СОДЕРЖАНИЕ

Том 55, Номер 4, 2021

Оценка прочности лунного грунта по глубине колеи колес луноходов
А. Т. Базилевский, М. И. Маленков, В. А. Волов, А. М. Абдрахимов, Н. А. Козлова, А. Э. Зубарев, И. Е. Надеждина 291

О возможном механизме образования оксида железа в лунном реголите
А. Ю. Дубинский, С. И. Попель 316

Атмосферные потери атомарного кислорода при протонных авроральных событиях на Марсе
В. И. Шематович 322

Моделирование распределения доз радиации электронов на поверхности спутника Юпитера Европы для различных моделей магнитного поля
О. О. Царева, Е. П. Попова, В. Ю. Попов, Х. В. Малова, Л. М. Зеленый 334

Особенности динамической эволюции массивного диска транснептуновых объектов
В. В. Емельяненко 341

Разложение компланарного потенциала кольца Гаусса в ряд по степеням эксцентриситета
Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов, Н. Г. Трубицына 348

Определение параболической орбиты. Поиск решения в методе алгебраических уравнений
В. Б. Кузнецов 359

Тестирование звездного интерференционного коронографа в составе наземного телескопа
А. В. Юдаев, О. Я. Яковлев, А. В. Киселев, В. В. Барке, А. А. Венкстерн, И. А. Шашкова, А. В. Тавров 368

Болидный рой α-Андромедид и метеоритообразующий болид над Словакией
А. К. Терентьева, Е. С. Баканас 381

Владимир Наумович Жарков (04.03.1926–26.02.2021) 384

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 291–315

УДК 523

ОЦЕНКА ПРОЧНОСТИ ЛУННОГО ГРУНТА ПО ГЛУБИНЕ КОЛЕИ КОЛЕС ЛУНОХОДОВ

© 2021 г. А. Т. Базилевский[a, *], М. И. Маленков[b], В. А. Волов[b], А. М. Абдрахимов[a], Н. А. Козлова[a, c], А. Э. Зубарев[c], И. Е. Надеждина[c]

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

[b]АО НТЦ "РОКАД", Санкт-Петербург, Россия

[c]Московский государственный университет геодезии и картографии (МИИГАиК), Москва, Россия

*E-mail: atbas@geokhi.ru

Поступила в редакцию 15.02.2021 г.
После доработки 22.03.2021 г.
Принята к публикации 30.03.2021 г.

В работе описываются результаты измерения глубины колеи, оставленной колесами Луноходов-1 и -2, а по глубине оценивалась прочность верхнего слоя лунного грунта на сжатие. Измерения проведены в 13 местах по маршруту Лунохода-1 и в 13 местах по маршруту Лунохода-2. Они оказались равными 9–49 мм (среднее 24 мм) для Лунохода-1, и 12–32 мм (среднее 21 мм) для Лунохода-2, то есть близки друг к другу. Естественно ожидать, что, чем прочнее грунт, тем меньше глубина колеи, и приведенные в статье расчеты подтвердили это. Использованная методика учитывала специфику колес луноходов: у них были металлосетчатые обода с высокими грунтозацепами. Разброс значений прочности по трассе Лунохода-1 оказался равным 9.8–23.4 кПа (среднее 16.9 кПа), а по трассе Лунохода-2 – 13.5–22.4 кПа (среднее 14.3 кПа). Ввиду идентичности конструкций ободов колес советских и китайских луноходов оказалось возможным применить разработанную методику для расчета прочности лунного грунта по трассе движения Yutu и Yutu-2, привлекая литературные данные о глубине колеи колес Yutu (2.5–9.3 мм) и Yutu-2 (2.3–7.8 мм), и с учетом их меньшей, чем у советских луноходов, массы. Результаты оценки прочности грунта по маршруту этих аппаратов: 10.0–19.4 и 10.9–20.2 кПа соответственно. В работе также выполнен расчетно-теоретический анализ взаимозависимости измерений прочности грунта конусно-лопастным штампом бортового прибора оценки проходимости (ПрОП) советских луноходов и условными колесными штампами луноходов. Установлена линейная зависимость между измерениями и расчетами прочности лунного грунта этими двумя методами и раскрыты причины различий.

Ключевые слова: лунный грунт, колея колес лунохода, прочность на сжатие

DOI: 10.31857/S0320930X21040010

ВВЕДЕНИЕ

В планах космических исследований разных стран и космических агентств важная роль отводится передвижным аппаратам типа луноходов и марсоходов (см., например, Zelenyi, 2019; Litvak и др., 2019; Литвак и др., 2020; Artemis plan, 2020; Wan и др., 2020; Witze, 2020). Эффективность их использования зависит от их проходимости, а она, в том числе, зависит от физико-механических свойств грунта, по которому движется аппарат. Для их измерения на Луноходах-1 и -2 был установлен прибор оценки проходимости (ПрОП), с помощью которого по маршруту движения аппаратов было выполнено около тысячи измерений несущей способности и сопротивления вращательному срезу верхних 50–100 мм грунта (см., например, Леонович и др., 1971; 1978). Были выявлены значительные вариации этих свойств, в определенной мере коррелирующиеся с присутствием склонов поверхности различной крутизны, связанных с кратерами различного размера и разного возраста (см., например, Базилевский и др., 1984). Следует, однако, иметь в виду, что измерения на маршрутах Луноходов – 9.9 км у Лунохода-1 (Карачевцева и др., 2012) и 39.1 км у Лунохода-2 (Karachevtseva и др., 2017) – в масштабах Луны (рис. 1), конечно, недостаточно представительны и должны дополняться измерениями в других районах.

Возможный способ увеличения данных о физико-механических свойствах лунного грунта в других районах Луны – это наблюдения в миссиях Chang'e-3 и Chang'e-4, включавших луноходы Yutu и Yutu-2, и в будущих миссиях с луноходами. На доступных изображениях, полученных в миссиях Chang'e-3 и Chang'e-4, видны следы, остав-

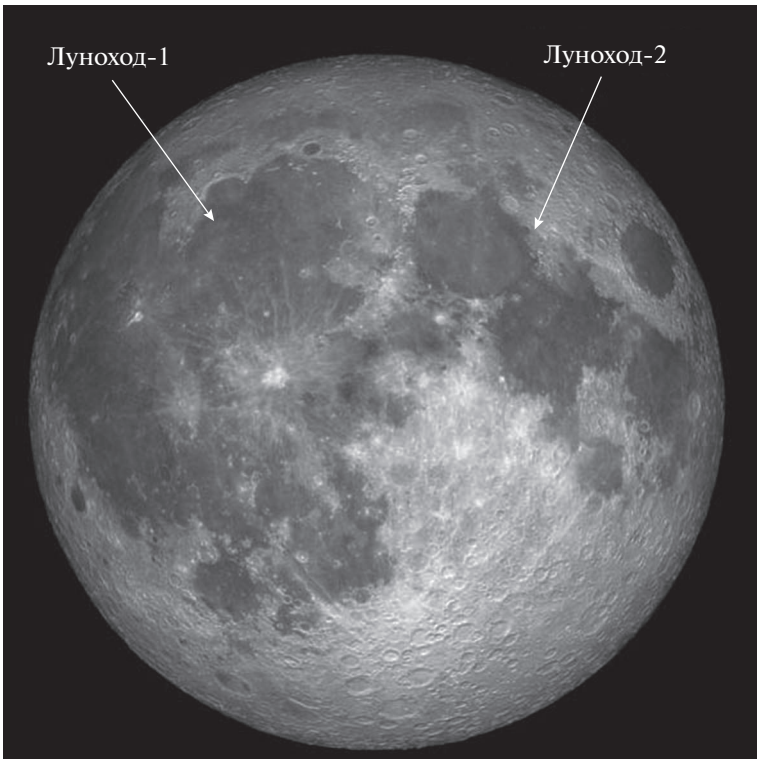


Рис. 1. Места работы Луноходов-1 и -2 на изображении видимой части Луны. Фото Luc Viator, https://lucnix.be/.

ленные колесами Yutu-1 и Yutu-2, которые можно использовать для оценки прочности грунта. Это, в частности, было сделано в работе Tang и др. (2020), в которой по изображениям, полученным ТВ-камерами этих луноходов, и построенным по ним цифровым моделям рельефа была определена глубина колеи, оставленной колесами этих луноходов. Полученные данные использовались для расчетов других физико-механических свойств.

В настоящей работе мы измерили глубину колеи, оставленной колесами Лунохода-1 и Лунохода-2, и оценили несущую способность грунта в местах измерений. Полученные результаты сравниваются со сделанными ранее измерениями прибором ПрОП и могут быть использованы для анализа глубин колей подвижных аппаратов уже реализованных и будущих лунных и марсианских миссий.

МЕСТА ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерения глубины колеи, оставляемой колесами Лунохода-1 и Лунохода-2, использовались изображения, полученные панорамными телевизионными камерами, установленными на правом и левом бортах аппарата (см., например, Селиванов и др., 1971). В процессе работы были просмотрены все изображения, полученные панорамными камерами Луноходов-1 и -2. Для дальнейшего изучения выбирались фрагменты панорам, на которых хорошо видны колея, ее ширина и глубина (рис. 2).

Всего были выбраны для измерений 13 фрагментов панорам, полученных Луноходом-1, и 13 – полученных Луноходом-2. Список этих панорам приведен в табл. 1, а места, где были получены эти панорамы, показаны на картах маршрутов на рис. 3 и 4.

Сначала мы пытались использовать наблюдаемую на панорамах ширину колеи, а известно, что она равна 200 мм, в качестве линейного масштаба для определения глубины колеи. Однако быстро убедились, что из-за плохого знания трехмерной ориентировки линии этой ширины результаты измерений глубины содержат большие ошибки и поэтому мы перешли к фотограмметрической процедуре, описанной в следующем разделе.

ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИН КОЛЕИ

17 ноября 1970 г. АМС Луна-17 доставила на поверхность Луны первый в мире управляемый дистанционно с Земли планетоход Луноход-1, а 15 января 1973 г. АМС Луна-21 доставила на Луну Луноход-2. Для решения навигационных и научных задач оба лунохода были оборудованы идентичными камерами двух типов: малокадровой те-

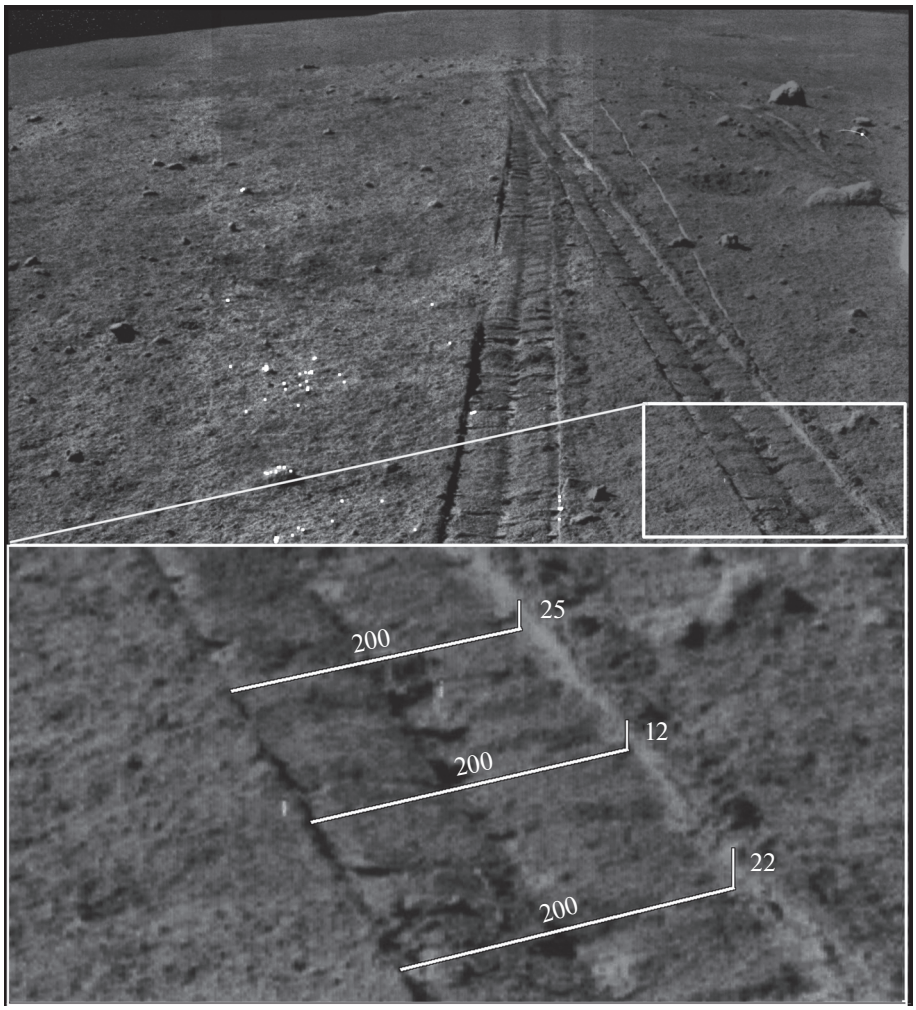


Рис. 2. Пример изображения колеи Лунохода-1, по которому определялась глубина колеи (значения в миллиметрах). Фрагмент панорамы L1_D02_S05_P20g (номер в системе сайта МИИГАиК – http://cartsrv.mexlab.ru/geoportal/), полученной в 600 м к югу–юго-востоку от места посадки аппарата Луна-17, который доставил Луноход-1 на Луну.

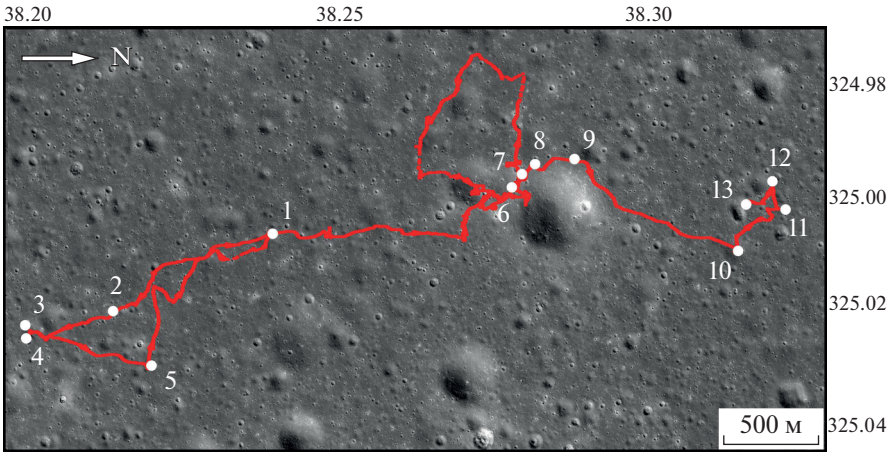


Рис. 3. Маршрут движения Лунохода-1 и места, где были получены ТВ-панорамы, использованные в настоящей работе. Мозаика снимков LROC NAC.

Таблица 1. Номера изображений панорам Луноходов, использованных для оценки глубины колеи. Первое число соответствует номеру панорамы в базе данных http://cartsrv.mexlab.ru/geoportal/, L1 – означает Луноход-1, D01 – первый (лунный) день работы, S03 – порядковый номер сеанса, P05 – порядковый номер панорамы

Номер п/п	Луноход-1	Луноход-2
1	100_L1_D01_S03_P05m	375_L2_D01_S04_P12M
2	132_L1_D02_S05_P20g	383_L2_D01_S05_P20m
3	153_L1_D02_S10_P33g	387_L2_D02_S02_P02m
4	160_L1_D03_S01_P02m	394_L2_D02_S05_p10m
5	171_L1_D03_S05_P10	408_L2_D02_S12_p24m
6	253_L1_D07_S04_P08	412_L2_D02_S13_P29m
7	271_L1_D08_S03_P06m	428_L2_D03_S04_P11m
8	272_L1_D08_S03_P07m	429_L2_D03_S05_P12m
9	274_L1_D08_S04_P09m	436_L2_D03_S11_P18m
10	281_L1_D08_S07_P16m	441_L2_D04_S01_P01m
11	287_L1_D08_S11_P25m	446_L2_D04_S04_P06m
12	307_L1_D09_S05_P10	448_L2_D04_S11_P08m
13	330_L1_D11_S02_P08	455_L2_D05_S02_P01m

левизионной системой (МКТВ) (рис. 5, N5–6) и панорамными телефотометрами (рис. 5, N1–4) (Селиванов и др., 1971).

Основная функция камер МКТВ – навигационная. Установленные в передней части Лунохода они позволяли водителю, управляющему аппаратом с Земли, принимать решения по выбору маршрута передвижения. Изображения, полученные с МКТВ, имеют сравнительно низкое качество (угловое разрешение 0.12°) и почти не применялись для исследований морфологии поверхности Луны. Телефотометры (разрешение 0.06°), установленные по бортам луноходов, обеспечивали получение панорам двух видов: круговые панорамы в вертикальной плоскости (рис. 5, N1 и N3) и в плоскости со слабым наклоном к гори-

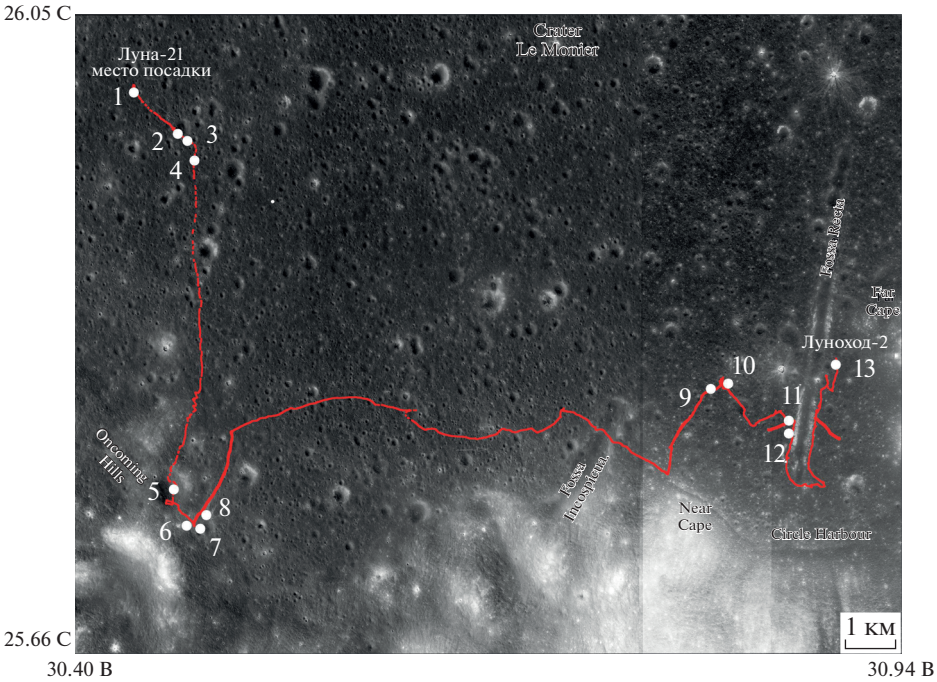


Рис. 4. Маршрут движения Лунохода-2 и места, где были получены ТВ-панорамы, использованные в настоящей работе. Мозаика снимков LROC NAC.

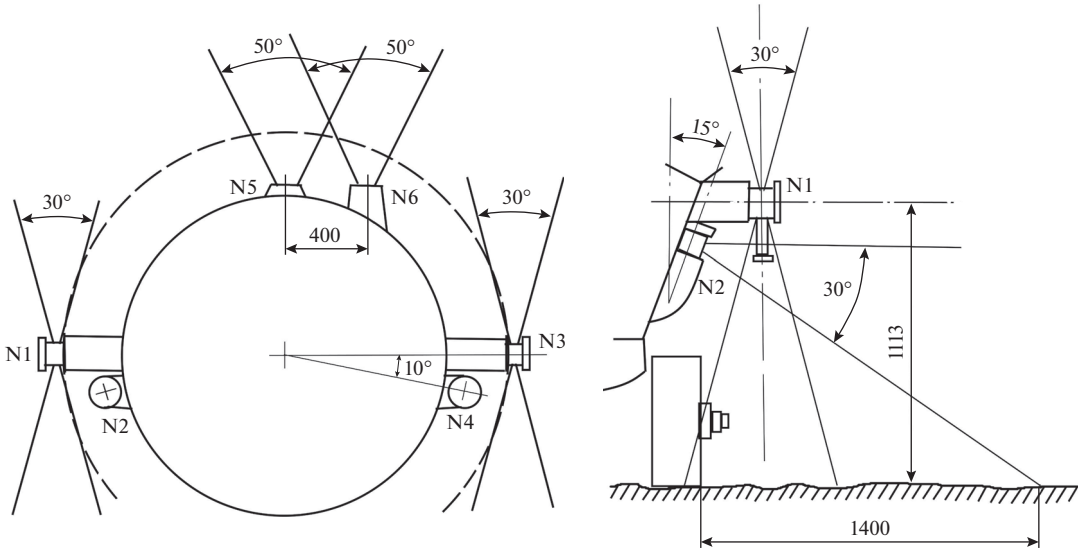


Рис. 5. Схема установки ТВ-камер на Луноходе-1: слева вид сверху; справа – вид спереди (Селиванов и др., 1971).

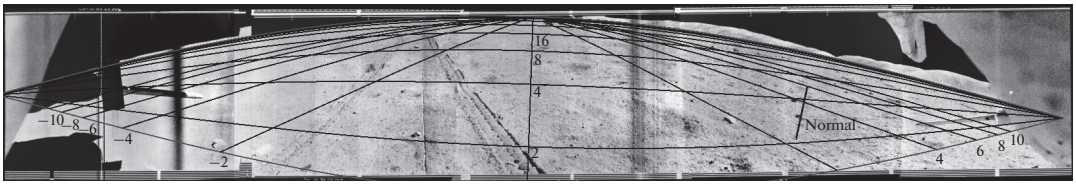


Рис. 6. Сетка дальностей и пример восстановления нормали к поверхности Луны на панорамном снимке L2_D02_S05_P10 Лунохода-2.

зонту (рис. 5, N2 и N4). Последние обеспечивали съемку поверхности с охватом горизонта чуть более 180°. На вертикальных камерах был установлен специальный прибор – оптический датчик лунной вертикали, по которому определялся наклон Лунохода в момент съемки панорамы, что позволяло рассчитывать географические координаты данного места. Горизонтальные панорамы позволяют различать детали поверхности размером до нескольких см (рис. 6) вблизи планетохода. Однако технические особенности камер (сферическая проекция изображения) и отсутствие информации об элементах ориентирования (как внешних, так и внутренних) затрудняют обработку панорамных снимков и их использование. Подробно сложности и методика фотограмметрической обработки панорамной съемки описаны в работе (Козлова и др., 2014).

Как сказано выше, для работы по оценке прочности грунта было отобрано по тринадцать панорам в каждом маршруте луноходов (табл. 1). На них отчетливо видны следы грунтозацепов, что давало дополнительную информацию об ориентировке изучаемого отрезка колеи. Именно эти изображения мы использовали для измерения глубины колеи, оставленной колесами луноходов на маршрутах следования.

Как уже отмечалось выше, изображение панорамы выполнено в сферической проекции, где проекция линии горизонта в системе координат камеры представлена дугой, кривизна которой зависит от наклона Лунохода к поверхности.

Для определения высоты кромки вала необходимо проводить измерения по направлению нормали к поверхности Луны. Но из-за сферичности проекции изображения требуется учитывать наклон нормали к поверхности в плоскости изображения. Определение отдельных элементов внешнего ориентирования и положения нормали к поверхности выполнено с помощью специально разработанного программного обеспечения Mexlab Mosaic.

В программе на изображении воссоздается сетка дальностей – набор параллельных линий вдоль двух осей, Y – координата вдоль визирной оси камеры (в системе координат снимка направлена вперед (вдаль от точки лунохода) и в проекции снимка выглядит набором концентрических сферических отрезков), X – перпендикулярна Y и направлена влево (в начало точки сканирования

слева – направо). Высота всех линий учитывает кривизну сферы Луны и соответствует ее поверхности (рис. 6 – сетка дальностей и нормаль к поверхности).

