annales d'astrophysique*. 1955. V. 18. P. 292–316.
- Kaasalainen M., Torppa J.* Optimization methods for asteroid lightcurve inversion. I. Shape determination // *Icarus*. 2001. V. 153. P. 24–36.
- Kaasalainen M., Torppa J., Piironen J.* Models of twenty asteroids from photometric data // *Icarus*. 2002. V. 159. P. 369–395.
- Lebofsky L.A., Feierberg M.A., Tokunaga A.T., Larson H.P., Johnson J.R.* The 1.7- to 4.2- $\mu\text{m}$  spectrum of asteroid 1 Ceres: Evidence for structural water in clay minerals // *Icarus*. 1981. V. 48. P. 453–459.
- Lebofsky L.A., Sykes M.V., Tedesco E.F., Veeder G.J., Matson D.L., Brown R.H., Gradie J.C., Feierberg M.A., Rudy R.J.* A refined “standard” thermal model for asteroids based on observations of 1 Ceres and 2 Pallas // *Icarus*. 1986. V. 68. P. 239–251.
- Lebofsky L.A., Spencer J.R.* Radiometry and thermal modeling of asteroids // *Asteroids II* / Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 128–147.
- Lee P.* Dust Levitation on Asteroids // *Icarus*. 1996. V. 124. P. 181–194.
- Loeffler B.M., Burns R.G., Tossel J.A., Vaughan D.J., Johnson K.* Charge transfer in lunar materials: Interpretation of ultraviolet-visible spectral properties of the moon // *Proc. Fifth Lunar Conf. (Suppl. 4. Geochimica et Cosmochimica Acta)*. 1974. V. 3. P. 3007–3016.
- Low F.J., Reike G.H.* The instrumentation and techniques of infrared photometry // *Methods of experimental physics*. 1974. V. 12. Pt A. Astrophysics / Ed. Carleton M. Acad. Press. P. 415–462.
- Mainzer A., Grav T., Masiero J., Bauer J., Wright E., Cutri R.M., McMillan R.S., Cohen M., Ressler M., Eisenhardt P.* Thermal model calibration for minor planets observed with *Wide-Field Infrared Survey Explorer/NEOWISE* // *Astrophys. J.* 2011. V. 736. id. 100 (9 p.).
- Mainzer A., Usui F., Trilling D.E.* Space-based thermal infrared studies of asteroids // *Asteroids IV* / Eds Michel P. et al. Univ. Arizona Press. 2015. P. 89–106.
- Masiero J.R., Mainzer A., Grav K., Bauer J. M., Cutri R. M., Dailey J., Eisenhardt P.R.M., McMillan R.S., Spahr T.B., Skrutskie M.F., Tholen D., Walker R.G., Wright E.L., DeBaun E., Elsbury D., Gautier IV T., Gomillion S., Wilkins A.* Main belt asteroids with *WISE/NEOWISE*. I. Preliminary albedos and diameters // *Astrophys. J.* 2011. V. 741. id. 68 (20 p.).
- Masiero J.R., Tinyanont S., Millar-Blanchaer M.A.* Asteroid polarimetric phase behavior in the near-infrared: S- and C-complex objects // *Planet. Sci. J.* 2022. V. 3. № 4. P. 90.
- Matson D.L., Veeder G.J., Tedesco E.F., Lebofsky L.A.* The IRAS Asteroid and Comet Survey // *Asteroids II* / Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 269–281.
- McCord T.B., Johnson T.* Lunar spectral reflectivity (0.30–2.50 microns) and implication for remote mineralogical analysis // *Science*. 1970. V. 169. P. 855–858.
- McCord T.B., Adams J.B., Johnson T.V.* Asteroid Vesta: Spectral reflectivity and compositional implications // *Science*. 1970. V. 168. P. 1445–1447.

- Mothé-Diniz T., Carvano J.M.Á., Lazzaro D.* Distribution of taxonomic classes in the main belt of asteroids // *Icarus*. 2003. V. 162. P. 10–21.
- Moskovitz N.A., Jedicke R., Gaidos E., Willman M., Nesvorný D., Fevig R., Ivezić Ž.* The distribution of basaltic asteroids in the Main Belt // *Icarus*. 2008. V. 198. P. 77–90.
- Muñón K., Piironen J., Shkuratov Yu.G., Ovcharenko A.* Asteroid photometric and polarimetric phase effects // *Asteroids III* / Eds Bottke W.F. Jr et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 123–138.
- Muñón K., Nousiainen T., Lindqvist H., Muñoz O., Viiden, G.* Light scattering by Gaussian particles with internal inclusions and roughened surfaces using ray optics // *JQSRT*. 2009. V. 110. P. 1628–1639.
- O'Brien D.P., Morbidelli A., Bottke W.F.* The primordial excitation and clearing of the asteroid belt – Revisited // *Icarus*. 2007. V. 191. P. 434–452.
- Petit J.-M., Morbidelli A., Chambers J.* The primordial excitation and clearing of the asteroid belt // *Icarus*. 2001. V. 153. P. 338–347.
- Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K.* Modeling of opposition effects with ensembles of clusters: Interplay of various scattering mechanisms // *Icarus*. 2007. V. 188. P. 233–245.
- Rivkin A.S., Howell E.S., Lebofsky L.A., Clark B.E., Britt D.T.* The nature of M-class asteroids from 3- $\mu$ m observations // *Icarus*. 2000. V. 145. P. 351–368.
- Rivkin A.S., Emery J.P.* Detection of ice and organics on an asteroid surface // *Nature*. 2010. V. 464. P. 1322–1323.
- Rožek A., Lowry S.C., Rozitis B., Green S.F., Snodgrass C., Weissman P.R., Fitzsimmons A., Hicks M.D., Lawrence K.J., Duddy S.R., Wolters S.D., Roberts-Borsani G., Behrend R., Manzini F.* Physical model of near-Earth asteroid (1917) Cuyo from ground-based optical and thermal-IR observations // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 627. id. A172 (22 p.).
- Schorghofer N.* The lifetime of ice on main belt asteroids // *Astrophys. J.* 2008. V. 682. P. 697–705.
- Schorghofer N.* Predictions of depth-to-ice on asteroids based on an asynchronous model of temperature, impact stirring, and ice loss // *Icarus*. 2016. V. 276. P. 88–95.
- Tholen D.J.* Asteroid taxonomy: From cluster analysis to photometry // Ph. D. thesis, Univ. Arizona. 1984. 150 p.
- Tholen D.J., Barucci M.A.* Asteroid taxonomy // *Asteroids II* / Eds Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 298–315.
- Veeder G.J., Hanner M.S., Matson D.L., Tedesco E.F., Lebofsky L.A., Tokunaga A.T.* Radiometry of near-Earth asteroids // *Astron. J.* 1989. V. 97. P. 1211–1219.
- Veeder G.J., Tedesco E.F.* Results from the IRAS Minor Planet Survey / The IRAS Minor Planet Survey. Final Report PL-TR-92-2049 / Eds Tedesco E.F. et al. Massachusetts: Phillips Laboratory, 1992. P. 107–126.
- Viikinkoski M., Hanuš J., Kaasalainen M., Marchis F., Āurech J.* Adaptive optics and lightcurve data of asteroids: twenty shape models and information content analysis // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 607. id. A117 (14 p.).
- Wagner J.K., Hapke B.W., Wells E.N.* Atlas of reflectance spectra of terrestrial, lunar, and meteoritic powders and frosts from 92 to 1800 NM // *Icarus*. 1987. V. 69. P. 14–28.
- Zellner B., Tholen D.J., Tedesco E.F.* The eight-color asteroid survey: Results for 589 minor planets // *Icarus*. 1985. V. 61. P. 355–416.

УДК 523.64

## КОМЕТА 2I/BORISOV В СРАВНЕНИИ С КОМЕТАМИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

© 2023 г. В. А. Дорофеева<sup>a, \*</sup>, Г. В. Борисов<sup>b</sup>, Б. М. Шустов<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

<sup>b</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>c</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

\*e-mail: dorofeeva@geokhi.ru

Поступила в редакцию 26.07.2021 г.

После доработки 04.07.2022 г.

Принята к публикации 16.07.2022 г.

В кратком обзоре обобщены данные по химическому и минеральному составу, а также по физическим свойствам первой внесолнечной кометы 2I/Borisov, полученные по наблюдениям, которые проводились с сентября 2019 г. до конца марта 2020 г. Отмечено, что качественно химический состав летучих и минеральной компоненты кометы 2I/Borisov аналогичен составу комет Солнечной системы, но есть отличия, указывающие на специфические условия формирования ее ядра в околозвездном газопылевом диске. Различные темпы выделения молекул CO и H<sub>2</sub>O в окрестности перигелия свидетельствуют о возможной гетерогенности ядра кометы, сформировавшегося из более однородных ледяных блоков, но отличающихся между собой по составу. Эти составляющие блоки могли образоваться в широком интервале радиальных расстояний: от линии льдов H<sub>2</sub>O до линии льдов CO. Их аккумуляция в ядро кометы свидетельствует о крупномасштабном перемешивании протокометных тел в околозвездном диске. В составе кометной комы 2I/Borisov не были обнаружены спектры мелкокристаллических магниевых силикатов, что может быть интерпретировано как отсутствие переноса значительного количества газопылевого вещества из внутренних горячих регионов диска наружу, в зону образования протокометных тел.

**Ключевые слова:** кометы, комета 2I/Borisov, летучие комет, кометная пыль, образование кристаллических и аморфных силикатов

**DOI:** 10.31857/S0320930X23010024, **EDN:** HCXAGF

### ВВЕДЕНИЕ

Первая внесолнечная комета 2I/Borisov была открыта Геннадием Борисовым 30 августа 2019 г. (Борисов, Шустов, 2021). В последующие десять дней было осуществлено 170 определений ее орбиты и установлено, что комета движется по гиперболической орбите, что указывало на то, что тело гравитационно не связано с Солнцем (Guzik и др., 2019). Оцененная скорость на бесконечности оказалась необычайно высокой — 32 км с<sup>-1</sup>. Таким образом, было однозначно подтверждено внесолнечное происхождение кометы и ей было присвоено имя “2I/Borisov”. В отличие от первого открытого в 2017 г. межзвездного объекта — астероида Oumuatua (Meech и др., 2017), — который, по некоторым наблюдениям, возможно, проявлял (неподтвержденные в дальнейшем) признаки кометной активности, кометная активность у 2I/Borisov была ярко выражена.

Естественно, что огромный интерес вызвали исследования химического состава межзвездной

госты. Спектроскопические наблюдения проводились как с Земли, в том числе с помощью WHT (William Herschel Telescope, Испания) и VLT (Very Large Telescope, Чили), так и с помощью околоземных космических телескопов: HST (Hubble Space Telescope) и UVOT (UltraViolet/Optical Telescope), который установлен на космическом аппарате Swift. В результате в коме кометы были обнаружены линии [OH] (Xing и др., 2020) и линии [O] (McKay и др., 2020), образование которых связывается с фотохимическим разложением воды, радикала CN, родительской молекулой которого считается цианид водорода HCN (Fitzsimmons и др., 2019; Bannister и др., 2020), легких органических соединений, имеющих цепь C—C (Opitom и др., 2020; Kareta и др., 2020; Lin и др., 2020), CO и CO<sub>2</sub>, радикала NH<sub>2</sub> — продукта фотохимического разложения аммиака NH<sub>3</sub> (Bannister и др., 2020; Cordiner и др., 2020), а также молекул сероуглерода CS и метилового спирта CH<sub>3</sub>OH. Все установленные соединения — это типичные компоненты льдов комет Солнечной системы.

Качественно состав комы был оценен по ее наличию на архивных снимках, сделанных еще в декабре 2018 г., т.е. почти за год до открытия кометы, когда она находилась на расстоянии  $r \sim 8-5$  а. е. от Солнца (Ye и др., 2020). Принимая во внимание, что на таком гелиоцентрическом расстоянии температура абсолютно черного тела, которому практически соответствует поверхность кометного ядра, составляет  $\approx 100$  К, в соответствии с летучестью кометных льдов (см. таблицу), можно предположить, что основными газовыми компонентами комы были  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{NH}_3$ , переходящие в газообразное состояние либо в результате сублимации соответствующего льда, либо вследствие экзотермической реакции кристаллизации аморфного льда воды и освобождения летучих, заключенных в его порах. Абсолютные содержания компонентов комы были определены, начиная с сентября 2019 г., когда комета 2I/Borisov приблизилась к Солнцу на расстояние  $\sim 3$  а. е. (Bolin и др., 2020; Fitzsimmons и др. 2019; Oritom и др., 2020; deLeón и др., 2020; Kareta и др., 2020). Измерения проводились вплоть до достижения кометой 8 декабря 2019 г. перигелия ( $q = 2.00663 \pm 0.00002$  а. е.) (Lin и др., 2020; Bannister и др., 2020) и продолжались некоторое время в постперигельный период (Xing и др., 2020; Guzik, Drahus, 2021; Oritom и др., 2021).

По данным наблюдений было установлено, что внесолнечная комета 2I/Borisov имеет качественный состав летучих компонентов, аналогичный составу комет Солнечной системы, но соотношение основных компонентов отличается рядом особенностей. Остановимся на этом вопросе более подробно, но прежде приведем необходимые оценки температур сублимации основных льдов, входящих в состав кометных ядер, и сопоставим их с гелиоцентрическими расстояниями, на которых эти температуры в Солнечной системе достигаются.

## ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУР СУБЛИМАЦИИ КОМЕТНЫХ ЛЬДОВ

Экспериментальные данные относительно температур сублимации ( $T_{\text{субл}}$ ) льдов, входящих в состав кометных ядер ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{O}_2$ ) в условиях космического пространства в научной литературе отсутствуют в связи с практической невозможностью их получения в условиях вакуума. Даже для  $\text{H}_2\text{O}_{\text{лед}}$ , температура сублимации которого является самой высокой ( $T_{\text{субл}} = 200$  К) для льдов из представленного выше списка, минимальное парциальное давление составляет  $p_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-6}$  бар, т.е. слишком высокое, чтобы экстраполировать эти данные на условия космоса.

С известной осторожностью в качестве верхней оценки для  $T_{\text{субл}}$  кометных льдов используют

ся равновесные значения  $T_{\text{конд}}$  или  $T_{\text{субл}}$ , полученные в моделях минимальной массы (minimum-mass solar nebula, MMSN) околосолнечного газопылевого протопланетного диска (небулы), в которых  $M_{\text{диск}} \sim 0.1 M_{\text{Солнца}}$ . Такой выбор можно обосновать тем, что в околосолнечной небуле общее давление ( $P_{\text{общ}}$ ) в области образования  $\text{H}_2\text{O}_{\text{лед}}$  составляет менее  $10^{-7}$  бар. На больших радиальных расстояниях, где происходит конденсация других льдов,  $P_{\text{общ}}$  ниже как минимум на 1–2 порядка (Дорофеева, Макалкин, 2004). Это давление на 99% обеспечивается смесью  $\text{H}_2 + \text{He}$  в мольном соотношении 5 : 1, поэтому парциальные давления всех остальных компонентов газовой фазы диска ( $p_i$ ), в соответствии с солнечной распространенностью элементов (Lodders, 2010), составляют менее  $10^{-3} \times P_{\text{общ}}$ .

Одной из первых MMSN была модель (Hayashi, 1981), в которой масса околосолнечной небулы принималась  $0.013 M_{\text{Солнца}}$ . Это предположение снимало вопрос о завышенных температурах и давлениях, характерных для моделей большой массы (Cameron, Pine, 1973; Cameron, 1978), в которых масса диска предполагалась равной или близкой массе Солнца. Однако, поскольку масса диска в MMSN определялась как сумма масс всех планет Солнечной системы, дополненная водородом и гелием в соответствии с солнечными пропорциями, была определенная трудность обеспечить образование ядер планет-гигантов, в частности Юпитера, масса ядра которого предполагалась равной  $\sim 15$  массам Земли. Поэтому в модели (Hayashi, 1981) было предположено, что в ядро Юпитера вошла вся пылевая компонента диска из региона от  $r = 1.55$  а. е. до  $r \sim 7.00$ , а недостающая масса дополнялась за счет льда воды, который, как предполагалось в модели, конденсировался, начиная с  $r = 2.7$  а. е.; этому радиальному расстоянию соответствовала  $T = 170$  К, вычисленная как чернотельная температура. Таким образом, в модели (Hayashi, 1981) впервые был рассмотрен вопрос о существовании в околосолнечном газопылевом протопланетном диске условной границы, делящей его на две зоны: внутреннюю, где вода существовала в газообразном состоянии, и внешнюю, где она находилась в фазе льда. На этой границе происходило скачкообразное изменение поверхностной плотности пылевой компоненты диска, обеспечивавшее раннее образование Юпитера; позднее эту границу стали называть “snow line”.

В настоящее время эта оценка по-прежнему достаточно часто используется, например (Martin, Livio, 2012 и др.), но чаще, особенно в космохимической литературе, используется оценка  $T_{\text{субл}} \text{H}_2\text{O}_{\text{лед}} = 145$  К полученная в работе (Podolak, Zucker, 2004). В модели диска данных авторов это

значение соответствует положению snow line во внешней части Главного пояса астероидов на  $r = 3.7$  а. е. Значения 145 К, или близкие к нему, используются, например, в (Marboeuf и др., 2014; Mandt и др., 2015, Mousis и др., 2016 и др.). Нам также эта оценка кажется более обоснованной, поскольку позволяет объяснить существование в Главном поясе как безводных астероидов, например, Веста, так и тел, в состав которых входит вода, аккумуляция которой была возможна только в форме льда, таких как родительские тела углистых хондритов.

Эти модельные оценки  $T_{\text{субл}} \text{H}_2\text{O}_{\text{лед}}$  можно сопоставить с данными наблюдений за изменением состава кометных ком по мере их движения по орбите и появления в них водяного пара. Однако для этого необходимо иметь зависимость температуры поверхности ядра кометы от ее расстояния от Солнца. Известно, что поверхность кометных ядер темная из-за покрывающей ее мелкой пыли и тугоплавких органических веществ, геометрическое альbedo не превышает 0.06 и в первом приближении ее можно принять как абсолютно черное тело (Lodders, Fegley, Jr., 1998; Jewitt, 2015). В этих и других работах рекомендовано рассчитывать изменение равновесной температуры сферического черного тела ( $T_{\text{ВВ}}$ ) в зависимости от гелиоцентрического расстояния  $r$  по соотношению, в котором  $T_{\text{ВВ}}$  на  $r = 1$  а. е. составляет 278 К.

Результаты наблюдений за восьмью кометами разных динамических типов представлены в (Marboeuf, Schmitt, 2014). Из них следует, что выделение  $\text{H}_2\text{O}_{\text{газ}}$  с интенсивностью превышающей 1018 мол с  $1 \text{ м}^2$  в секунду происходит для ряда комет на  $r > 3.5$  а. е., т.е. при  $T_{\text{ВВ}} < 160$  К. Максимальная интенсивность выделения  $\text{H}_2\text{O}_{\text{газ}}$  в перигелии как минимум на три порядка выше.

Но наиболее информативными, с нашей точки зрения, являются данные по интенсивности сублимации льда воды с поверхности наиболее изученной кометы – короткопериодической кометы 67P/Чурюмова–Герасименко, представленные в (Hansen и др., 2016). В этой работе обобщены результаты, полученные с помощью всех приборов, установленных на КА Rosetta (ROSINA, VIRTIS, RPC/ICA, MIRO), а также данные наземных наблюдений. Последние проводились с помощью 8-м телескопов VLT и Gemini South (Чили).

Первые данные о присутствии в коме кометы паров воды были получены 6–7 июня 2014 г. с помощью микроволнового зонда MIRO, когда комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии 3.9 а. е., а расстояние между КА Rosetta и ядром кометы еще составляло 360000 км (Gulkis и др.,

2015). Интенсивность газовой выделения была оценена  $\sim 1 \times 10^{25}$  мол  $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Последующие измерения были проведены 7–9 и 18–19 августа 2014 г., когда комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии 3.6 и 3.52 а. е., а расстояние между кометой и КА составляло всего лишь 78 и 107 км соответственно. Согласно данным (Lee, 2015), интенсивность выделения  $\text{H}_2\text{O}_{\text{газ}}$  в этот период менялась от  $0.1 \times 10^{25}$  до  $3.0 \times 10^{25}$  мол  $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$ . По мере приближения к перигелию (1.24 а. е.) скорость выделения  $\text{H}_2\text{O}_{\text{газ}}$  возросла более чем на три порядка. Температура черного тела на радиальных расстояниях 3.9, 3.6, 3.52 и 1.24 а. е. составляет 141 К, 147 К, 149 К и 350 К соответственно.

Результаты сопоставления теоретических оценок и наблюдательных данных дают нам возможность с определенной долей уверенности полагать, что  $T$  сублимации  $\text{H}_2\text{O}$  в условиях космоса не превышает 140–150 К.

Одной из первых попыток теоретически оценить температуры сублимации ( $T_{\text{субл}}$ ) других чистых льдов протосолнечной небулы в условиях маломассивного околосолнечного диска, описываемого моделью (Hayashi, 1981), была сделана в работе (Yamamoto, 1985). В ней приведены значения температур сублимации 20 основных кометных льдов, которые хорошо согласуются с более поздними оценками. Так температуры сублимации льда воды в (Yamamoto, 1985) определена как 152 К,  $T_{\text{субл}}(\text{NH}_3) = 78$  К,  $T_{\text{субл}}(\text{CO}_2) = 72$  К,  $T_{\text{субл}}(\text{CH}_4) = 31$  К, а  $T_{\text{субл}}(\text{CO}) = 25$  К.

В данной работе оценки температур сублимации основных компонент кометных льдов были сделаны, как и во многих современных работах, с использованием полиномиального уравнения, приведенного в работе (Fray, Schmitt, 2009), коэффициенты которого для разных интервалов температур даны, например, в (Marboeuf и др., 2014). Отметим, что в этой работе при  $P_{\text{общ}} = 10^{-9}$  получено значение  $T_{\text{конд}}$  водяного пара  $\approx 137$  К. Полученные оценки температур сублимации основных кометных льдов представлены в таблице. В ней также даны гелиоцентрические расстояния, которым отвечают значения температуры, вычисленные в предположении, что они соответствуют температуре абсолютно черного тела ( $T_{\text{ВВ}}$ ). Отметим, что оценки  $T_{\text{субл}}$ , представленные в табл., весьма близки к полученным в (Yamamoto, 1985). Небольшие различия обусловлены разницей в использованных значениях относительных распространенностей элементов и соединений ( $[X]/[\text{H}_2]$ ) и уточнении их уравнений состояния.

Оценки температур сублимации основных компонент кометных льдов в моделях околосолнечного газопылевого диска малой массы ( $P_{\text{общ}} \sim 10^{-9}$  бар) по (Podolak, Zucker, 2004; Fray, Schmidt, 2009; Marboeuf и др., 2014) и гелиоцентрические расстояния в Солнечной системе, на которых эти температуры достигаются для абсолютно черного тела

Лед	$T_{\text{субл}}, \text{K}$	$r, \text{а. е.}$	Лед	$T_{\text{субл}}, \text{K}$	$r, \text{а. е.}$
H <sub>2</sub> O	145	3.7	CH <sub>4</sub>	30	85.9
CH <sub>3</sub> OH	100	7.7	CO	25	123.7
HCN	100	7.7	N <sub>2</sub>	22	159.7
CO <sub>2</sub>	80	12.1	Ar	22	159.7
NH <sub>3</sub>	70	15.8	O <sub>2</sub>	22	159.7

Однако следует отметить, что сублимация сверхлетучих льдов с  $T_{\text{субл}} < 30 \text{ K}$  зависит главным образом от механизма их аккумуляции, что стало окончательно ясно по результатам космической миссии Rosetta. Так оказалось, что Ar и N<sub>2</sub> сублимируют главным образом не на  $r \sim 160 \text{ а. е.}$ , где поверхность в результате солнечной инсоляции нагревается до  $T \geq 22 \text{ K}$ , а только на  $r \sim 5 \text{ а. е.}$ , и связано это с тем, что указанные газы в условиях протосолнечного газопылевого облака, вероятнее всего, были захвачены в поры аморфного льда воды и вместе с ним попали в состав кометных ядер. Их переход в кометную кому стал возможен только когда аморфный лед начал превращаться в кристаллический. Скорость реакции кристаллизации зависит от температуры. Экспериментально показано, что при  $T = 140 \text{ K}$  время кристаллизации аморфного льда воды составляет  $\sim 1 \text{ ч}$ , а при  $T < 77 \text{ K} \sim$  млрд лет (Jewitt и др., 2009).

В то же время высоколетучие CH<sub>4</sub> и CO сублимировали еще позже, поскольку в процессе кристаллизации льда воды образовывались клатратные гидраты метана и окиси углерода — CH<sub>4</sub> · 6H<sub>2</sub>O и CO · 6H<sub>2</sub>O, —  $T_{\text{субл}}$  которых примерно на 30 K выше, чем чистых льдов — 61 и 53 K, согласно оценке (Marboeuf и др., 2014).

Кроме того, процесс сублимации критическим образом зависит от формы кометного ядра, количества осей собственного вращения, степени разрушения верхних слоев ядра при предыдущем проходе перигелия и обнажения свежих слоев и других факторов. Поскольку относительно характеристик ядра кометы 2I/Borisov мы многого не знаем, высказанные далее суждения носят во многом предположительный характер.

## СОСТАВ ЛЬДОВ ЯДРА КОМЕТЫ 2I/Borisov

### Вода (H<sub>2</sub>O)

H<sub>2</sub>O — основной лед пылевой компоненты межзвездных молекулярных облаков, поскольку кислород имеет максимальную космическую рас-

пространенность после водорода и гелия (Lodders, 2010).

У кометы 2I/Borisov сублимация льда воды наблюдалась, начиная с  $r \approx 2.5 \text{ а. е.}$  Измерения проводились как до, так и после перигелия (Ortoto и др., 2020; Xing и др., 2020). По мере приближения к перигелию (8 декабря 2019 г.,  $q = 2.00663 \pm 0.00002 \text{ а. е.}$ ) интенсивность выделения воды у 2I/Borisov увеличивалась с  $(6.3 \pm 1.5) \times 10^{26} \text{ мол с}^{-1}$  11 октября 2019 г. на  $r = 2.38 \text{ а. е.}$  (McKau и др., 2020) до  $(1.07 \pm 0.12) \times 10^{27} \text{ мол с}^{-1}$  1 декабря 2019 г. на  $r = 2.01 \text{ а. е.}$  (Xing и др., 2020), а протяженность хвоста к этому времени была уже более 160 тыс. км. Достигнув максимума вблизи перигелия, скорость выделения воды стала резко уменьшаться — вдвое за 20 дней, до  $(0.49 \pm 0.09) \times 10^{27} \text{ мол с}^{-1}$  21 декабря 2019 г. на  $r = 2.03 \text{ а. е.}$  (Xing и др., 2020).

По итогам оценок средней скорости сублимации воды,  $Q(\text{H}_2\text{O})$ , она составила  $(0.5\text{--}3) \times 10^{27} \text{ мол с}^{-1}$  (Xing и др., 2020). Таким образом, полученное значение  $Q(\text{H}_2\text{O})$  оказалось несколько ниже, чем у долгопериодических комет на  $r \sim 2 \text{ а. е.}$ : для них она составляет  $Q(\text{H}_2\text{O}) = 3.6 \times 10^{28} \text{--} 2.4 \times 10^{29} \text{ мол с}^{-1}$  (Marshall и др., 2017), но сопоставимо с  $Q(\text{H}_2\text{O})$  у короткопериодических комет: так, например, для кометы 67P на  $r \sim 2 \text{ а. е.}$   $Q(\text{H}_2\text{O}) = (1.42 \pm 0.51) \times 10^{28} \text{ мол с}^{-1}$  (Marshall и др., 2017). На основании указанных выше результатов измерений, был сделан вывод, что внешние слои областей ядра кометы 2I/Borisov, освещавшихся Солнцем в постперигелийный период, обеднены водой по сравнению с таковыми у долгопериодических комет Солнечной системы.

### Цианистый водород (HCN) и радикал цианида CN

Цианистый водород HCN, как и радикал CN, образующийся при его фотодиссоциации — типичные компоненты как диффузных, так и плотных молекулярных облаков — источников вещества протопланетных систем. Лед HCN входит, наряду со льдом H<sub>2</sub>O, в состав ядер комет Солнечной системы.  $T_{\text{субл HCN}} \approx 100 \text{ K}$  (таблица), в кометных комах его содержание относительно воды, HCN/H<sub>2</sub>O, составляет 0.08–0.25% (Vokselé—Morvan, Biver, 2017).

Радикал CN был обнаружен в коме межзвездной кометы 2I/Borisov уже при первых измерениях спектров, начиная с 20 сентября 2019 г., когда комета находилась на  $r = 2.7 \text{ а. е.}$  Скорость сублимации HCN<sub>лед</sub>,  $Q(\text{CN})$ , в этот период по данным (Fitzsimmons и др., 2019) составляла  $(3.7 \pm 0.4) \times 10^{24} \text{ мол с}^{-1}$ . На 7 ч позже другая группа авторов (Kareta и др., 2020) получила близкое значение  $Q(\text{CN}) = 5.0 \pm 2.0 \times 10^{24} \text{ мол с}^{-1}$ . Они же повторили определение  $Q(\text{CN})$  1 октября 2019 г., когда комета приблизилась к Солнцу на  $r = 2.5 \text{ а. е.}$ , было по-

лучено значение  $Q(\text{CN}) = (5.3 \pm 0.7) \times 10^{24}$  мол  $\text{с}^{-1}$  (Kareta и др., 2020). Отметим и другие измерения  $Q(\text{CN})$ , результаты которых, приведенные в работах (Opitom и др., 2020, Lin и др., 2020; Bannister и др., 2020), были получены в период 30 сентября – 26 ноября 2019 г. Полученные значения несколько ниже указанных ранее и составляют  $\sim 2 \times 10^{24}$  мол  $\text{с}^{-1}$ . Максимальное относительное содержание HCN в коме 2I/Borisov составило  $\text{HCN}/\text{H}_2\text{O} = 0.12\%$ . Таким образом, все полученные значения оказались близки к типичным значениям для долгопериодических комет Солнечной системы на таком же расстоянии от Солнца (Fitzsimmons и др., 2019). Особо следует отметить, что все указанные выше измерения проводились в доперигельный период и увеличение  $Q(\text{CN})$  шло параллельно с увеличением  $Q(\text{H}_2\text{O})$ .

#### *Легкие углеводороды, имеющие не более двух атомов углерода (условно обозначаются как $\text{C}_2$ )*

Измерения темпа газовыделения легких органических соединений, среди которых могут быть такие молекулы, как  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}_2$ , показали, что комета 2I/Borisov обеднена ими (Opitom и др., 2020; Kareta и др., 2020; Lin и др., 2020). Так в двух различных сериях измерений были получены следующие значения  $\text{C}_2/\text{CN}$ :  $0.47 \pm 0.11$  на  $r = 2.5$  а. е. (Kareta и др., 2020) и  $0.2 \pm 0.1$  на  $r = 2.145$  а. е. (Lin и др., 2020) – оба измерения проводились в доперигельный период. Типичное значение  $\text{C}_2/\text{CN}$  для комет Солнечной системы 0.6, хотя значения, близкие полученным для 2I/Borisov, были определены в 16 кометах.

#### *Аммиак ( $\text{NH}_3$ )*

Аналогичный характер газовыделения наблюдался и для радикала  $\text{NH}_2$  (его родительская молекула  $\text{NH}_3$ ), однако, в то время как 2I/Borisov обеднена легкими органическими соединениями, измерения показали, что она обогащена относительно комет Солнечной системы аммиаком (Xing и др., 2020). В то же время было установлено, что изменение темпа выделения воды и других указанных выше молекул не коррелирует со скоростью выделения одной из наиболее летучих молекул – окиси углерода, CO.

#### *Окись углерода (CO)*

CO имеет температуру сублимации  $T_{\text{субл CO}} \approx 25$  К (табл. 1), но ее сублимация с поверхности ядра 2I/Borisov началась только на  $r \approx 8$  а. е., где  $T_{\text{вв}} \approx 98$  К. Существенное увеличение скорости газовыделения CO началось при приближении кометы к перигелию, и эта скорость продолжала увеличиваться и в постперигельный период, достигнув

максимума примерно через месяц (Bodewits и др., 2020; Cordiner и др., 2020). Оказалось, что ядро кометы 2I/Borisov крайне богато окисью углерода. Данные, полученные на орбитальных космических телескопах на ИСЗ HST и с UVOT на ИСЗ Swift, показали рекордно высокое соотношение  $\text{CO}/\text{H}_2\text{O}$  в коме – на уровне 130–155%; в то время, как темпы потери воды ядром кометы быстро снижались после прохождения перигелия, темпы потери CO оставались постоянными или даже возрастали. О повышенном содержании CO говорит и высокое значение отношения  $\text{CO}/\text{HCN}$ . Для большинства солнечных комет  $\text{CO}/\text{HCN} = 10$ –20 и лишь для нескольких комет оно превышает 200. У кометы 2I/Borisov значение  $\text{CO}/\text{HCN} \approx 630(+200, -340)$  (Cordiner и др., 2020), при этом содержание HCN относительно воды, как отмечалось выше, отвечает содержанию в солнечных кометах (0.08–0.25%). Однако надо отметить, что из 33 солнечных комет, в которых определялось значение  $\text{CO}/\text{HCN}$ , одна, а именно долгопериодическая комета C/2016 R2 (Pan-STARRS), имеет еще более высокое относительное содержание CO:  $\text{CO}/\text{HCN} \approx 26400$  (Biver и др., 2018). Отметим также, что в составе вещества этой кометы также обнаружено нетипично высокое содержание другого сверхлетучего элемента –  $\text{N}_2$ .

Такое поведение CO, по мнению Yang и др. (2021), свидетельствует о том, что блоки – относительно однородные структурные образования (кометезимали), из которых сформировалось ядро кометы – имели разный состав. В доперигельный период и сразу после прохождения перигелия сублимация льда воды и других умеренно летучих льдов – легких органических молекул и  $\text{NH}_3$  – происходила из блоков, образовавшихся относительно близко к центральной звезде, ближе, чем располагалась snow line CO (условная термодинамическая граница конденсации/сублимации CO в моделях околозвездных газопылевых дисков малой массы). Эти блоки, выходящие на поверхность ядра, освещались Солнцем в период прохождения кометой 2I/Borisov перигелия. В то же время, в постперигельный период, возможно, в силу наклона оси собственного вращения, под солнечную инсоляцию попали уже другие блоки, богатые льдом CO. Их образование, вероятно, происходило во внешнем относительно расположения snow line CO регионе. Таким образом, можно полагать, что в околозвездном диске, где образовалась комета 2I/Borisov, так же, как и в околосолнечном диске, происходило эффективное перемешивание конденсированного вещества, образованного на разных радиальных расстояниях от звезды.

Здесь также уместно будет вспомнить, что проведенный после открытия кометы анализ более ранних снимков показал, что кома у нее была уже

на  $r \approx 7.8$  а. е. в декабре 2018 г., но на еще более ранних снимках (ноябрь 2018 г.,  $r = 8.6$  а. е.) она не была видна, хотя температура поверхности в этот период была выше температуры сублимации льдов  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$ , и тем более,  $\text{CO}$ . В связи с этим можно предположить, что высоколетучие компоненты, такие как  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ , содержатся в ядре кометы не только в виде чистых льдов, но и в дисперсном состоянии, находясь в порах аморфного межзвездного льда воды. Экзотермическая реакция кристаллизации аморфного льда и освобождение заключенных в его порах компонент с летучестью, превышающей летучесть льда воды, теоретически может начаться на  $r \sim 16$  а. е., но она зависит от угла падения солнечного света. Наблюдения кентавров показывают, что фазовый переход является эффективным источником выделения газа на 10–12 а. е. (Guilbert–Lepoutre, 2012). Однако, если какая-то часть  $\text{CO}$  находится в виде льдов, активность кометы может проявиться значительно раньше. Например, недавно открытая крупнейшая комета Облака Оорта 2014 UN271 проявила такую активность уже на  $r \sim 20$  а. е., что было подтверждено данными независимых наблюдений с телескопами Sutherland наземной сети LCOGT и SkyGems в Намибии. То, что активность кометы 2I/Borisov, несмотря на обилие в ней  $\text{CO}$ , началась только на  $r < 8$  а. е. может также свидетельствовать о крупномасштабной гетерогенности ее ядра, причем на больших радиальных расстояниях блоки, содержавшие  $\text{CO}$  либо в порах аморфного льда, либо в виде собственно  $\text{CO}$ -льда, видимо, не освещались.

### ОСОБЕННОСТИ СОСТАВА ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТЫ КОМЕТЫ

Пылевая компонента 2I/Borisov изучалась несколькими коллективами авторов (Zubko и др., 2019; deLeón и др., 2019; 2020; Busarev и др., 2021 и др.). Полученные данные позволяют говорить о близости ее по ряду параметров пылевой компоненты к кометам Солнечной системы. Так, в (deLeón и др., 2020) отмечается, что средняя скорость выделения пыли с поверхности 2I/Borisov составляет в среднем  $\sim 50 \text{ kg s}^{-1}$  на гелиоцентрических расстояниях 2.6 а. е., что близко к таковой для солнечных комет. Анализ спектров отражения, полученных для гелиоцентрических расстояний  $\sim 2.50$ – $2.01$  а. е., показал, что аналогично солнечным кометам основными компонентами пылевых частиц в коме 2I/Borisov являются Fe-Mg силикаты и толины – тугоплавкие органические соединения сложного состава (Busarev и др., 2021 др.).

Важные данные были получены и по составу микрокомпонент пыли 2I/Borisov. Известно, что в результате многолетних наблюдений за составом кометных ком солнечных комет, которые

проводились с помощью высокоточного спектрографа UVES, установленного на телескопе VLT (Чили), в спектрах ком 19 комет были выявлены эмиссионные линии атомов железа и никеля (Manfroid и др., 2021; Hutsemékers и др., 2021). Наблюдения проводились в интервале гелиоцентрических расстояний от 0.68 до 3.25 а. е. за кометами различных динамических типов. В результате было установлено, что в их комах соотношение газобразных Ni/Fe близко к единице ( $\lg \text{Ni/Fe} = -0.06 \pm 0.32$ ), при том, что их солнечное отношение Ni/Fe  $\approx 0.6$  ( $\lg \text{Ni/Fe} = -1.25 \pm 0.04$ ). Отметим, что температура абсолютно черного тела ( $T_{\text{BB}}$ ), которому практически соответствует поверхность кометного ядра на указанных радиальных расстояниях, составляет  $\approx 340$  и  $\approx 150$  К соответственно.

Подобные измерения были проведены с помощью спектрографа X-shooter, установленного на телескопе VLT, и для кометы 2I/Borisov (Guzik, Drahus, 2021; Opitom и др., 2021). В ее коме на радиальном расстоянии 2.32 а. е. от Солнца (что соответствует  $T_{\text{BB}} \approx 180$  К) были обнаружены пары никеля, содержание которого оценивается в 0.002% относительно OH, или 0.3% относительно CN. Были также опубликованы данные о темпах выделения Ni и Fe, полученные в период с 24 по 29 декабря 2019 г., а также 29 января 2020 г. (Opitom и др., 2021):  $Q(\text{Ni}) = 21.88 \pm 0.07 \text{ mol s}^{-1}$  и  $Q(\text{Fe}) = 21.67 \pm 0.16 \text{ mol s}^{-1}$ , что позволило авторам оценить значение  $\lg \text{Ni/Fe} = 0.21 \pm 0.18$ , что неплохо согласуется с приведенными выше значениями для комет Солнечной системы.

Поскольку для испарения этих металлов нужны очень высокие температуры, было предположено, что они присутствуют в ядрах комет в виде твердых низкотемпературных соединений Ni и Fe, которые, попадая в кому, быстро (в течение первых сотен секунд) разрушаются даже при  $T \sim 230$ – $170$  К. В качестве таких соединений были предложены металлоорганические (карбонильные) комплексы состава  $\text{Fe}(\text{CO})_5$  и  $\text{Ni}(\text{CO})_4$  (Manfroid и др., 2021). Это предположение основано на том экспериментальном факте, что была найдена корреляция между выделением Fe, Ni и  $\text{CO}$ . Оценены температуры и скорости сублимации карбонильных Ni и Fe. Температуры оказались лишь слегка выше, чем у  $\text{CO}_{2\text{лед}}$ , а скорости сублимации ниже, чем у  $\text{CO}_{2\text{лед}}$ , но выше, чем у  $\text{H}_2\text{O}_{\text{лед}}$ . Это дает приемлемый механизм перехода Ni и Fe в газовую фазу даже на больших радиальных расстояниях, исключая необходимость испарения металлов или их сульфидов. Тем не менее авторы отмечают, что предложенный механизм нуждается в проверке и уточнении.