Вычисление координат точек снимка по известным координатам точек местности в системе координат камеры выполняется по следующим формулам:

$$\begin{pmatrix} V_X \\ V_Y \\ V_Z \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} X - X_P \\ Y - Y_P \\ Z - Z_P \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} \varphi \\ \lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{arctg}\left(\dfrac{V_Z}{\sqrt{V_X^2 + V_Y^2}}\right) \\ \operatorname{arctg}\left(\dfrac{V_X}{V_Y}\right) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} L \\ S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\varphi \\ \lambda \end{pmatrix} P^{-1} + \begin{pmatrix} Y_C \\ X_C \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где X_P, Y_P, Z_P – координаты точки линии сетки; X, Y, Z – положение лунохода; M – матрица углов вращения (крен, тангаж, курс); V_X, V_Y, V_Z – вектор в системе координат камеры лунохода; φ, λ – панорамические широта и долгота; P – размер пикселя изображения, равный 0.06 градуса/пиксель; X_C, Y_C – координаты центральной точки снимка в системе координат изображения (в пикселях, для лунохода принято значение (2500,500) – середина изображения).

Для определения превышений необходимо восстановить направление нормали в точки измерения. Для этого в заданной точке снимка (L, S) строится луч (V_X, V_Y, V_Z), выходящий из центра фотографирования до пересечения с поверхностью “сетки”. Для получения направления луча используется формула (4):

$$\begin{pmatrix} V_X \\ V_Y \\ V_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\lambda)\cos(\varphi) \\ \cos(\lambda)\cos(\varphi) \\ \sin(\varphi) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} V_X' \\ V_Y' \\ V_Z' \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} V_X \\ V_Y \\ V_Z \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} X_P \\ Y_P \\ Z_P \end{pmatrix} = \left|\frac{Z}{V_Z'}\right| \begin{pmatrix} V_X' \\ V_Y' \\ V_Z' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}. \quad (6)$$

По формулам (5)–(6) на основе V_X, V_Y, V_Z вычисляется точка пересечения луча и поверхности Луны (X_P, Y_P, Z_P). Измерение превышений выполняется только вдоль линии нормали. При измерении отрезка нормали используются формулы (4), (5) и (7).

$$\begin{pmatrix} X_P \\ Y_P \\ Z_P \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{X_{PN}^2 + Y_{PN}^2}}{\sqrt{V_X'^2 + V_Y'^2}} \begin{pmatrix} V_X' \\ V_Y' \\ V_Z' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где X_{PN}, Y_{PN} – точка начала нормали.

На каждом изображении в радиусе до 7.5 м (чаще в пределах 3 м) от аппарата выполнялось измерение глубины колеи по кромке вала в трех точках. Результаты измерений представлены в табл. 2 и 3 (СКО – среднеквадратичное отклонение) и на рис. 7 и 8.

Из приведенных данных следует, что измеренная глубина колеи для Лунохода-1 находится в пределах от 9 до 49 мм (среднее значение 24 мм, стандартное отклонение 2 мм), а для Лунохода-2 глубина колеи находится в пределах от 12 до 32 мм (среднее значение 21 мм, стандартное отклонение 1 мм), т.е. эти параметры близки друг к другу. Два значения глубины, измеренные в пределах материковой местности холмов Встречные в юго-западной части маршрута Лунохода-2 (20 и 21 мм), находятся в пределах значений, характерных для измерений в пределах морской равнины. Два значения, измеренные вблизи (10–20 м) кромки борозды Прямой (21 и 23 мм) тоже находятся в пределах значений, характерных для морской равнины на удалении от борозды Прямой. Глубины колей, измеренные вблизи (10–20 м) от посадочных платформ Луны-17 и -21 заметно меньше глубин в других местах (9 и 12 мм). По-видимому, это результат раздувания самого верхнего (сантиметры?) более рыхлого слоя грунта выхлопными газами обеспечивающих посадку тормозных ракетных двигателей. Такое раздувание впервые видели астронавты Apollo-11 на конечном этапе посадки (Aldrin и др., 1969). Оптический эффект такого раздувания изучался в ряде работ, например, Kreslavsky, Shkuratov (2003); Kaydash и др. (2011); Clegg и др., 2014; Кайдаш, Шкуратов, 2014. Результат такого раздувания в местах посадки Луны-17 и Луны-21 виден на снимках LROC NAC, полученных при сравнительно большой (>40°) высоте Солнца над горизонтом (рис. 9).

Таблица 2. Результаты измерений глубины колеи Лунохода-1

№ места измерений	№ панорамы	Координаты места съемки, градусы		Тип местности	Глубина колеи в точках, м				Расстояние до третьей (дальней) точки от аппарата, м	СКО измерения глубин, мм
		широта	долгота		1	2	3	среднее*		
1	100	38.238	–35.001	Море	10	7	9	9	1.8	1.1
2	132	38.216	–34.987	Море	22	12	25	20	2.9	1.8
3	153	38.199	–34.981	Море	26	19	28	24	3.2	2.0
4	160	38.205	–34.979	Море	34	45	40	40	2.5	1.6
5	171	38.225	–34.996	Море	16	13	21	17	5.4	3.3
6	253	38.278	–35.012	Море	18	23	19	20	2	1.3
7	271	38.28	–35.015	Море	44	50	52	49	3.2	2.1
8	272	38.284	–35.017	Море	26	15	14	18	4.3	2.6
9	274	38.29	–35.016	Море	23	32	27	27	2.2	1.4
10	281	38.303	–35.003	Море	13	18	17	16	2.1	1.3
11	287	38.316	–35.004	Море	28	37	20	28	3.2	2.0
12	307	38.319	–35.008	Море	18	34	20	24	3.4	2.1
13	330	38.316	–35.008	Море	36	28	8	24	2.5	1.6

* – округление до целых значений.

Таблица 3. Результаты измерений глубины колеи Лунохода-2

№ места измерений	№ панорамы	Координаты места съемки, градусы		Тип местности	Глубина колеи в точках, м				Расстояние до третьей (дальней) точки от аппарата, м	СКО измерения глубин, мм
		широта	долгота		1	2	3	среднее*		
1	375	25.999	30.401	Море	9	14	13	12	2.6	1.6
2	383	25.978	30.431	Море	15	12	22	16	1.9	1.2
3	387	25.974	30.437	Море	15	24	26	22	7.5	4.6
4	394	25.877	30.457	Море	22	13	14	16	2.2	1.4
5	408	25.799	30.508	Материк	24	15	24	21	2.2	1.4
6	412	25.801	30.517	Материк	17	20	23	20	4.2	2.6
7	428	25.799	30.62	Море	19	14	20	18	2	1.3
8	429	25.803	30.726	Море	31	31	34	32	3.7	2.3
9	436	25.815	30.834	Море	20	15	22	19	1.6	1.0
10	441	25.82	30.84	Море	23	20	24	22	2.4	1.5
11	446	25.795	30.891	Море	15	21	28	21	2.4	1.5
12	448	25.796	30.907	Море	25	21	23	23	4.9	3.0
13	455	25.832	30.922	Море	31	23	26	27	1.5	1.0

* – округление до целых значений.

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА НЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ЛУННОГО ГРУНТА ПО ГЛУБИНЕ КОЛЕЙ ЛУНОХОДОВ

Анализ методов оценки прочности лунного грунта

Идея оценки несущей способности по глубине колеи – просадке грунта (sinkage) под колесами полноприводного самоходного аппарата – была предложена еще при исследованиях физико-механических свойств грунта в экспедиции Лунохода-1 (Леонович и др., 1971). При этом ориентировочная глубина колеи, оценка которой была сделана с помощью датчика вертикального положения девятого колеса, на различных участках трассы при прямолинейном движении оказалась в пределах 10–50 мм. Нижняя граница этого диапазона определяется максимальной глубиной следа свободно катящегося девятого колеса, которая составляла 5–10 мм. Эта глубина, в свою очередь, оценивалась при анализе фотопанорам в сравнении с известной шириной обода колеса одометра (рис. 10). Таким образом, погрешность оценки указанного диапазона составляла ±5 мм.

Однако, при наличии в составе самоходного шасси Лунохода-1 специального прибора оценки проходимости (ПрОП), представлявшего собой механический пенетрометр (рис. 11), иные способы оценки физико-механических свойств носили исключительно качественный характер. Тем бо-

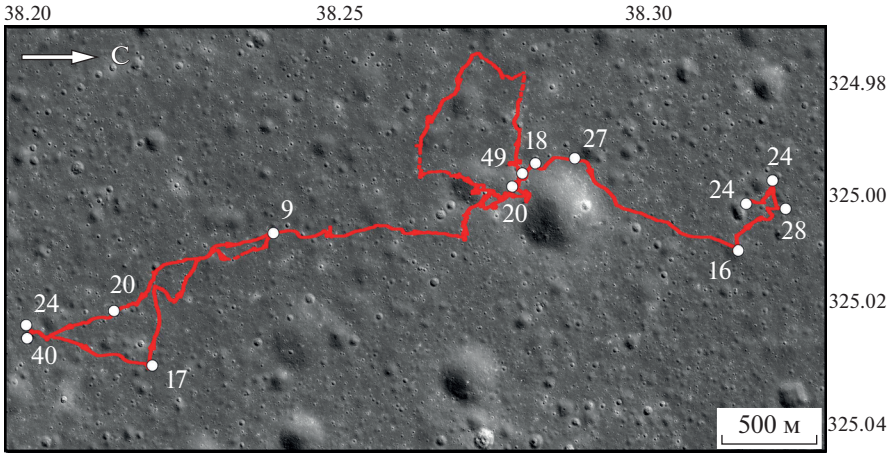


Рис. 7. Результаты измерений глубины колеи Лунохода-1. Значения глубины колеи даны в миллиметрах.

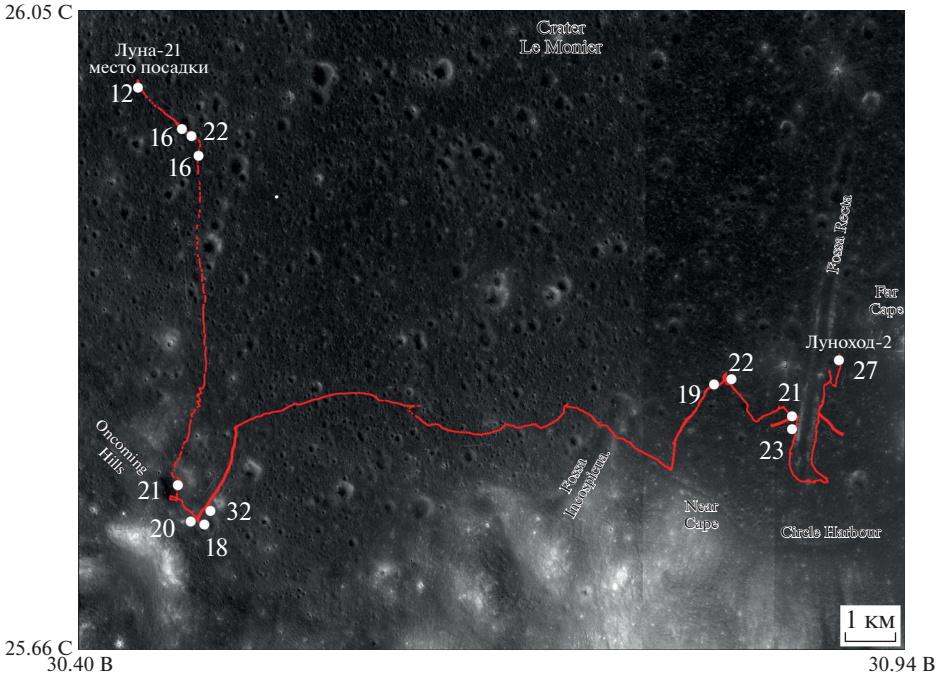


Рис. 8. Результаты измерений глубины колеи Лунохода-2. Значения глубины колеи даны в миллиметрах.

лее что ПрОП был тщательно отработан в наземных испытаниях на различных аналогах лунного грунта. На Луне он работал по автоматическим алгоритмам и цикл измерений составлял считанные минуты.

По трассе движения Лунохода-1 измерения проводились через каждые 15–30 м пути, а общее количество циклов измерений составило 537 (Леонович и др., 1978). По трассе движения Лунохода-2 измерения проводились то достаточно часто, то с большими интервалами движения и их общее количество 497 (Кемурджиан и др., 1976).

Оригинальный конусно-лопастной штамп сначала внедрялся в грунт по нормали к поверхности с помощью одного из двух раздельных приводов подъема-опускания, а затем поворачивался на угол 180° относительно вертикальной оси штампа с помощью привода поворота. Это позволяло на каждом цикле измерений оценить и сопротивление грунта деформации при одноосном нагружении конусом штампа, и сопротивление грунта вращательному срезу лопатками штампа (рис. 12).

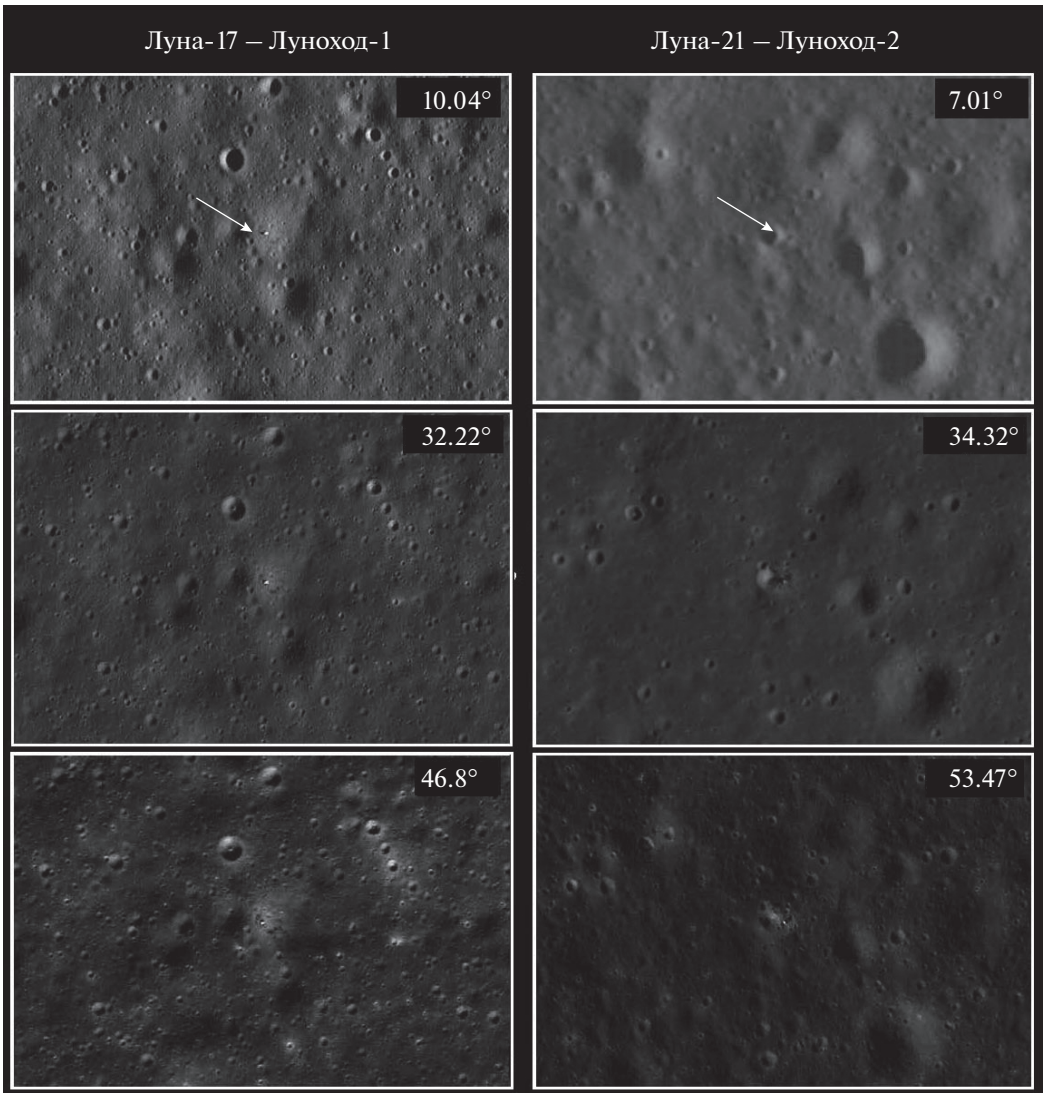


Рис. 9. Посадочная платформа Луны-17 и Луны-21 на снимках LROC NAC. На снимках, полученных при высоте Солнца над горизонтом 46.9° и 53.47°, вокруг платформы видно осветленное гало диаметром порядка 30–40 м. Фрагменты снимков (сверху вниз) для Луны-17 – M162542216RC, M175502049RC, M173144480RC, для Луны-21 – M101971016LC, M1274040806RC, M122007650LC.

Прочность или несущая способность, численно равная среднему значению давления грунта на штамп, определяется при поступательном движении штампа. При повороте штампа определяется сцепление (cohesion), численно равное отношению сил сопротивления повороту грунта к площади цилиндрической поверхности по границе подвижных частиц грунта с неподвижной средой. Наиболее часто встречается грунт с несущей способностью в диапазоне 0.255–0.465 кг/см^2 (25.5–46.5 кПа) (рис. 12а). Близкие диапазоны характерны и для трассы движения Лунохода-2, где наибольшая частота относится к участкам трассы с несущей способностью 27–46 кПа (Кемурджиан и др., 1976).

Теоретически можно предположить возможность оснащения всех будущих луноходов пенетрометрами со штампами одинаковой геометрии (на механизмы и автоматику это ограничение, конечно, не распространяется). Это позволило бы в будущем создать карты прочности лунной поверхности. Несмотря на небольшую глубину внедрения штампов ПрОП советских луноходов (до 100 мм), которая определяет толщину исследуемого слоя, такие карты были бы очень полезны уже на первых этапах проектирования лунной базы и ее оборудования.

Но в реальности сопоставить прочность грунта на просторах разных районов Луны можно только по глубине и характеру колеи луноходов. Это особенно просто сделать, рассматривая трассы дви-

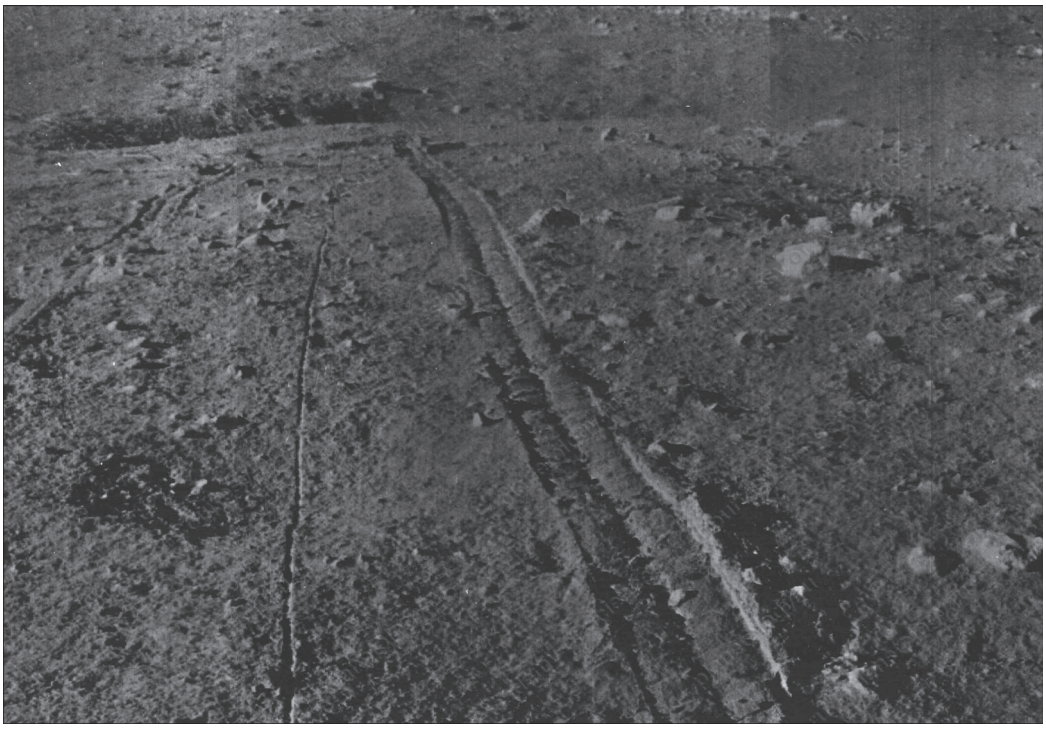


Рис. 10. Участок трассы Лунохода-1 со следом 9-го колеса (между двумя колеями). Фрагмент панорамы L1_D03_S01_P02m.

жения луноходов одного типа, в первую очередь, полных близнецов по конструкции колес, как, например, Yutu и Yutu-2. И это особенно интересно потому, что Yutu работал в какой-то мере исследованном Море Дождей, а Yutu-2, впервые в истории, проложил колею на дне крупного (D = = 186 км) кратера Von Karman, на обратной стороне Луны. Эта сторона существенно отличается от видимой стороны Луны по истории формирования своей поверхности. Но вот сравнение колеи луноходов показывает, что механические свойства поверхностного слоя в морских районах видимой стороны и на обратной стороне могут быть близки друг к другу (рис. 13).

Важно, что съемка колеи обоих луноходов выполнена в местах посадки, на спокойном рельефе с незначительными углами наклона поверхности. Впереди перед каждым луноходом видны небольшие кратеры. Различным является положение Солнца относительно луноходов. Для Yutu оно впереди справа, для Yutu-2 впереди слева. Главным отличием района исследований Yutu являются камни различных размеров и формы – продукты выброса коренных пород. Такая морфология позволяет говорить о сравнительно более молодом возрасте этого образования в Море Дождей в сравнении с кратером на пути Yutu -2

Но в обоих случаях материалом опорной поверхности движения является лунный реголит – переработанный мелкозернистый материал. Ввиду различий во времени переработки зерна реголита на трассе Yutu могут быть более крупными, чем на трассе Yutu-2. Однако эти различия не существенны для описания картины деформации лунного грунта под колесным движителем: основная деформация происходит во время первого цикла нагружения, при этом грунт уплотняется и его прочность увеличивается; восстанавливающая деформация практически отсутствует; буксование ведущих колес на спокойном рельефе практически отсутствует.

Согласно измерениям Tang и др. (2020), просадка грунта на трассе движения Yutu изменялась в пределах 2.5–9.3 мм, а на трассе Yutu-2 – 2.3–7.8 мм, что свидетельствует о близости механических свойств лунного грунта на трассах движения в Море Дождей и в кратере Von Karman. Но проектировщикам новых луноходов, строительных и дорожных машин сооружений лунных баз необходимо знать численные значения несущей способности лунного грунта.

Особенно важно установить корреляцию по отношению к советским луноходам, что позволит в той или иной мере использовать результаты исследований, выполненных ПрОП, отличающиеся высоким уровнем достоверности. В частности, авторы статьи Леонович и др. (1971), в первую очередь В.В. Громов, непосредственно проводивший исследования лунного грунта, доставленного станцией Луна-16, с помощью специально разра-

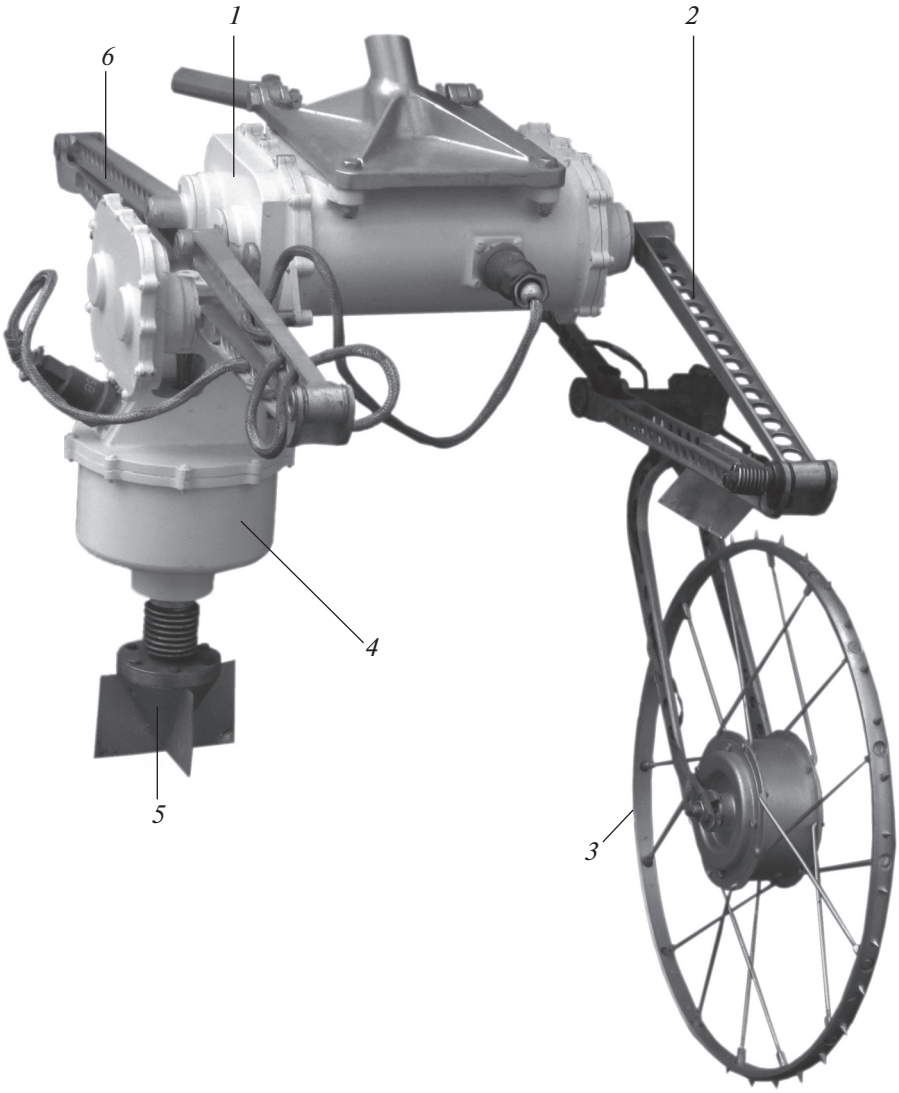


Рис. 11. Прибор оценки проходимости (ПрОП): *1* – блок приводов подъема-опускания штампа и колеса одометра, *2* – механизм подъема-опускания колеса одометра, *3* – колесо одометра с датчиком оборотов, *4* – привод поворота штампа, *5* – конусно-лопастной штамп, *6* – механизм подъема-опускания штампа (Malenkov, 2016).