Однако между составом пылевой компоненты солнечных комет и кометы 2I/Borisov есть и существенные различия. Так, анализируя спектры,

полученные в (deLeon и др., 2019), Zubko и др. (2019) пришли к выводу, что пылинки в коме 2I/Borisov не содержат в своем составе значительных количеств льда воды (об этом же свидетельствуют и данные из работ (Busarev и др., 2021) и др.), в них также отсутствуют обогащенные Mg силикаты и/или аморфный углерод. Более вероятно, что в них преобладают Mg-Fe силикаты и тугоплавкие органические соединения (Kochergin и др., 2019; Busarev и др., 2021 и др.), а как известно, и то, и другое имеет внесолнечное происхождение, подробнее в (Дорофеева, 2020). Отметим, что в пылевой компоненте комет Солнечной системы масса обогащенных Mg мелкокристаллических силикатов составляет 30–50% от общей массы силикатов. Их образование могло происходить только в результате конденсации газа солнечного состава в регионах, близких к Солнцу, поэтому присутствие Mg-силикатов свидетельствует о значимой роли радиального транспорта газопылевого вещества из внутренних регионов околосолнечного диска наружу, вплоть до транснептунового региона (Дорофеева, 2022). Полученные результаты для состава пыли межзвездной кометы 2I/Borisov косвенно свидетельствуют, что, хотя радиальное перемешивание протокометных тел, безусловно, происходило в пределах положения snow line H<sub>2</sub>O (внутренняя граница) и CO (внешняя граница), но крупномасштабное перемешивание, сопровождавшееся радиальным транспортом вещества из околосолнечного региона наружу в околосолнечном газопылевом диске, где комета 2I/Borisov образовалась, видимо, было незначительным.

### РАЗМЕР ЯДРА КОМЕТЫ

Помимо определения химического состава компонентов ядра межзвездной кометы были предприняты большие усилия для определения его размера – важнейшей характеристики комет. Первая оценка возможного интервала значений радиуса ядра 2I/Borisov от 0.7 до 3.3 км, была получена в (Fitzsimmons и др., 2019) на основе спектроскопических измерений  $Q(\text{CN})$ , проводившихся 20 сентября 2019 г. на ИСЗ ISO (Infrared Space Observatory) и Herschel Space Observatory. Оценка получена при многочисленных допущениях о близости свойств межзвездной кометы и комет Солнечной системы – значения соотношений CN/OH и ice/rock,  $Q(\text{H}_2\text{O})$ , альbedo и плотности ядра, размера зерен пыли в коме и т.д.

Первые фотометрические измерения были проведены как в доперигельный период в сентябре–октябре 2019 г. на инфракрасном телескопе NASA IRTF (Infrared Telescope Facility) (Bolin и др., 2020) и в конце ноября 2019 г. на оптическом инфракрасном телескопе Gemini South (Lee и др., 2019), так и в постперигельный период в де-

кабре 2019 г. на Северном оптическом телескопе (NOT) (Jewitt, Luu, 2019). Напомним, что  $q \approx 2.0$  а. е. был пройден 8 декабря 2019 г. В первых двух работах верхний предел значения радиуса ядра 2I/Borisov определялся как  $r_n \approx 3.8$  км, в третьем получена оценка  $r_n = 1.5$  км при значении альbedo 0.07, принятом по аналогии с кометой 10P/Tempel 2.

Во всех указанных измерениях комета находилась уже довольно близко к Солнцу – от  $\approx 2.7$  до  $\approx 2$  а. е. На таких гелиоцентрических расстояниях солнечная инсоляция вызывает высокий уровень сублимации кометных льдов, причем сублимируют не только летучие (CO, N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>) и умеренно летучие льды (CO<sub>2</sub>, HCN, NH<sub>3</sub>), но и лед воды, содержание которого превышает содержание всех остальных кометных льдов. Вместе с потоком газа с поверхности кометы увлекаются пылевые частицы разного размера, образующие дополнительную поверхность отражения солнечного света, что затрудняет измерение светового потока непосредственно от ядра. Поэтому для измерения его площади и вычисления из полученных данных радиуса ядра кометы используют и косвенные методы. Так, размер ядра может быть рассчитан через оценку доли его активной поверхности. Guzik и др. в работе (2020), используя эмпирическое соотношение, предложенное в (Jorda и др., 2008), получили теоретическую оценку скорости выделения воды в соответствии с указанным выше положением кометы относительно Солнца (от  $r \approx 2.7$  а. е. до  $r \approx 2$  а. е.):  $Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10^{27}$  мол с<sup>-1</sup>.

Из сравнения теоретической и наблюдаемой  $Q(\text{H}_2\text{O})$ , площадь поверхности, с которой происходила сублимация, оценена как  $\sim 5$  км<sup>2</sup>, что соответствует ядру с радиусом  $\sim 1$  км в предположении, что ее активная доля 30%, а вклад ледяных зерен в состав комы незначителен.

Hui и др. (2020) из полученной оценки негравитационного эффекта в движении кометы и в предположении, что плотность кометного ядра составляет 0.5 г см<sup>-3</sup>, оценили, что его радиус, вероятнее всего, составляет 0.4 км, что согласуется с результатами наблюдений, проведенных на ИСЗ HST (Jewitt и др., 2020).

### РАЗРУШЕНИЕ (ДЕСТРУКЦИЯ) ЯДРА

Как следует из приведенных выше результатов, полученные оценки радиуса ядра кометы 2I/Borisov имеют достаточно большой разброс, но все они свидетельствуют, что оно весьма невелико и не превышает 1–1.5 км.

Кроме того, прохождение кометы вблизи Солнца еще несколько уменьшило размеры ядра. Так во время сближения с Солнцем ядро кометы 2I/Borisov, согласно оценкам (Xing и др., 2020), потеряло слой вещества от 0.2 до 1.1 м. Эта оценка

получена в предположении, что отношение массы пыли к массе газа в 2I/Borisov близко к четырем, по аналогии с кометой Чурюмова–Герасименко.

Кроме того, после прохождения перигелия в период с 23 по 28 марта 2020 г., когда комета была уже на удалении 3 а. е. от Солнца, наблюдалась яркая вспышка, которая свидетельствовала об отделении от ядра фрагмента размером ~100 м (Bolin и др., 2020).

Подобное явление наблюдалось и у комет Солнечной системы. Так, например, у кометы 17P/Холмса в октябре–ноябре 2007 г. были одновременно зарегистрированы вспышка яркости кометы и деление ее ядра. Комета в это время находилась на гелиоцентрическом расстоянии 2.5 а. е. В обоих случаях в качестве наиболее вероятной причины фрагментации указывается увеличение внутреннего давления за счет испарения легко летучих компонентов (вероятнее всего, CO) в субповерхностных слоях за счет инерции распространения в постперигелийный период тепловой волны от поверхности ядра внутрь, что обусловлено его высокой пористостью (Rusol, Dorofeeva, 2018).

Рассматриваются и другие механизмы разрушения ядер комет. Например, в январе 2016 г. ИСЗ HST в течение трех суток снимал процесс постепенного разрушения ядра короткопериодической кометы 332P/Икея–Мураками (орбитальный период 5.42 года, перигелий  $q = 1.573$  а. е.), когда она находилась недалеко за орбитой Марса. Масса обломков составила примерно 4% полной массы ядра кометы, размеры обломков оцениваются в 20–60 м. Снимки, полученные на HST, также показали, что ядро кометы быстро вращалось – один оборот за 2–4 ч. Размеры ядра невелики – всего около 490 м. По всей видимости, приближение к Солнцу вызвало усиление кометной активности, бьющие с поверхности струи газа и пыли, подобно ракетным двигателям, раскрутили ядро и привели его к распаду под действием центробежных сил.

### ПРОИСХОЖДЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ КОМЕТЫ 2I/Borisov

Несколькими группами исследователей были предприняты попытки выяснить происхождение межзвездной кометы. Так в работе (Dybczyński и др., 2019) в качестве наиболее вероятного кандидата была предложена двойная звездная система Крюгер 60, расположенная на расстоянии 13 световых лет от Солнца и состоящая из двух красных карликов с массами 1/3 и 1/6 солнечной. Однако позже результаты этой работы были дезавуированы. Также безрезультатными оказались попытки выяснить происхождение кометы 2I/Borisov, сле-

данные в (Bailer-Jones и др., 2020) и в (Hallatt, Wiegert, 2020). Видимо, определить возможную звезду, в системе которой образовалась первая межзвездная комета, в настоящее время не представляется возможным.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом, анализируя весь комплекс информации, полученной по межзвездной комете 2I/Borisov, можно заключить, что по составу летучих она похожа на кометы Солнечной системы. Ядро кометы гетерогенно по составу, его составляющие могли образоваться в широком интервале радиальных расстояний: от snow line H<sub>2</sub>O до snow line CO. Их аккумуляция свидетельствует о крупномасштабном перемешивании протокометных тел в пределах указанного региона околозвездного газопылевого диска. В то же время не были найдены космохимические признаки переноса значительного количества газопылевого вещества из внутренних горячих регионов диска наружу, в зону образования протокометных тел. Тем не менее полученные данные свидетельствуют о том, что условия, а возможно, и механизмы образования тел в некоторых экзопланетных системах, близки к характерным условиям в ранней Солнечной системе и, следовательно, имеющиеся у нас представления, модели, параметры ранней Солнечной системы, в принципе, могут быть применены к условиям образования некоторых экзопланетных систем.

Авторы благодарят О.И. Кораблева и А.В. Захарова за внимание, проявленное к нашей работе, и замечания, способствовавшие ее существенно улучшению.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дорофеева В.А.* Химический и изотопный состав кометы 67P/Чурюмова–Герасименко (обзор результатов космической миссии “Rosetta-Philae”). Следствия для космогонии и космохимии // *Астрон. вестн.* 2020. Т. 54. № 2. С. 110–134. (*Dorofeeva V.A.* Chemical and isotope composition of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: The Rosetta-Philae mission results reviewed in the context of cosmogony and cosmochemistry // *Sol. Syst. Res.* 2020. V. 54. № 2. P. 96–120.)
- Дорофеева В.А.* Роль радиального транспорта при формировании малых тел внешней Солнечной системы // *Астрон. вестн.* 2022. Т. 56. № 3. С. 183–197. (*Dorofeeva V.A.* The role of radial transport in forming minor bodies of the outer Solar System // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 56. № 3. P. 168–182.)
- Дорофеева В.А., Макалкин А.Б.* Эволюция ранней Солнечной системы. Космохимические и физические аспекты. М.: Едиториал УРСС, 2004. 264 с.
- Bailer-Jones C.A.L., Farnocchia D., Ye Q., Meech K.J., Micheli M.* A search for the origin of the interstellar comet

- 2I/Borisov // *Astron. and Astrophys.* 2020. V. 634. A14. 6 p.
- Bannister M.T., Opitom C., Fitzsimmons A., Moulane Y., Jehin E., Seligman D., Rousselot P., Knight M.M., Marsset M., Schwamb M.E. and 4 co-authors. Interstellar comet 2I/Borisov as seen by MUSE: C<sub>2</sub>, NH<sub>2</sub> and red CN detections // <https://arxiv.org/abs/2001.11605>. 2020. Submitted to *Am. Astron. Soc. J.*
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Paubert G., Moreno R., Crovisier J., Boissier J., Bertrand E., Boussier H., Kugel F., McKay A., Dello Russo N., DiSanti M.A. The extraordinary composition of the blue comet C/2016 R2 (Pan-STARRS) // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 619. A127. 13 p.
- Bockelée-Morvan D., Biver N. The composition of cometary ices // *Philosophical Transactions of the Royal Society A.* 2017. V. 375. Issue 2097, id.20160252
- Bodewits D., Noonan J.W., Feldman P.D., Bannister M.T., Farnocchia D., Harris W.M., Li J.-Y., Mandt K., Parker J.Wm., Xing Z. The carbon monoxide-rich interstellar comet 2I/Borisov // *Nature Astron.* 2020. V. 4. P. 867–871.
- Bolin B.T., Lisse C.M., Kasliwal M.M., Quimby R., Tan H., Copperwheat C., Fernandez Y., Lin Z.-Y., Morbidelli A., Abe L. and 46 co-authors. Characterization of the nucleus, morphology and activity of interstellar comet 2I/Borisov by optical and near-infrared GROWTH, Apache Point, IRTF, ZTF and Keck observations // *Astrophys. J.* 2020. V. 160. Iss. 1. id. 26. 16 p.
- Busarev V.V., Petrova E.V., Shcherbina M.P., Ikonnikova N.P., Burlak M.A., Belinski A.A. Interstellar comet 2I/Borisov: dust composition from multiband photometry and modelling // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 502. Iss. 2. P. 1882–1894.
- Cameron A.G.W. Physics of the primitive solar accretion disk // *Moon and Planets.* 1978. V. 18. № 1. P. 5–40.
- Cameron A.G.W., Pine M.R. Numerical models of the primitive solar nebula // *Icarus.* 1973. V. 18. Iss. 3. P. 377–406.
- Cordiner M.A., Milam S.N., Biver N., Bockelée-Morvan D., Roth N.X., Bergin E.A., Jehin E., Remijan A.J., Charnley S.B., Mumma M.J. and 5 co-authors. Unusually high CO abundance of the first active interstellar comet // *Nat. Astron.* 2020. V. 4. P. 861–866.
- Dybczyński P.A., Królikowska M., Wysoczańska R. Kruger 60 as a home system for 2I/Borisov - a case study // [arXiv:1909.10952v2](https://arxiv.org/abs/1909.10952v2). 2019. 11 p.
- Fitzsimmons A., Hainaut O., Meech K., Jehin E., Moulane Y., Opitom C., Yang B., Keane J.V., Kleyna J.T., Micheli M., Snodgrass C. Detection of CN gas in interstellar object 2I/Borisov // *Astrophys. J. Lett.* 2019. V. 885. Iss. 1. id. L9. 6 p.
- Fray N., Schmitt B. Sublimation of ices of astrophysical interest: a bibliographic review // *Planet. and Space Sci.* 2009. V. 57(14–15). P. 2053–2080.
- Guilbert-Lepoutre A. Survival of amorphous water ice on Centaurs // *Astron. J.* 2012. V. 144. Iss. 4. id. 97. 7 p.
- Gulkis S., Allen M., von Allmen P., Beaudin G., Biver N., Bockelée-Morvan D., Choukroun M., Crovisier J., Davidsson B. J. R., Encrenaz P. and 14 co-authors. Subsurface properties and early activity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Science.* 2015. V. 347. Iss. 6220. aaa 0709. <https://doi.org/10.1126/science.aaa0709>
- Guzik P., Drahus M., Rusek K., Waniak W., Cannizzaro G., Marazuela I.P. Interstellar Comet gb00234 // *The Astronomer's Telegram.* 2019. № 13100.
- Guzik P., Drahus M., Rusek K., Waniak W., Cannizzaro G., Marazuela I.P. Initial characterization of interstellar comet 2I/Borisov // *Nat. Astron.* 2020. V. 4. P. 53–57.
- Guzik P., Drahus M. Gaseous atomic nickel in the coma of interstellar comet 2I/Borisov // *Nature.* 2021. V. 593. Iss. 7859. P. 375–378.
- Hallan T., Wiegert P. The dynamics of interstellar asteroids and comets within the Galaxy: An assessment of local candidate source regions for 1I/Oumuamua and 2I/Borisov // [arXiv:1911.02473v2](https://arxiv.org/abs/1911.02473v2). 2020. Submitted to the *Astron. J.*
- Hansen K.C., Altwegg K., Berthelier J.-J., Bieler A., Biver N., Bockelée-Morvan D., Calmonte U., Capaccioni F., Combi M.R., de Keyser J., and 16 co-authors, and ROSINA Team. Evolution of water production of 67P/Churyumov-Gerasimenko: An empirical model and a multi-instrument study // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. S491–S506.
- Hayashi C. Structure of the solar nebula, growth and decay of magnetic fields and effects of magnetic and turbulent viscosities on the nebula // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 1981. № 70. P. 35–53.
- Hui M.-T., Ye Q.-Z., Fohring D., Hung D., Tholen D.J. Physical characterisation of interstellar comet 2I/2019 Q4 (Borisov) // *Astron. J.* 2020. V. 160. Iss. 2. id. 92. 17 p.
- Hutsemékers D., Manfroid J., Jehin E., Opitom C., Moulane Y. Fe and Ni in cometary atmospheres. Connections between the Ni/Fe abundance ratio and chemical characteristics of Jupiter-family and Oort-cloud comets // [arXiv:2107.05932](https://arxiv.org/abs/2107.05932). 2021. Accepted for publication in *Astron. and Astrophys. Lett.*
- Jewitt D. The active centaurus // *Astron. J.* 2009. V. 137. Issue 5. P. 4296–4312,
- Jewitt D. Color systematics of comets and related bodies // *Astron. J.* 2015. V. 150. P. 201–219.
- Jewitt D., Luu J. Initial characterization of interstellar comet 2I/2019 Q4 (Borisov) // *Astrophys. J. Lett.* 2019. V. 886. № 2. id. L29.
- Jewitt D., Hui M.-T., Kim Y., Mutchler M., Weaver H., Agarwa J. The Nucleus of Interstellar Comet 2I/Borisov // *The Astrophysical Journal Letters.* 2020. V. 888. Issue 2. Id L23. 8 p.
- Jorda L., Crovisier J., Green D.W.E. The correlation between visual magnitudes and water production rates // *Proc. Conf. Asteroids, Comets, Meteors.* Baltimore, Maryland, USA: LPI Contribution, 2008. № 1405. Paper 8046
- Kareta Th., Andrews J., Noonan J., Harris W.M., Smith N., O'Brien P., Sharkey B.N.L., Reddy V., Springmann A., Lejoly C. Carbon chain depletion of 2I/Borisov // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 889. № 2. id. L38. 6 p.
- Kochergin A., Zubko E., Husárik M., Ivanova O.V., Videen G., Chornaya E., Kim S.S., Zheltobryukhov M., Luk'yanyk I. Velocity of dust ejected from interstellar comet 2I/Borisov // *Res. Notes Am. Astron. Soc.* 2019. V. 3. Iss. 10. id. 152.

- Lee S., von Allmen P., Allen M., Beaudin G., Biver N., Bockelée-Morvan D., Choukroun M., Crovisier J., Encrenaz P., Frerking M., and 16 co-authors. Spatial and diurnal variation of water outgassing on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko observed from Rosetta/MIRO in August 2014 // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. id. A5.
- Lee C.-H., Lin H.-W., Chen Y.-T., Yen S.-F. FLAMINGOS-2 infrared photometry of 2I/Borisov // *Res. Notes Am. Astron. Soc.* 2019. V. 3. № 12. id. 184.
- deLeón J., Licandro J., Serra-Ricart M., Cabrera-Lavers A., Font Serra J., Scarpa R., de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R. Interstellar visitors: A physical characterization of comet C/2019 Q4 (Borisov) with OSIRIS at the 10.4m GTC // *Res. Notes Am. Astron. Soc.* 2019. V. 3. № 9. P. 131.
- deLeón J., Licandro J., de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R., Lara L.M., Moreno F., Pinilla-Alonso N., Serra-Ricart M., De Prá M., Tozzi G.P., and 8 co-authors. Visible and near-infrared observations of interstellar comet 2I/Borisov with the 10.4-m GTC and the 3.6-m TNG telescopes // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 495. Iss. 2. P. 2053–2062.
- Lin H.W., Lee C.-H., Gerdes D.W., Adams F.C., Becker J., Napier K., Markwardt L. Detection of diatomic carbon in 2I/Borisov // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 889. Iss. 2. id. L30. 5 p.
- Lodders K. Solar system abundances of the elements // *Principles and Perspectives in Cosmochemistry* / Eds: Goswami A., Reddy B.E. *Astrophys. and Space Sci. Proc.* Berlin–Heidelberg: Springer Verlag, 2010. P. 379–417.
- Lodders K., Fegley B., Jr. *Planetary Scientist's Companion*. N.Y.: Oxford Univ. Press, 1998. 371 p.
- Mandt K.E., Mousis O., Marty B., Cavalié T., Harris W., Hartogh P., Willacy K. Constraints from comets on the formation and volatile acquisition of the planets and satellites // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 197. P. 297–342.
- Manfroid J., Hutsemékers D., Jehin E. Iron and nickel atoms in cometary atmospheres even far from the Sun // *Nature*. 2021. V. 593. P. 372–374.
- Marboeuf U., Thiabaud A., Alibert Y., Cabral N., Benz W. From stellar nebula to planetesimals // *Astron. and Astrophys.* 2014. V. 570. id. A35.
- Marboeuf U., Schmitt B. How to link the relative abundances of gas species in coma of comets to their initial chemical composition? // *Icarus*. 2014. V. 242. P. 225–248.
- Martin R.G., Livio M. On the evolution of the snow line in protoplanetary discs // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2012. V. 425. L6–L9.
- McKay A.J., Cochran A.L., Dello Russo N., DiSanti M.A. Detection of a water tracer in interstellar comet 2I/Borisov // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 889. Iss. 1. id. L10. 5 p.
- Meech K.J., Weryk R., Micheli M., Kleyna J.T., Hainaut O.R., Jedicke R., Wainscoat R.J., Chambers K.C., Keane J.V., Petric A., and 8 co-authors. A brief visit from a red and extremely elongated interstellar asteroid // *Nature*. 2017. V. 552. Iss. 7685. P. 378–381.
- Mousis O., Lunine J.I., Luspay-Kuti A., Guillot T., Marty B., Ali-Dib M., Wurz P., Altwegg K., Bieler A., Hässig M., and 3 co-authors. Protosolar nebula origin for the ices agglomerated by comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astrophys. J. Lett.* 2016. V. 819. Iss. 2. id. L33. 5 p.
- Opitom C., Fitzsimmons A., Jehin E., Moulane Y., Hainaut O., Meech K.J., Yang B., Snodgrass C., Micheli M., Keane J.V., Benkhaldoun Z., Kleyna J.T. 2I/Borisov: A C<sub>2</sub>-depleted interstellar comet // *Astron. and Astrophys.* 2020. V. 631. id. L8. 5 p.
- Opitom C., Jehin E., Hutsemékers D., Shinnaka Y., Manfroid J., Rousselot P., Raghuram S., Kawakita H., Fitzsimmons A., Meech K., and 4 co-authors. The similarity of the interstellar comet 2I/Borisov to Solar system comets from high resolution optical spectroscopy // *Astron. and Astrophys.* 2021. V. 650. id. L19. 8 p.
- Podolak M., Zucker S. A note on the snow line in protostellar accretion disks // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2004. V. 39. Iss. 11. P. 1859–1868.
- Rusol A.V., Dorofeeva V.A. Thermal evolution of the nucleus of the comet 67P for 120 years: numerical simulations // *Open Astronomy*. 2018. V. 27. № 1. P. 175–182.
- Xing Z., Bodewits D., Noonan J., Bannister M.T. Water production rates and activity of interstellar comet 2I/Borisov // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 893. Iss. 2. id. L48. 10 p.
- Yamamoto T. Formation environment of cometary nuclei in the primordial solar nebula // *Astron. and Astrophys.* 1985. V. 142. № 1. P. 31–36.
- Yang B., Li A., Cordiner M.A., Chang C.-S., Hainaut O.R., Williams J.P., Meech K.J., Keane J.V., Villard E. Compact pebbles and the evolution of volatiles in the interstellar comet 2I/Borisov // *Nat. Astron.* 2021. V. 5. P. 586–593.
- Ye Q., Kelley M.S.P., Bolin B.T., Bodewits D., Farnocchia D., Masci F.J., Meech K.J., Micheli M., Weryk R., Bellm E.C., and 8 co-authors. Pre-discovery activity of new interstellar comet 2I/Borisov beyond 5 AU // *Astron. J.* 2020. V. 159. Iss. 2. id. 77. 9 p.
- Zubko E., Chornaya E., Videen G., Kim S.S. Clues to understanding the microphysics of dust in the interstellar comet C/2019 Q4 (Borisov) // *Res. Notes Am. Astron. Soc.* 2019. V. 3. Iss. 9. id. 138.

УДК 521.1,521.16,523.4

## ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ КЛАССИЧЕСКОЙ И СОВРЕМЕННОЙ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ И ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКИ.

### I. КЛАССИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

© 2023 г. И. И. Шевченко<sup>a, b, \*</sup>, А. В. Мельников<sup>c</sup>, В. Б. Титов<sup>a</sup>, Р. В. Балугев<sup>a</sup>, А. В. Веселова<sup>a</sup>, А. В. Кривов<sup>a</sup>, Д. В. Микрюков<sup>a</sup>, Д. В. Миланов<sup>a</sup>, А. А. Мюллери<sup>a</sup>, И. И. Никифоров<sup>a</sup>, Н. П. Питъев<sup>a</sup>, Е. Н. Поляхова<sup>a</sup>, Л. Л. Соколов<sup>a</sup>, В. Ш. Шайдулин<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup>Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>c</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: i.shevchenko@spbu.ru

Поступила в редакцию 30.05.2022 г.

После доработки 22.06.2022 г.

Принята к публикации 26.08.2022 г.

В обзоре освещены, в современном контексте приложений, важнейшие научные результаты ученых и выпускников СПбГУ в области небесной механики и звездной динамики. Обзор включает следующие темы: законы звездной динамики Антонова, точки либрации Абалакина–Батракова, метрики Холшевникова, гомологическая область Агеяна–Аносовой, метастабильные тройные системы Орлова, модели Огородникова–Милна, модели Осипкова–Меррита, оценки и вычисление параметра MOID, фотогравитационная небесная механика и солнечный парус, проблемы астероидно-кометной опасности, пылевые комплексы в Солнечной системе, вращательная динамика спутников планет, циркумбинарная динамика, методы открытий и определения орбит экзопланет. В первую часть обзора вошли классические результаты.

**Ключевые слова:** небесная механика, звездная динамика, Солнечная система, звездные системы

**DOI:** 10.31857/S0320930X23010073, **EDN:** NEPNRV

### ВВЕДЕНИЕ

В обзоре освещены, в современном контексте приложений, важнейшие научные результаты ученых и выпускников СПбГУ в области небесной механики и звездной динамики. Обзор состоит из двух частей – “Классические результаты” (часть I) и “Современные исследования” (часть II), – разделенных на тематические главы.

В 2024 г. будет отмечаться 300-летний юбилей Санкт-Петербургского университета. Авторы посвящают этот обзор знаменательной дате – 300-летию Санкт-Петербургского университета.

### ЗАКОНЫ ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКИ АНТОНОВА

В исследованиях сферических звездных систем В.А. Антонов развил гидродинамическую аналогию между задачей об устойчивости звездной системы и задачей об устойчивости газовой баротропной системы. Используя оригинальный математический аппарат, он получил важные результаты и критерии по устойчивости звездных

систем. Пионерские результаты В.А. Антонова опираются на разработанный им в 1960-х годах вариационный метод исследования устойчивости сферических звездных систем с изотропным распределением скоростей (Антонов, 1960). Позже он рассмотрел также некоторые случаи с анизотропным распределением скоростей.

Формулировка критерия и доказательство устойчивости звездной системы как единого целого объекта приведены в статье 1960 г. Используя методы и условия устойчивости Ляпунова по первому приближению, Антонов получил критерий устойчивости сферических звездных систем с изотропным распределением скоростей. Позже этот критерий был назван *вариационным принципом Антонова* (Binney, Tremaine, 1987; 2008).

Рассмотрим случай стационарной звездной системы с фазовой плотностью  $F = F(E)$ , где  $E$  – полная энергия, причем  $F$  – убывающая функция от  $E$ . Для устойчивости звездной системы необходимо и достаточно, чтобы выражение

$$-\iint \frac{\eta^2}{dF/dE} drdv - mG \iiint \frac{\eta(r, v)\eta(r', v')}{|r - r'|} drdvdr' dv'$$

было положительным при любом выборе непрерывной, не тождественно равной нулю функции  $\eta(r, v)$ ,  $G$  – гравитационная постоянная,  $m$  – средняя масса звезды,  $r, r'$  – радиусы-векторы,  $v, v'$  – векторы скорости.

На основе найденного им критерия Антонов вывел и доказал ряд утверждений (Антонов, 1962б) для сферических звездных систем, у которых фазовая плотность – убывающая функция интеграла энергии. Среди них (Антонов, 1962б):

– для устойчивости звездной системы могут быть опасны только возмущения, сохраняющие сферическую симметрию;

– для устойчивости звездной системы достаточно выполнения условия  $d^3\rho/dU^3 \geq 0$  при всех значениях  $r$ , где  $\rho$  – звездная плотность,  $U$  – потенциал.

Основные результаты Антонова, приведенные в этой статье, сформулированы в фундаментальной монографии “Galactic Dynamics” (Binney, Tremaine, 1987; 2008) в виде четырех “законов Антонова.”

**Первый закон Антонова.** Сферическая звездная система с фазовой плотностью  $F = F(E)$  и  $dF/dE < 0$  устойчива, если баротропная газовая система с аналогичной фазовой плотностью устойчива.

**Второй закон Антонова.** Сферическая звездная система с фазовой плотностью  $F = F(E)$  и  $dF/dE < 0$  устойчива ко всем нерадиальным возмущениям.

Первый закон Антонова дает достаточные условия устойчивости в отношении радиальных возмущений для звездных систем, но не дает необходимых условий. Поэтому его можно использовать только для проверки устойчивости в том случае, если баротропный аналог устойчив.

Наибольший интерес имеют звездные политропы с индексом  $n \geq 5$  ( $\gamma \leq 6/5$ ),  $\gamma = (n + 1)/n$ . Но баротропные аналоги этих систем неустойчивы. В отличие от газовых политроп, при сжатии звездной политропы вся высвобождаемая гравитационная энергия идет на поступательные движения звезд/тел, и возрастающие движения сопротивляются увеличивающимся силам притяжения. Поэтому ожидается, что звездные системы будут более устойчивыми, чем газовые.

Это подтверждается результатом, опубликованным Антоновым в той же статье и также опирающимся на выведенный им вариационный принцип:

**Третий закон Антонова.** Сферическая звездная система с фазовой плотностью  $F = F(E)$  и  $dF/dE < 0$  устойчива к радиальным возмущениям, если ее плотность  $\rho = \rho(r)$  и потенциал  $U = U(r)$  удовлетворяют всюду неравенству  $d^3\rho/dU^3 \leq 0$ .

Из этих результатов следует, что почти все реалистичные модели сферических систем с  $F = F(E)$  устойчивы. В частности, все политропные модели с  $n > 3/2$  являются устойчивыми. К этому случаю относится и известная модель Пламмера–Шустера с  $n = 5$ , в которой плотность  $\rho \sim 1/(r^2 + a^2)^{5/2}$ , где  $a$  – эффективный радиус сферической системы. Такое распределение плотности близко для многих наблюдаемых сферических систем среди рассеянных и шаровых скоплений звезд.

**Четвертый закон Антонова.** В этой же статье (Антонов, 1962б), хотя в заголовке статьи говорится только о системах Эмдена, Антонов рассмотрел и случай, когда в сферической системе распределение по скоростям не является изотропным. В исследованном им случае функция распределения  $F = F(E, L)$  зависит от интегралов энергии  $E$  и вращательного момента  $L$ , тензор дисперсии скоростей анизотропен, и Антонов доказал, что сферическая звездная система с  $F = F(E, L)$  и  $dF/dE < 0$  устойчива к радиальным возмущениям, если функция плотности

$$\rho(U, L) = \int F\left(\frac{v^2}{2} - U, L\right) dv,$$

где  $L$  рассматривается как константа, удовлетворяющая неравенству  $\partial\rho^3(U, L)/\partial U^3 \leq 0$  для всех  $L$ . Антонов получил достаточные условия, и этот критерий позволяет установить устойчивость для многих моделей анизотропных сферических систем к радиальным возмущениям. В частности, все часто используемые модели Michie (1963) устойчивы.

Важным исследованием стала работа Антонова о системах с чисто радиальными орбитами. В реальных сферических звездных скоплениях и галактиках, вероятно, имеется много сильно вытянутых орбит звезд. Предельным случаем являются модели с чисто радиальными траекториями.

Для случая предельно анизотропной сферической системы с чисто радиальными орбитами Антонов привел доказательство неустойчивости (Антонов, 1973). Им было показано, что *сферические звездные системы с чисто радиальными движениями крайне неустойчивы.*

В 1987 г. появился английский перевод этой работы, после чего она стала одной из наиболее цитируемых работ Антонова. Многие авторы исследовали при разных предположениях доказанную в статье “неустойчивость радиальных орбит”, играющую, по современным представлениям, важную роль в ранней эволюции галактик.

Большое число откликов вызвала статья Антонова “Наивероятнейшее фазовое распределение в сферических звездных системах и условия его существования” (Антонов, 1962а), продолжающая работы К.Ф. Огородникова по статистиче-

ской механике звездных систем. В ней Антонов доказал, опираясь на закон возрастания энтропии, что для гравитирующих систем не существует абсолютного максимума энтропии. Им же была показана возможность при определенных условиях контраста плотностей неограниченного сжатия системы и роста центральной дисперсии скоростей. Линден-Белл подробно разъяснил смысл открытого Антоновым явления, которое предложил называть “гравитермальной катастрофой”. Такой процесс определяет финальную эволюцию звездных скоплений. По существу, результаты Антонова показали, что в условиях законов гравитации “тепловая смерть” невозможна. Поэтому ведшиеся в литературе в 1950-е годы дискуссии о тепловой смерти Вселенной и способах ее избежать представляются сейчас беспредметными.

**ТОЧКИ ЛИБРАЦИИ  
АБАЛАКИНА–БАТРАКОВА**

Ю.В. Батраков и В.К. Абалакин в пионерских работах 1957 г. по динамике точечной массы в поле тяготения вращающегося трехосного однородного эллипсоида выявили точки либрации гравитирующего эллипсоида и охарактеризовали их устойчивость (Батраков, 1957; Абалакин, 1957).

Во вращающейся с угловой скоростью  $n'$  вращения эллипсоида системе координат  $(x, y, z)$  уравнения движения точечной массы имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{x} - 2n'\dot{y} - n'^2 x &= \frac{\partial V}{\partial x}, \\ \ddot{y} + 2n'\dot{x} - n'^2 y &= \frac{\partial V}{\partial y}, \\ \ddot{z} &= \frac{\partial V}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Если предположить, что однородный эллипсоид с массой  $M$  и с осями  $a, b$  и  $c$  мало отличается от сферы радиуса  $R$ , и в разложении для потенциала  $V$  оставить два доминирующих слагаемых, то потенциал можно записать в виде

$$V = \frac{\kappa^2 M}{r} + \frac{3}{10} \kappa^2 M \frac{\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2}{r^5},$$

где  $\alpha = a^2 - R^2, \beta = b^2 - R^2, \gamma = c^2 - R^2, \kappa$  – постоянная Гаусса. Имеем  $\alpha + \beta + \gamma = 0$ , и можно ввести малый безразмерный параметр  $\theta$  такой, что  $3/10\kappa^2 M\alpha = \theta\lambda, 3/10\kappa^2 M\beta = \theta\mu, 3/10\kappa^2 M\gamma = \theta\nu$ . Тогда

$$V = V_0 + \theta V_1 + \dots \approx V_0 + \theta \frac{\lambda x^2 + \mu y^2 + \nu z^2}{r^5}. \quad (2)$$

Также в данном приближении имеем  $\lambda + \mu + \nu = 0$ .

При  $\theta = 0$  движение точечной массы происходит по невозмущенному кеплерову эллипсу. Сла-

гаемое  $\theta V_1$  рассматривается как пертурбационная функция. Величина  $V_1$  выражается через элементы кеплерова эллипса следующим образом:

$$\begin{aligned} V_1 = \frac{\lambda + \mu}{2r^3} \{ & 1 - 6\sigma^2 + 6\sigma^4 + \kappa(1 - \sigma^2)^2 \cos(2u + 2\Omega) + \\ & + \kappa\sigma^4 \cos(2u - 2\Omega) + 2\kappa\sigma^2(1 - \sigma^2) \cos 2\Omega + \\ & + 6\sigma^2(1 - \sigma^2) \cos 2u \}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\sigma = \sin(i/2), \kappa = (\lambda - \mu)/(\lambda + \mu), u$  – аргумент широты,  $\Omega$  – долгота восходящего узла,  $i$  – наклон орбиты.

Чтобы получить окончательное разложение пертурбационной функции, остается только использовать известные разложения для  $r^{-3}, r^{-3} \cos 2v$  и  $r^{-3} \sin 2v$  ( $v$  – истинная аномалия). В работе (Батраков, 1957) эти разложения ограничиваются четвертой степенью эксцентриситета.

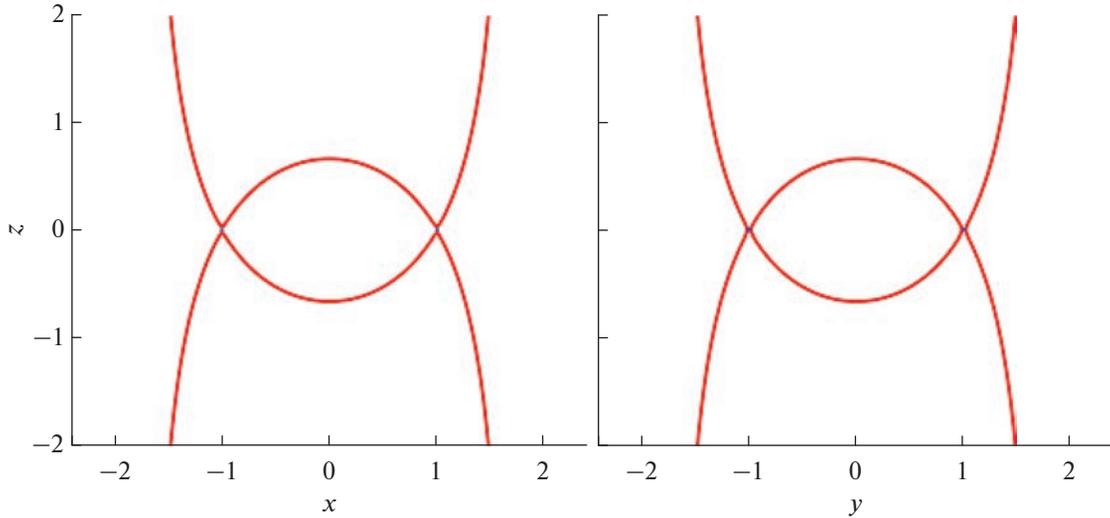
Уравнения (1) допускают интеграл Якоби и, следовательно, определена поверхность нулевой скорости (Батраков, 1957):

$$n'^2(x^2 + y^2) + \frac{2\kappa^2}{r} + 2\theta \frac{\lambda x^2 + \mu y^2 + \nu z^2}{r^5} = C. \quad (4)$$

Эта поверхность похожа на поверхность нулевой скорости задачи Хилла, и при некоторых значениях  $C$  она имеет особые точки. Четыре точки либрации расположены на осях эллипсоида в экваториальной плоскости. Частица, помещенная в любую из них, будет находиться в состоянии покоя относительно вращающейся системы координат. Сечения поверхности нулевой скорости в плоскости  $xz$  и плоскости  $yz$  представлены на рис. 1.

Ю.В. Батраков рассмотрел периодические решения третьего (наклоны не равны нулю), второго (наклоны равны нулю, эксцентриситеты конечны) и первого (наклоны равны нулю, эксцентриситеты малы) сортов (Батраков, 1957). Им было доказано существование периодических решений третьего сорта для ряда соизмеримостей  $n/n' = 1/1, 1/2, 2/5, 1/3, 2/7, \dots$  Любопытно, что при  $e = 0$  порождающее решение с соизмеримостью  $2/5$  имеет наклон, равный критическому наклону в задаче о движении ИСЗ в поле тяготения сфероидальной планеты. Найдены условия существования периодических орбит второго сорта. Орбиты же первого сорта существуют для всех соизмеримостей, кроме  $n_0/n' = (1 + m)/m$  ( $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ ).

В.К. Абалакин исследовал устойчивость движения в выявленных Ю.В. Батраковым точках либрации и получил периодические решения в окрестности этих точек (Абалакин, 1957). Четыре точки либрации имеют координаты



**Рис. 1.** Пример сечений поверхности нулевой скорости плоскостью  $xz$  (слева) и плоскостью  $yz$  (справа);  $h = 3.005$ ; где  $h = C$  при  $n' = 1$ ,  $\kappa = 1$ ,  $\theta = 1$ ,  $\lambda = 0.003$ ,  $\mu = 0.002$ ,  $\nu = -0.005$ .

$$L_{1,3} : x_0 = \pm \left( a_0 + \frac{\lambda}{a_0} \right), \quad y_0 = 0, \quad z_0 = 0,$$

$$L_{2,4} : x_0 = 0, \quad y_0 = \pm \left( a_0 + \frac{\mu}{a_0} \right), \quad z_0 = 0.$$

Параметр  $a_0 = \kappa^2 M n'^{-2}$ . В силу симметрии достаточно провести анализ лишь для одной точки, например,  $L_1(x_0, 0, 0)$ . Из (1) получаем уравнения в вариациях:

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} - 2n' \dot{\eta} &= [n'^2 + 2(A + B\lambda)]\xi, \\ \ddot{\eta} + 2n' \dot{\xi} &= [n'^2 - (A - 2B\mu)]\eta, \\ \ddot{\zeta} &= -(A - 2B\nu)\zeta, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\xi = x - x_0$ ,  $\eta = y$ ,  $\zeta = z$ ,  $A = \kappa^2 M(1/x_0^3 + 5\lambda/x_0^5 + \dots)$ ,  $B = \kappa^2 M(1/x_0^5 + \dots)$ .