ботанного оборудования (Кемурджиан и др., 1976) доказали близкое соответствие величины сцепления (когезии) грунта в Море Дождей и в Море Изобилия. В Море Дождей этот параметр лунного грунта измеряли в естественном залегании с помощью ПрОП, установленного на Луноходе-1. Как видно из графика рис. 12б, наибольшей частоте 0.6 соответствовал диапазон измерений 0.0395–0.0595 кГ/см^2 (3.95–5.95 кПа). Сцепление частиц грунта, доставленного из Моря Изобилия, при исследовании в лаборатории находилось в диапазоне 0.04–0.05 кГ/см^2 (4.0–5.0 кПа).

Большой объем научной информации по свойствам лунного реголита был получен во время лунных экспедиций по программе Apollo и в последующих исследованиях доставленного на Землю лунного грунта в американских лабораториях. При этом американские коллеги в своих обобщениях привлекали и результаты исследования образцов лунного грунта, доставленных на Землю советскими автоматическими станциями Луна-16, Луна-20 и Луна-24 (например, Carrier и др., 1991; Carrier, 2005; Colwell и др., 2007).

Много уникальной информации было получено американскими коллегами и по результатам исследований лунного грунта в естественном залегании. Это наблюдения за деформацией и структурой грунта под опорами различных лунных посадочных блоков, вскапывание грунта ковшом манипулятора по программе Surveyor. В экспедициях по программе Apollo астронавты работали с комплектом инструментов, включавшим совок для отбора проб грунта, ручной пенетро-

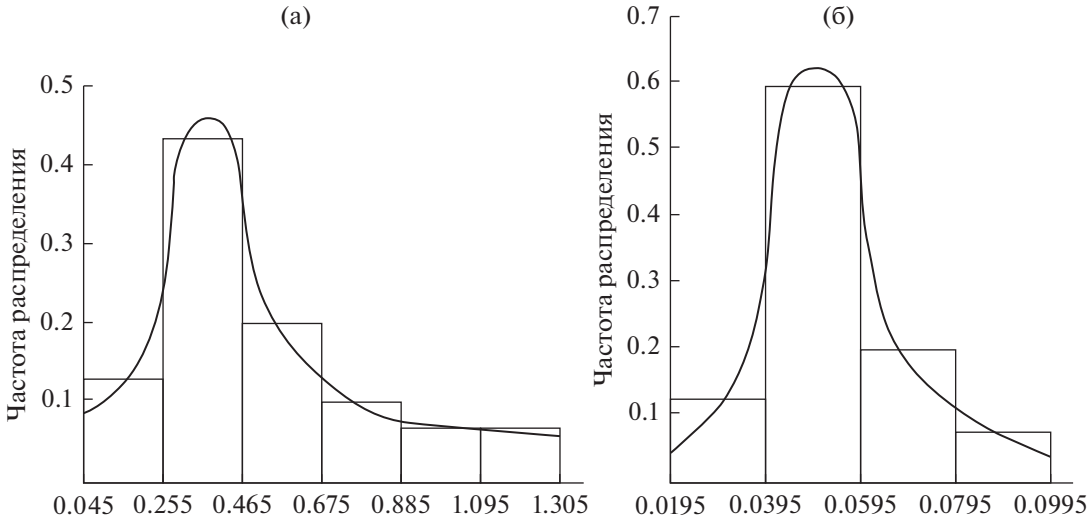


Рис. 12. Типичные гистограммы и кривые распределения величины несущей способности (в кГ/см^2) под нормальной нагрузкой (а) и сцепления (в кг/см^2) частиц грунта при действии касательных нагрузок (б) (Леонович и др., 1971).

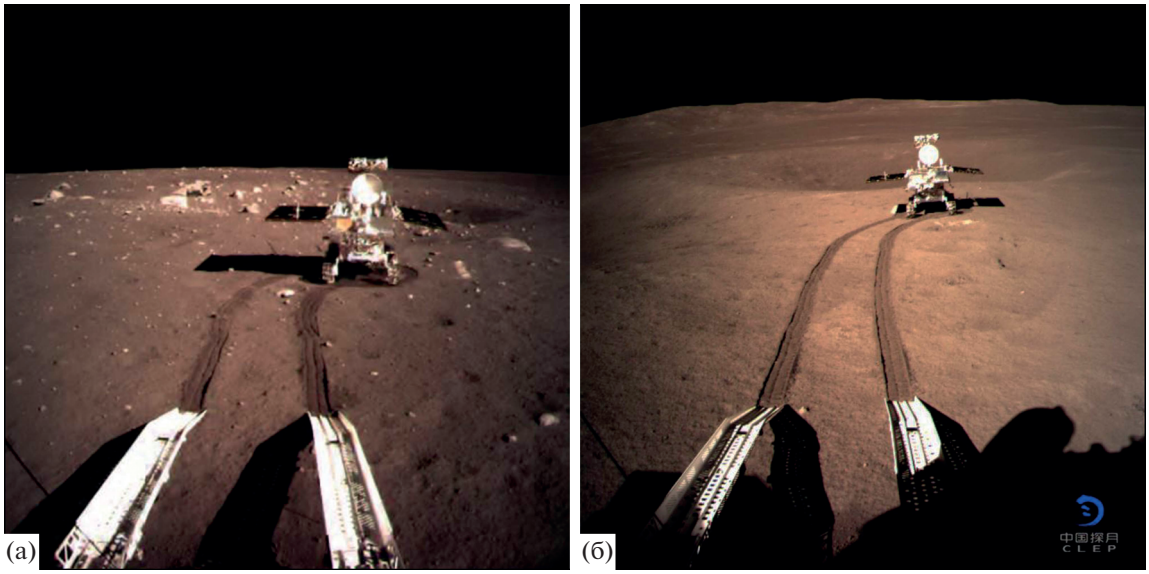


Рис. 13. Колея Yutu в месте посадки Chang'e-3 (а) и Yutu -2 в месте посадки Chang'e -4 (б). Фото China National Space Administration // Xinhua News Agency: https://www.space.com/23971-china-moon-rover-landing-change3-success.html, https://www.space.com/42902-china-moon-far-side-rover-yutu-2-tracks.html.

метр, снабженный записывающей аппаратурой (The Lunar Self-Recording Penetrometer – LSRP), трубки для взятия керна (The Core Tube Sampler), которые можно было забить в грунт специальным молотком, а также ручной бур (например, Costes и др., 1971). Результаты исследований с помощью LSRP расшифровывались по возвращению на Землю.

Общим для этих исследований было физическое участие астронавтов в процессе внедрения в грунт совка, пенетрометра, керна и бура. Астронавт мог впоследствии, в дополнение к кадрам фотофиксации, рассказать ученым об обстоятельствах и особенностях выполнения всех операций. Например, во время экспедиции Apollo-16 при работе с пенетрометром астронавт прикладывал усилие до 215 Н, внедряя штамп на глубину до 760 мм. Глубина бурения в этой экспедиции достигла 2.24 м (Mitchell и др., 1972).

Такие параметры намного превосходили возможности автоматических пенетрометров советских луноходов, которые исследовали только верхний слой реголита толщиной не более 100 мм. Правда этот слой был самым важным для движе-

ния автоматических и пилотируемых луноходов, так как именно с ним взаимодействовал движитель, что определяло тягово-сцепные качества, подвижность и проходимость транспортных средств.

Перечисленные обстоятельства, а также различие оборудования и методик его использования, ограничивает возможность сопоставления результатов советских и американских исследований лунного грунта в естественном залегании по всему спектру его физико-механических характеристик.

Авторы не ставят перед собой подобную задачу даже применительно к опорной поверхности движения потому, что автоматические и пилотируемые луноходы существенно отличаются по конструкции колесных движителей. Тихоходные (до 2 км/ч) роботы, которые должны сохранить подвижность в любых ситуациях, на любом рельефе и грунте, снабжены жесткими колесами с сетчатыми ободами и высокими грунтозацепами. Их простая конструкция позволяет добиться минимальной массы колеса при высоких тягово-сцепных характеристиках. Техническое задание на проектирование самоходного шасси советских луноходов включало преодоление подъемов крутизной 20° по слабосвязному грунту. Фактические углы при выезде Лунохода-1 из кратеров, судя по бортовой телеметрической информации, достигали 25°–27°, а средняя скорость движения, с учетом времени на осмысление ситуации, составила всего 0.14 км/час. Водители подчас меняли курс, применяя движение галсами, но оба лунохода ни разу не теряли подвижность.

Металлосетчатые упругие двухконтурные шины колес пилотируемых лунных вездеходов Lunar Roving Vehicle (LRV) повышали плавность хода и обеспечивали хорошую маневренность на ровных площадках и на склонах. Благодаря правильной оценке пилотом дорожной ситуации на трассе движения и хорошей управляемости машины, максимальные углы подъема, например, LRV-1, которым управлял командир экипажа Apollo-15 David R. Scott, не превысили 12° при средней скорости движения 9.2 км/час (Malenkov и др., 2019). При этом упругие шины оставляли после себя не колею, а только легкие следы.

Краткое описание конструкции колес автоматических луноходов

Конструкция жестких колес советских луноходов это результат работы коллектива конструкторов, исследователей и технологов (рис. 14) (Анисов и др., 1971; Malenkov, 2016). Выбор жесткого колеса (примерно 2500 Н/см), радиальная деформация которого ничтожна в сравнении с деформацией грунта, был обусловлен несколькими причинами. Среди них – ставка на восьмиколесный движитель, который, помимо прочего, до последнего сохранял возможность перехода на гусеничный движитель.

Колесная формула 8 × 8 ограничивала диаметр колес, а колеса малого диаметра, в свою очередь, ограничивали величину упругого прогиба шины и, соответственно, максимальную площадь пятна контакта шины с грунтом. Проектирование ходовой части с оглядкой на гусеничный движитель привело к выбору танкового (другой термин – бортового) способа поворота самоходного шасси Лунохода-1. Но такой способ поворота требует высокой осевой жесткости движителя, недостижимой для колес с упругой шиной. Усложнять конструкцию с одновременным снижением надежности и увеличением массы упругого колеса в сравнении с жестким не было никаких оснований. Необходимый уровень плавности хода обеспечивался упругим элементом рычажной подвески – пучковым титановым торсионом.

Ключевым компонентом колеса является его жесткий обод. Он имеет три профилированных титановых сварных обруча, покрытых сверху плетеной из проволоки металлической сеткой. Сетка пришивается проволокой к крайним обручам и прижимается с помощью заклепок к среднему и крайним обручам двумя рядами косых (не параллельных оси колеса) титановых грунтозацепов, установленных со смещением по углу установки, в шахматном порядке. Поэтому на среднем обруче шаг в два раза меньше, чем на крайних обручах.

Если обручи, связанные между собой титановыми грунтозацепами, образуют силовой каркас, определяющий жесткость обода в радиальном и осевом направлениях, то сетка и высокие грунтозацепы определяют тягово-сцепные свойства колеса. Испытания сплошных и сетчатых дуговых штампов на аналогах лунного грунта показали, что при равной нормальной силе прижатия штампа к грунту, усилие, необходимое для его сдвига, в случае сетчатого штампа на 20–30% больше, чем усилие сдвига штампа с контактной поверхностью в виде металлического листа. Если взаимодействие листа с грунтом определяется исключительно фрикционными свойствами контактной пары, то сетка позволяет подключить к усилию сдвига, численно равному развиваемой тяге, силы сцепления грунта в каждой ячейке сетки, интегрированные по всей площади контакта. Косые (не параллельные оси колеса) грунтозацепы не позволяют сохранить рисунок сетки при движении на мелкозернистом грунте. Но такой рисунок можно увидеть на фото колеи варианта колеса с сетчатым ободом и прямыми грунтозацепами, проложенной на выровненном участке поверхности вулканического песка (рис. 15).

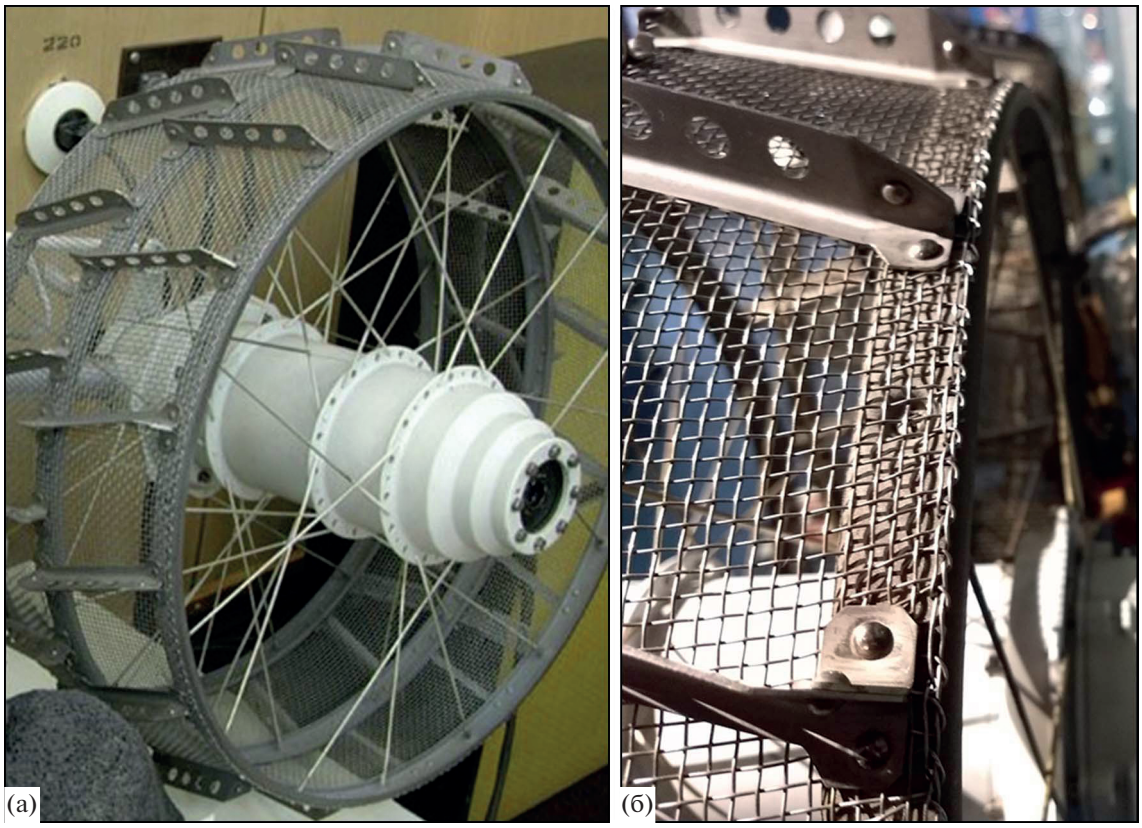


Рис. 14. Общий вид жесткого колеса самоходного шасси советских луноходов (а) и фрагмент заделки проволочной сетки жесткого обода колеса на крайнем обруче (б).

Весьма эффективно увеличивают тягу на слабо связных грунтах высокие грунтозацепы, высота которых ограничивается условием: прирост тяги от деформации грунта должен быть больше, чем одновременное увеличение коэффициента сопротивления движению. Испытания колес с различной высотой грунтозацепов в грунтовых каналах позволили определить, что это условие выполняется при высоте грунтозаципов, составляющей примерно 3% от диаметра. Испытания позволили также выявить оптимальный шаг и количество грунтозацепов по лучшему соотношению “тяговое усилие–масса грунтозацепов”: длина дуги между грунтозацепами по среднему обручу должна составлять примерно 4 см. В грунтозацепах сделаны отверстия – испытания показали, что уменьшение площади контакта с грунтом, при соблюдении некоторых пропорций, не снижает тяговое усилие.

Колесо, фрагмент которого показан на рис. 16, участвовало в различных ходовых испытаниях в течение несколько лет в составе макетов, масса которых порой существенно превышала 1/6 массы Лунохода-1. Испытания проводились не только на аналогах лунного реголита, но и на каменных грядах. Хорошо видны пластические деформации отдельных грунтозацепов, местные искажения рисунка сетки, но он не теряет форму даже при имитации удара одного из колес лунохода массой более 700 кг на максимальной скорости 2 км/ч в жесткое непреодолимое препятствие. Потеря формы колеса произошла только на стенде при статическом радиальном нагружении среднего обруча колеса, закрепленного на стенде силой 5000 Н.

Диаметр среднего обруча больше диаметра крайних обручей, так что в радиальном сечении профиль обода представляет собой линию, близкую к дуге большого диаметра. Дугообразный профиль и косые грунтозацепы снижают величину сопротивления грунта при боковом (перпендикулярном по отношению продольной оси) скольжении колес, неизбежном при бортовом способе поворота.

При движении по твердой поверхности, типа выходов скальных пород, колесо имеет точечный дискретный контакт с опорной поверхностью. Благодаря перекрытию грунтозацепов на среднем ободе улучшается плавность качения на таком основании. На мягких грунтах дискретность грунтозацепов не имеет динамических последствий из-за деформации грунта.

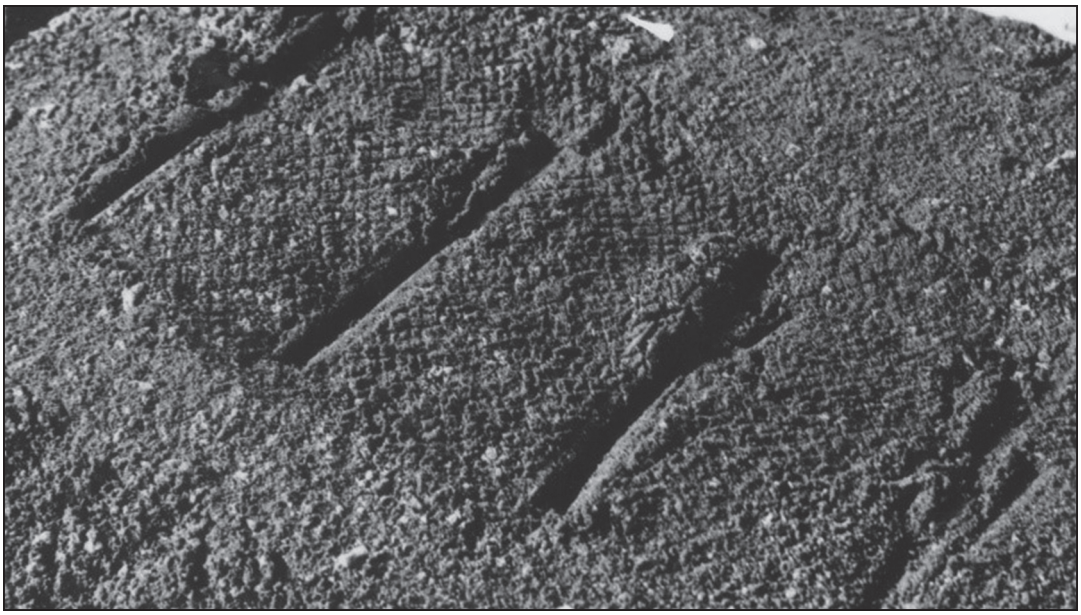


Рис. 15. Отпечаток сетчатого обода колеса на вулканическом песке.

Рис. 16. Обод колеса Лунохода-1 после испытаний в составе ходового макета.

Каждый из обручей связан со ступицей колеса обычными велосипедными спицами, замыкающими чрезвычайно жесткую и прочную пространственную связь ступицы с ободом при минимальной массе и максимальной дешевизне. Ведь на каждое колесо требуется всего 16 покупных спиц.

Однако если между ступицей и ободом необходимо разместить рулевые приводы с механизмами поворота колес относительно оси шкворня, то спицы не годятся. Они перекрывают весь объем между ступицей и ободом в габаритах колеса. В конструкции колес Yutu для организации связи ступицы поворотного колеса с жестким ободом, полностью соответствующим ободу колес советских луноходов, использованы специальные диски сложной конфигурации (рис. 17) (Li и др., 2015). В этом случае, когда мотор – колеса оснащены

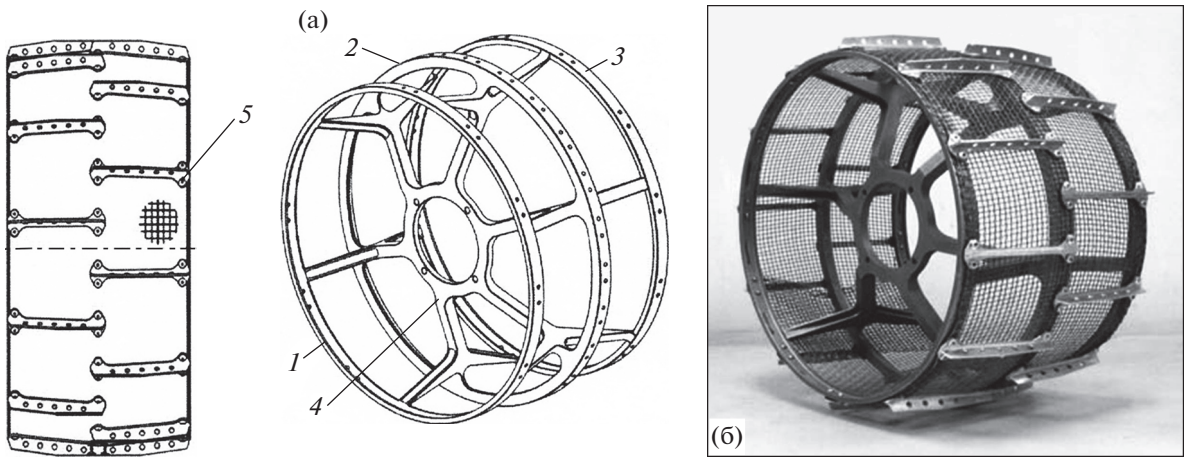


Рис. 17. Конструктивная схема жесткого обода (а) и фото колеса (б) луноходов серии Yutu: *1*, *3* – крайние обручи, *2* – средний обруч, *4* – специальный диск, *5* – грунтозацепы.

рулевыми приводами, дугообразный профиль колеса позволяет минимизировать крутящий момент сопротивления на валу этих приводов.

Основные параметры колес советских и китайских луноходов, необходимые для расчета несущей способности грунта приведены в табл. 4.