Третье уравнение этой системы не зависит от двух других, его решение

$$\zeta = C_1 \sin \sqrt{A - 2B\nu}t + C_2 \cos \sqrt{A - 2B\nu}t, \quad \nu < \frac{A}{2B}. \quad (6)$$

Характеристическое уравнение первых двух уравнений системы (5) приводится к виду

$$\beta^4 + \left( 1 - \frac{4\lambda + 2\mu}{a_0^2} \right) \beta^2 + \frac{6(\mu - \lambda)}{a_0^2} = 0, \quad (7)$$

где  $\beta = \alpha/n'$ .

При  $\lambda < \mu$  характеристическое уравнение имеет четыре чисто мнимых корня, то есть точка либрации  $L_1$  (на малой оси сечения в плоскости орбиты) является устойчивой в первом приближении. Таким образом, при  $\lambda < \mu$  имеются два семейства периодических решений: решение долгого периода по

эллипсу с эксцентриситетом  $e = 1 - 4/3(\mu - \lambda)/a_0^2$  и периодом  $2\pi a_0/(n'(6(\mu - \lambda))^{1/2})$  и по эллипсу с эксцентриситетом  $e = 3^{1/2}/2$  и периодом  $2\pi/n'$ . При  $\lambda > \mu$  существует только одна пара чисто мнимых корней и, значит, одно семейство периодических решений с периодом  $2\pi/n'$ .

Журавлев (1968) рассмотрел критические случаи, когда устойчивые в первом приближении точки либрации оказываются неустойчивыми, если частоты  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  линейной системы находятся в резонансном соотношении и  $\lambda_1 = 2\lambda_2$ . В работах (Zhuravlev, 1972; 1973) рассматриваются также случаи других резонансов, их устойчивость либо неустойчивость. Косенко (1981) исследовал геометрию областей устойчивости точек либрации трехосного эллипсоида с потенциалом, заданным в замкнутой интегральной форме. В работах Гасанова и Лукьянова (2002) и Гасанова (2007) рассматривается движение звезды в поле вращающейся эллиптической галактики; в этой задаче потенциал имеет такой же вид, как и в исходной задаче Батракова–Абалакина.

## МЕТРИКИ ХОЛШЕВНИКОВА

Метрика дает способ вычисления расстояния между двумя любыми элементами некоторого множества. Выбор того или иного способа зависит от стоящей перед нами задачи и предполагаемых средств ее решения. Геодезист вычислит расстояние между двумя точками земной поверхности как длину соединяющей их кратчайшей, а путешественнику важнее время, за которое из одного пункта можно добраться в другой, пользуясь доступным транспортом. И в том и в другом случае каждой паре точек на карте сопоставляется

число, и на основании этих чисел проводятся расчеты и делаются выводы.

Мысль ввести функцию расстояния на множестве орбит небесных тел возникла с накоплением наблюдательных данных о метеорных потоках. Первый численный критерий близости орбит был предложен в 1963 г. (Southworth, Hawkins, 1963). С его помощью авторы классифицировали массив фотографических наблюдений метеоров, относя метеор к одному из известных потоков, если расстояние между орбитой метеороида и средней орбитой потока не превышало порогового значения.

Развитие вычислительной техники и автоматизации наблюдений открыло широкие возможности статистической обработки массивов орбитальных данных. Критерии близости орбит стали ключевым инструментом поиска метеорных потоков и отождествления их родительских тел. Открылась новая область применения критериев: каталогизация семейств астероидов (Lindblad, Southworth, 1971). Формула (Southworth, Hawkins, 1963) была подвергнута критическому анализу, ее модификации предложили Drummond (1981) и Jopek (1993).

Фундаментальные результаты о взаимном расположении и расстоянии между парой кеплеровских орбит получены К.В. Холшевниковым. Отправной точкой исследований можно считать задачу о вычислении MOID – минимального расстояния между точками двух орбит (по данной теме см. также раздел “Оценки и вычисление параметра MOID” во второй части обзора). В работе (Kholshchevnikov, Vassiliev, 1999b) эта задача для эллиптических орбит сведена к тригонометрическому уравнению восьмой степени и показано, что такая степень уравнения – минимально возможная при определенных ограничениях на коэффициенты. В работе (Baluyev, Kholshchevnikov, 2005) получено обобщение результата на произвольные кеплеровские орбиты. Задача о зацеплении пары орбит, также связанная с вопросом о минимальном расстоянии, рассмотрена в (Kholshchevnikov, Vassiliev, 1999a). Коэффициент зацепления, введенный в этой статье, характеризует взаимное расположение орбит и оценивает расстояние сверху.

MOID – важная численная характеристика в задачах предсказания сближений тел, но мало подходящая для решения вопросов об их общем происхождении: ничто не мешает двум совершенно разным орбитам иметь сколь угодно малое значение минимального расстояния между ними. Метрика, описывающая именно “похожесть” орбит, была предложена в статье (Kholshchevnikov, Vassiliev, 2004) и представляла собой гельдеровское расстояние между орбитами, параметризованными эксцентрисической аномалией. Метрика эта, однако, была определена лишь для эллипти-

ческих орбит и неограниченно росла при приближении к параболическому пределу.

Новый тип расстояния появляется в статьях (Kholshchevnikov, 2008) и (Kholshchevnikov и др., 2016) и определяется как функция интегралов движения материальной точки в центральном поле тяготения: векторов момента импульса и Лапласа–Рунге–Ленца

$$\mathbf{K} = \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}, \quad \mathbf{e} = \frac{\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{K}}{\kappa^2} - \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (8)$$

Здесь  $\mathbf{r}$  и  $\dot{\mathbf{r}}$  обозначают радиус-вектор точки и ее скорость в системе координат, связанной с притягивающим центром,  $r = |\mathbf{r}|$  и  $\kappa^2$  – гравитационный параметр. Расстояние между непрямолинейными орбитами  $x$  и  $y$  определяется так:

$$\rho_2(x, y) = \sqrt{|\mathbf{u}_x - \mathbf{u}_y|^2 + |\mathbf{v}_x - \mathbf{v}_y|^2}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{u}_x, \mathbf{v}_x$  и  $\mathbf{u}_y, \mathbf{v}_y$  – отвечающие орбитам  $x$  и  $y$  пары векторов, сонаправленных с  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{e}$ , заданные формулами

$$\mathbf{u} = \mathbf{K}/\kappa, \quad \mathbf{v} = \mathbf{e}|\mathbf{u}|.$$

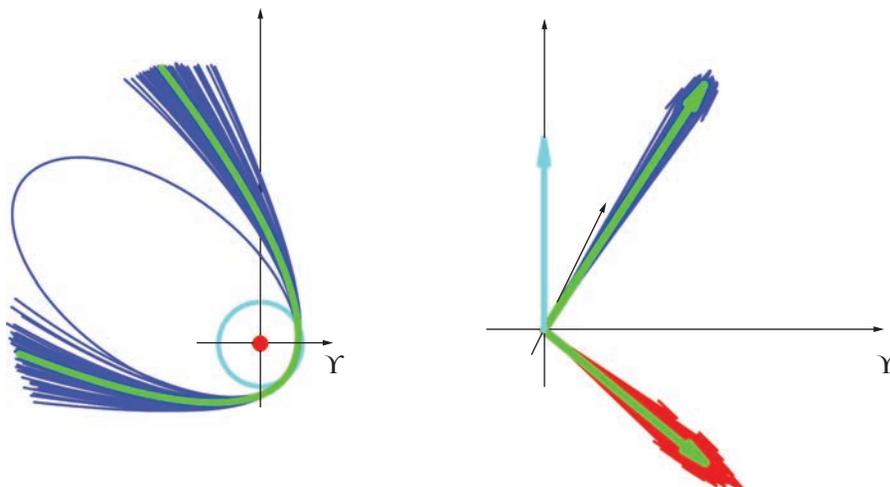
Наглядное представление о связи векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  с орбитами небесных тел дает рис. 2. Слева на нем изображены орбиты нескольких метеороидов из потока июльских гамма-Драконид, в проекции на плоскость эклиптики, а справа – соответствующие этим орбитам пары векторов. Показаны также средняя орбита потока и орбита Земли.

Формула (9), выраженная через кеплеровские элементы, выглядит следующим образом:

$$\rho_2(x, y) = \sqrt{(1+e_x^2)p_x + (1+e_y^2)p_y - 2\sqrt{p_x p_y}(\cos I + e_x e_y \cos P)}, \quad (10)$$

где  $p, e$  – фокальный параметр и эксцентриситет орбиты, обозначенной нижним индексом. Взаимный наклон орбит  $I$  и угол между векторами эксцентриситета  $P$  можно выразить через угловые параметры орбит: наклонение  $i$ , аргумент перигелия  $\omega$  и долготу восходящего узла  $\Omega$  (Kholshchevnikov и др., 2016).

Такой подход к определению расстояния заметно отличается от предшествовавших ему критериев близости орбит. В самом деле, критерий Southworth, Hawkins (1963) и его варианты определяются с помощью конкретной системы орбитальных элементов и потому имеют локальный характер в той же мере, в какой локальна параметризация многообразия орбит данной системы элементов. В работе (Kholshchevnikov и др., 2016) отмечено, что эта локальность проявляется в “неудобном” поведении критериев в окрестности круговых орбит и на парах орбит с противоположным направлением движения, лежащих в одной плоскости. Напротив, метрика  $\rho_2$  определя-



**Рис. 2.** Июльские гамма-Дракониды (GDR); слева — проекции орбит на плоскость эклиптики, справа — соответствующие орбитам векторы  $\mathbf{u}$  (синий) и  $\mathbf{v}$  (красный). Зеленым цветом выделена средняя орбита потока, голубым — орбита Земли. Данные взяты из Jenniskens и др. (2016).

ется через интегралы задачи двух тел, не зависящие от конкретной системы элементов, что делает ее естественной мерой расстояния между любой парой непрямолинейных кеплеровых орбит. Добавление в (9) члена, пропорционального квадрату разности потенциальных энергий тел, позволяет расширить область определения метрики и на прямолинейные орбиты (Kholshchevnikov, 2008). Однако такая модификация усложняет работу с метрикой, не принося ощутимой практической пользы.

Расстояние  $\rho_2$ , определенное формулой (9), удовлетворяет аксиоматическому определению метрики, принятому в математике (Александров, 1977). Это важное свойство выгодно отличает его от других критериев близости. Множество, снабженное метрикой — классический объект анализа и топологии, отправная точка построений метрической геометрии. Абстракция метрического пространства позволяет ввести на множестве орбит полезные понятия среднего (Jorek и др., 2006; Миланов, Щепалова, 2021), меры и размерности (Milanov, 2019).

Под действием возмущений со стороны планет орбиты тел Солнечной системы со временем изменяются, причем характер эволюции различных элементов орбит неодинаков. В отсутствие резонансов и тесных сближений аргумент перигелия  $\omega$  и долгота восходящего узла  $\Omega$  орбиты изменяются значительно быстрее по сравнению с другими параметрами орбиты. Для сопоставления орбит, претерпевших длительную эволюцию, в работах (Kholshchevnikov, 2008) и (Kholshchevnikov и др., 2016) были введены функции расстояния, игнорирующие различия быстро меняющихся элементов  $\omega$  и  $\Omega$ :

$$\rho_3 = \min_{\Omega_1, \Omega_2} \rho_2, \quad \rho_4 = \min_{\omega_1, \omega_2} \rho_2, \quad \rho_5 = \min_{\Omega_1, \Omega_2, \omega_1, \omega_2} \rho_2. \quad (11)$$

Значения этих функций на паре орбит  $x$  и  $y$  равны минимальным расстояниям  $\rho_2$  между орбитами, все кеплеровские элементы которых, кроме указанных под знаком минимума, совпадают с соответствующими элементами  $x$  и  $y$ . Все три минимума выражаются в элементарных функциях кеплеровых элементов.

Если считать одинаковыми любые две орбиты, различающиеся лишь долготой восходящего узла, то множество всех орбит превратится в фактор-множество — совокупность классов эквивалентности орбит. Нетрудно убедиться в том, что функция  $\rho_3$  корректно определена на этой совокупности. То же верно для  $\rho_4$  и  $\rho_5$ , но с другими отношениями эквивалентности: в первом случае отождествляются орбиты, различающиеся лишь аргументом перигелия, а во втором класс эквивалентности состоит из объектов со всевозможными  $\Omega$  и  $\omega$ . В работе (Milanov, 2018) показано, что каждая из функций  $\rho_3$ ,  $\rho_4$ ,  $\rho_5$  удовлетворяет аксиомам метрического пространства на своем фактор-множестве. Более того, фактор-пространства с метриками  $\rho_4$  и  $\rho_5$  изометричны подмножествам довольно простого вида в  $\mathbf{R}^4$  и  $\mathbf{R}^3$ . Этот факт позволяет определить среднее семейства орбит как образ среднего арифметического соответствующих им точек евклидова пространства (Milanov и др., 2019).

В работе (Kholshchevnikov и др., 2020) введено еще одно фактор-пространство, моделирующее метеорные потоки с постоянной долготой перигелия  $\varpi = \Omega + \omega$ . Элементами этого пространства служат классы орбит, у которых параметры  $p$ ,

$e$ ,  $i$  и  $\varpi$  одинаковы. Функция расстояния  $\rho_6$  определена на нем аналогично (11):

$$\rho_6 = \min_{\Omega_1, \Omega_2, \omega_1, \omega_2} \rho_2,$$

где минимум вычисляется при условии постоянства сумм  $\Omega_1 + \omega_1 = \varpi_1$  и  $\Omega_2 + \omega_2 = \varpi_2$ . Оказалось, что  $\rho_6$  не является метрикой на всем пространстве орбит: существует тройка гиперболических орбит, для которой неравенство треугольника не выполнено (Kholshchevnikov и др., 2021). Вопрос о том, справедливо ли неравенство на множестве негиперболических орбит, пока открыт.

Метрики Холшевникова дают полезный и многообещающий инструмент для изучения соотношений между орбитами небесных тел. Появившись сравнительно недавно, они были взяты на вооружение исследователями малых тел Солнечной системы и с успехом применяются для поиска пар астероидов (Kholshchevnikov, Shchepalova, 2018; Kuznetsov, Safronova, 2018) и транснептуновых объектов (Кузнецов и др., 2021; Kuznetsov и др., 2021) с близкими орбитами, предположительно имеющих общее происхождение, для выявления кластеров среди астероидов, сближающихся с Землей (Jopek, 2020), отождествления родительских тел метеорных потоков (Kokhirova и др., 2018; Сергиенко и др., 2020; Sergienko и др., 2021), подтверждения родства астероидов, ассоциированных с метеорными роями (Kokhirova и др., 2018), определения характеристик генераторов случайных орбит (Jopek, 2021). Пространство кеплеровых орбит с метриками  $\rho_2 - \rho_6$  — красивый математический объект: уже тот факт, что функции, определенные простыми формулами (11), удовлетворяют неравенству треугольника, говорит о наличии неочевидных внутренних симметрий. Теоретические свойства метрик еще не до конца изучены: не решен вопрос о том, метрика ли  $\rho_6$  на множестве эллиптических орбит, не для всех фактор-пространств получены формулы вычисления средних орбит, не выяснена зависимость расстояния от величины возмущения, переводящего одну орбиту в другую. Исследование метрик продолжается, а их применение к задачам, связанным с близостью орбит, даст еще немало прекрасных результатов.

### ГОМОЛОГИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ АГЕКЯНА—АНОСОВОЙ

Для численного интегрирования задачи трех тел необходимо задать массы тел и начальные условия: для каждого тела массу, три пространственные координаты и три скорости; для системы из трех тел всего 21 параметр. Мы можем несколько уменьшить это число, используя интегралы движения, но все равно пространство начальных условий будет иметь высокую размер-

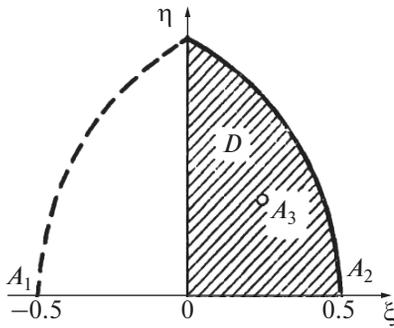
ность, что затрудняет выбор начальных условий и ограничивает возможность представить результаты исследований в наглядной и удобной для анализа форме. Вопрос, как объять необъятное и как выбирать начальные условия для численного исследования задачи трех тел, оставался актуальным вплоть до 1960-х годов. В статье 1967 года, посвященной исследованию динамики тройных систем методом статистических испытаний, Г.А. Агекян и Ж.П. Аносова вводят понятие  $D$ -области. Так появилась знаменитая “область  $D$ ” (Агекян, Аносова, 1967), в англоязычных работах часто называемая “областью  $D$  Агекяна—Аносовой” или “отображением Агекяна—Аносовой” (Agekian—Anosova region  $D$ , Agekian—Anosova map). Позже было предложено название “гомологическая область  $D$ ” (Chernin и др., 1994).

Область  $D$  появилась как результат разработки методики задания начальных условий, подходящего для статистического анализа тройных систем. Вначале для упрощения все три тела полагались имеющими одинаковые массы (равные единице). Следующее упрощение — пусть все три тела неподвижны в начальный момент. Это вносит существенное облегчение — задача из пространственной становится плоской. В этом случае необходимо задать только начальные координаты тел, всего три пары, то есть шесть чисел, но размерность все еще высока и не допускает простой визуализации.

Область  $D$  представляет собой множество всевозможных конфигураций тройной системы с равными массами и определяется следующим образом. Три тела —  $A_1, A_2, A_3$  — расположены в точках с координатами  $(-1/2, 0)$ ,  $(+1/2, 0)$  и  $(\xi, \eta)$ . Начало координат  $(\xi, \eta)$  расположено посередине между точками  $A_1, A_2$ , расстояние между которыми принимается равным единице. Проводится дуга окружности единичного радиуса с центром в точке  $A_1$ , вместе с координатными осями ограничивающая область различных конфигураций (заштрихованная область на рис. 3) с точностью до подобия, поворотов и отражений. В случае расположения точки  $A_3$  вблизи пересечения дуги окружности с осью  $\eta$  конфигурация напоминает равносторонний треугольник, при расположении  $A_3$  в точке  $(0, 0)$  все три тела выстраиваются вдоль одной прямой.

Таким образом, идея области  $D$  проста: если мы поместим два тела в точки с координатами  $(-1/2, 0)$  и  $(+1/2, 0)$ , то все возможные различные геометрические конфигурации мы получим, поместив третье тело в область, ограниченную (положительными) осями координат и дугой единичной окружности с центром в точке  $(-0.5, 0)$  (см. рис. 3).

Таким образом, если мы рассматриваем систему с телами равных масс и нулевыми начальными скоростями, все возможные начальные условия получаются заданием всего двух чисел — коорди-



**Рис. 3.** Схематическое изображение гомологической области Агекияна–Аносовой –  $D$ -области. Рис. из работы (Агекиян, Аносова, 1967).

нат  $(x, y)$  третьего тела. Системы с телами равных масс, отличных от единицы, и/или с другими размерами (но с конгруэнтными начальными условиями) сводятся к “стандартной” изменением шкал расстояния и времени – нормированием расстояний по максимальному расстоянию между телами в начальный момент и нормированием времени по среднему времени пересечения системы

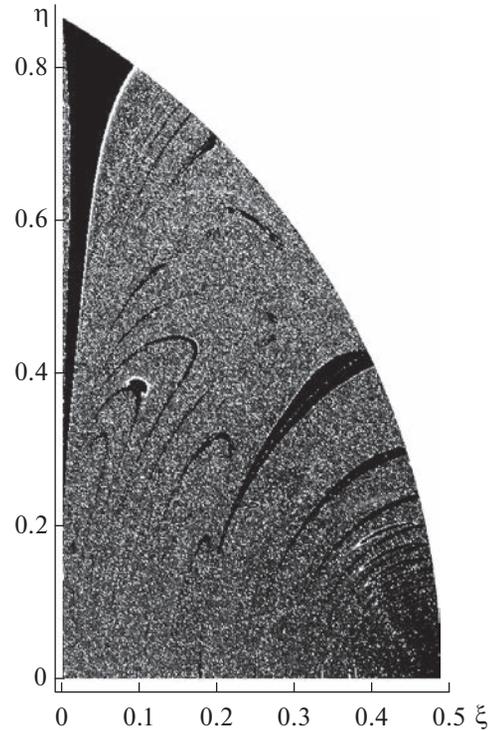
$$\tau = \frac{G \sqrt{\sum_{i=1}^3 m_i \sum_{i \neq j} m_i m_j}}{(2|E|)^{3/2}},$$

где  $G$  – гравитационная постоянная,  $m_i$  – массы тел ( $i = 1, 2, 3$ ),  $E$  – полная энергия системы.