В заключение этого подраздела нужно отметить, что различие в ориентации грунтозацепов на ободах колес советских и китайских луноходов, обусловленное применением различных способов маневрирования, не влияет на результаты расчетов при движении на реголите. В обоих случаях грун-

Таблица 4. Параметры колес луноходов

Параметр	Луноход-1 и Луноход-2	Yutu и Yutu-2
Диаметр колеса по грунтозацепам, мм	510	300
Ширина колеса, мм	200	150
Высота грунтозацепов, мм	15	10
Количество грунтозацепов	32 (по 16 грунтозацепов на каждой половине обода)	24 (по 12 грунтозацепов на каждой половине обода)
Длина дуги между грунтозацепами по среднему обручу, мм	≈42	≈39
Расположение грунтозацепов на ободе	В шахматном порядке	В шахматном порядке
Ориентация грунтозацепов	Под углом относительно оси колеса (косые)	Параллельно оси колеса (прямые)
Тип конструкции обода колеса	Сетчатый с двумя крайними и средним обручами, связанными грунтозацепами	Сетчатый с двумя крайними и средним обручами, связанными грунтозацепами
Материал и диаметр проволоки сетки, мм	Сталь, 0.5	Титан, 0.6
Внутренний (на просвет) размер ячейки сетки (примерно), мм	3.0 × 3.0	4.0 × 4.0
Профиль обода	Имитация дуги: диаметр среднего обруча больше диаметра крайних	Имитация дуги: диаметр среднего обруча больше диаметра крайних
Статическая нагрузка на каждое колесо на ровной горизонтальной поверхности на Луне, Н	156 (Луноход-1) 73 (Луноход-2)	36
Масса колеса, кг	2.7 (со ступицей)	Нет данных

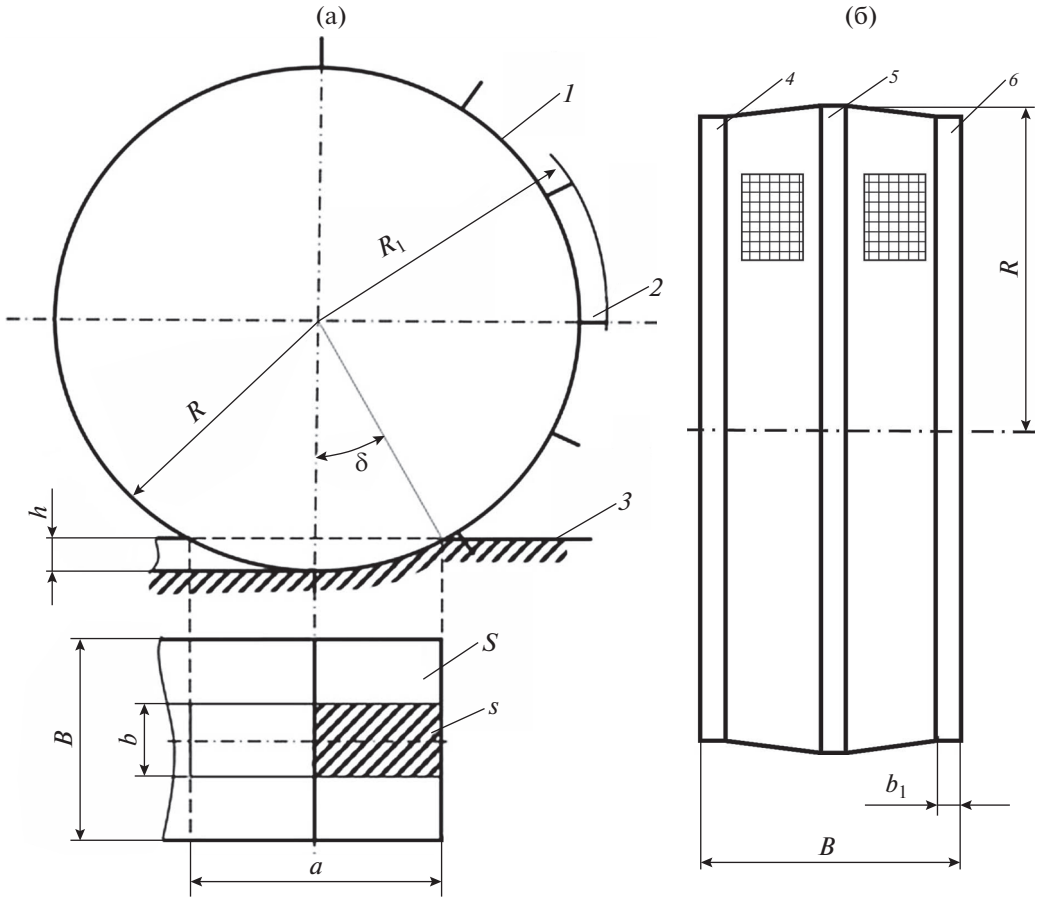


Рис. 18. Расчетная схема статического взаимодействия жесткого сетчатого обода колеса шасси Лунохода-1 с лунным реголитом (а) и схема обода (б): *1* – обод, *2* – грунтозацеп, *3* – грунт, *4*, *6* – крайние обручи, *5* – средний обруч, *S* – площадь пятна контакта, *s* – расчетная площадь контакта.

тозацепы врезаются в грунт на всю высоту, а качение происходит на ободах, геометрия которых и определяет площадь пятна контакта.

Методика расчета давления колес луноходов с жестким металлосетчатым ободом и грунтозацепами

Полная аналогия конструкции жестких ободов колес советских и китайских луноходов позволяют производить расчеты несущей способности грунта под многоколесным движителем по единой методике. Едиными должны быть и допущения, которые, конечно, упрощают реальную картину взаимодействия движителя с грунтом, но гарантируют достаточную точность сравнительных оценок. Ключевое значение в таких расчетах имеет точность определения просадки, все другие данные являются известными параметрами луноходов. Допущения могут быть сформулированы следующим образом:

– колея проложена на ровной поверхности лунного реголита, движение происходит в установившемся режиме со скоростью не более 2 км/ч, взаимодействие колес с грунтом носит статический характер, качение колес осуществляется по ободу, в расчетах используется диаметр среднего обруча;

– перераспределение нормальных реакций, вызванных реактивными крутящими моментами тяговых приводов, в расчетах не учитывается;

– просадка грунта считается результатом первой деформации, т.е. деформацией под передними колесами, скольжение колес на грунте – юго-западное или буксование, отсутствует.

Перечисленные допущения приводят к расчетной схеме, приведенной на рис. 18.

Длина хорды *a* (рис. 18) равна

$$a = 2R\sin\delta, \tag{8}$$

где $\sin\delta = \sqrt{1-\cos^2\delta}$, $\cos\delta = \dfrac{R-h}{R}$.

После преобразований получим

$$a = 2\sqrt{2hR - h^2}, \tag{9}$$

где $R = R_1 - h_1$, R_1 – радиус колеса по грунтозацепам, h_1 – высота грунтозацепов.

Профиль обода колеса имеет дугообразную форму, при этом разница в диаметре среднего и крайних обручей настолько мала, так что влиянием кривизны профиля на расчетную площадь контакта колеса с грунтом можно пренебречь. Для расчета принимаем диаметр обода равным диаметру среднего обруча.

Длина дуги l, образованная хордой a, равна

$$l = 2R\delta, \tag{10}$$

где $\delta = \arcsin(a/2R)$.

Тогда получим:

$$l = 2R\arcsin\left(a/2R\right). \tag{11}$$

Продольные проволочки сетки создают опорную площадь контакта по хорде дуги, образованной погруженной в грунт частью обода колеса, на отрезке хорды длиной $a/2$.

Поперечные проволочки, с учетом того, что сетка имеет квадратные ячейки, создают опорную площадь контакта, соответствующую длине проволоки, равной длине дуги $l/2$.

С учетом сетки расчетная ширина площади контакта s равна

$$b = 3b_1 + n_1 d_1\left(1 + l/a\right), \tag{12}$$

где b_1 – ширина обруча, d_1 – диаметр проволоки плетеной сетки обода, n_1 – количество ячеек сетки между средним и крайними обручами.

С учетом продольных и поперечных проволочек сетки расчетная площадь контакта s определяется величиной

$$s = b0.5a. \tag{13}$$

Подставляя в это выражение (12) получим

$$s = 0.5a(3b_1 + n_1 d_1\left(1 + l/a\right)). \tag{14}$$

Несущая способность лунного грунта при изложенных допущениях равна средней величине давления q контактных площадок всех ходовых колес на грунт:

$$q = \frac{mg}{is}, \tag{15}$$

где m – полная масса лунохода, g – ускорение свободного падения на Луне, i – количество мотор – колес.

Результаты расчета несущей способности по колее советских и китайских луноходов

Исходные данные для советских луноходов: радиус колеса $R_1 = 255$ мм, высота грунтозацепов $h_1 = 20$ мм, масса $m = 756$ кг (Луноход-1) и $m = 840$ кг (Луноход-2), $g = 1.62$ м/с^2, диапазон глубины колеи: 9–49 мм (Луноход-1), 12–32 мм (Луноход-2).

Исходные данные для китайских луноходов: $R_1 = 150$ мм, $h_1 = 10$ мм, $m = 135$ кг, $g = 1.62$ м/с^2, диапазон глубины колеи: 2.5–9.3 мм (Yutu), 2.3–7.8 мм (Yutu-2) (Tang и др., 2020).

Результаты расчетов удельного давления колеса Лунохода-1 и -2 и китайских луноходов в зависимости от глубины колеи показаны на рис. 19. Пунктирной линией показаны расчетные характеристики. Сплошной линией показаны участки расчетных характеристик, соответствующие диапазону между минимальным и максимальным значениями глубины колеи на исследуемом участке трассы. Точки на кривых для Лунохода-1 и -2 соответствуют данным глубины колеи на исследованных участках. Для луноходов Yutu и Yutu-2 точки соответствуют границам диапазона глубины колеи согласно приведенным выше исходным данным.

Таким образом, приведенные на рис. 19 расчетные кривые гиперболического типа представляют собой зависимость удельного давления колеса на грунт от величины площади пятна контакта колеса с грунтом при его погружении на величину h. Площадь пятна контакта представляет собой проекцию на горизонтальную плоскость контактирующей с грунтом поверхности колеса. При этом колесо, погружаясь в грунт, оставляет за собой колею той же глубины. Эта зависимость имеет физический смысл в диапазоне погружения колеса в грунт на величину h от нуля до значения, равного радиусу колеса.

При $h = 0$ площадь пятна контакта равна нулю и удельное давление стремится теоретически к бесконечности. Условно можно представить, что колесо при этом стоит на абсолютно твердом грунте. При $h = R$, т.е. условно колесо погрузилось в рыхлый грунт по ступицу, удельное давление определяется площадью пятна контакта $s = bR$.

Используя расчетные кривые как своего рода номограммы, по глубине колеи на оси ординат находим соответствующее определенной кривой удельное давление, которое можно интерпретировать как прочность грунта, по которому движется колесо. Таким образом, данные кривые позволяют сравнивать условия движения колеса, характеризуемые прочностью грунта.

На рис. 19 видно, что Луноход-1 имеет широкий разброс по условиям движения (кривая *1*), которые характеризуются диапазоном глубины колеи 9–49 мм, что соответствует диапазону прочности грунта, определенному по удельному давлению колес, 23.4–9.8 кПа.

Расчетная кривая *2* Лунохода-2 расположена над кривой *1*, поскольку масса Лунохода-2 больше. На исследуемом участке глубина колеи изменяет-

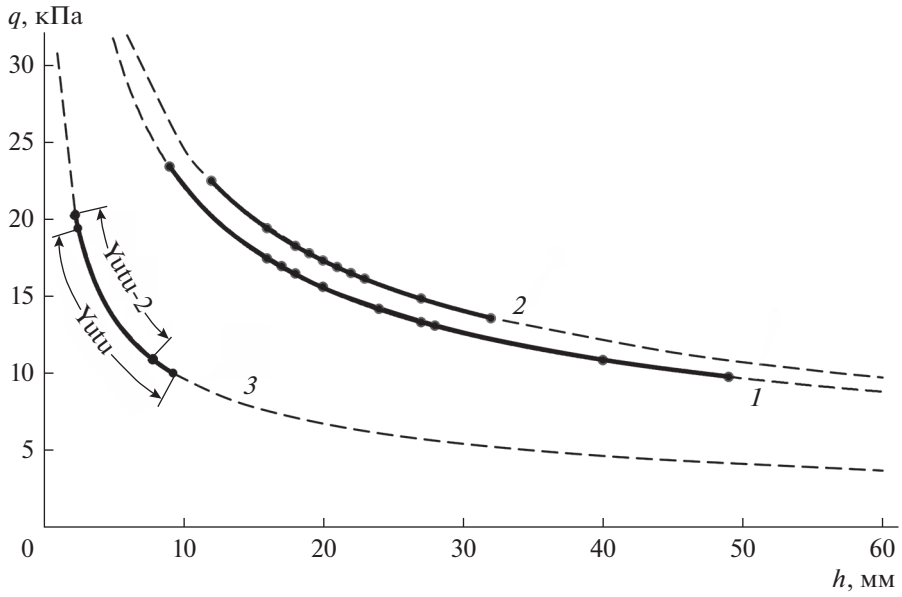


Рис. 19. Удельное давление колес *q* в зависимости от глубины колеи: *1* – Луноход-1; *2* – Луноход-2; *3* – Yutu и Yutu-2.

ся в диапазоне 12–32 мм, что соответствует диапазону прочности грунта, определенному по удельному давлению колес, 22.4–13.5 кПа. Видим, что диапазон условий движения, характеризуемых прочностью грунта, для Лунохода-2 находится внутри интервала, полученного для Лунохода-1. Причем этот диапазон смещен в сторону более высоких удельных давлений, это означает, что для исследуемого участка трассы Лунохода-2 движение происходило по относительно прочному грунту. Для сравнения, если бы Луноход-2 шел по участку трассы Лунохода-1, он оставил бы след колеи глубиной примерно до 60 мм.

Для указанного выше диапазона глубины колеи Yutu 2.5–9.3 мм, в соответствии с расчетной зависимостью (кривая *3*) рис. 19 диапазон прочности лунного грунта составил соответственно 19.4–10.0 кПа. Для Yutu-2 глубина колеи изменялась в диапазоне 2.3–7.8 мм, что определяет соответственно диапазон прочности грунта 20.2–10.9 кПа.

При сравнении результатов расчета видно, что условия работы обоих китайских луноходов фактически находятся внутри диапазона, полученного для Лунохода-1, при этом величина этого диапазона у каждого из китайских луноходов меньше, что говорит о не таком большом разнообразии условий работы Yutu и Yutu-2 по сравнению с Луноходом-1. Это объясняется тем, что Луноход-1 прошел существенно большее расстояние и, кроме того, он имеет более высокую проходимость. Так, Луноход-1 прошел около 10 км. Луноход Yutu прошел 114 м. Участок пути Yutu-2, для которого выполнен данный анализ колеи, тоже незначителен. По данным на 21 декабря 2020 г., за 25 лунных дней путь, пройденный луноходом Yutu-2, составил 600.6 м.

Конструкция жестких ободов колес советских и китайских луноходов является идентичной, поэтому вполне ожидаемо получилось, что и характеристики 1 и 3, приведенные на рис. 19, являются подобными. Степень подобия определяется нагрузкой на колесо и его размерами. Нагрузка на колесо на ровной горизонтальной поверхности у Лунохода-1 составляет 156 Н, а у Yutu – 36 Н, т.е. в четыре раза меньше.

Расчетно-теоретический анализ взаимозависимости измерений прочности грунта конусным штампом ПрОП и колесом Лунохода-1 по глубине колеи

Прибор оценки проходимости, который был установлен на советских луноходах (рис. 11), имел следующие параметры конусно-лопастного штампа (в размерности, указанной в первоисточнике, например, Кемурджиан и др., 1976):

диаметр основания конуса 50 мм;

высота конуса 44 мм;

диаметр по лопастям 70 мм;

усилие внедрения штампа до 20 кГ;

глубина внедрения 50–100 мм;

угол поворота штампа до 90°;

вращающий момент на штампе до 0.5 кГм.

Нагружение штампа в приборе осуществлялось статической нагрузкой с помощью рычажного механизма с электроприводом. Реакция от

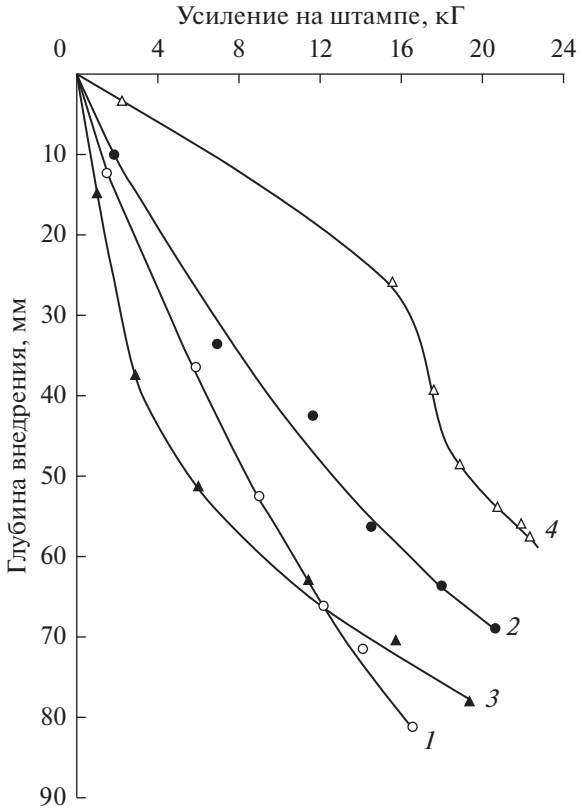


Рис. 20. Кривые внедрения конусно-лопастного штампа в лунный грунт: *1* – горизонтальный участок лунной поверхности; *2* – склон кратера; *3* – вал кратера; *4* – участок, покрытый мелкими камнями.

усилия внедрения воспринималась корпусом лунохода.

Внедрение штампа в грунт производилось до заглубления на полную его высоту, при этом измерялось усилие внедрения. Если внедрение штампа при достижении максимального усилия внедрения 20 кГ полностью в грунт не происходило, измерялась глубина внедрения конусной части.

Несущая способность определялась как среднее удельное давление, приходящееся на основание штампа, при погружении последнего на глубину, равную его высоте. Если штамп внедрялся на глубину, меньшую его высоты, несущая способность определялась как величина удельного давления, приведенного к площади сечения конуса поверхностью грунта.

На рис. 20 приведены для примера кривые внедрения конусно-лопастного штампа в лунный грунт. По графику видно, что минимальная чувствительность прибора при измерении параметров внедрения достаточно высокая. Так начальным измерениям на кривых соответствует минимальное усилие около 1 кГ, а минимальный ход штампа при начальных измерениях составляет порядка несколько миллиметров.

В случае пренебрежения влиянием лопастей, которые имеют толщину всего 1 мм, давление конусного штампа на грунт в зависимости от глубины внедрения определяется по формуле:

$$q_p = P/S_\text{р}, \tag{16}$$

где P – усилие внедрения; $S_\text{р}$ – площадь сечения штампа поверхностью грунта.

$$S_\text{р} = h_\text{р}^2 \text{tg}^2(\beta/2), \tag{17}$$

где β – угол при вершине конуса; $h_\text{р}$ – глубина внедрения штампа.

Тогда:

$$q_\text{р} = \frac{P}{h_\text{р}^2 \text{tg}^2(\beta/2)}. \tag{18}$$

Так как нагрузка на штамп может изменяться от нуля до 20 кГ, можно построить семейство кривых, характеризующих область удельных давлений штампа на грунт для разных усилий нагружения и величины внедрения в грунт. Расчетные зависимости удельного давления штампа, в зависимости от глубины погружения в грунт в пределах конусной части для разных нагрузок, показаны на рис. 21.

Семейство кривых ПрОП наглядно демонстрирует, что диапазон измерений несущей способности грунта с помощью этого прибора является несоизмеримо более широким в сравнении с оценками по глубине колеи. Это обычное преимущество специального прибора перед подручными средствами измерений. Измерения могут производиться как на слабонесущих грунтах с несущей способностью 5–10 кПа, так и на достаточно прочных, с несущей способностью более 100 кПа.

Как видно, кривые имеют гиперболическую форму, как и расчетная зависимость удельного давления колеса Лунохода-1 в зависимости от глубины колеи для исследованного участка трассы, которая также показана на рис. 21.

Однако кривые отличаются кривизной, что обусловлено разной физической картиной деформации грунта конусным штампом и условным колесным штампом. Форма конусного штампа позволяет определять прочностные характеристики грунта при постоянном давлении при внедрении штампа в пределах высоты конусной части. Для процесса осадки условного колесного штампа удельное давление зависит от деформации уплотнения грунта.

С целью получения зависимости между двумя методами определения механических свойств лунного грунта был выполнен расчетно-теоретический анализ и сопоставлены методики и результаты оценки несущей способности конусным и колесным штампами.

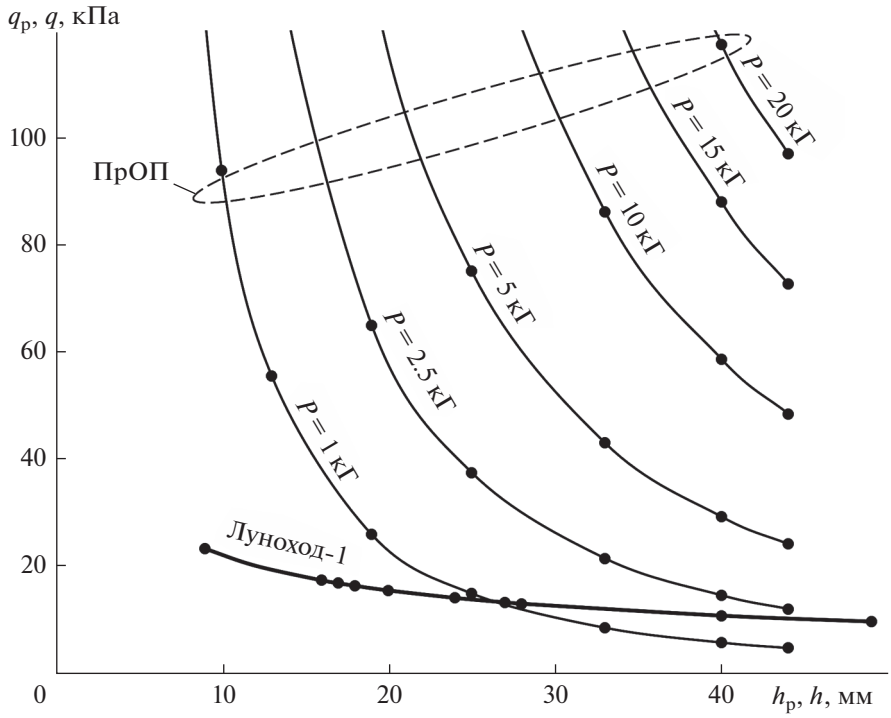


Рис. 21. Расчетные зависимости удельного давления конусного штампа $q_р$ ПрОП для разных нагрузок (семейство кривых ПрОП обозначено замкнутой пунктирной линией) и колеса Лунохода-1 q в зависимости, соответственно, от глубины внедрения в грунт и от глубины колеи.

При внедрении конусного штампа (рис. 22) происходит уплотнение грунта и трение скольжения конусной поверхности штампа в грунте. Сила трения $R_{\tau 1}$ пропорциональна нормальной реакции R_{n1}, представляющей результирующую силу давления грунта на соответствующую площадь боковой поверхности конуса. Давление грунта возникает в результате его сопротивления деформации уплотнения. В расчете принимается допущение, что давление грунта распределено равномерно по боковой поверхности конуса.

С учетом принятых выше допущений, силы, действующие на конусный штамп при внедрении в грунт (рис. 22), определяются следующими выражениями:

$$P = q_р \frac{\pi D^2}{4}, \tag{19}$$

где $q_р$ – вертикальное удельное давление силы P, действующей на верхнюю часть конуса.

$$R_{n1} = \frac{\sigma_1}{2} \frac{\pi D^2}{4\sin(\beta/2)}, \tag{20}$$

где σ_1 – равномерно распределенное давление грунта по боковой поверхности конуса в результате деформации уплотнения.

$$R_{\tau 1} = fR_{n1}, \tag{21}$$

где f – коэффициент трения конусной поверхности штампа о грунт.

Из условия равновесия сил в проекции на вертикальную ось следует:

$$P = 2R_{n1}\sin\left(\frac{\beta}{2}\right) + 2R_{\tau 1}\cos\left(\frac{\beta}{2}\right). \tag{22}$$

Из этого уравнения, с учетом формул (19)–(21) получается следующая зависимость давления ко-

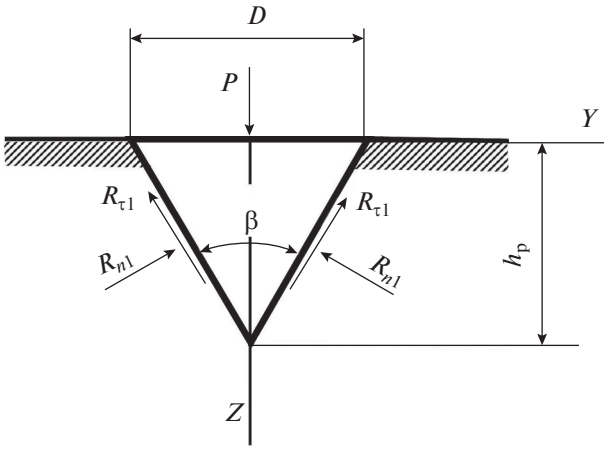


Рис. 22. Схема сил при внедрении в грунт конусного штампа.