Использование области  $D$  не только упрощает выбор начальных условий, но, что очень важно, позволяет осуществить простую визуализацию результатов (см. рис. 4, иллюстрирующий времена жизни тройных систем).

В работе (Агекиян, Аносова, 1967) телам приданы небольшие начальные скорости для того, чтобы избежать тесных сближений, так как интегрирование проводилось без регуляризации. В следующей статье (Агекиян, Аносова, 1968) регуляризация уже использовалась, так что не было необходимости вносить эти добавки. В работе (Агекиян, Аносова, 1967) изучалось время жизни тройных систем и был получен прообраз рис. 4. В работе Агекияна и Аносовой (1968) изучалась структура области  $D$  и были выделены подобласти с разным качественным поведением траекторий (распад после разного количества тройных сближений и др.). Начальные условия генерировались случайным образом, равномерно в области  $D$ . Позднее, с развитием компьютеров, стало возможным сканирование области  $D$  с мелким шагом.

Область  $D$  также можно рассматривать как отображение: в любой момент времени для анализа геометрической конфигурации системы (в том числе и в трехмерном случае) мы можем упо-



**Рис. 4.** Времена жизни тройных систем (заданы равные массы и нулевые начальные скорости). Темные области соответствуют короткоживущим системам. Рис. из работы (Мартынова и др., 2010).

рядочить тела по взаимным расстояниям в текущий момент, нормировать расстояния (координаты тел) по максимальному из трех и поместить тела с максимальным разделением на горизонтальной оси в точки  $(-0.5, 0)$  и  $(0.5, 0)$ , располагая наиболее близкие тела справа; третье тело окажется в области  $D$  (см., например, Valtonen, Karttunen, 2009). Тогда можно анализировать эволюцию геометрии системы, отслеживая движение точки в области  $D$ . Типичный конец эволюции тройной системы с нулевым угловым моментом – распад: после тройного сближения одно из тел получает гиперболическую скорость и уходит прочь от образовавшейся тесной двойной. В этом случае траектория в области  $D$  будет приближаться к точке  $(0.5, 0)$ , выступающей в роли аттрактора. Возможно обобщение на случай разных масс – нужно просто рассмотреть все 6 возможных перестановок трех тел.

Начиная с конца 1960-х годов, понятие  $D$ -области широко используется в работах по изучению динамики тройных систем. Так, Агекиян и др. (1983) проводят численные эксперименты для 1000 начальных конфигураций в  $D$ -области и определяют среднее время, необходимое выбрасываемому из системы компоненту для удаления на заданное расстояние; при этом среднее время для безусловного выброса из системы стремится к

бесконечности. Anosova и др. (1994) продолжают ряд работ по численному исследованию задачи о свободном падении в системе трех тел. При равномерном распределении начальных значений по  $D$ -области и по круговой области выполняется численное моделирование движения в тройной системе до ухода или далекого отклонения одного из компонентов системы.

Chernin и др. (1994) в рамках изучения конфигураций тройных галактик используют результаты Агекяна и Аносовой (1967), выделяя при этом в  $D$ -области несколько регионов с определенными свойствами конфигураций. Так, верхний угол карты назван областью лагранжевых треугольников, нижний правый угол соответствует иерархическим конфигурациям, область внизу карты связана с коллинеарными конфигурациями.

Tanikawa и др. (1995) исследуют свободное падение в задаче трех тел и описывают возможные конфигурации при помощи  $D$ -области, ссылаясь на работы петербургской научной школы (Т.А. Агекян, Ж.П. Аносова, В.В. Орлов и др.). Авторы определяют множество начальных условий в  $D$ -области, приводящих к двойным и тройным соударениям. Результаты численного моделирования приводят к ряду выводов: так, в области  $D$  начальные условия, приводящие к двойным соударениям, расположены вдоль структур–арок; начальные условия для тройного соударения соответствуют пересечениям трех арок двойного соударения; вдоль границы — дуги окружности  $D$ -области — расположено бесконечно большое количество начальных условий для тройного соударения.

Tanikawa и др. (2019) используют методы символьных последовательностей и ранее разработанные алгоритмы регуляризации для поиска тройных соударений, симметричных во времени, при этом  $D$ -область обобщается на случаи систем с неравными массами. Было получено дополнительное условие на пересечение кривых двойных соударений, соответствующее тройному соударению. Авторы обнаружили 11 точек в  $D$ -области, приводящих к тройным соударениям; таких точек должно быть бесконечно много. Также выделено два типа орбит тройного соударения, классифицируемых в зависимости от перемены упорядоченности точек треугольника.

Voekholt и др. (2020) исследуют проблему хаотичности движения в задаче трех тел со свободным падением в начальный момент времени. В качестве начальных данных выбираются конфигурации из  $D$ -области.

Manwadkar и др. (2020) подробно исследуют  $D$ -область, вводя две новые метрики и используя их для разделения различных видов взаимодействий и динамического поведения, таких как эргодические взаимодействия и полеты Леви двух типов, определенных в работе Shevchenko (2010).

Авторы предложили новую модель оценки времени жизни тройной системы, а также новый механизм процесса релаксации в системе трех тел.

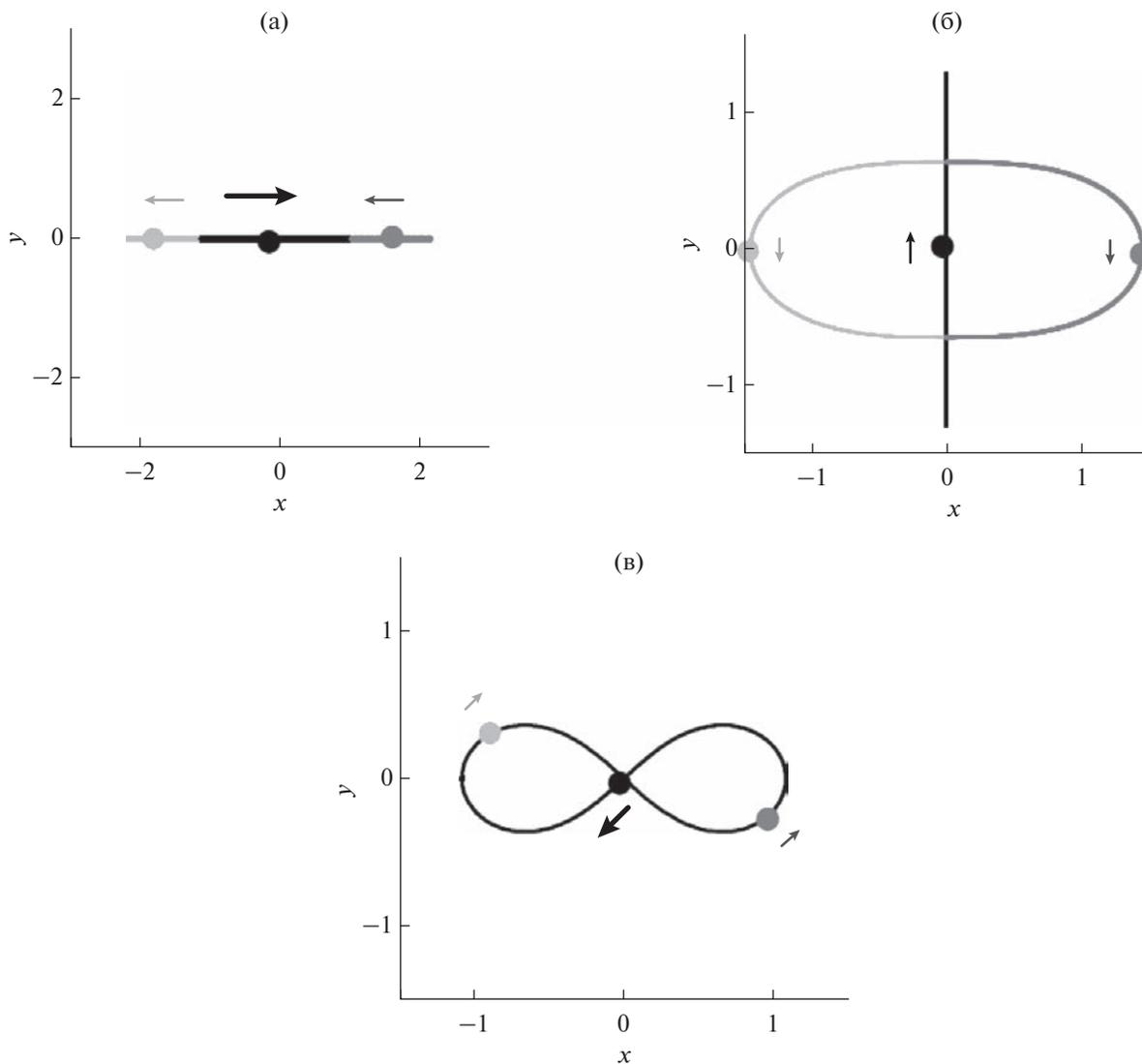
Идея области  $D$  нашла применение не только в небесной механике и звездной астрономии. Так, Sano (2007) в работе, посвященной задаче о динамике трех заряженных тел, — так называемой классической кулоновской задаче трех тел, — выделяет более сложное множество начальных конфигураций, концептуально сходное с  $D$ -областью. Область  $D$  появляется в работах по физике и физической химии (см., например, книгу Toda и др., 2005).

### МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ТРОЙНЫЕ СИСТЕМЫ ОРЛОВА

В начале 2000-х годов в исследованиях устойчивости периодических орбит было замечено, что в ряде случаев системы, близкие к периодическим, проводят долгое время в окрестности периодической орбиты. Эффект “прилипания”, заключающийся в том, что траектория проводит долгое время в некоторой ограниченной области фазового пространства вблизи границы хаоса, прежде чем уйти от границы, был известен ранее; см., например, статьи (Contopoulos, 1971) и (Chirikov, 1979; 1991). В задаче трех тел он был обнаружен в приложении к динамике астероидов (Shevchenko, Scholl, 1997), задаче Ситникова (Dvorak и др., 1998). В задаче трех тел с равными массами и нулевыми начальными скоростями В.В. Орловым с коллегами и студентами были обнаружены системы, проводящие долгое время в окрестности устойчивых периодических орбит, приведенных на рис. 5: орбиты Брука, орбиты Шубарта и орбиты “восьмерки”.

Примеры показаны на рис. 6. Системы с таким поведением были названы метастабильными (Martynova и др., 2003). Метастабильная система в ходе эволюции проводит долгое время в окрестности периодической орбиты, “прилипая” к ней, затем уходит в хаотическую область, с возможными далекими выбросами и интенсивными тройными взаимодействиями, затем возможен распад системы или попадание опять в область регулярности — в окрестность той же или другой периодической орбиты. В статье (Martynova и др., 2003) авторы искали метастабильные системы на границе гомологической области  $D$ , описанной выше в разделе “Гомологическая область Агекяна–Аносовой,” выделяя системы трех типов: прилипающих к решению Шубарта (тип 1), восьмерке (тип 2) или орбите Брука (тип 3) (см. рис. 7).

В работе (Orlov и др., 2004) авторы в поиске метастабильных систем сканировали область  $D$  с шагом 0.001 по обеим осям. Из около 300 тысяч рассмотренных систем примерно 9000 проводили



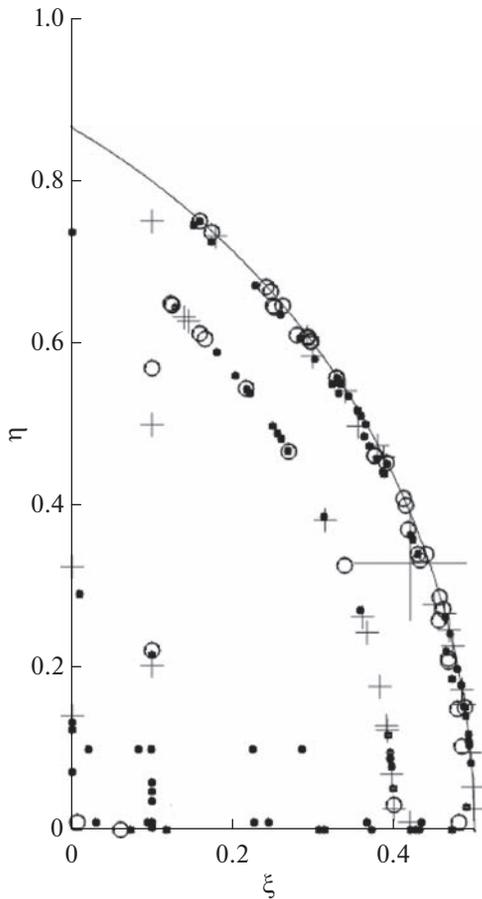
**Рис. 5.** Устойчивые периодические орбиты: (а) орбита Шубарта; (б) орбита Брука; (в) орбита “восьмерка”. Рис. из работы (Orlov и др., 2004).



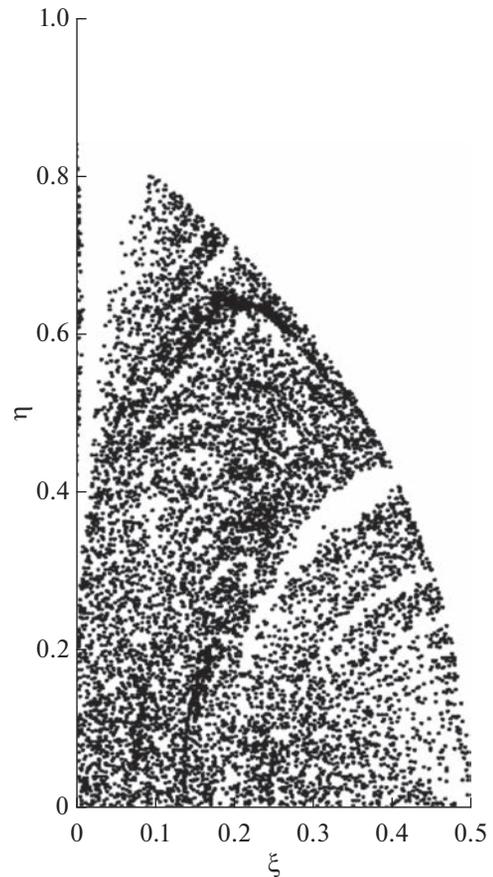
**Рис. 6.** Траектории в окрестности устойчивых периодических орбит. Рис. из статьи (Мартынова, Орлов, 2013).

в метастабильном режиме более 100 средних времен пересечения. Соответствующие начальные условия показаны на рис. 8. Вполне естественно, метастабильные системы следует искать среди

долгоживущих систем: см. рис. 8, а также рис. 3 в статье (Orlov и др., 2004). Авторы перечисляют возможные подходы для поиска и исследования метастабильных систем: визуальный анализ тра-



**Рис. 7.** Начальные условия метастабильных систем в окрестности границы области  $D$ . Точки – тип 1, плюсы – тип 2, кружки – тип 3. Рис. из статьи (Мартынова и др., 2003).



**Рис. 8.** Начальные условия метастабильных систем. Рис. из статьи (Orlov и др., 2004).

екторий, статистический анализ последовательностей состояний систем, использование методов символической динамики, различных энтропийных характеристик, вейвлет-анализа.

Возможен поиск метастабильных систем и в случае ненулевых начальных скоростей, а также в окрестности других периодических решений; см., например, (Мартынова, Орлов, 2013). Отметим вслед за авторами (Orlov и др., 2004), что явление метастабильности имеет временный характер: некоторое (иногда довольно продолжительное) время система проводит в окрестности устойчивой периодической орбиты, “прилипая” к ней, но в итоге (возможно, после нескольких этапов метастабильного поведения, чередующихся с выбросами и активными тройными взаимодействиями) эволюция системы заканчивается распадом.

Эффекты “прилипания” траекторий к границам областей хаоса в фазовом пространстве обуславливают специфический степенной характер распределения длин возвратов Пуанкаре в подоб-

ных системах (см. Shevchenko, Scholl, 1997; Orlov и др., 2010; Shevchenko, 2010).

### МОДЕЛИ ОГОРОДНИКОВА–МИЛНА

В 1930-х годах К.Ф. Огородников разработал концепцию звездной системы как непрерывной среды на основе понятия центроида, который представляет собой математическую точку, неподвижную по отношению к элементарному макроскопическому объему системы, центром которого она является (Ogorodnikoff, 1932; см. также Огородников, 1958, обзор в работе Ossipkov, 2001). При таком рассмотрении каждая точка звездной системы характеризуется своей скоростью – средней скоростью звезд в окрестности этой точки, то есть скоростью центроида (вектор “streaming” в терминах работы (Ogorodnikoff, 1932)).

Модель Огородникова в общем виде представляет собой приложение теоремы Гельмгольца к векторному полю скоростей центроидов, устанавливающее аналогию между движением звездных систем и движением непрерывной среды. Если предположить, что скорость центроида есть непрерывная (и дифференцируемая) функция –

$\mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{R})$ , где  $\mathbf{R}$  – радиус-вектор точки в некоторой неподвижной (точнее, инерциальной) системе координат, и что проекции этой скорости на координатные оси имеют непрерывные частные производные первых двух порядков, то для малых гелиоцентрических расстояний  $r$  вектор-функцию  $\mathbf{V}(\mathbf{R})$  можно разложить в ряд по степеням гелиоцентрических прямоугольных координат  $x, y, z$ , сохраняя лишь члены первого порядка. В такой модели векторное поле скоростей центроидов представляется линейным выражением

$$\mathbf{V}(\mathbf{R}) = \mathbf{V}_0 + M\mathbf{r}, \quad (12)$$

где  $\mathbf{V}_0 = (u_0, v_0, w_0)$  – скорость центроида наблюдателя (центроида Солнца),  $M$  – матрица смещения,  $\mathbf{r}$  – гелиоцентрический радиус-вектор центроида звезд (Ogorodnikoff, 1932; Огородников, 1958). Матрица  $M$  в современных обозначениях (см., например, Витязев, Цветков, 2012) представляется в виде

$$M = M^+ + M^-, \quad (13)$$

где  $M^+$  – симметричная матрица локальной деформации поля скоростей, а  $M^-$  – антисимметричная матрица локального вращения:

$$M^+ = \begin{pmatrix} M_{11}^+ & M_{12}^+ & M_{13}^+ \\ M_{12}^+ & M_{22}^+ & M_{23}^+ \\ M_{13}^+ & M_{23}^+ & M_{33}^+ \end{pmatrix}, \quad M^- = \begin{pmatrix} 0 & -\Omega_3 & \Omega_2 \\ \Omega_3 & 0 & -\Omega_1 \\ -\Omega_2 & \Omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Таким образом, в модели Огородникова (12)–(14) внутри малой окрестности произвольной точки звездной системы поле скоростей центроидов разлагается на три компоненты, содержащие 12 параметров: 1) скорость поступательного движения малой окрестности как твердого тела с параметрами  $u_0, v_0, w_0$ ; 2) скорость твердотельного вращения этой окрестности с компонентами вектора мгновенной угловой скорости  $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$  в качестве параметров; 3) скорости деформации окрестности с параметрами  $M_{11}^+, M_{21}^+, M_{33}^+$ , описывающими сжатие–растяжение поля скоростей вдоль осей системы координат  $(x, y, z)$ , и с параметрами  $M_{12}^+, M_{13}^+, M_{23}^+$ , описывающими деформацию поля скоростей в основной плоскости  $(x, y)$  и двух перпендикулярных к ней плоскостях. Заметим, что (остаточное) движение Солнца относительно своего центроида должно быть учтено при вычислении скоростей  $\mathbf{V}(\mathbf{R})$ . Однако, если поле  $\mathbf{V}(\mathbf{R})$  рассматривается относительно системы координат, связанной с центроидом Солнца, то  $u_0, v_0, w_0$  становятся параметрами остаточной скорости Солнца и могут быть определены из наблюдений вместе с остальными параметрами модели Огородникова.

В предположении, что движение центроидов происходит параллельно галактической плоско-

сти, модель (12)–(14) приводит к следующим выражениям для компонент скорости центроида звезд относительно центроида Солнца:

$$V_r = (M_{12}^+ + \sin 2l + C \cos 2l + K)r \cos^2 b, \quad (15)$$

$$V_l = (M_{12}^+ + \cos 2l - C \sin 2l + \Omega_3)r \cos b, \quad (16)$$

$$V_b = -V_r \operatorname{tg} b, \quad (17)$$

где  $V_r$  – лучевая скорость,  $V_l$  и  $V_b$  – компоненты по галактическим долготе и широте,  $C = 1/2(M_{11}^+ - M_{22}^+)$ ,  $K = 1/2(M_{11}^+ + M_{22}^+)$ . Если при этом центроиды вращаются вокруг оси Галактики ( $C = 0$ ), то (15)–(16) приводят к обобщенным формулам Оорта, выведенным Огородниковым:

$$V_r = A(\sin 2l + K)r \cos^2 b, \quad (18)$$

$$V_l = A(\cos 2l + B)r \cos b, \quad (19)$$

где  $A$  и  $B (= \Omega_3)$  – постоянные Оорта (Ogorodnikoff, 1932; Огородников, 1958; см. также Зонн, Рудницкий, 1959). Коэффициент  $K$  в формуле (18) выражает гидродинамическое расхождение (расширение или сжатие) поля скоростей центроидов. При  $K = 0$  формулы (18) и (19) совпадают с оортскими. Значение  $K \neq 0$  означает локальное отклонение от модели Оорта–Линдблада (ОЛ) чистого цилиндрического вращения центроидов в Галактике.