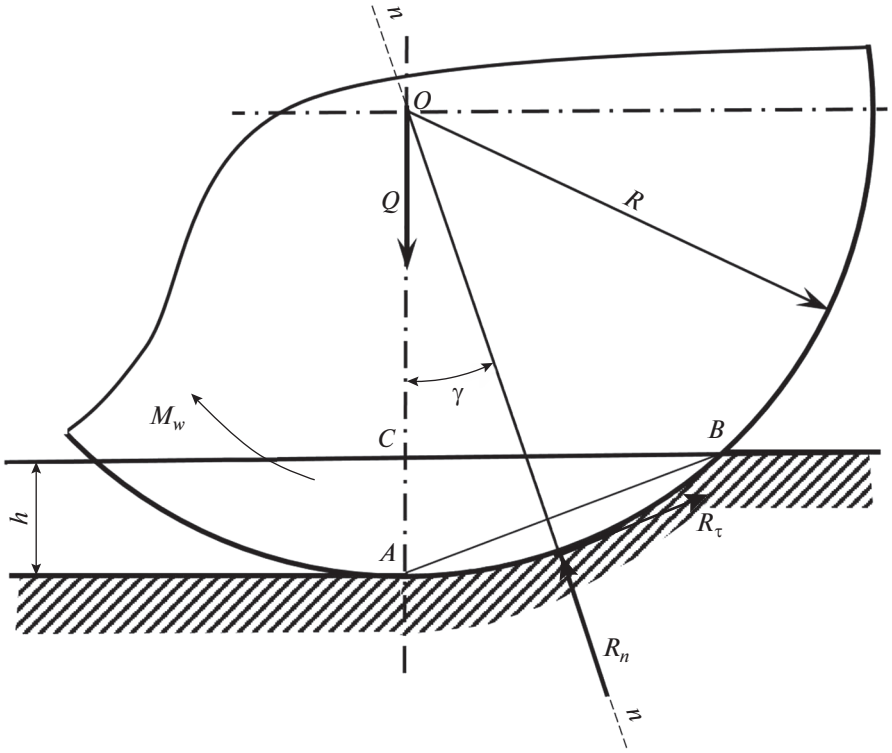


Рис. 23. Схема сил и моментов, действующих на ведущее жесткое колесо при его качении по деформируемому грунту.

нусного штампа от параметров его взаимодействия с грунтом:

$$q_{\text{р}} = \sigma_1\left(1 + \frac{f}{\operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right)}\right). \quad (23)$$

В случае взаимодействия прямолинейно движущегося жесткого колеса с деформируемым грунтом (рис. 23), согласно принятым выше допущениям, грунт не имеет остаточных упругих деформаций, а колесо катится без проскальзывания и, погружаясь в грунт на глубину h, оставляет за собой колею той же глубины. При этом реакция грунта действует по нормали к поверхности обода колеса и, согласно принятому допущению, определяется равномерно распределенным давлением грунта по ободу в пределах его сектора, находящегося в контакте с грунтом.

К колесу приложен момент вращения M_w, часть силы веса лунохода Q, и реакции грунта: касательная реакция R_τ, обусловленная сцеплением обода колеса с грунтом, и нормальная реакция R_n, отражающая давление грунта на обод. Точка приложения сил R_τ и R_n определяется углом γ, равным половине угла сектора колеса, находящегося в контакте с грунтом.

Уравнение равновесия сил, в проекции на линию *n–n:*

$$Q\cos\gamma - R_n = 0, \quad (24)$$

$$Q = qs, \quad (25)$$

где q – вертикальное удельное давление колеса на грунт; s – площадь обода колеса, находящегося в контакте с грунтом, в проекции на горизонтальную плоскость.

$$R_n = \sigma s_1, \quad (26)$$

где σ – величина давления грунта, определяющая нормальную реакцию R_n, s_1 – площадь обода колеса, находящегося в контакте с грунтом, в проекции на плоскость, перпендикулярную линии *n–n*.

Учитывая, что ширина обода в проекциях не меняется:

$$\frac{s}{s_1} = \frac{CB}{AB} = \cos\gamma. \quad (27)$$

Тогда из (17) с учетом (18)–(20) получим

$$q = \frac{\sigma}{\cos^2\gamma}. \quad (28)$$

Из геометрических соотношений:

$$\frac{AB}{2} = R\sin\gamma, \quad h = AB\sin\gamma, \quad (29)$$

следует:

$$\sin^2\gamma = \frac{h}{2R}. \quad (30)$$

Тогда из (28) с учетом (30) получается следующая зависимость давления колеса q от его геометрических параметров и глубины погружения в грунт:

$$q = \frac{\sigma}{1-\sin^2\gamma} = \frac{\sigma 2R}{2R-h}. \quad (31)$$

Из сопоставления выражений для расчета q_p (23) и q (31) видно, что различие механизма действия сил при внедрении конусного штампа и погружении в грунт катящегося колеса заключается в том, что при внедрении конусного штампа совершается работа сил уплотнения грунта и одновременно работа сил трения конусной поверхности штампа по грунту, а под колесом происходит, главным образом, только уплотнение грунта. Силы сцепления деформируемых колесом объемов грунта относительно его неподвижных участков, видимо, незначительны в сравнении с силами трения конуса о грунт, возникающими при внедрении штампа. Различие физических механизмов деформации грунта конусным штампом и колесом, вместе с различиями глубины деформируемого грунта и определяет разницу результатов измерений этими двумя методами. Но на одном и том же грунте между этими измерениями обязательно должна быть зависимость.

Для конусного штампа ПрОП, выполненного из титанового сплава, можно принять коэффициент трения о грунт $f = 0.35$ (см., например, Флоренский и др., 1975). Угол при вершине конусного штампа $\beta = 60°$. Тогда связь между удельным давлением и напряжениями деформации грунта получит вид пропорции:

$$q_\text{р} = 1.61\sigma_1. \quad (32)$$

Согласно формуле (31) удельное давление колеса на грунт q определяется давлением реакции грунта на обод σ и глубиной осадки колеса в грунт.

При глубине внедрения конусного штампа, равной глубине погружения колеса, можем считать и равным давление грунта, т.е. $\sigma_1 = \sigma$. Тогда взаимозависимость между удельными давлениями конусного штампа и колеса можно записать в виде

$$q_\text{р} = kq, \quad (33)$$

где $k = 1.61\frac{2R-h}{2R}$ – коэффициент пропорциональности.

Таким образом, выражение (33) устанавливает линейную связь между измерениями удельного давления на грунт конусным и колесным штампами с учетом различия геометрических форм и размеров этих штампов. Физической основой расчета является представление о неизменности механических свойств однородного лунного реголита при любом способе его деформации – штампом, колесом, обувью астронавта, опорой посадочного аппарата или любым выносным прибором. Это представление фактически было принято на самых ранних этапах оценки физико-механических свойств лунного грунта – измерениях, выполненных пенетрометром станции Луна-13. Индентор этого пенетрометра имел диаметр 35 мм (Кемурджиан и др., 1976). Важны только глубина грунта, на которой проводятся измерения, и статический характер нагружения. Причем достаточно однородным для применения формулы (33) можно считать реголит с россыпью мелких камней, габариты которых не превышают радиуса основания конусного штампа.

В соответствии с (33) для расчетного диапазона удельных давлений колеса 23.4–9.8 кПа на исследованных участках трассы Лунохода-1 соответствует диапазон расчетных удельных давлений ПрОП: 37.0–14.1 кПа. Фактический диапазон измерений ПрОП по трассе на глубине погружения штампа не более 50 мм составил 98.1–19.6 кПа. Существенная разница расчета по зависимости (33) в верхней части диапазона вполне понятна – измерения с помощью ПрОП производили и в таких точках, где глубина колеи была соизмерима с погрешностью ее измерения. В нижней части диапазона различие расчетных (14.1 кПа) и фактических (19.6 кПа) результатов измерений ПрОП отражает действительные погрешности расчетной методики, обусловленные принятыми допущениями.

Учитывая изложенное, расчетные результаты измерений ПрОП по формуле (33) на трассах китайских луноходов Yutu и Yutu-2 укладываются в диапазоны 31–15.5 кПа (Yutu) и 32.3–17.1 кПа (Yutu-2). Сравнение этих результатов с расчетными результатами измерений ПрОП на трассах движения Луноходов-1 и -2 позволяет сделать качественный вывод об однородности механических свойств поверхностного слоя грунта, характеризующих его несущую способность, в различных районах Моря Дождей, в кратере Лемонье на восточном побережье Моря Ясности и в районе работы Yutu-2 на обратной стороне Луны.

Дальнейшее уточнение данной зависимости может быть сделано, если в этом возникнет практическая необходимость.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущих разделах описаны результаты измерения глубины колеи, оставленной колесами Луноходов-1 и -2, и по ним оценивается проч-

ность верхнего слоя лунного грунта в местах измерений. Измерения глубин колеи проведены в 13 местах по маршруту Лунохода-1 и в 13 местах по маршруту Лунохода-2. Они оказались равными 9–49 мм (среднее 24 мм) для Лунохода-1 и 12–32 мм (среднее 21 мм) для Лунохода-2, т. е. близки друг к другу. Затем с учетом особенностей конструкции колес Луноходов-1 и -2 и их масс был выполнен расчет зависимости прочности грунта на сжатие от глубины колеи. Разброс значений прочности для Лунохода-1 оказался равным от 23.4 до 9.8 кПа (среднее 16.9 кПа), а для Лунохода-2 – от 22.4 до 13.5 кПа (среднее 14.3 кПа). Также была рассмотрена конструкция колес китайских луноходов Yutu и Yutu-2. Показано, что по основным параметрам она подобна конструкции колес наших луноходов. Привлекая литературные данные о глубине колеи колес Yutu (2.5–9.3 мм) и Yutu-2 (2.3–7.8 мм) и с учетом их меньшей, чем у луноходов, массы оценена прочность грунта по маршруту этих аппаратов: 19.4–10.0 и 20.2–10.9 кПа соответственно.

Таким образом, измеренная прочность грунта в изученных морских районах (Луноход-1, большая часть маршрута Лунохода-2, Yutu) варьирует примерно в тех же пределах, как и на изученных материковых участках (Холмы Встречи на маршруте Лунохода-2 и весь пока короткий путь Yutu-2). Эти вариации существенно меньше, чем в измерениях, выполненных с прибором ПрОП Лунохода-1 и -2. Это явно связано с ограниченным числом измерений: 13 + 13 для Луноходов по глубине колеи и несколько сотен по данным ПрОП. А ограниченное количество измерений в существенной мере определило и меньшее разнообразие локальных геологических ситуаций, изученных по глубинам колеи, по сравнению с ситуациями, изученными с прибором ПрОП. Кроме того, “штамп” колеса Луноходов шире штампа ПрОП, что способствует уменьшению разнообразия результатов измерений. Поэтому описанное в настоящей работе исследование носит скорее методический характер, демонстрируя, что так можно определять прочность грунта.

Измеренная глубина колеи минимальна и, соответственно прочность грунта на сжатие максимальна в непосредственной близости (10–20 м) от посадочных платформ Луны-17 и Луны-21. Очевидно, это связано с раздуванием выхлопными газами садящихся аппаратов верхнего, наиболее рыхлого слоя грунта.

В работе также исследованы особенности оценки прочности грунта конусно-лопастным и условно колесным штампами. Установлена линейная зависимость между результатами измерений, проводимых этими двумя методами. В будущих сравнениях следует учитывать, что оценки ПрОП характеризуют свойства грунта на глубину 50–100 мм, а наши оценки – на глубину в несколько раз меньше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Анисов К.С., Мастаков В.И., Иванов О.Г. и др. (всего 18 авторов). Устройство и работа станции Луна-17 и Лунохода-1 // Передвижная лаборатория на Луне Луноход-1 / Ред. Виноградов А.П. М.: Наука, 1971. С. 7–20.

Базилевский А.Т. Гребенник Н.Н., Громов В.В., Дмитриев А.Д., Кемурджиан А.Л., Полосухин В.П., Семенов П.С., Флоренский К.П. Зависимость физико-механических свойств лунного грунта от особенностей рельефа и процессов в районе работ “Лунохода-2” // Космич. исслед. 1984. Т. XXII. Вып. 2. С. 243–251.

Громов В.В., Забавников Н.А., Кемурджиан А.Л. и др. Передвижение по грунтам Луны и планет / Ред. Кемурджиан А.Л. М.: Машиностроение, 1986. 272 с.

Кайдаш В.Г., Шкуратов Ю.Г. Структурные нарушения лунной поверхности вблизи места посадки “Лунохода-1” // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 3. С. 183–194. (*Kaydash V.G., Shkuratov Yu.G.* Structural disturbances of the lunar surface near the Lunokhod-1 spacecraft landing site // Sol. Syst. Res. 2014. V. 48. № 3. P. 187–175.)

Карачевцева И.П., Конопихин А.А., Шингарева К.Б., Черепанова. Е.В., Гусакова Е.Н., Баскакова М.А. Атлас Лунохода-1: геоинформационное картографирование и анализ региона посадки автоматической межпланетной станции “Луна-17” по данным дистанционного зондирования спутника Lunar Reconnaissance Obiter // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9. № 4. С. 292–303.

Кемурджиан А.Л., Громов В.В., Черкасов И.И., Шварёв В.В. Автоматические станции для изучения поверхностного покрова Луны. М.: Машиностроение, 1976. 205 с.

Козлова Н.А., Карачевцева И.П., Зубарев А.Э., Надеждина И.Е., Конопихин А.А., Коханов А.А., Патратий В.Д., Гаров А.С., Абдрахимов А.М., Оберст Ю. Новая цифровая обработка архивных лунных панорам для целей крупномасштабного картографирования и геоморфологического анализа поверхности Луны // Изв. высших учебн. заведений. Геодезия и аэрофотосъемка. 2014. № 2. С. 11–19.

Леонович А.К., Громов В.В., Рыбаков А.В., Петров В.К., Павлов П.С., Черкасов И.И., Шварев В.В. Исследования механических свойств лунного грунта на самоходном аппарате “Луноход-1” // Передвижная лаборатория на Луне Луноход-1 / Ред. Виноградов А.П. М.: Наука, 1971. С. 78–88.

Леонович А.К., Иванов О.Г., Павлов П.С. (еще 13 соавтров). 1. Самоходное шасси “Лунохода-1” как инструмент для исследования лунной поверхности // Передвижная лаборатория на Луне Луноход-1. Т. 2 / Ред. Барсуков В.Л. М.: Наука, 1978. С. 25–43.

Литвак М.Л., Головин Д.В., Дьячкова М.В., Калашников Д.В., Козырев А.С., Митрофанов И.Г., Мокроусов М.И., Санин А.Б., Третьяков В.И. Гамма- и нейтронные спектрометры, предназначенные для установки на борт лунохода // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 4.

С. 302–316. (*Litvak M.L., Golovin D.V., Dyachckova M.V., Kalashnikov D.V., Kozyrev A.S., Mitrofanov I.G., Mokrkusov M.I., Sanin A.B., Tretyakov V.I.* Gamma and Neutron Spectrometers Designed for Installation Onboard the Lunar Rover // Sol. Syst. Res. V. 54. № 4. P. 275–287.)

Селиванов А.С., Говоров В.М., Засецкий В.В., Тимохин В.А. Особенности построения и основные параметры телевизионных систем "Лунохода-1" // Передвижная лаборатория на Луне Луноход-1 / Ред. Виноградов А.П. М.: Наука, 1971. С. 55–65.

Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Николаева А.В. (составители). Лунный грунт: свойства и аналоги. Модель 1974. АН СССР. М.: ГЕОХИ им. В.И. Вернадского, 1975. 20 с.

Aldrin E.E., Armstrong N.A., Collins M. 2. Crew Observations // Apollo 11 Preliminary Science Report. NASA SP-214. 1969. P. 35–40.

Artemis plan. NASA's Lunar Exploration Program Overview. National Aeronautics and Space Administration. NP-2020-05-2853-HQ. September 2020. 74 p.

Carrier W.D., Olhoeft G.R., Mendell W. Physical properties of the lunar surface, Lunar Sourcebook / Eds Heiken G., Vaniman D., French B.M. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991. P. 475–594.

Carrier W.D. The four things you need to know about the geotechnical properties of lunar soil. Lunar Geotechnical Institute, september 2005. 23 p.

Clegg R.N., Jolliff B.L., Robinson M.S., Hapke B.W., Plescia J.B. Effects of rocket exhaust on lunar soil reflectance properties // Icarus. 2014. V. 227. P. 176–194. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.09.013

Colwell J.E., Batiste S., Horanyi M., Robertson S., Sture S. Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // Rev. Geophys. 2007. V. 45. Iss. 2. RG2006. 23 p. https://doi.org/10.1029/2005RG000184

Costes N.C., Cohron G.T., Moss D.C. Penetration resistance test – An approach to evaluating in-place strength and packing characteristics of lunar soils // Proc. Second Lunar Sci. Conf. 3, 1973–1987, M.I.T. Press, 1971. P. 1973–1987.

Karachevtseva I.P., Kozlova N.A., Kokhanov A.A. and 11 coauthors. Cartography of the Luna-21 landing site and Lunokhod-2 traverse area based on Lunar Reconnaissance Orbiter Camera images and surface archive TV-panoramas // Icarus. 2017. V. 283. P. 104–121.

Kaydash V., Shkuratov Y., Korokhin V., Videen G. Photometric anomalies in the Apollo landing sites as seen from the Lunar Reconnaissance Orbiter // Icarus. 2011. V. 211(1). P. 89–96. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.08.024

Kreslavsky M.A., Shkuratov Yu.G. Photometric anomalies of the lunar surface: Results from Clementine data // J. Geophys. Res. 2003. V. 108(E3). https://doi.org/10.1029/2002je001937

Li Jian-qiao, Huang Han, Dang Zhao-long, Zou Meng, Wang Yang. Sinkage of wire mech wheel under blight load // J. Jilin Univ. (Engineering and Technology Edition). 2015. V. 45. № 1. P. 167–173.

Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Tretyakov V.I. The nearest perspectives for Lunokhod 2.0 // 10th Moscow Solar System Symp. Space Research Institute. 2019. Abs. 10MS3-MN-18.

Malenkov M. Self-propelled automatic chassis of Lunokhod-1: History of creation in episodes // Frontiers of Mechanical Engineering. 2016. № 11(1). P. 60–86.

Malenkov M.1., Creel R.A., Dovgan V.G., Scott D.R., Basilevsky A.T., Head J.W. They are ahead of time: The influence of the Soviet and American lunar rovers on modern planetary research // 10th Moscow Solar System Symp. Space Research Institute. 2019. V. 2. P. 90–93.

Mitchell J.K., Bromwell L.G., Carrier W.D., Costes N.C., Houston W.N., Scott R.F. Soil mechanics experiment // Apollo-15 Prelim. Sci. Rept., SP-289, 7–1 to 7–28, NASA-GSFC, Washington, DC, 1972.

Tang Zh., Liu J., Wang X. and 13 coauthors. Physical and mechanical characteristics of lunar soil at the Chang'E-4 landing site // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. Iss. 22. e2020GL089499. 8 p. https://doi.org/10.1029/2020GL089499

Wan W.X., Wang C., Li C.L., Wei Y. China's first mission to Mars // China' Nature Astron. 2020. V. 4. P. 721–722.

Witze A. NASA has launched the most ambitious Mars rover ever built: Here's what happens next // Nature. 2020. V. 584. P. 15–16.

Zelenyi L.M. Russian Space Science Program update. 57th European Space Sciences Committee Plenary Meeting. Amsterdam. 9–10 May 2019.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 316–321

УДК 523.34–36

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА В ЛУННОМ РЕГОЛИТЕ

© 2021 г. А. Ю. Дубинский[a], С. И. Попель[a], *

[a]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 10.12.2020 г.
После доработки 11.02.2021 г.
Принята к публикации 05.03.2021 г.

Предложена схема образования оксида железа(II) из молекул сульфида железа с использованием кислорода, входящего в состав оксида кремния, из лунного реголита. Источником энергии, запускающим реакцию обмена, служат протоны солнечного ветра.

Ключевые слова: Луна, реголит, диоксид кремния, сульфид железа, оксид железа, солнечный ветер

DOI: 10.31857/S0320930X21040046

ВВЕДЕНИЕ

Вблизи орбит Земли и Луны скорость протона в составе солнечного ветра составляет 300–700 км/с, что соответствует кинетической энергии в среднем порядка 1 кэВ. Поток H^+ устремляется на лунный реголит, состоящий в существенной степени из минералов, в структуру которых, в частности, входят молекулярные фрагменты Si–O–Si, подобно тем, что имеются в оксиде кремния SiO_2. У такого рода молекулярных фрагментов характерная энергия силоксановой связи Si–O составляет величину порядка аналогичной энергии для оксида кремния, т.е. 450 кДж/моль или 4.5 эВ. Таким образом, влетая в материю лунной поверхности, протон может многократно разорвать связь кремний–кислород и, наконец, связаться с кислородом последней разрушенной связи с образованием гидроксильной группы –OH.

Вопрос о накоплении значительных концентраций гидроксильных групп и, как следствие, повышенного содержания водорода в поверхностных слоях лунного грунта обсуждался в литературе неоднократно за последние десятилетия (Starukhina, 2001; Jones и др., 2018). Он является весьма актуальным в связи с вопросом о наличии на Луне воды. Механизм участия –OH-групп в формировании молекул H_2O в лунном реголите был рассмотрен в работе (Дубинский, Попель, 2019). В ней была предложена схема восстановления серебра из его сульфида с образованием молекулы воды. Эта реакция может идти преимущественно в тех точках, где водород окончательно затормаживается в лунной породе, и в конечном итоге возникает гидроксильная группа.

Отметим, что на один акт образования водородосодержащей группы приходится в несколько раз большее число актов разрушения силоксановой связи с образованием молекулярных фрагментов, обладающих значительной реакционной способностью. Плазмоиндуцированное возникновение отрицательно заряженного $O^{-\delta}$ (кислорода с его неподеленной парой электронов) и положительно заряженного атома кремния $Si^{+\delta}$ может запускать различные твердофазные реакции с молекулами, непосредственно контактирующими с молекулярной окрестностью разрушенной связи. При этом становятся возможными реакции с энергетическим барьером (в первую очередь, для разрыва прочной связи Si–O), непреодолимым за счет одной лишь тепловой энергии молекул и атомов.

В этой связи интерес представляет изучение реакций, в которых принимают участие соединения, содержащие Si–O–Si фрагменты, с одной стороны, и Fe, с другой. Будучи одним из самых распространенных металлов на Луне, железо оказывает большое влияние на формирование, эволюцию и состав минералов на ее поверхности. Оно присутствует преимущественно в ильмените, оливине, пироксенах, и с момента начала исследования химического состава Луны в изучении соединений железа был достигнут значительный прогресс. Наряду с многолетним непосредственным анализом лунного грунта, начавшимся еще в семидесятые годы прошлого столетия (Виноградов и др., 1971; 1972; Abdel-Gawad и др., 1970; Богатиков и др., 2001), развивались и спектроскопические методы изучения лунной поверхности, по результатам которых в последние годы была по-

строена карта распространенности FeO в составе минералов лунного реголита (Tang и др., 2016). Аналогичному картированию подвергся ряд других соединений, среди которых были связанные с кислородом кремний, титан, алюминий, магний, кальций (Yan и др., 2012; Xia и др., 2019).

Недавние измерения (Li и др., 2020) указали также на наличие в полярных областях Луны Fe_2O_3 – оксида железа(III). При этом для объяснения существования оксида железа(III) в лунном реголите потребовалось привлечение кислорода из магнитосферы Земли, поскольку известно, что Луна около четверти своей орбиты проводит в плазме хвоста магнитосферы.

Целью настоящей работы является развитие подхода, предложенного в предыдущей публикации (Дубинский, Попель, 2017), согласно которому для приповерхностных реакций в лунном реголите важную роль играет поток протонов солнечного ветра, энергия которого позволяет разрывать самые прочные молекулярные связи и вовлекать в оборот атомы из состава поверхностных минералов. В первую очередь, это касается кислорода, самого распространенного элемента, входящего в состав реголита, практически полностью находящегося в связанном состоянии. В этой работе мы также рассмотрим реакции с участием другого распространенного элемента – железа (Heiken и др., 1991), чье превращение в приповерхностных слоях привлекает неослабевающий интерес при исследованиях Луны (см., например, Allen и др., 2011; Benna и др., 2019; Dalton, Roberto, 2008; Tang и др., 2015).