Формулы (15)–(17) показывают, что лучевые и тангенциальные скорости звезд должны давать двойную волну (с периодом 180°) вдоль оси  $l$  не только в модели ОЛ, но и в случае произвольного движения центроидов параллельно галактической плоскости, причем независимо от закона изменения скоростей центроидов от галактоцентрического расстояния.

Теорию Огородникова обобщил Milne (1935): даже при произвольном движении центроидов, если их скорость есть непрерывная (и дифференцируемая) функция положения, то есть без всяких динамических теорий для стационарной или нестационарной системы, синусоиды с периодом 180° получаются во всех трех компонентах скоростей в произвольной системе сферических координат (см. также Паренаго, 1954; Зонн, Рудницкий, 1959). Модель Огородникова–Милна (ОМ) сыграла большую роль в теоретическом осмыслении различных эффектов и моделей галактической кинематики, известных в тот период (см. Ossipkov, 2001). В дальнейшем подход Огородникова–Милна продолжал развиваться (см. обзор в работе Осипкова, 1975), в частности, в направлении разработки теории второго порядка (Эдмондсон, 1962; Осипков, 1975). Однако последняя предсказывает существование большого числа гармоник, не наблюдающихся в реальных

данных (Витязев, Цветков, 2009), поэтому на практике она применялась лишь в отдельных работах (Hernández-Pajares, Núñez, 1990). Заметим также, что увеличение порядка теории не устраняет принципиального ее ограничения — применимости только в окрестности (обычно околосолнечной) той или иной малости; в общем случае следует основываться на формулах Боттлингера—Пиловского (см., например, Зонн, Рудницкий, 1959). Вместе с тем, модели ОМ оказались весьма полезными для исследования *локального* объема (в большинстве работ), *малых* нелокальных объемов, крупномасштабного поля остаточных скоростей.

Анализ наблюдательных данных показывает, что модели ОМ, действительно, лучше в сравнении с моделью ОЛ описывают кинематику звезд в широкой окрестности Солнца — до расстояний  $\sim 2$  кпк (например, Rybka, 2004a) и даже до 3 кпк (за исключением определения параметра  $v_0$ ; см. Цветков, Амосов, 2019). Из параметров, демонстрирующих отличие от модели ОЛ, значимыми чаще всего получаются параметры  $C$  и  $K$  (см., например, Rybka, 2004a; 2004b; Бобылев и др., 2009). Для некоторых звездных подсистем и каталогов данных модель ОМ (15)—(17) с движениями центроидов вдоль плоскости Галактики (4 параметра) оказалась достаточной для представления локального поля скоростей (Rybka, 2004a; 2004b; Бобылев и др., 2009), иногда именно такую модель принимают изначально (Olling, Dehnen, 2003).

Модели ОМ применялись для анализа трехмерных скоростей, а также собственных движений и лучевых скоростей, взятых по отдельности. В последнем случае сравнение двух результатов может содержать дополнительную информацию (см., например, Витязев, Цветков, 2009; Velichko и др., 2020).

Альтернативным разложением в моделях ОМ и ОЛ является подход к построению моделей поля скоростей в локальном макроскопическом объеме, основанный на представлении данных при помощи полных ортогональных систем функций. Полученные так полные модели использовались для оценки параметров модели ОМ, защищенных от смещений со стороны явлений, не включенных в модель (см., например, Витязев, Цветков, 1989; Hernández-Pajares, Núñez, 1990; Витязев и др., 2017; 2018; Velichko и др., 2020). С другой стороны, модели ОМ служат репером, по отношению к которому методом разложения по скалярным или векторным сферическим функциям выявляются дополнительные систематические компоненты, не описываемые данной моделью (например, Витязев, Цветков, 2009; Цветков и др., 2020; Velichko и др., 2020). Так, применение этого метода к собственным

движениям звезд в северном и южном полушариях Галактики позволило обнаружить, что статистически надежные значения параметров  $M_{23}^+$  и  $\Omega_1$  модели ОМ имеют разные знаки в разных полушариях, что является следствием замедления скорости вращения Галактики по мере возрастания расстояния от ее основной плоскости (Витязев, Цветков, 2012; Vityazev, Tsvetkov, 2013; 2014; Velichko и др., 2020).

Модель Огородникова—Милна широко востребована как эффективный инструмент в многоплановых исследованиях кинематики галактических объектов не только в местном макроскопическом объеме, но и в областях другой локализации.

Линейная модель ОМ многократно применялась: для изучения Местной звездной системы по собственным движениям звезд (Bobylev, 2001); для проверки инерциальности системы каталогов собственных движений (найден формальное вращение звезд вокруг галактической оси  $y$ , направленной в сторону вращения Галактики; Бобылев, Ховричев, 2006; Akhmetov и др., 2015); для описания систематических различий между собственными движениями звезд в разных каталогах (Витязев и др., 2017). При помощи моделей ОМ было найдено вращение вокруг оси  $x$ , направленной на центр Галактики, которое было интерпретировано как кинематическое проявление искривления звездно-газового галактического диска (Бобылев, 2013). Модель ОМ также применялась для анализа поля остаточных скоростей, причем обнаруженное вращение вокруг оси  $y$  также было увязано с искривлением тонкого диска Галактики (Бобылев, Байкова, 2021). Fedorov и др. (2021) предложили способ построения кривой вращения Галактики без использования величины расстояния от Солнца до центра Галактики ( $R_0$ ): рассматривать центроиды с радиусами 0.5—1.0 кпк вдоль направления центр—антицентр Галактики на  $R = 0$ —16 кпк, применяя к каждому из центроидов модель ОМ.

## МОДЕЛИ ОСИПКОВА—МЕРРИТА

Исследование сферических и эллипсоидальных звездных систем, таких как эллиптические галактики, ведется на протяжении более чем столетия. Однозначная связь между фазовой и пространственной плотностями в случае изотропного распределения скоростей была установлена еще Эддингтоном (Eddington, 1916). Для создания полного набора анизотропных функций распределения, соответствующих произвольному сферическому распределению массы, были предложены различные методы, как аналитические, так и численные. При этом зачастую алгоритмы оказывались слишком громоздкими или медленно сходящимися.

В работе 1979 г. Осипков разработал метод построения самогравитирующих сферических моделей с эллипсоидальным распределением скоростей. В стационарной сферической системе с эллипсоидальным распределением скоростей фазовая плотность зависит только от линейной комбинации  $x_\lambda = x_0 - \lambda \xi$  интеграла энергии  $x_0$  и квадрата кинетического момента  $\xi = r^2 v_i^2$  (на единицу массы). Величина  $\lambda$  имеет смысл параметра анизотропии распределения скоростей. При известном пространственном распределении вещества и фиксированном параметре анизотропии решение интегрального уравнения относительно функции фазовой плотности становится возможным путем сведения к уравнению Абеля и получения при этом итогового решения в конечном виде. Частным случаем решения такого уравнения при нулевом значении  $\lambda$  является решение Эддингтона. Предложенный метод был применен к построению таких сравнительно простых моделей, как однородный шар единичного радиуса, сферическая модель с потенциалом Паренаго и сферическая модель Шустера–Пламмера. Для однородного шара получен вывод о невозможности существования не только модели со сферическим распределением скоростей, но и с эллипсоидальным кроме случая  $\lambda = -1$ .

Меррит (Merritt, 1985) представил метод для создания семейств анизотропных функций распределения, согласующихся со сферически-симметричными профилями плотности. Каждое из получаемых решений характеризуется единственным параметром  $r_a$  – радиусом анизотропии: в качестве переменной используется величина  $Q = E \pm J^2/2r_a^2$ , где  $E$  – энергия,  $J$  – угловой момент (на единицу массы). При этом вблизи центра системы распределение скоростей изотропно, а на периферии – радиально или тангенциально анизотропно. В работе автор обсуждает два основных способа получения анизотропных решений – получение радиально анизотропных решений ( $f = f(E + J^2/2r_a^2)$ ) и двух типов тангенциально анизотропных решений ( $f = f(E - J^2/2r_a^2)$ ), а также определяет расположение соответствующих решениям орбит на диаграмме Линдблада ( $E, J$ ). Сочетание нескольких решений с различными радиусами анизотропии позволяет получить модели с практически произвольными характеристиками дисперсии скоростей. Меррит предложил применять представленный метод для моделирования профилей дисперсии скоростей сферических систем, таких как эллиптические галактики. Обычно наблюдаемый профиль дисперсии скоростей представляется сглаженной кривой. В методе Меррита в применении к модельной галактике с профилем де Вокулера подходящими оказались решения первого типа, что позволило

прийти к выводу об удобстве использования полученных решений, в том числе и вследствие заметного сокращения времени вычислений. Тем не менее автор указывает на наличие разрыва при  $r = r_a$ .

Во многих исследованиях авторы ссылаются на методы Осипкова и Меррита как на единый алгоритм, метод Осипкова–Меррита. Так, в работе (Ostriker и др., 1989) об исследовании влияния трехосности эллиптических галактик на орбиты шаровых скоплений авторы предлагают использовать метод Осипкова–Меррита для получения функций распределения  $f_k(E, J)$ , позволяющих находить как ящикообразные, так и трубообразные траектории скоплений в галактике с учетом согласования с заданной функцией распределения плотности излучающего вещества. Cuddeford (1991) обобщает метод Осипкова–Меррита, как метод инверсии фундаментального интегрального уравнения, что позволяет получать двухпараметрические функции распределения, согласующиеся с произвольным заданным профилем плотности. С точки зрения математики, функции распределения представляют собой степенные выражения от углового момента, домноженные на функции модели Осипкова–Меррита. С точки зрения физики, представленное обобщение позволяет учесть произвольную тангенциальную анизотропию, что позволяет исследовать устойчивость самосогласованных сферически-симметричных звездных систем. Полученные в качестве примера семейства аналитических моделей Пламмера и Яффе показали существенную зависимость центральной плотности и дисперсии скоростей от анизотропии скоростей. Alimi и др. (1999) исследовали устойчивость вращающихся столкновительных самогравитирующих сферических систем, при этом к модели Осипкова–Меррита анизотропной сферической системы было добавлено вращение в двух возможных вариантах – как при сохранении анизотропии функции распределения, так и при деформации системы в пространстве скоростей; показано, что на устойчивость существенно влияют анизотропия скоростей и отношение полной кинетической энергии к энергии вращения.

В настоящее время модели Осипкова–Меррита широко используются и обсуждаются. Сотников и Родионов (2008) применили итеративный метод при создании моделей анизотропных сферически-симметричных темных гало с фиксированным профилем дисперсии скоростей и обсудили применимость метода Осипкова–Меррита; отмечены существенные расхождения профилей анизотропии, получаемых в модели Осипкова–Меррита, и наблюдаемых по данным космологического моделирования. Метод Осипкова–Меррита применим для внутренних областей сферически-симметричных моделей галактик: в работе

Ciotti и др. (2019) такая модель анизотропной звездной компоненты рассмотрена в совокупности с изотропным темным гало и черной дырой в центре галактики; для звездной компоненты аналитически решаются уравнения Джинса, получен предел параметров анизотропии, при котором еще не развивается неустойчивость радиальных орбит.

Baes, Dejonghe (2021) в рамках изучения дифференциального распределения энергии в стационарных динамических системах вносили анизотропию с профилем из модели Осипкова—Меррита в дифференциальное распределение энергии в модели Хернквиста; получившиеся модели были изотропны в центральных областях и практически полностью радиально анизотропны во внешней области. Численные эксперименты показали, что средняя энергия связи на единицу массы не зависит от принятого профиля анизотропии.

Модели Осипкова—Меррита используются в программных комплексах для динамического моделирования звездных систем. Baes и др. (2021) разработали программный код SpheCow, позволяющий исследовать структуру и динамику моделей сферических систем в предположении как изотропной, так и анизотропной по Осипкову и Мерриту структуры орбит.

## ФОТОГРАВИТАЦИОННАЯ НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА И СОЛНЕЧНЫЙ ПАРУС

При обсуждении основных проблем фотогравитационной небесной механики (ФНМ) следует иметь в виду, что к ним принято относить задачи о движении малых небесных тел естественного или искусственного происхождения, испытывающих в силу своих физических свойств существенное влияние светового давления солнечных лучей. Это относится как к гелиоцентрическим, так и к геоцентрическим движениям.

Сила лучевого отталкивания, то есть прямое световое давление (эффект Лебедева), не является функцией только лишь массы и положения облучаемого тела, а зависит еще от его размеров и формы, от его ориентации к лучам света, от температуры и светоотражательных свойств его поверхности. В полной модели давления светового излучения кроме прямого давления (в качестве главного слагаемого) присутствуют еще и релятивистские поправки, зависящие кроме перечисленных факторов еще и от отношения орбитальной скорости тела к скорости света. В ряде случаев, причем в первую очередь для тел с высоким значением парусности (отношения “поперечное сечение—масса”) приходится переходить от традиционной модели гравитационного поля в космическом пространстве к модели фотогравитационного поля, в котором наряду с гравитационным

притяжением существует и радиативное отталкивание. Основы такого подхода были заложены еще П.Н. Лебедевым.

Фотогравитационное силовое поле, являющееся наложением гравитационного и радиативного полей, неконсервативно. Соответствующее изменение орбитальной энергии небесного тела приводит к эволюции его орбиты, темп и интенсивность которой определяются уровнем воздействия сил светового давления (космической радиативной среды) на это тело. Многоплановые исследования такой эволюции привели к созданию целого раздела небесной механики — фотогравитационной небесной механики. Фундаментальные исследования в этой области касаются, прежде всего, постановок фотогравитационных задач двух и трех тел (Поляхова, 1980).

Классификация соответствующих задач включает в себя наряду с задачами классической небесной механики, обобщенными на случай возмущений от сил светового давления, еще и задачи космического полета под действием этих сил, то есть задачи теории управления. Здесь неразрывно связаны между собой задачи гелиоцентрические и геоцентрические, стационарные и нестационарные, задачи о возмущениях движения искусственных спутников Земли (ИСЗ) и космических аппаратов (КА) под действием сил светового давления и задачи об управляемом полете с солнечным парусом (СП). Кроме орбитальных задач важной областью являются и задачи о вращательном движении под действием давления излучения.

Попытки провести классификацию задач ФНМ неизменно приводят к некоторым условным схемам типа “Главные задачи ФНМ” и “Объекты ФНМ”. В рамках первой схемы уместно упомянуть две базовые задачи: ФНМ с одним излучающим центром (Солнечная система, 7 точек либрации) и ФНМ с двумя гравитирующими центрами излучения (двойная звездная система, 9 точек либрации). Обобщение этих задач приводит к неограниченным постановкам задач трех или многих тел в рамках ФНМ.

В задаче с излучением Солнца уместно выделить три очевидные пересекающиеся позиции (Поляхова, 2010):

1. гелиоцентрические движения: гелиоцентрическая задача двух тел о движении микрометеороидов; ограниченная задача трех тел типа Солнце—Юпитер—частица или Солнце—комета—частица хвоста; исследование устойчивости семи точек либрации, нестационарные постановки задач двух или трех тел в рамках ФНМ;

2. геоцентрические (планетоцентрические) задачи возмущенного спутникового движения под действием возмущений от эффектов светового давления;

3. теория управляемого полета с СП, гелиоцентрические полеты: к Солнцу, большим планетам, спутникам планет, астероидам, кометам; полеты геоцентрические: типа разгона к Луне или работы СП в роли орбитального осветителя или пассивного ретранслятора; СП в роли защитного экрана, помещенного в гелиоцентрическую точку либрации между Солнцем и Землей и предохраняющего Землю от перегрева вследствие глобального парникового эффекта.

С предлагаемой классификацией альтернативным образом пересекается классификация “по объектам”. Имея в виду, что речь в ФНМ вообще может идти лишь об объектах с высокой парусностью, объекты можно разделить только на два класса:

- естественные малые тела Солнечной системы;
- искусственные небесные тела (ИСЗ, КА).

В рамках п. 1 уместно рассматривать орбитальные и вращательные движения пылевых частиц, микрометеороидов, малоразмерных астероидов, околопланетных пылевых структур и др., используя достаточно сложные модели сил светового давления с учетом различных слабых эффектов, таких, например, как абберационные и ротационные эффекты (Поляхова, 1986; 2004; 2010). Что же касается объектов из п. 2, т.е. ИСЗ с высокой парусностью типа баллонов, КА с СП, то для описания их орбитального или вращательного движения обычно используют самую простую модель силы светового давления, обращая, однако, особое внимание на динамические особенности движения, будь то межпланетный орбитальный перелет с СП, стабилизация ИСЗ или КА по трем осям в световом потоке.

Все это очевидное разнообразие пересекающихся задач ФНМ не позволяет уложить ее в жесткие рамки каких-либо формальных и четких классификаций, тем более что развитие космической науки постоянно предлагает ученым новые и зачастую неожиданные проблемы.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абалакин В.К.* К вопросу об устойчивости точек либрации в окрестности вращающегося трехосного эллипсоида // Бюлл. Инст. Теор. Астрон. 1957. Т. 6. С. 543–549.
- Агекян Т.А., Аносова Ж.П.* Исследование динамики тройных систем методом статистических испытаний // Астрон. журн. 1967. Т. 44. С. 1261.
- Агекян Т.А., Аносова Ж.П.* Исследование динамики тройных систем методом статистических испытаний. II. // Астрофизика. 1968. Т. 4. С. 31.
- Агекян Т.А., Аносова Ж.П., Орлов В.В.* Время распада тройных систем // Астрофизика. 1983. Т. 19. № 1. С. 111–117.
- Александров П.С.* Введение в теорию множеств и общую топологию. М.: Наука, 1977. 368 с.
- Антонов В.А.* Замечания к проблеме устойчивости в звездной динамике // Астрон. журн. 1960. Т. 37. № 5. С. 918–926.
- Антонов В.А.* Наивероятнейшее фазовое распределение в сферических звездных системах и условия его существования // Вестн. Ленинградского ун-та. 1962а. Т. 7. С. 135–146.
- Антонов В.А.* Решение задачи об устойчивости звездной системы с законом плотности Эмдена и сферическим распределением скоростей // Вестн. Ленинградского ун-та. 1962б. Т. 19. С. 96–111.
- Антонов В.А.* О неустойчивости стационарных сферических моделей с чисто радиальными движениями // Динамика галактик и звездных скоплений / Ред. Омаров Г.Б. Алма-Ата: Изд-во Наука, 1973. С. 139–143.
- Батраков Ю.В.* Периодические движения частицы в поле тяготения вращающегося трехосного эллипсоида // Бюл. Инст. Теор. Астрон. 1957. Т. 6. С. 524–542.
- Бобылев В.В.* Кинематика цефеид и изгиб диска Галактики // Письма в Астрон. журн. 2013. Т. 39. С. 909–915.
- Бобылев В.В., Байкова А.Т.* Особенности трехмерной кинематики классических цефеид // Письма в Астрон. журн. 2021. Т. 47. С. 634–645.
- Бобылев В.В., Ховричев М.Ю.* Кинематический контроль инерциальности системы собственных движений звезд каталогов ТУСНО-2 и UCAC2 // Письма в Астрон. журн. 2006. Т. 32. С. 676–690.
- Бобылев В.В., Степанищев А.С., Байкова А.Т., Гончаров Г.А.* Кинематика звезд ТУСНО-2, принадлежащих сгущению красных гигантов // Письма в Астрон. журн. 2009. Т. 35. С. 920–933.
- Витязев В.В., Попов А.В., Цветков А.С., Петров С.Д., Трофимов Д.А., Кияев В.И.* Новые детали эффекта Паренаго по данным первого релиза проекта GAIA DR1 // Письма в Астрон. журн. 2018. Т. 44. С. 688–704.
- Витязев В.В., Цветков А.С.* Представление кинематических компонент в собственных движениях звезд с помощью сферических функций // Вестн. Ленинградского ун-та. Сер. 1. 1989. Вып. 2. С. 73–79.
- Витязев В.В., Цветков А.С.* Анализ трехмерного поля скоростей звезд с помощью векторных сферических функций // Письма в Астрон. журн. 2009. Т. 35. С. 114–128.
- Витязев В.В., Цветков А.С.* Кинематические исследования собственных движений звезд зонных каталогов // Вестн. Санкт-Петербургского ун-та. Сер. 1. 2012. Вып. 1. С. 128–136.
- Витязев В.В., Цветков А.С., Петров С.Д., Трофимов Д.А., Кияев В.И.* Свойства каталога ТУСНО-2 по данным первого релиза проекта GAIA // Письма в Астрон. журн. 2017. Т. 43. С. 807–827.
- Гасанов С.А.* Задача о движении звезды внутри слоисто-неоднородной эллиптической галактики с переменной массой // Письма в Астрон. журн. 2007. Т. 33. С. 925–941.