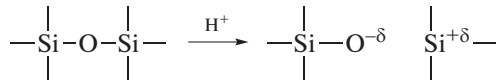
Обсудим здесь возможное участие молекул FeS – простейшего соединения железа и серы. Сульфид железа, как и прежде (Дубинский, Попель, 2019), рассматривается в силу того, что по своей электронной структуре внешних орбиталей сера аналогична кислороду, и хотя отличается от последнего большим радиусом, замещение атома кислорода на атом серы не приведет к существенному дефекту кристаллической решетки SiO_2. Взаимодействие с иными соединениями, гомологичными сере, мы не рассматриваем по причине того, что более крупные атомы (Se, Te) еще сложнее встраиваются в решетку оксида кремния, а также из-за их малого содержания в лунном реголите.

В разделе “Механизм образования оксида железа(II)” данной работы приводится описание механизма образования оксида железа под действием солнечного ветра, а также оцениваются энергетические и кинетические аспекты протекающих процессов. В разделе “Обсуждение результатов” предложенный механизм обсуждается с точки зрения недавних наблюдений (Li и др., 2020) окисленного железа на поверхности Луны.

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА(II)

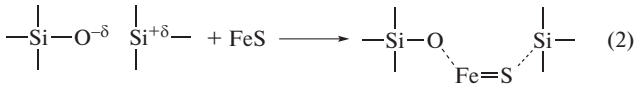
Рассмотрим область непосредственной близости сульфида железа и оксида кремния.

а) При прохождении протона солнечного ветра разрывается связь Si–O с образованием частично заряженных атомов $Si^{+\delta}$ и $O^{-\delta}$.



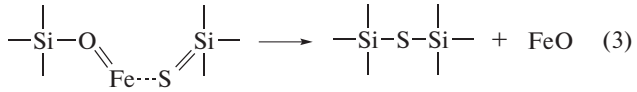
Плотность потока частиц солнечного ветра у поверхности Луны составляет около 3×10^8 см$^{-2}$ с$^{-1}$. Глубина проникновения протонов в реголит имеет порядок 10–100 нм (Hapke, 2001), что по порядку величины соответствует количеству связей Si–O, разрушенных на пути движения H^+. Так, принимая, что характерное расстояние между атомами в кристалле SiO_2 составляет около 0.2 нм, получаем, что разрыв 100–200 связей соответствует расстоянию ~20–40 нм. Время торможения протона составляет величину порядка 10^{-13} с. В свою очередь, для оценки количества актов разрыва связей Si–O в приповерхностном слое реголита примем величину в 30 нм за глубину прохождения протона. Тогда в этом слое площадью в 1 см^2 происходит порядка 3×10^8 см$^{-2} \times 200 = 6 \times 10^{10}$ актов разрыва. Таким образом, в приповерхностном слое ~30 нм толщины имеем около 2×10^{16} см$^{-3}$ с$^{-1}$ актов разрыва связей Si–O в пересчете на единицу объема.

б) На следующем этапе происходит образование промежуточного комплекса с молекулой FeS



Молекула FeS характеризуется ярко выраженной ионизацией атомов железа и серы. По этой причине имеется тенденция к образованию промежуточных связей Fe–O и S–Si. Следует отметить, что комплекс не обязательно имеет плоскую структуру. Вполне возможно, что атомы $O^{-\delta}$ и $Si^{+\delta}$, а также молекула FeS лежат на скрещивающихся прямых.

в) Наконец, кислород захватывает атом железа, вследствие чего высвобождается оксид железа (II), а атом серы замыкает связи с атомами кремния, восполняя в этой позиции ушедший кислород.



Как уже упоминалось, энергия связи Si–O составляет величину около 450 кДж/моль, тогда как аналогичная связь Si–S характеризуется значением энергии связи, приблизительно равным 265 кДж/моль (Некрасов, 1973). В свою очередь, энергия двойной связи в молекуле FeS равна 322 кДж/моль, а

аналогичная в FeO – 390 кДж/моль (Волков, Жарский, 2005).

Отсюда можно оценить суммарный энергетический эффект реакции

$$-Si-O-Si- + FeS \rightarrow -Si-S-Si- + FeO, \qquad (4)$$

который состоит в поглощении энергии, приблизительно равной $\Delta E = 2 \times 450 + 322 - 390 - 2 \times \times 265 \approx 300$ кДж/моль. Также требуется преодоление энергетического барьера, имеющего порядок энергии разрыва связей, т.е. около 400–450 кДж/моль, и таким образом, непосредственное замещение кислорода серой требует для своей реализации не только суммарной энергии порядка 3 эВ, но и первоначального поступления энергии, составляющего значение около 4–4.5 эВ. Очевидно, что даже для дневных лунных температур в 400 K тепловая энергия составляет около 3.5×10^{-2} эВ, что делает прямую реакцию практически нереализуемой.

Напротив, когда импульсом протона солнечного ветра одна из связей разрушена, дальнейшее протекание реакций (2) и (3), наоборот, сопровождается выделением энергии $\Delta E = 1 \times 450 + + 322 - 390 - 2 \times 265 \approx -150$ кДж/моль, а электрическое взаимодействие полярной молекулы FeS с локально заряженными кислородом и кремнием приводит к образованию переходного комплекса и минимизирует энергетический барьер заключительного этапа – образования оксида железа.

Следует отметить, что в расчетах сделаны определенные упрощения. Так, оперируя с Si–O связями, мы используем усредненные данные, полагая, эквивалентными характеристики силоксановой связи в кремнеземе или, например, пироксенах. Также стандартная энергия связи кремний–сера (в чистом SiS_2) отличается от энергии деформированных Si–S–Si связей в составе кремнийсодержащего минерала. Изначально меньшее межатомное расстояние между атомами кремния, задаваемое связями Si–O–Si (длина связи Si–O ≈ ≈ 0.164 нм), увеличивается из-за появления серы между атомами кремния, но при этом уменьшается валентный угол вокруг атома серы (с длиной связи Si–S ≈ 0.215 нм) (Некрасов, 1973). Также связь $Si-O^{-\delta}$ в возбужденном состоянии и соответственно энергия этой связи отличаются от ситуации с невозмущенной связью кремний–кислород. Однако основной порядок величины показывает очевидную разницу в энергетических эффектах, несмотря на некоторые упрощения, допущенные при расчете.

Скорость предложенного механизма определяется, во-первых, интенсивностью реакции (1), которая требует энергию для разрыва силоксановой связи (носителем этой энергии выступают протоны солнечного ветра). Также критичной является область контакта троилита, FeS, и SiO_2-содержащего минерала. Троилит является одним из самых распространенных сульфидов на Луне (Мохов и др., 2007) и встречается в виде зерен с размерами порядка 10^4 нм (Фрондел, 1978) (см. рис. 1), а слой оксида минерала, в который проникает протон, как уже отмечалось, оценивается величиной, меньшей или порядка 10^2 нм. В этом смысле, важными являются размеры частиц лунного реголита, контактирующих с троилитом. Подчеркнем, что для эффективной реализации механизма образования оксида железа рассмотренные реакции должны происходить на границе соприкосновения силикат-содержащего минерала и троилита.

Для эффективного функционирования предложенного в настоящей работе механизма замещения атома кислорода серой желательно, чтобы область контакта FeS и силоксановой связи была бы на глубине, не большей, чем характерная глубина проникновения протона солнечного ветра в реголит. Это достигается благодаря большому количеству наномасштабных частиц в составе реголита. Действительно, согласно данным (Colwell и др., 2007) в диапазоне размеров частиц реголита на поверхности Луны от 20 до 500 мкм распределение частиц реголита (рис. 2) находится в хорошем согласии с распределением Колмогорова (Адушкин и др., 2007) которое характеризует распределение частиц по размерам для случая многократного дробления. Указанный факт согласуется с выводами (Colwell и др., 2007) о том, что лунная поверхность представляет собой реголит, эволюционирующий в результате многократного дробления в результате ударов метеороидов. В работе (Адушкин и др., 2007) показано, что для случая многократного дробления распределение Колмогорова остается справедливым, по крайней мере для размеров частиц, больших 70 нм, что позволяет нам продлить полученное на основе данных (Colwell и др., 2007) распределение пылевых частиц лунной поверхности в сторону меньших размеров вплоть до размеров порядка нескольких десятков нм. Кроме того, распределение, представленное на рис. 2, является распределением по массам. Если перейти к распределению по размерам, то максимум распределения Колмогорова смещается в область меньших размеров, и максимум этого распределения приходится на величины, меньшие или порядка 100 нм, а это – именно те величины размеров частиц реголита, при которых предложенный в настоящей работе механизм образования оксида железа наиболее эффективен.

Еще одним благоприятным условием образования молекул оксида железа на поверхности Луны в результате реализации описанного в настоящей работе механизма является возможность повышенных (по сравнению с ситуацией на Земле)

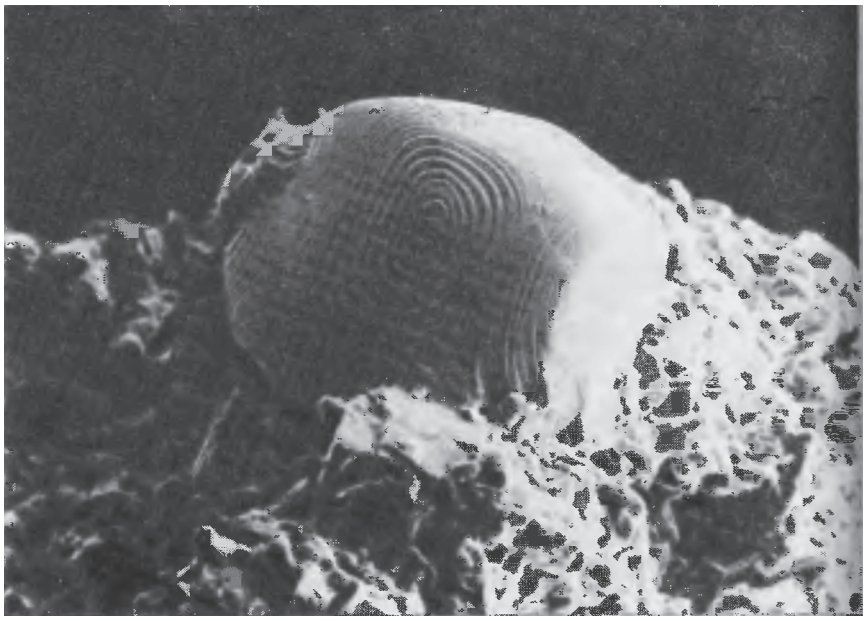


Рис. 1. Кристалл троилита из лунного грунта. Размер зерна составляет около 50 мкм (Фрондел, 1978).

температур, которые в дневное время могут достигать на Луне величин около 400 K, что облегчает прохождение реакции через стадию промежуточного комплекса (2)–(3).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В дальнейшем FeO может ожидать различные превращения. Одно из них – диспропорционирование на Fe и Fe_3O_4 при умеренных, до ~850 K, температурах (Уэллс А., 1987). Это уже соединение, в котором присутствует Fe^{+3} и которое представляет собой промежуточный этап между FeO и Fe_2O_3. При температурах разложения Fe_3O_4 (~1800 K) выделяется кислород. Такие температуры (~1800 K) вполне достижимы при соударениях микрометеороидов с поверхностью Луны (Попель и др., 2016; Popel и др., 2018). Следует отметить, что реакции с участием оксидов железа с разными степенями окисления обратимы, и в лунных условиях образование Fe и Fe_2O_3 может происходить также из FeO. Также значимая роль отводится оксиду FeO в балансе воды на лунной поверхности (Benna и др., 2019). При участии протонов солнечного ветра возможны следующие реакции (см., например, Dalton, Roberto, 2008) $FeO + 2H^+ \rightarrow Fe^{+2} + H_2O$; $2Fe^{+2} + 2H^+ \rightarrow 2Fe^{+3} + H_2$, указывающие на возможность образования воды, а также трехвалентного железа, входящего в состав гематита. Однако данные реакции представляются существенно менее вероятными, чем реакции, рассмотренные в настоящей работе, поскольку, они требуют одновременного попадания двух протонов солнечного ветра в область площадью ~(1 Å)^2 с тем, чтобы эти реакции осуществились. Тогда как для осуществления реакции (1), рассмотренной в настоящей работе, достаточно всего одного протона.

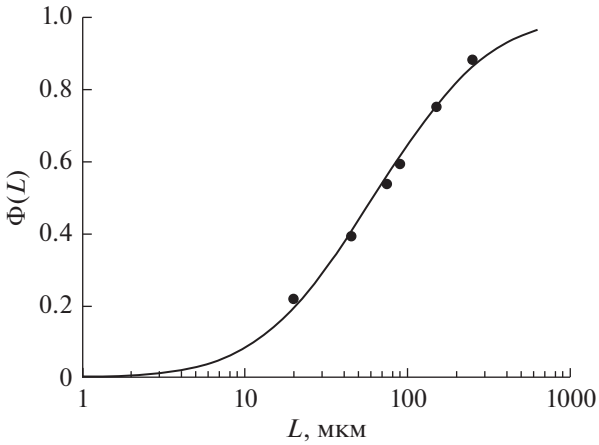


Рис. 2. Теоретическое распределение Колмогорова (Адушкин и др., 2007), описывающее данные наблюдений размеров (L) частиц реголита на поверхности Луны (сплошная кривая). Точки соответствуют данным, приведенным в работе (Colwell и др., 2007).

Оксид железа Fe_2O_3 до недавнего времени фиксировался на Луне в минимальных количествах. Однако недавние результаты наблюдений (Li и др., 2020) указали на присутствие гематита в области высоких широт, что не вполне согласуется со сформировавшимися представлениями о лунной поверхности как восстановительной среде, в первую очередь, за счет ее насыщенности водоро-

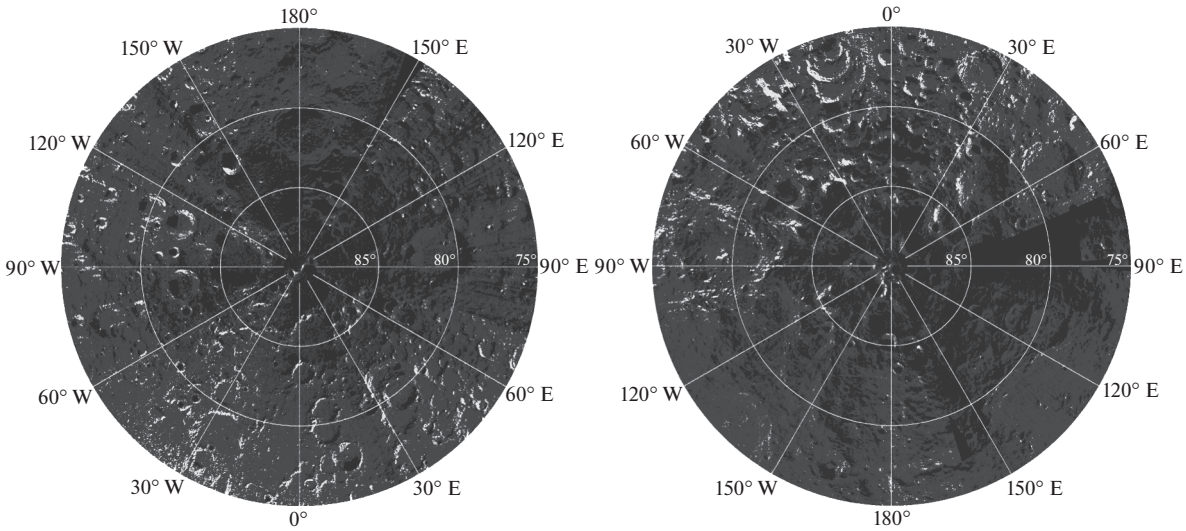


Рис. 3. Приполярные области в северном (слева) и южном (справа) полушариях Луны. Области присутствия оксида железа (Li и др., 2020) выделены белым цветом.

дом, поступающим на Луну в составе солнечного ветра. О существовании самородного железа на Луне было известно с момента изъятия первых проб лунного грунта и выдвинуто несколько гипотез образования субмикроскопического металлического железа. Напротив, образование оксида железа(III) требует, очевидно, наличия способного к реакции кислорода, которому авторы статьи (Li и др., 2020) приписывают земное происхождение. Не отрицая данную гипотезу, следует отметить, что поток молекул кислорода (из хвоста земной магнитосферы) в любом случае сопоставим или меньше по порядку, чем поток протонов солнечного ветра. Для последующей реакции требуется непременный выход железа на поверхность. Согласно же предложенному механизму кристалл сульфида железа может быть закрыт слоем реголита толщиной вплоть до 10^2 нм. Также попадание одного протона, как уже отмечалось, может дать энергетический импульс многочисленным актам обмена серы на кислород в соединении с железом. Таким образом, кислород в контексте механизма, предложенного в настоящей работе, может считаться неисчерпаемым.

Важной составной частью рассмотренного в настоящей работе механизма образования оксида железа является присутствие солнечного ветра, интенсивность взаимодействия которого с лунной поверхностью максимальна вблизи экватора и минимальна в области полюсов. Соответственно, следует ожидать, что эффективность рассмотренного механизма образования оксида железа должна зависеть от лунной широты. На рис. 3 приведены области присутствия оксида железа по данным работы (Li и др., 2020) для лунных широт от 75° до 90°. Видна закономерность, что количество областей оксида железа увеличивается по мере удаления от полюсов Луны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, предложенная в настоящей работе схема предлагает механизм образования оксида железа(II), способного самостоятельно превращаться в Fe_2O_3. Впрочем, его синтез может быть лишь частью окислительно-восстановительных реакций, запускаемых энергией солнечного ветра. В частности, помимо оксидов железа, за счет наличия OH-групп в системе может образоваться магнитоксид железа FeO(OH), две молекулы которого могут затем превращаться в гематит и воду. Также возможна диффузия ионов железа и серы в объем оксида кремния и их самостоятельное взаимодействие с возбужденными фрагментами оксида кремния. Эти реакции могут быть предметом отдельного обсуждения и более детальной модели. Существование оксида железа в лунном реголите может уменьшить его работу выхода, что следует учитывать при рассмотрении плазменно-пылевой системы над лунной поверхностью (Попель и др., 2013).

Следует отметить, что рассмотренные процессы обусловлены воздействием высокоэнергетичного протона солнечного ветра, что приводит к быстрому разрушению силоксановых связей. Поэтому эти процессы являются неравновесными. Дальнейшее развитие описания предложенного здесь механизма образования оксида железа(II) потребует использования подхода неравновесной термодинамики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Перник Л.М., Попель С.И. Наночастицы в опытах по разрушению скальных пород взрывом // Докл. РАН. 2007. № 2. С. 247–250.

Богатиков О.А., Горшков А.И., Мохов А.В., Ашихмина Н.А., Магазина Л.О. Первая находка самородного молибдена, сульфида серебра и твердого раствора железа и олова в лунном грунте // Геохимия. 2001. № 6. С. 665–670.

Виноградов А.Н., Нефедов В.И., Урусов В.С., Жаворонков Н.М. Рентгеноэлектронные исследования металлического железа в лунном реголите // Докл. АН СССР. 1972. Т. 207. № 2. С. 433–436.

Виноградов А.П., Нефедов В.И., Урусов В.С., Жаворонков Н.М. Рентгеноэлектронное исследование лунного реголита из Морей Изобилия и Спокойствия // Докл. АН СССР. 1971. Т. 201. № 4. С. 957–960.

Волков А.И., Жарский И.М. Большой химический справочник: Мн.: Современная школа, 2005. 70 с.

Дубинский А., Попель С.И. К вопросу об образовании воды в лунном реголите // Космич. исслед. 2019. Т. 57. № 2. С. 93–98.

Мохов А.В., Карташев П.М., Богатиков О.А. Луна под микроскопом: новые данные по минералогии Луны: атлас. М.: Наука, 2007. 16 с.

Некрасов Б.В. Основы общей химии: М.: Химия, 1973. С. 594, 606.

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., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М. Удары высокоскоростных метеороидов и отрыв пылевых частиц от поверхности Луны // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 9. С. 641–646.

Уэллс А. Структурная неорганическая химия: В 3-х т. Т. 2. М.: Мир, 1987. 260 с.

Фрондел Дж. Минералогия Луны: М.: Мир, 1978. 56 с.

Abdel-Gawad M., Blander M., Grant R.W., Housley R.M., Muir A.H., Jr. Mössbauer spectroscopy of Apollo 11 samples // Apollo 11 Lunar Sci. Conf. Pergamon Press, Inc., 1970. P. 2251–2268.

Allen C.C., Greenhagen B.T., Donaldson Hanna K.L., Paige D.A. Analysis of lunar pyroclasic glass deposit FeO abundances by LRO Diviner // Ann. Meet. Lunar Exploration Analysis Group. 2011. P. 2022.

Benna M., Hurley D.M., Stubbs T.J., Mahaffy P.R., Elphic R.C. Lunar soil hydration constrained by exospheric water liberated by meteoroid impacts // Nature Geoscience. 2019. V. 12. P. 333–338.

Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sture S. The lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006, 26 p.

Dalton B.P., Roberto F.F. Lunar Regolith Biomining // Report NASA/CP—2008–214564, Moffett Field: NASA, 2008.

Hapke B. Space weathering from Mercury to the asteroid belt // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № E5. P. 10039–10073.

Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M. Lunar Sourcebook. A User's Guide to the Moon. Cambridge, 1991. 363 p.

Jones B.M., Aleksandrov A., Hibbitts K., Dyar M.D., Orlando T.M. Solar wind-induced water cycle on the Moon // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 10,959–910,967.

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 of the Moon // Sci. Adv. 2020. V. 6. № 36. eaba1940.

Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M., Dubinskii A.Yu. Lunar dust and dusty plasmas: Recent developments, advances, and unsolved problems // Planet. and Space Sci. 2018. V. 156. P. 71–84.

Starukhina L. Water detection on atmosphereless celestial bodies: Alternative explanations of the observations // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № E7. P. 14701.

Tang X., Luo X.X., Jiang Y., Xu A.A., Wang Z.C., Zhang X.W., Cai W., Wu Y.Z. Estimation of lunar FeO abundance based on imaging by LRO Diviner // Res. Astron. and Astrophys. 2016. V. 16. № 2. P. 024.

Tang X., Wu Y.Z., Wang Z.C., Zhang X.W., Chen Y., Zhang X.M. A New global FeO map of the Moon by Diviner Image // 46th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2015. P. 1651.

Xia W., Wang X., Zhao S., Jin H., Chen X., Yang M., Gao X. New maps of lunar surface chemistry // Icarus. 2019. V. 321. № 15. P. 200–215.

Yan B., Xiong S.Q., Wu Y., Wang Z., Dong L., Gan F., Yang S., Wang R. Mapping lunar global chemical composition from Chang'E-1 IIM data // Planet. and Space Sci. 2012. V. 67. № 1. P. 119–129.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 322–333

УДК 523.4

АТМОСФЕРНЫЕ ПОТЕРИ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА ПРИ ПРОТОННЫХ АВРОРАЛЬНЫХ СОБЫТИЯХ НА МАРСЕ

© 2021 г. В. И. Шематович*

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

**e-mail: shematov@inasan.rssi.ru*

Поступила в редакцию 19.03.2021 г.
После доработки 05.04.2021 г.
Принята к публикации 06.04.2021 г.

В данной работе впервые используется расчет проникновения в дневную атмосферу Марса протонов невозмущенного солнечного ветра за счет перезарядки в протяженной водородной короне (Шематович и др., 2021), что позволило самосогласованно рассчитать как источники надтепловых атомов кислорода, так и их кинетику и перенос. Дополнительный источник горячих атомов кислорода – столкновения с переносом количества движения и энергии от потока высыпающихся атомов водорода с высокими кинетическими энергиями (ЭНА-Н) к атомарному кислороду в верхней атмосфере Марса, – включен в кинетическое уравнение Больцмана, решение которого было получено при помощи кинетической модели Монте-Карло. В результате, были получены оценки заселения горячей кислородной короны Марса и показано, что протонные авроральные события сопровождаются атмосферными потерями атомарного кислорода, величина которых изменяется в пределах $(3.5–5.8) \times 10^7$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. Показано, что экзосфера населяется значительным количеством надтепловых атомов кислорода с кинетическими энергиями вплоть до энергии убегания 2 эВ, т.е., формируется горячая кислородная корона Марса. Полученные в самосогласованных расчетах при помощи комплекса кинетических Монте-Карло моделей значения скорости потери атомов кислорода из атмосферы Марса за счет спорадического источника – высыпания ЭНА-Н при протонных авроральных событиях на Марсе, – сравнимы с величиной потери атомов O за счет регулярного источника – реакций экзотермической фотохимии (Groeller и др., 2014; Jakosky и др., 2018). В настоящее время представляется, что потери атмосферы Марса за счет воздействия плазмы солнечного ветра и, в частности, высыпания в атмосферу потоков протонов и атомов водорода с высокими энергиями при солнечных вспышках может играть важную роль в потере нейтральной атмосферы на астрономических масштабах времени (Jakosky и др., 2018).

Ключевые слова: Солнечная система, Марс, солнечный ветер, горячая корона, потери атмосферы, кинетический метод Монте-Карло

DOI: 10.31857/S0320930X21040083

ВВЕДЕНИЕ

Солнечное воздействие на верхние слои атмосферы Марса осуществляется, как за счет поглощения мягкого рентгеновского и жесткого ультрафиолетового солнечного излучения, так и воздействия плазмы солнечного ветра, и приводит к образованию протяженной нейтральной короны, заселенной надтепловыми (горячими) атомами H, C, N и O (см., например, Groeller и др., 2014). Одним из важных результатов КА MAVEN было подтверждение в наблюдениях при помощи спектрографа IUVS (Imaging UV Spectrograph) присутствия протяженной короны из атомов водорода, углерода и кислорода (Deighan и др., 2015). Горячая корона, в свою очередь, изменяется за счет притока плазмы солнечного ветра и локальных потоков захваченных из ионосферы ионов в планетную экзосферу. Такой приток приводит к образованию сверхтепловых атомов (энергетических нейтральных атомов – ЭНА), убегающих из марсианской нейтральной атмосферы из-за перезарядки с высыпающимися ионами с высокими кинетическими энергиями.

Атомарный кислород теряется из короны Марса преимущественно за счет нетепловых процессов (см., например, Lillis и др., 2015; Шематович, 2019), основными из которых являются фотохимические реакции, протекающие в результате поглощения солнечных УФ-фотонов в марсианской термосфере и сопровождающиеся образованием горячих (надтепловых) нейтральных атомов. Надтепловые атомы кислорода населяют так называемую горячую корону и могут убегать из экзосферы в открытое космическое простран-

ство, если они обладают достаточной кинетической энергией (см., например, Шематович, 2019). Преобладающим фотохимическим источником надтепловых атомов O является диссоциативная рекомбинация ионов O_2^+ с ионосферными электронами. Когда рекомбинация происходит в переходной от термосферы к экзосфере области, то движущийся вверх надтепловой атом, вероятно, не будет рассеиваться назад или замедляться ниже энергии убегания из-за последующих столкновений и с высокой вероятностью покинет атмосферу (см., например, Fox, Hac, 2009; Lillis и др., 2017). Приборы, размещенные на борту КА MAVEN, не позволяют измерить потоки убегающих нейтральных атомов O напрямую, поэтому для получения оценок потери атмосферы необходимо привлекать численные модели (Шематович, 2019; Lillis и др., 2015) для интерпретации наблюдений планетных корон. Так, например, при дистанционном зондировании горячей кислородной короны Марса были получены высотные профили горячей фракции атомов O (Deighan и др., 2015) при помощи проведенного спектрографом MAVEN/IUVS сканирования на лимбе в линиях из мультиплетов 130.4 и 135.6 нм атомарного кислорода. Полученные оценки содержания надтепловых атомов кислорода сопоставлялись с моделями короны, чтобы оценить фракцию убегающих атомов кислорода (Lillis и др., 2017). В результате такого сравнения (Jakosky и др., 2018), были получены оценки скорости потери нейтрального кислорода со значениями примерно $3.5–7.0 \times 10^{25}$ O c^{-1} и обычно принимается репрезентативное значение скорости потери нейтрального кислорода за счет фотохимических источников, равное 5×10^{25} O c^{-1}, что эквивалентно потере массы атомарного кислорода с темпом 1.3 кг c^{-1}.

Потеря планетной атмосферы в открытое космическое пространство может происходить посредством ряда различных тепловых и нетепловых процессов (Шематович, 2019). В наших предыдущих исследованиях (см., например, работу Шематович, Калиничева, 2020; и ссылки в ней) был исследован дополнительный источник убегания атомов кислорода из верхней атмосферы Марса за счет высыпания протонов и атомов водорода с высокими энергиями из солнечного ветра. Такой механизм атмосферных потерь нейтральной верхней атмосферы впервые был предложен в исследовании протонных полярных сияний в верхней атмосфере Земли (см., например, работу Шематович, 2019; и ссылки в ней). Хотя протонные авроральные явления носят спорадический характер, тем не менее они являются проявлением повышенной солнечной активности и сопровождаются достаточно высокими скоростями потери атомарного кислорода из атмосферы Земли. Так как недавно протонные полярные сияния были открыты в наблюдениях избыточного свечения атомарного водорода в линии Ly-α (Ritter и др., 2018; Deighan и др., 2018), то в работах (см., например, работу Шематович, Калиничева, 2020; и ссылки в ней) были предприняты попытки оценить вклад атмосферного разбрызгивания при протонных полярных сияниях на Марсе в темп потери атомов кислорода, тем более, что данный процесс не учитывался в недавних исследованиях потери атмосферы Марса по данным измерений КА MAVEN (Jakosky и др., 2018).

В данной статье исследованы процессы кинетики и переноса горячих атомов кислорода в верхней атмосфере Марса, образование которых при авроральных протонных явлениях на Марсе сопровождает высыпание атомов водорода из солнечного ветра. Так как протонные авроральные события наблюдаются на дневной стороне Марса (Hughes и др., 2019) и вызываются проникающими в атмосферу потоками атомов водорода с высокими кинетическими энергиями (Deighan и др., 2018), то для расчета функции источника надтепловых атомов кислорода использованы разработанные ранее кинетические Монте-Карло модели (Шематович и др., 2019, 2021). Эти модели позволяют исследовать процесс перезарядки протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса с целью получить спектры атомов водорода (Шематович и др., 2021), проникающих в атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса. Далее полученные спектры атомов водорода используются в качестве верхнего граничного условия для кинетической Монте-Карло модели (Шематович и др., 2019) высыпания атомов водорода с высокими энергиями в верхнюю атмосферу, что позволило провести моделирование характеристик протонных авроральных событий на Марсе. В частности, были получены скорости образования и энергетические спектры атомов кислорода с надтепловыми энергиями за счет упругих и неупругих столкновений атмосферных атомов кислорода с проникающими в атмосферу атомами водорода. И, наконец, полученные таким образом скорости образования надтепловых атомов кислорода были использованы как источник для кинетической Монте-Карло модели (Шематович, Калиничева, 2020) для исследования кинетики и переноса надтепловых атомов кислорода в верхней атмосфере планеты. В результате, были рассчитаны функции распределения надтепловых атомов кислорода по кинетической энергии в переходной от термосферы к экзосфере области атмосферы Марса. Найдено, что наблюдаемые на дневной стороне планеты протонные авроральные события на Марсе сопровождаются образованием значительного количества надтепловых атомов кислорода с кинетическими энергиями вплоть до энергии убегания 2 эВ, т.е. формируется дополнительная

к фотохимическим источникам горячая фракция кислородной короны, и образуется дополнительный нетепловой поток убегания атомарного кислорода из атмосферы Марса. В наших предыдущих исследованиях (см., например, работу Шематович, Калиничева, 2020; и ссылки в ней) в качестве граничного условия на верхней границе использовались лишь упрощенные оценки потока проникающих в атмосферу атомов водорода и аппроксимации их энергетических спектров. В данной работе впервые используются результаты расчетов проникновения в дневную атмосферу Марса протонов невозмущенного солнечного ветра за счет перезарядки в протяженной водородной короне (Шематович и др., 2021), что позволило самосогласованно рассчитать, как источники надтепловых атомов кислорода, так и их кинетику и перенос. В результате, были получены оценки заселения горячей кислородной короны Марса и величины атмосферных потерь атомарного кислорода при протонных авроральных событиях. Хотя протонные полярные сияния являются спорадическими событиями, однако индуцированный процессами высыпания поток убегания горячих атомов кислорода может становиться доминантным в условиях экстремальных солнечных событий – солнечных вспышек и корональных выбросов массы, – как показали недавние наблюдения KA MAVEN (Deighan и др., 2015; Lee и др., 2018; Jakosky и др., 2015; 2018). Изученный механизм потери атомов кислорода за счет атмосферного разбрызгивания при протонных полярных сияниях на Марсе необходимо принимать во внимание, в особенности, в исследованиях эволюции климата планеты на геологических масштабах времени.

ОБРАЗОВАНИЕ ГОРЯЧИХ АТОМОВ КИСЛОРОДА В ПРОТОННЫХ АВРОРАЛЬНЫХ СОБЫТИЯХ

Одним из интересных результатов космической миссии MAVEN были наблюдения инструментами SWIA (Solar Wind Ion Analyzer) и SEP (Solar Energetic Particles) небольшой фракции протонов с энергиями, близкими к энергии солнечного ветра, но на высотах порядка ~150–250 км в атмосфере Марса (Halekas и др., 2015), которые показали, что скорость этой популяции почти соответствует наблюдаемой скорости солнечного ветра. Из предыдущих исследований было известно, что протоны солнечного ветра могут взаимодействовать с протяженной короной Марса и после обмена зарядом с атомами водорода в этой короне, определенная часть протонов воздействующего солнечного ветра может получить электрон и стать энергетическим нейтральным атомом водорода (ЭНА-Н). Как нейтральные, эти частицы с легкостью проникают через границу индуцированной магнитосферы Марса, попадая в более плотные области нейтральной атмосферы.

Протяженная водородная корона неоднократно наблюдалась в рассеянном солнечном ультрафиолетовом (УФ) излучении в линии Лайман-α при помощи KA Марс-Экспресс (Chaufray и др., 2008), космического телескопа им. Хаббла (Clarke и др., 2014) и KA MAVEN (Chaffin и др., 2018). Наблюдения показали, что существуют значительные изменения в лучевой концентрации атомарного водорода в короне Марса в зависимости от сезона. Измерения при помощи прибора SWIA (Solar Wind Ion Analyzer) на борту KA MAVEN, проведенные в течение полного марсианского года, позволяют уверенно говорить, что вариации лучевой концентрации водорода в короне Марса могут достигать порядка величины (Halekas, 2017). Анализ распределений плотности водорода, полученных из наблюдений, указывает на то, что убегание водорода не может происходить только за счет молекулярного водорода, и действительно, пары воды были обнаружены на высотах 40–100 км в наблюдениях солнечного затмения с помощью прибора SPICAM/MEX (Maltagliati и др., 2013; Fedorova и др., 2018). Эти исследования показывают, что вода не так эффективно удерживается в холодной ловушке в мезосфере, как обычно предполагалось ранее. Новые данные о вертикальном распределении водяного пара в верхней атмосфере Марса были получены в наблюдениях прибора ACS (Atmospheric Chemistry Suite) на борту KA ExoMars Trace Gas Orbiter (Vandaele и др., 2019; Fedorova и др., 2020), которые свидетельствовали о крупных и быстрых сезонных вторжениях воды и ледяных частиц в верхние слои атмосферы, что приводит к повышению содержания водорода в короне. В зависимости от обилия и высоты паров воды и ледяных частиц, переносимых на высоты вплоть до 100 км (Vandaele и др., 2019; Fedorova и др., 2020), этот эффект может вызывать вариации лучевой концентрации водорода в короне Марса вплоть до порядка величины в зависимости от сезона (Chaffin и др., 2017; Heavens и др., 2018).

В работе (Шематович и др., 2021) при помощи кинетической Монте-Карло модели, далее обозначаемой как КМКМ-1, было проведено численное исследование влияния наблюдаемых изменений плотности протяженной водородной короны Марса на эффективность перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра и определены параметры и свойства процесса высыпания образующихся при перезарядке ЭНА-Н в дневную атмосферу Марса, что позволило детально исследовать протонные авроральные события на Марсе. Установлено, что значение эффективности перезарядки изменяется в интервале 4–8% для выявленнных в наблюдениях вариаций лучевой концентрации атомарного водорода в ко-

роне Марса, а энергетический спектр проникающих через границу индуцированной магнитосферы в атмосферу Марса атомов водорода идентичен спектру невозмущенных протонов солнечного ветра.

Проникающие в дневную атмосферу энергичные атомы водорода ЭНА-Н сталкиваются с основными компонентами атмосферы, что сопровождается переносом импульса и кинетической энергии в упругих и неупругих столкновениях, и процессах ионизации и отрыва электрона (т.е. ионизацией ударяющего атома водорода). Следовательно, взаимодействие высыпающегося потока ЭНА-Н с основными нейтральными компонентами атмосферного газа следует рассматривать как каскадный процесс, который сопровождается образованием нарастающего множества поступательно и внутренне возбужденных частиц окружающего атмосферного газа. Для анализа проникновения потока энергичных частиц H^+/H солнечного ветра в верхнюю атмосферу Марса использована модификация кинетической Монте-Карло модели (для дальнейшего удобства обозначенной как KMKM-2), разработанной ранее для анализа данных измерений приборов MEX/ASPERA-3 на борту космического аппарата (КА) Mars Express и MAVEN/SWIA на борту КА MAVEN (Шематович и др., 2019; 2021).

В исследуемом случае протонных авроральных событий на Марсе процессы высыпания ЭНА-Н можно рассматривать как дополнительный источник надтепловых атомов кислорода (Шематович, Калиничева, 2020), образующихся в результате атмосферного разбрызгивания частицами ЭНА-Н основной компоненты верхней атмосферы – атомарного кислорода. Соответственно, одним из последствий проникновения высыпающегося потока частиц ЭНА-Н из солнечного ветра в верхние слои атмосферы является производство надтепловых атомов кислорода O_h при передаче импульса в упругих и неупругих столкновениях с атмосферным кислородом O_{th}:

$$H^+(H) + O_{th} \rightarrow H^+(H) + O_h. \qquad (1)$$

Свежие надтепловые атомы кислорода теряют свою избыточную кинетическую энергию при столкновениях с другими частицами атмосферы и распространяются в переходной области между термосферой и экзосферой (Шематович, Калиничева, 2020). Их кинетика и перенос описываются кинетическим уравнением Больцмана (см., например, работу Шематович, 2019 и ссылки в ней) для функций распределения по скоростям $f_{Oh}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ и $f_M(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ для горячих атомов кислорода и компонентов окружающего атмосферного газа, соответственно. Предполагается, что атмосферный газ характеризуется локально равновесной функцией Максвелла распределения по скоростям.

Кинетический метод Монте-Карло является эффективным инструментом для изучения сложных дискретных систем в стохастическом приближении (Шематович, 2019). В численной реализации упомянутой выше модели (KMKM-2) кинетики и переноса потока высыпающихся атомов водорода из плазмы солнечного ветра, накапливается статистика о столкновениях (1), сопровождающихся образованием надтепловых атомов кислорода и на ее основе определяется функция источника $Q_{Oh}(E)$: $H(E) + O_{th} \rightarrow H^+(E' < E) + O_h(E'' = E - E')$, где E и E' – кинетические энергии частиц H до и после столкновения. Функция $Q_{Oh}(E)$, задает скорость образования надтепловых атомов кислорода при высыпании энергичных частиц H и используется в качестве входных данных для кинетической Монте-Карло модели (KMKM-3) столкновений и переноса горячих атомов кислорода в переходной области. Выходные данные кинетической модели KMKM-2 – это объемные скорости образования надтепловых атомов в столкновениях (1) и их функция распределения по кинетической энергии в исследуемой переходной области атмосферы Марса. Данная численная модель отвечает микроскопическому уровню описания состояния газа в планетной короне (Шематович, 2019), за характерные масштабы времени и пространства принимаются локальные средние время и длина свободного пробега горячих частиц у нижней границы переходной области, где окружающий атмосферный газ более плотный. Нас интересовали, прежде всего, расчеты заселения переходной области верхней атмосферы Марса надтепловыми атомами кислорода, поэтому нижняя граница энергии надтепловых атомов в модели задавалась значением 0.08 эВ, что соответствует экзосферной температуре ~180–200 K при низком уровне солнечной активности.

Исследуется область между высотами 80 и 500 км атмосферы Марса. За нижнюю границу взята относительно плотная термосфера, где горячие частицы быстро теряют избыточную кинетическую энергию в столкновениях с тепловыми молекулами углекислого газа и кислорода. Верхняя граница взята выше экзобазы (~190 км), где течение газа становится свободно молекулярным. Исследуемая область разбивается на ячейки с шагом 5 км. В каждой ячейке атмосферный газ, состоящий из молекул CO_2 и N_2 и атомов O, представляется модельными частицами с заданными концентрациями и температурами согласно расчетам работы (Fox, Hac, 2009). В каждой ячейке рождаются модельные частицы, отвечающие в физической модели функции источника надтепловых атомов кислорода в процессе (1), которые движутся в гравитационном поле Марса, а также сталкива-

ются с атмосферным газом, производя вторичные надтепловые частицы. Так как моделирование осуществляется на молекулярном уровне, то накапливается подробная статистика о пространственном распределении надтепловых атомов кислорода по скоростям (кинетической энергии) и об энергетических спектрах потоков частиц, как населяющих горячую кислородную корону, так и убегающих из атмосферы Марса.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для расчета функции источника надтепловых атомов кислорода была использована разработанная ранее кинетическая Монте-Карло модель (Шематович и др., 2019), при помощи которой исследован процесс перезарядки протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса и получены спектры атомов водорода (Шематович и др., 2021), проникающих в атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса. Далее полученные спектры атомов водорода используются в качестве верхнего граничного условия для кинетической Монте-Карло модели КМКМ-2 (Шематович и др., 2019) высыпания атомов водорода с высокими энергиями в верхнюю атмосферу, что позволило численно оценить характеристики протонных авроральных событий на Марсе. В частности, были получены скорости образования и энергетические спектры атомов кислорода с надтепловыми энергиями за счет упругих и неупругих столкновений (1) атмосферных атомов кислорода с проникающими в атмосферу атомами водорода. И, наконец, полученные таким образом скорости образования надтепловых атомов кислорода были использованы как функция источника для кинетической Монте-Карло модели КМКМ-3 (Шематович, Калиничева, 2020) для исследования кинетики и переноса надтепловых атомов кислорода в верхней атмосфере планеты. В данной работе впервые использованы результаты расчетов проникновения в дневную атмосферу Марса протонов невозмущенного солнечного ветра за счет перезарядки в протяженной водородной короне (Шематович и др., 2021), что позволило самосогласованно рассчитать, как источники надтепловых атомов кислорода, так и их кинетику и перенос.

Для оценки вклада дополнительного источника надтепловых атомов кислорода при протонных авроральных событиях – столкновений (1) с переносом избыточной энергии от высыпающихся атомов водорода с высокими кинетическими энергиями к тепловым атомам кислорода – в формирование горячей протяженной короны Марса были использованы по аналогии с работой (Шематович и др., 2021) модели А и Б, со следующей логистикой расчетов:

• базовая Модель А, в которой профили температуры и плотности основных компонент CO_2, N_2 и O верхней атмосферы взяты из модели (Fox, Hac, 2009) для низкого уровня солнечной активности. Распределение атомов водорода в протяженной короне Марса задавалось при помощи модели Чемберлена для планетной экзосферы, параметры которой были выбраны следующими: высота экзобазы h_{exo} = 200 км, температура и плотность атомарного водорода на высоте экзосферы задавались равными $T(h_{exo})$ = 179 K и $n_H(h_{exo}) = 1.48 \times 10^6$ см$^{-3}$ в соответствии с результатами работы (Chaffin и др., 2018). Далее, в качестве граничного условия на высоте 3000 км для модели КМКМ-1 (Шематович и др., 2021) использовались поток энергии и энергетический спектр протонов из невозмущенного солнечного ветра, измеренный прибором MAVEN/SWIA на орбите 27 февраля 2015 г. (Halekas и др., 2015). Полученные в расчетах КМКМ-1 спектры атомов водорода приняты в качестве верхнего граничного условия для кинетической Монте-Карло модели КМКМ-2 (Шематович и др., 2019) высыпания атомов водорода с высокими энергиями в верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы (ГИМ) на высоте 820 км, что позволило рассчитать высотные профили объемной скорости образования и энергетические спектры атомов кислорода, образующихся в столкновениях (1) с надтепловыми энергиями. Эти характеристики использованы как функция источника для кинетической Монте-Карло модели КМКМ-3 (Шематович, 2017), при помощи которой собственно и было выполнено исследование кинетики и переноса надтепловых атомов кислорода в верхней атмосфере планеты;

• Модель Б, в которой была учтена вариация лучевой концентрации водорода в короне Марса, а именно, при тех же параметрах экзобазы увеличивалась концентрация атомов водорода $n_H(h_{exo})$ на уровне экзобазы в два раза, что соответствует положению границы индуцированной магнитосферы на высоте 1260 км (см. детали в работе (Шематович и др. (2021)). Остальные процедуры расчета распределения надтепловых атомов кислорода в верхней атмосфере Марса аналогичны процедурам для Модели А.

Расчеты выполнены для солнечного зенитного угла, равного 0°. Результаты расчетов для представленных выше Моделей А и Б показаны на рис. 1–4. В численных реализациях кинетических Монте-Карло моделей накапливалась статистика распределений сверх- и надтепловых атомов водорода и кислорода по кинетическим энергиям во всех расчетных ячейках. А именно, в модели КМКМ-1 – поток и энергетический спектр атомов водорода, проникающих через ГИМ в верхнюю атмосферу Марса, в модели КМКМ-2 – объ-

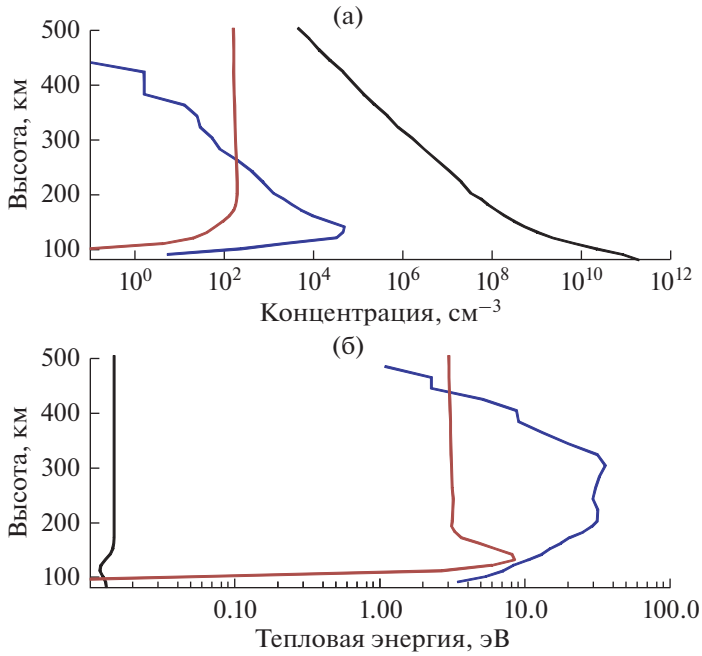


Рис. 1. (а) Высотные профили концентрации атмосферного кислорода (линия черного цвета) и надтеплового кислорода (линия коричневого цвета), рассчитанной при помощи модели КМКМ-3. Линией синего цвета показана скорость образования надтепловых атомов кислорода вследствие высыпания атомов водорода с высокими кинетическими энергиями. (б) Высотные профили средней кинетической энергии атмосферного кислорода (линия черного цвета) и надтеплового кислорода (линия коричневого цвета), полученного в результате расчетов. Линией синего цвета показана средняя кинетическая энергия надтепловых атомов кислорода, образующихся вследствие высыпания атомов водорода после перезарядки протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса. Расчеты выполнены для базовой модели с границей индуцированной магнитосферы на высоте 820 км.

емные скорости образования надтепловых атомов кислорода и их распределение по кинетической энергии, а в модели КМКМ-3 – стационарное распределение надтепловых атомов кислорода, а также энергетический спектр потока убегания, в переходной от термосферы к экзосфере области атмосферы Марса.

На рис. 1 и 2 линиями синего цвета показаны высотные профили скорости образования и средней кинетической энергии надтепловых атомов кислорода, образующихся в столкновениях (1) для Моделей А и Б соответственно. Здесь же линиями коричневого цвета приведены рассчитанные при помощи модели КМКМ-3 концентрация надтепловых атомов кислорода и их средняя кинетическая энергия. Также на рис. 1 и 2 линиями черного цвета показаны высотные профили концентрации и тепловой энергии для атмосферных атомов кислорода по данным из работы (Fox, Hac, 2009). Концентрации различных фракций атомарного кислорода представлены на панелях (а), а средние кинетические энергии – на панелях (б).