- Гасанов С.А., Лукьянов Л.Г. О точках либрации в задаче о движении звезды внутри эллиптической галактики // Астрон. журн. 2002. Т. 79. № 10. С. 944–951.
- Журавлев С.Г. О неустойчивости точек либрации в окрестности вращающегося гравитирующего эллипсоида // Сб. научн. раб. асп. Универс. Друж. Нар. 1968. Вып. 1. С. 169–183.
- Зонн В., Рудницкий К. Звездная астрономия. М.: Изд-во Иностранной литературы. 1959. 448 с.
- Косенко И.И. Точки либрации в задаче о трехосном гравитирующем эллипсоиде. Геометрия области устойчивости // Космич. исслед. 1981. Т. 19. № 2. С. 200–209.
- Кузнецов Э.Д., Аль-Шиблави О.М., Гусев В.Д., Устинов Д.С. Пары транснептуновых объектов на близких орбитах // Астрономия и исследование космического пространства. Екатеринбург: Изд-во Уральского ун-та, 2021. 222 с.
- Мартынова А.И., Орлов В.В. Периодические орбиты в общей задаче трех тел // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 5. С. 395–407. (Martynova, A.I., Orlov, V.V. Periodic orbits in the general three-body problem // Solar System Research. 2013. V. 47. № 5. P. 363–375.) <https://doi.org/10.7868/S0320930X13040038>
- Мартынова А.И., Орлов В.В., Рубинов А.В., Соколов Л.Л., Никифоров И.И. Динамика тройных систем: учебное пособие. СПб.: Изд-во С.-Петербург. ун-та, 2010. 216 с.
- Миланов Д.В., Щепалова А.С. Определение средней орбиты семейства кеплеровых орбит // Изв. Нац. акад. наук Таджикистана. Отделение физико-математических, химических, геологических и технических наук. 2021. Т. 183. № 2. С. 37–43.
- Огородников К.Ф. Динамика звездных систем. М.: Гос. Изд-во физ.-мат. литературы. 1958. 628 с.
- Осипков Л.П. Некоторые теоретические аспекты кинематики Огородникова–Милна // Динамика и эволюция звездных систем / Ред.: Огородников К.Ф. и др. М.-Л.: АН СССР, ВАГО, ГАО. 1975. С. 66–75.
- Осипков Л.П. Сферические системы гравитирующих тел с эллипсоидальным распределением скоростей // Письма в Астрон. журн. 1979. Т. 5. № 6. С. 77–80.
- Паренаго П.П. Курс звездной астрономии. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы. 1954. 476 с.
- Поляхова Е.Н. Возмущающее влияние светового давления Солнца на движение ИСЗ // Итоги науки и техники. Сер. Исслед. космич. пространства. Т. 15. Движение искусственных спутников Земли / Ред.: Демин В.Г. М.: ВИНТИ, 1980. С. 82–114.
- Поляхова Е.Н. Космический полет с солнечным парусом. (Монография). М.: Изд-во Наука, 1986. 304 с. (Второе издание, расш. М.: Изд-во Либроком (URSS), 2009, 320 с. Третье издание, стер. Там же. 2018. 320 с.)
- Поляхова Е.Н. К столетию фотогравитационной небесной механики // Вестн. Санкт-Петербургского ун-та. Сер. 1. Математика. Механика. Астрономия. 2004. Вып. 4. С. 89–118.
- Поляхова Е.Н. Введение в теорию солнечного паруса (2-е изд., испр. и доп.). М.: Изд-во URSS. 2010. 96 с.
- Сергиенко М.В., Соколова М.Г., Холшевников К.В. Многофакторная методика поиска малых тел на близких орбитах // Астрон. журн. 2020. Т. 97. № 5. С. 432–440.
- Сотникова Н.Я., Родионов С.А. Анизотропные модели темных гало // Письма в Астрон. журн. 2008. Т. 34. № 10. С. 734–745.
- Цветков А.С., Амосов Ф.А. Кинематические параметры поля скоростей звезд области вокруг Солнца радиусом до 3 кпк по данным каталога Gaia Data Release 2 with radial velocities // Письма в Астрон. журн. 2019. Т. 45. С. 517–528.
- Цветков А.С., Амосов Ф.А., Трофимов Д.А., Петров С.Д. Исследование кинематики звезд каталога Gaia Data Release 2 with radial velocities с помощью скалярных и векторных сферических функций // Письма в Астрон. журн. 2020. Т. 46. С. 61–75.
- Эдмондсон Ф. Кинематические основы динамики Галактики // Строение звездных систем / Ред.: Холопов П.Н. М.: Изд-во иностранной литературы, 1962. С. 17–38.
- Akhmetov V.S., Fedorov P.N., Velichko A.B., Shulga V.M. The kinematics parameters of the Galaxy using data of modern astrometric catalogues // Odessa Astron. Publ. 2015. V. 28. P. 154.
- Alimi J.-M., Perez J., Serna A. Stability of rotating spherical stellar systems // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1999. V. 305. P. 859–865.
- Anosova J.P., Orlov V.V., Aarseth S.J. Initial conditions and dynamics of triple systems // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 1994. V. 60. P. 365–372.
- Baes M., Camps P., Vandenbroucke B. SpheCow: Flexible dynamical models for galaxies and dark matter haloes // Astron. and Astrophys. 2021. V. 652. id. A36.
- Baes M., Dejonghe H. The differential energy distribution and the total integrated binding energy of dynamical models // Astron. and Astrophys. 2021. V. 653. id. A140.
- Baluyev R.V., Kholshevnikov K.V. Distance between two arbitrary unperturbed orbits // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2005. V. 91. № 3–4. P. 287–300.
- Binney J., Tremaine S. Galactic Dynamics. Princeton, New Jersey: Princeton Univ. Press, 1987. 733 p.
- Binney J., Tremaine S. Galactic Dynamics. Second Edition. Princeton, Oxford: Princeton Univ. Press, 2008. 920 p.
- Bobylev V.V. Application of Ogorodnikov–Milne Model to Investigation of the Local Stellar System Kinematics // Stellar Dynamics: from Classic to Modern / Eds: Osipkov L.P., Nikiforov I.I. St. Petersburg: St. Petersburg Univ. Press, 2001. P. 32–35.
- Boekholt T.C.N., Portegies Z.S.F., Valtonen M. Gargantuan chaotic gravitational three-body systems and their irreversibility to the Planck length // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2020. V. 493. P. 3932–3937.
- Chernin A.D., Ivanov A.V., Trofimov A.V., Mikkola S. Configurations and morphology of triple galaxies: Evidence for dark matter? // Astron. and Astrophys. 1994. V. 281. P. 685–690.
- Chirikov B.V. A universal instability of many-dimensional oscillator systems // Phys. Rep. 1979. V. 52. P. 263–379.

- Chirikov B.V.* Patterns in chaos // *Chaos, Solitons and Fractals*. 1991. V. 1. P. 79–103.
- Ciotti L., Mancino A., Pellegrini S.* A new class of galaxy models with a central BH. I. The spherical case // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 490. P. 2656–2667.
- Contopoulos G.* Orbits in highly perturbed systems. III. Non-periodic orbits // *Astron. J.* 1971. V. 76. P. 147–156.
- Cuddeford P.* An analytic inversion for anisotropic spherical galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1991. V. 253. P. 414–426.
- Drummond J.D.* A test of comet and meteor shower associations // *Icarus*. 1981. V. 45. № 3. P. 545–553.
- Dvorak R., Contopoulos G., Efthymiopoulos Ch., Voglis N.* “Stickiness” in mappings and dynamical systems // *Planet. and Space Sci.* 1998. V. 46. P. 1567–1578.
- Eddington A.S.* The distribution of stars in globular clusters // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1916. V. 76. P. 572–585.
- Fedorov P.N., Akhmetov V.S., Velichko A.B., Dmytrenko A.M., Denischenko S.I.* Kinematics of the Milky Way from the Gaia EDR3 red giants and subgiants // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 508. P. 3055–3067.
- Hernández-Pajares M., Núñez J.* Combined study of the solar neighbourhood kinematics: Spherical harmonics and Taylor expansions // *Astrophys. and Space Sci.* 1990. V. 170. P. 187–195.
- Jenniskens P., Nénon Q., Albers J., Gural P.S., Haberman B., Holman D., Morales R., Grigsby B.J., Samuels D., Johannink C.* The established meteor showers as observed by CAMS // *Icarus*. 2016. V. 266. P. 331–354.
- Jopek T.J.* Remarks on the meteor orbital similarity D-criterion // *Icarus*. 1993. V. 106. № 2. P. 603–607.
- Jopek T.J.* The orbital clusters among the near-Earth asteroids // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 494. № 1. P. 680–693.
- Jopek T.J.* Remarks on generating realistic synthetic meteoroid orbits // *Astron. and Astrophys.* 2021. V. 645. id. A82.
- Jopek T.J., Rudawska R., Pretka-Ziomek H.* Calculation of the mean orbit of a meteoroid stream // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2006. V. 371. № 3. P. 1367–1372.
- Kholshevnikov K.V.* Metric spaces of Keplerian orbits // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2008. V. 100. № 2. P. 169–179.
- Kholshevnikov K.V., Kokhirova G.I., Babadzhyan P.B., Khamroev U.H.* Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. № 2. P. 2275–2283.
- Kholshevnikov K.V., Milanov D.V., Shchepalova A.S.* The space of Keplerian orbits and a family of its quotient spaces // *Vestnik St. Petersburg Univ. Mathematics*. 2021. V. 54. № 2. P. 213–220.
- Kholshevnikov K.V., Shchepalova A.S.* On distances between orbits of planets and asteroids // *Vestnik St. Petersburg Univ. Mathematics*. 2018. V. 51. № 3. P. 305–316.
- Kholshevnikov K.V., Shchepalova A.S., Jazmati M.S.* On a quotient space of Keplerian orbits // *Vestnik St. Petersburg Univ. Mathematics*. 2020. V. 53. № 1. P. 108–114.
- Kholshevnikov K.V., Vassiliev N.N.* On linking coefficient of two Keplerian orbits // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1999a. V. 75. № 1. P. 67–74.
- Kholshevnikov K.V., Vassiliev N.N.* On the distance function between two Keplerian elliptic orbits // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1999b. V. 75. № 2. P. 75–83.
- Kholshevnikov K.V., Vassiliev N.N.* Natural metrics in the spaces of elliptic orbits // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2004. V. 89. № 2. P. 119–125.
- Kokhirova G.I., Kholshevnikov K.V., Babadzhyan P.B., Khamroev U.H., Milanov D.V.* Metric approaches to identify a common origin of objects in  $\sigma$ -Capricornids complex // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 157. P. 28–33.
- Kuznetsov E.D., Al-Shiblawi O.M., Gusev V.D.* Dynamic evolution of pairs of trans-Neptunian objects: The case of binary and single objects in pair // *Contrib. Astron. Observatory Skalnaté Pleso*. 2021. V. 51. № 3. P. 226–240.
- Kuznetsov E.D., Safronova V.S.* Application of metrics in the space of orbits to search for asteroids on close orbits // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 157. P. 22–27.
- Lindblad B.A., Southworth R.B.* A study of asteroid families and streams by computer techniques // *Int. Astron. Union Colloq.* 1971. V. 12. P. 337–352.
- Manwadkar V., Trani A.A., Leigh N.W.C.* Chaos and Levy flights in the three-body problem // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 497. P. 3694–3712.
- Martynova A.I., Orlov V.V., Rubinov A.V.* Metastability in the evolution of triple systems // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2003. V. 344. P. 1091–1096.
- Merritt D.* Spherical stellar systems with spheroidal velocity distributions // *Astron. J.* 1985. V. 90. P. 1027–1037.
- Michie R.W.* On the distribution of high energy stars in spherical stellar systems // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1963. V. 125. P. 127–139.
- Milanov D.V.* Metrics in Keplerian orbits quotient spaces // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2018. V. 130. id. 27.
- Milanov D.V.* On local normability of spaces of Keplerian orbits // *Vestnik St. Petersburg Univ. Mathematics*. 2019. V. 52. № 3. P. 317–226.
- Milanov D.V., Milanova Y.V., Kholshevnikov K.V.* Relaxed triangle inequality for the orbital similarity criterion by Southworth and Hawkins and its variants // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2019. V. 131. id. 5.
- Milne E.A.* Stellar kinematics and the K-effect // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1935. V. 95. P. 560–573.
- Ogorodnikoff K.* A theory of streaming in the system of B stars // *Zeitschrift für Astrophysik*. 1932. Bd. 4. H. 2. S. 190.
- Olling R.P., Dehnen W.* The Oort constants measured from proper motions // *Astrophys. J.* 2003. V. 599. P. 275–296.
- Orlov V., Petrova A., Rubinov A.* Metastable trajectories in free-fall three-body problem // *Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems. ASP Conference Series*. V. 316 / Eds: *Byrd G., Kholshevnikov K., Myllari A., Nikiforov I., Orlov V.* San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2004. P. 70.
- Orlov V.V., Rubinov A.V., Shevchenko I.I.* The disruption of three-body gravitational systems: lifetime statistics // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2010. V. 408. P. 1623–1627.
- Ossipkov L.P.* Kyrill Fedorovich Ogorodnikov (1900–1985) // *Stellar Dynamics: from Classic to Modern* / Eds: Os-

- sipkov L.P., Nikiforov I.I. St. Petersburg: St. Petersburg Univ. Press, 2001. P. xx–xxviii.
- Ostriker J.P., Binney J., Saha P.* The effect of galaxy triaxiality on globular clusters // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1989. V. 241. P. 849–871.
- Rybka S.P.* Local kinematics of dwarfs from the Tycho-2 data // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* 2004a. V. 20. P. 133–141.
- Rybka S.P.* Kinematic analysis of red giant stars in the vicinity of the Sun // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* 2004b. V. 20. P. 437–443.
- Sano M.M.* Dynamics starting from zero velocities in the classical Coulomb three-body problem // *Phys. Rev. E.* 2007. V. 75. id 026203.
- Sergienko M.V., Sokolova M.G., Andreev A.O., Nefedyev Y.A.* Search for possible connections of the h-Virginids meteor shower with near-Earth asteroids // *J. Physics: Conf. Ser.* 2021. V. 2103. id. 012037.
- Shevchenko I.I.* Hamiltonian intermittency and Lévy flights in the three-body problem // *Phys. Rev. E.* 2010. V. 81. id. 066216.
- Shevchenko I.I., Scholl H.* Intermittent trajectories in the 3/1 Jovian resonance // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1997. V. 68. P. 163–175.
- Southworth R.B., Hawkins G.S.* Statistics of meteor streams // *Smithsonian Contrib. Astrophys.* 1963. V. 7. P. 261–285.
- Tanikawa K., Umehara H., Abe H.* A search for collision orbits in the free-fall three-body problem. I. Numerical procedure // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1995. V. 62. P. 335–362.
- Tanikawa K., Saito M.M., Mikkola S.* A search for triple collision orbits inside the domain of the free-fall three-body problem // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2019. V. 131. id. 24.
- Toda M., Komatsuzaki T., Konishi T., Berry R.S., Rice S.A.* (Editors). *Geometric Structures of Phase Space in Multidimensional Chaos. A Special Volume of Advances in Chemical Physics.* V. 130. Pt. A. John Wiley & Sons, Inc., 2005. 1224 p.
- Valtonen M., Karttunen H.* *The Three-Body Problem.* Cambridge Univ. Press, 2009. 345 p.
- Velichko A.B., Fedorov P.N., Akhmetov V.S.* Kinematics of main-sequence stars from the Gaia DR2 and PMA proper motions // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 494. P. 1430–1447.
- Vityazev V.V., Tsvetkov A.S.* UCAC4: Stellar kinematics with vector spherical functions // *Astron. Nachrichten.* 2013. V. 334. P. 760–768.
- Vityazev V.V., Tsvetkov A.S.* Intercomparison of kinematics derived from catalogues UCAC4, PPMXL and XPM with vector spherical harmonics // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2014. V. 442. P. 1249–1264.
- Zhuravlev S.G.* Stability of the libration points of a rotating triaxial points of ellipsoid // *Celest. Mech.* 1972. V. 6. P. 255–267.
- Zhuravlev S.G.* About the stability of the libration points of a rotating triaxial ellipsoid in a degenerate case // *Celest. Mech.* 1973. V. 8. P. 75–84.

## МИХАИЛ АЛЕКСАНДРОВИЧ ВАШКОВЬЯК (02.12.1941–18.11.2022)

DOI: 10.31857/S0320930X2301005X, EDN: HDVAVQ

18 ноября 2022 г. на 81-м году жизни скончался крупный ученый, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник ИПМ им. М.В. Келдыша РАН Михаил Александрович Вашковьяк.

Михаил Александрович родился 2 декабря 1941 г. в Москве. В 1965 году он окончил астрономическое отделение физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова и был принят на работу в отдел Охотимского Д.Е. Института прикладной математики им. М.В. Келдыша АН СССР. Он пришел в Институт талантливым воспитанником московской научной школы небесных механиков, у истоков которой стояли такие выдающиеся ученые, как Н.Д. Моисеев и Г.Н. Дубошин, и сразу же включился в научную деятельность отдела, связанную с проектированием и выполнением различных космических экспериментов и с исследованием небесно-механических задач.

В 1970–1976 гг. М.А. Вашковьяк в составе группы М.Л. Лидова участвовал в работах по баллистическому обеспечению полетов автоматических станций Луна-16–Луна-24 (Луна-16 была первым автоматическим аппаратом, доставившим взвешенное вещество на Землю, а Луна-24 – последняя советская автоматическая межпланетная станция для изучения Луны, забора и доставки лунного грунта на Землю).

Крупным исследованием Михаила Александровича, нашедшим практическое применение, стала разработка численно-аналитической теории движения резонансных (суточных, или геостационарных, и полусуточных) спутников Земли на почти круговых орбитах.

Среди исследований, выполненных М.А. Вашковьяком, следует отметить также его участие в проектах запуска космических аппаратов в окрестность точек либрации систем Земля–Луна и Солнце–Земля.

Важным направлением, удачно совместившим на долгие годы научные интересы Михаила Александровича Вашковьяка и актуальные проблемы небесной механики, стало результативное развитие им численно-аналитических методов изучения эволюции движения небесных тел с использованием различных схем осреднения. Это позволило ему выявить и изучить в ограниченной эллиптической задаче трех тел интересные классы новых орбит: квазиспутниковые, периодиче-

ские и так называемые периодически эволюционирующие, а также исследовать их устойчивость. Те же методы в применении к реальным небесным телам (спутникам планет и астероидам) позволили объяснить многие особенности их движения.

В последнее время Михаил Александрович выполнил большой цикл исследований эволюции орбит удаленных спутников планет-гигантов. Десятки таких спутников были открыты всего за несколько лет с помощью новейших космических и наземных средств наблюдения. Они сразу привлекли внимание Михаила Александровича возможностью применения развиваемых им методов. Существенная нерегулярность орбит таких удаленных спутников потребовала от него усовершенствования известных и развития новых эффективных аналитических методов исследования долговременной эволюции их орбит. В результате тщательно проделанной огромной работы Михаил Александрович фактически создал Атлас эволюции внешних спутников больших планет. Его фундаментальные работы по эволюции орбит небесных тел приобрели среди специалистов широкую известность и заслуженное признание. А исследование эволюции орбит астероидов внесло существенный вклад в анализ проблем астероидной безопасности.

Особо надо отметить неустанную и достойную большого уважения работу Михаила Александровича по сохранению и развитию научного наследия М.Л. Лидова. Благодаря большим усилиям М.А. Вашковьяка был издан написанный в свое время М.Л. Лидовым оригинальный “Курс лекций по теоретической механике” и затем – спецкурс “Минимаксные методы оценивания”.

М.А. Вашковьяк вел активную общественную деятельность. В 1991–2004 гг. он исполнял обязанности заведующего аспирантурой Института. С 2003 г. он являлся членом Международного астрономического союза. Михаил Александрович входил в состав редколлегий журналов “Астрономический вестник” и “Космические исследования”.

Светлая память о Михаиле Александровиче Вашковьяке, крупном ученом, необычайно талантливым, чутком и доброжелательном человеке навсегда сохранится в наших сердцах.

*Редакционная коллегия*