Из рис. 1 и 2 видно, что скорость образования надтепловых атомов кислорода выше для Модели Б, что приводит к более высокой концентрации надтепловых атомов О в короне Марса. Однако средняя кинетическая энергия надтепловых атомов в Модели Б несколько ниже, чем в Модели А. Данное распределение по высоте и энергетике источника надтепловых атомов кислорода за счет высыпания ЭНА-Н определяется тем обстоятель-

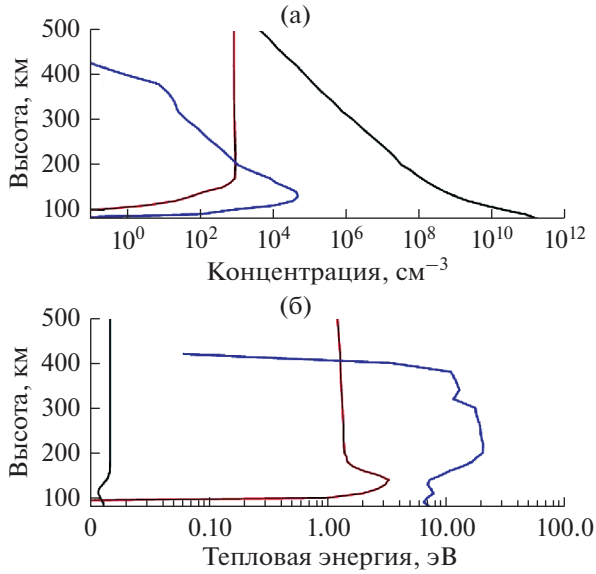


Рис. 2. (а) Аналогично рис. 1, только расчеты выполнены для модели с удвоенным содержанием водорода в протяженной короне Марса и, соответственно, границей индуцированной магнитосферы на высоте 1260 км.

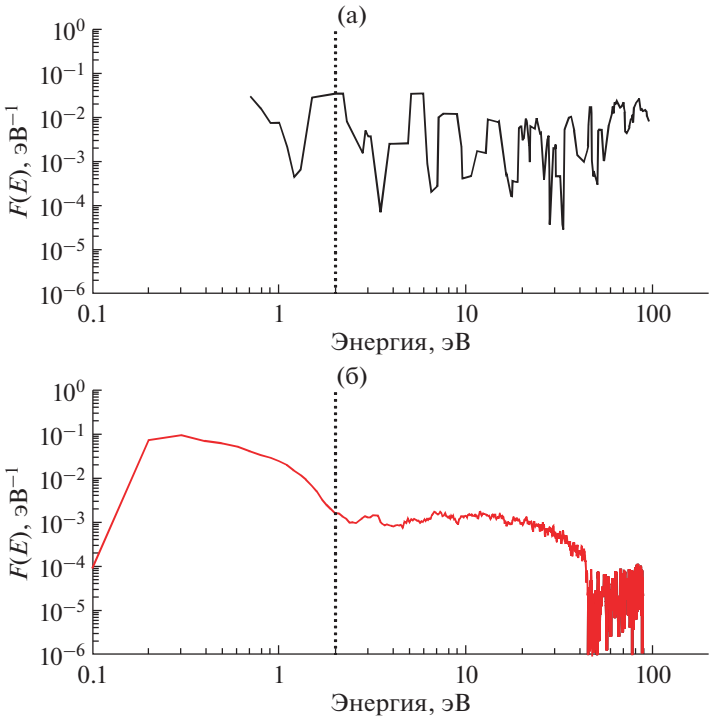


Рис. 3. Нормированные на единицу функции распределения по кинетической энергии (ФРЭ) (а) атомов кислорода, образующихся в столкновениях (1), вызванных высыпанием атомов водорода после перезарядки протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса, и (б) расчетной фракции надтепловых атомов кислорода. Результаты расчетов для базовой Модели А с границей индуцированной магнитосферы на высоте 820 км показаны на высоте 140 км, где наблюдаются максимальные значения скорости образования надтепловых атомов О за счет высыпания ЭНА-Н. Вертикальная линия показывает энергию убегания из атмосферы Марса.

ством, что для модели с удвоенным содержанием водорода в короне Марса, как показывают расчеты КМКМ-1, эффективность перезарядки протонов солнечного ветра в более плотной водородной короне выше (см., детали в работе (Шематович и др., 2021)), чем для Модели А. Отметим, что, как видно из сравнения высотных профилей горячих (коричневые линии на верхней панели рис. 1 и 2) и тепловых (линии черного цвета) атомов кислорода, характерная шкала высоты для распределения надтепловых атомов кислорода значительно выше, чем эта же высота для тепловых атомов. Это определяется существенно более высокой средней кинетической энергией надтепловых атомов кислорода.

На рис. 3 и 4 на верхних панелях (а) приведены результаты расчетов для Моделей А и Б при помощи КМКМ-2 нормированной на единицу функции распределения по кинетической энергии атомов кислорода, образующихся вследствие высыпания атомов водорода после перезарядки протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса. На нижних панелях (б) рис. 3 и 4 показаны результаты расчета при помощи модели КМКМ-3 стационарной функции распределения (ФРЭ) надтепловых атомов кислорода для протонных авроральных событий, отвеча-

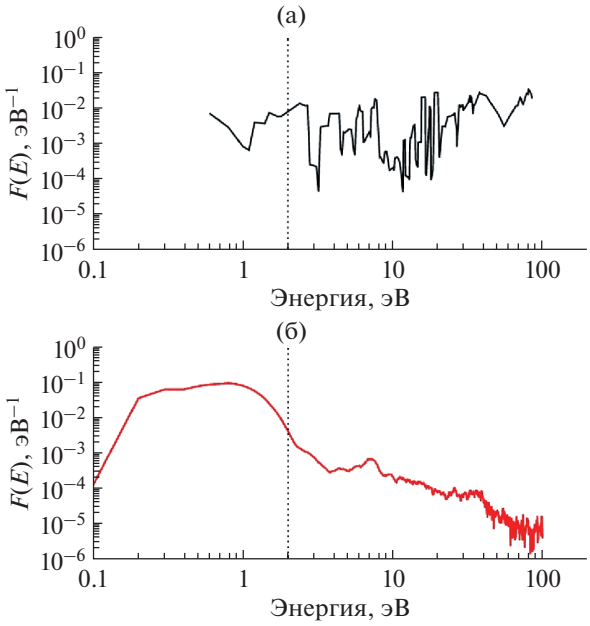


Рис. 4. Аналогично рис. 3, только результаты расчетов показаны для Модели Б на высоте 140 км, где наблюдаются максимальные значения скорости образования надтепловых атомов О за счет высыпания ЭНА-Н. Вертикальная линия показывает энергию убегания из атмосферы Марса.

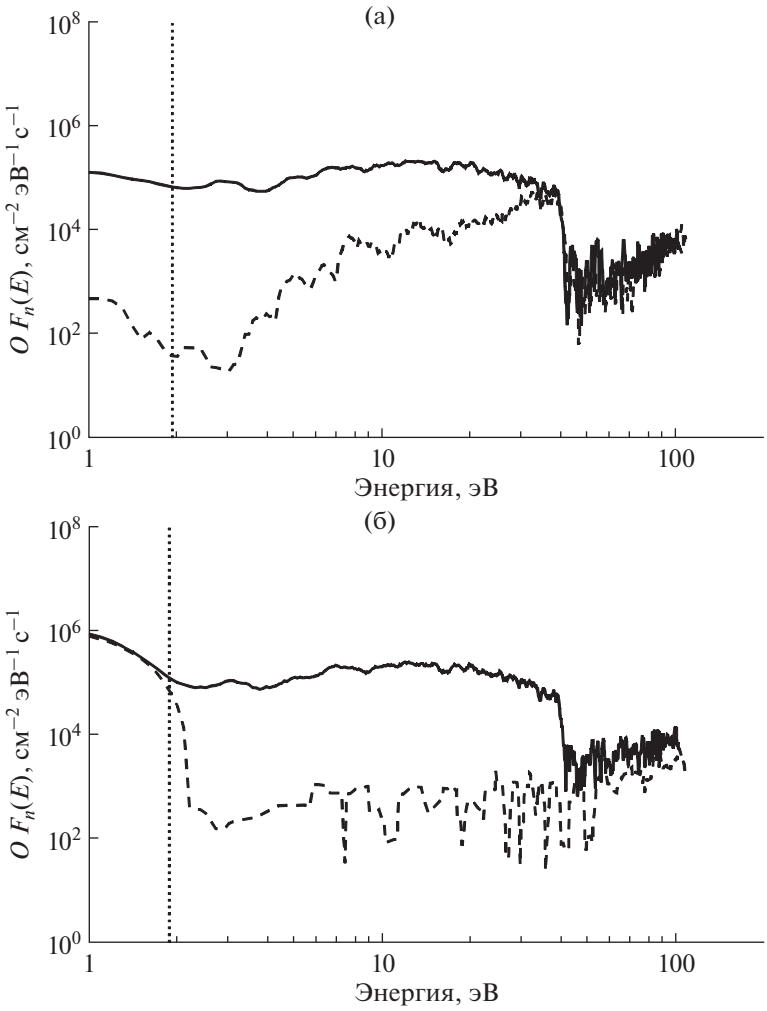


Рис. 5. Представлены результаты расчетов восходящего (сплошные линии) и нисходящего (штриховые линии) потоков надтепловых атомов кислорода для базовой Модели А на высотах (а) 140 км и (б) 220 км в верхней атмосфере Марса. В области высоты 140 км наблюдаются максимальные значения скорости образования надтепловых атомов О за счет высыпания ЭНА-Н, а высота 220 км расположена в экзосфере Марса, откуда происходит убегание атомов О с надтепловыми энергиями. Вертикальная линия показывает энергию убегания из атмосферы Марса.

ющих Моделям А и Б. Расчеты функций распределения приведены для высоты 140 км, отвечающей пику производства свежих надтепловых атомов кислорода при высыпании атомов водорода с высокими энергиями.

На рис. 3 и 4 вертикалью отмечена энергия убегания для атомарного кислорода из атмосферы Марса ~2 эВ. Распределение атомов кислорода, образующихся в столкновениях (1) за счет высыпания ЭНА-Н показывает, что данный источник приводит к появлению в атмосфере атомов с кинетическими энергиями вплоть да 100 эВ, а их распределение носит существенно неравновесный характер. Из расчетов стационарных ФРЭ, показанных на нижней панели рис. 3 и 4, видно, что область надтепловых энергий до 2 эВ существенно населена и формируется за счет упругих столкновений с тепловыми атомами кислорода, которые и вносят дополнительную составляющую, показанную линиями коричневого цвета на рис. 1 и 2, к фотохимической фракции (Groeller и др., 2014) горячей короны Марса. Расчеты показали, что ФРЭ атомов кислорода носят существенно неравновесный характер по сравнению с тепловой фракцией кислородной короны, так как присутствует значительная фракция атомов кислорода в области надтепловых энергий (>1.0 эВ), а на высотах выше экзобазы (т.е. 180–200 км) горячую корону преимущественно заселяют надтепловые атомы О, образовавшиеся в реакции (1), благодаря переносу из нижележащих слоев термосферы. Это приводит к тому, что частиц с энергиями, превышающими энергию убегания, становится больше, чем на высотах ниже экзобазы, где надтепловые частицы эффективно теряют избыточную кинетическую энергию в частых столк-

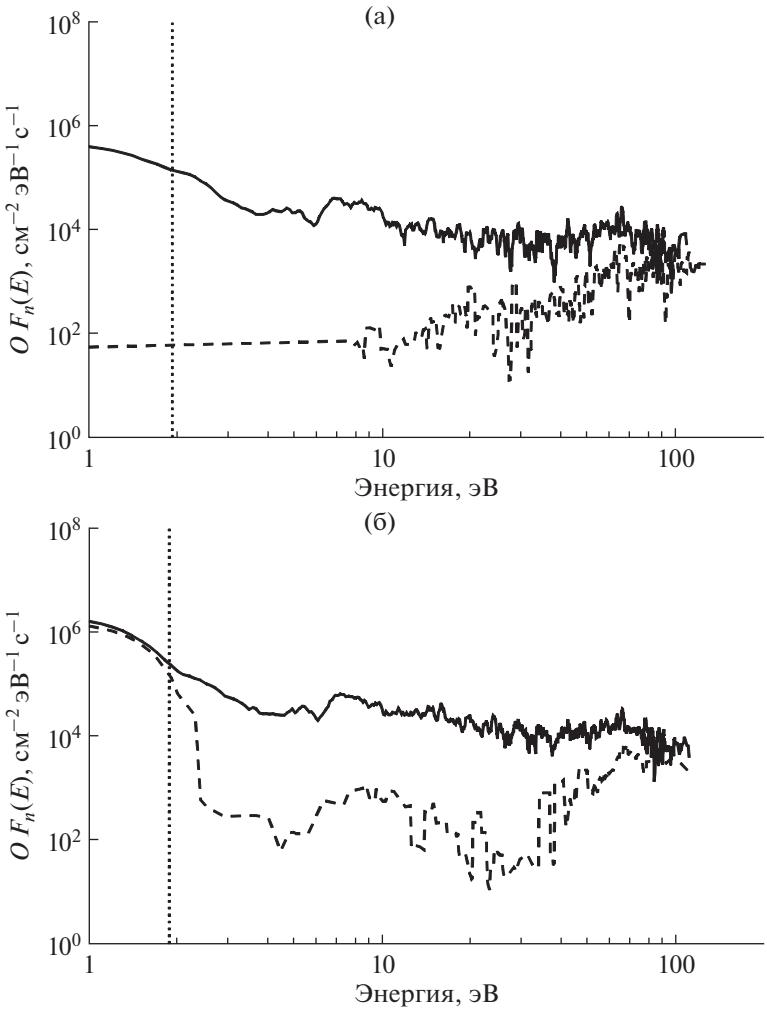


Рис. 6. Аналогично рис. 5, только представлены результаты расчетов восходящего (сплошные линии) и нисходящего (штриховые линии) потоков надтепловых атомов кислорода для Модели Б.

новениях с частицами нейтрального атмосферного газа – атомарным кислородом и молекулами углекислого газа. Более того, процессы высыпания приводят к образованию протяженных хвостов в распределении атомов кислорода в области сверхтепловых ($E > 10$ эВ) энергий, т.е. являются источником энергетических атомов (ЭНА-О) кислорода в окружающем Марс пространстве, которые частично регистрировались инструментом ASPERA-3 на борту КА Марс-Экспресс.

На рис. 5 и 6 представлены результаты расчетов при помощи модели КМКМ-3 восходящего (сплошные линии) и нисходящего (штриховые линии) потоков надтепловых атомов кислорода на высотах (а) 140 км и (б) 220 км в верхней атмосфере Марса для Моделей А и Б соответственно. В области высоты 140 км наблюдаются максимальные значения скорости образования надтепловых атомов О за счет высыпания ЭНА-Н, а высота 220 км расположена в экзосфере Марса, откуда происходит убегание атомов О с надтепловыми энергиями. На рис. 7 показаны линиями черного и коричневого цвета высотные профили проинтегрированного по энергии восходящего потока надтепловых атомов кислорода для Моделей А и Б соответственно.

Собственно, восходящие потоки надтепловых атомов кислорода, показанные на нижних панелях рис. 5 и 6, позволяют оценить значения потоков убегания атомарного кислорода из атмосферы Марса при протонных авроральных событиях. Для этого необходимо выполнить интегрирование по энергии восходящего потока атомов О, начиная с выделенной вертикальной линией локальной энергии убегания. В результате, для потоков убегания для Моделей А и Б получены следующие оценки: Модель А – 5.8×10^7 см$^{-2}$ с$^{-1}$ и Модель Б – 3.5×10^7 см$^{-2}$ с$^{-1}$. Таким образом, при протонных авроральных событиях дополнительный источник – столкновения тепловых атомов

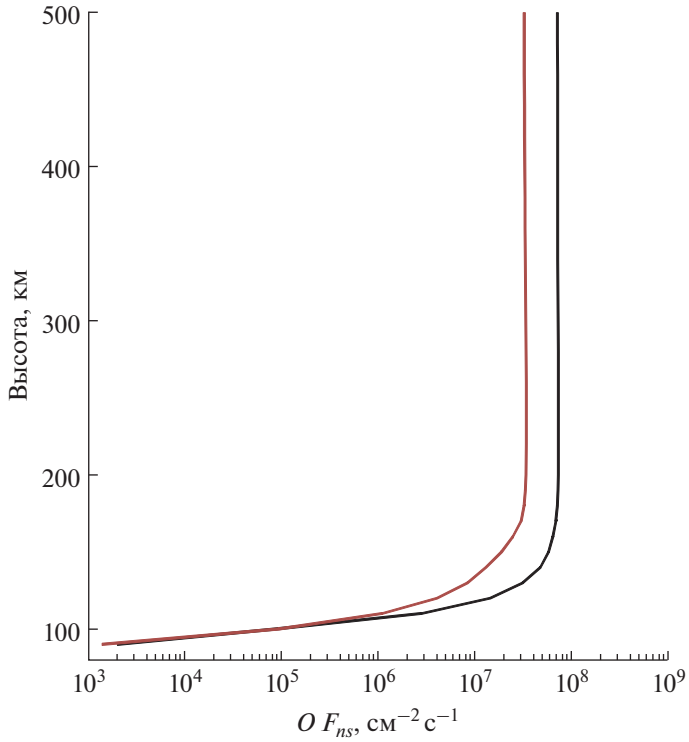


Рис. 7. Расчетные профили восходящего потока надтепловых атомов кислорода для Моделей А (линия черного цвета) и Б (линия коричневого цвета).

кислорода с высыпающимися атомами водорода с высокими кинетическими энергиями, а именно Q_{Oh}: $H(E) + O_{th} \rightarrow H(E' < E) + O_{sth}(E'' = E - E')$, – приводит к потере атомарного кислорода из атмосферы Марса с величиной потока убегания в пределах $(3.5–5.8) \times 10^7$ см$^{-2}$ с$^{-1}$.

Из наших предыдущих исследований (см., например, работу Groeller и др., 2014; и ссылки в ней) известно, что нетепловой поток убегания атомов O за счет экзотермической фотохимии меняется в интервале $(0.5–5.0) \times 10^7$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ в зависимости от уровня солнечной активности, а в предыдущих исследованиях вклада высыпания в атмосферные потери были получены следующие оценки: (а) поток убегания атомов O за счет высыпания протонов и атомов водорода из солнечного ветра изменяется в интервале $(0.7–28.0) \times \times 10^5$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ для измеренных инструментом MEX/ASPERA-3 спектров высыпающихся протонов в условиях низкого уровня солнечной активности и спектров высыпающихся атомов водорода, полученных в результате гибридного моделирования взаимодействия плазмы солнечного ветра с короной Марса; (б) поток убегания атомов O за счет высыпания протонов и атомов водорода из солнечного ветра, представленных локально измеренными прибором MAVEN/SWIA (Halekas и др., 2015) энергетическими спектрами, меняется в интервале $(0.31–5.3) \times 10^7$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ (см., например, работу Шематович, Калиничева, 2020; и ссылки в ней). Полученные в данной работе оценки атмосферной потери атомарного кислорода при протонных авроральных событиях на Марсе близки по своим значениям к оценкам работы (Шематович, Калиничева, 2020), однако впервые расчеты выполнены самосогласованно. А именно, использован лишь измеренный прибором MAVEN/SWIA (Halekas и др., 2015) энергетический спектр протонов солнечного ветра до взаимодействия с водородной короной, а расчеты основных процессов – перезарядка протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса, сопровождающаяся высыпанием ЭНА-H в нейтральную атмосферу и образованием убегающего из атмосферы потока надтепловых атомов кислорода, – при протонных авроральных событиях были выполнены при помощи комплекса кинетических Монте-Карло моделей (Шематович и др., 2019; 2021). Соответственно, можно заключить, что индуцированный процессами высыпания поток убегания атомов кислорода может быть доминантным в условиях экстремальных солнечных событий – солнечных вспышек и корональных выбросов массы, когда потоки энергии высыпающихся протонов и атомов водорода могут на несколько порядков превышать значения, характерные для условий низкой солнечной

активности (Halekas и др., 2015; Jakosky и др., 2018).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были рассмотрены процессы образования, кинетики и переноса надтепловых атомов кислорода в переходной области (от термосферы к экзосфере) при протонных авроральных событиях в дневной атмосфере Марса, вызванных высыпанием атомов водорода с высокими энергиями. Дополнительный источник горячих атомов кислорода – столкновения (1) с переносом количества движения и энергии от потока высыпающихся частиц H/H+ с высокими кинетическими энергиями к атомарному кислороду в верхней атмосфере Марса, а именно, Q_{Oh}: $H(E) + O_{th} \rightarrow H(E' < E) + O_h(E'' = E - E'')$, – включен в кинетическое уравнение Больцмана, решение которого было получено при помощи кинетической модели Монте-Карло (см., например, работу Шематович, 2019 и ссылки в ней). В результате, были получены оценки заселения горячей кислородной короны Марса и показано, что протонные авроральные события сопровождаются атмосферными потерями атомарного кислорода, величина которых изменяется в пределах (3.5–5.8) $\times 10^7$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. Показано, что экзосфера населяется значительным количеством надтепловых атомов кислорода с кинетическими энергиями вплоть до энергии убегания 2 эВ, т.е. формируется горячая кислородная корона Марса. Полученные в самосогласованных расчетах скорости потери атомов кислорода из атмосферы Марса за счет высыпания ЭНА-Н при протонных авроральных событиях на Марсе сравнимы с величиной потери атомов О за счет фотохимии (Groeller и др., 2014; Jakosky и др., 2018). Следует отметить, что, хотя протонные полярные сияния являются спорадическими событиями, однако индуцированный процессами высыпания поток убегания горячих атомов кислорода может становиться доминантным в условиях экстремальных солнечных событий – солнечных вспышек и корональных выбросов массы, – как показали недавние наблюдения KA MAVEN (Deighan и др., 2015; Lee и др., 2015; Jakosky и др., 2018). В настоящее время представляется, что потери атмосферы Марса за счет воздействия плазмы солнечного ветра и, в частности, высыпания потоков протонов и атомов водорода с высокими энергиями при солнечных вспышках могут играть важную роль в эволюции атмосферы на астрономических масштабах времени (Jakosky и др., 2018).

Исследование выполнено при поддержке Проекта РНФ № 19-12-00370 (Разделы МОДЕЛЬ и РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Шематович В.И. Надтепловые частицы в астрохимии // Успехи химии. 2019. Т. 88. С. 1013–1045 (*Shematovich V.I.* Suprathermal particles in astrochemistry // Russian Chemical Reviews. 2019. V. 88. P. 1013–1045).

Шематович В.И., Калиничева Е.С. Убегание атомов кислорода из атмосферы при протонных полярных сияниях на Марсе // Астрон. журн. 2020. Т. 97. С. 608–616 (*Shematovich V. I., Kalinicheva E.S.* Atmospheric escape of oxygen atoms during the proton aurorae at Mars // Astron. Reports. 2020. V. 64. P. 628–635).

Шематович В.И., Бисикало Д.В., Жилкин А.Г. Влияние вариаций протяженной водородной короны Марса на эффективность перезарядки с протонами солнечного ветра // Астрон. журн. 2021. Т. 98. С. 232–238 (*Shematovich V.I., Bisikalo D.V., Zhilkin A.G.* Effects of column density variations of extended hydrogen corona of Mars on the charge exchange efficiency with solar wind protons // Astron. Reports. 2021. V. 65. P. 203–208).

Шематович В.И., Бисикало Д.В., Жерар Ж.-К., Хубер Б. Кинетическая Монте-Карло модель высыпания протонов и атомов водорода с высокими энергиями в атмосферу Марса с учетом измеренного магнитного поля // Астрон. журн. 2019. Т. 96. С. 836–846 (*Shematovich V. I., Bisikalo D.V., Gérard J.-C., Hubert B.* Kinetic Monte Carlo model of the precipitation of high-energy proton and hydrogen atoms into the Martian atmosphere with taking into account the measured magnetic field // Astron. Reports. 2019. V. 63. P. 835–845).

Chaffin M.S., Chaufray J.Y., Deighan D., Schneider N.M., Mayyasi M., Clarke J.T. et al. Mars H escape rates derived from MAVEN/IUVS Lyman alpha brightness measurements and their dependence on model assumptions // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 2192–2210.

Chaffin M.S., Chaufray J.Y., Deighan J., Schneider N.M., McClintock W.E., Stewart A.I.F. et al. Elevated atmospheric escape of atomic hydrogen from Mars induced by high-altitude water // Nature Geoscience. 2017. V. 10. P. 174–178.

Chaufray J.Y., Bertaux J.L., Leblanc F., Quemerais E. Observation of the hydrogen corona with SPICAM on Mars express // Icarus. 2008. V.195. P. 598–613.

Clarke J.T., Bertaux J.L., Chaufray J.Y., Gladstone G.R., Quemerais E., Wilson J.K., Bhattacharyya D. A rapid decrease of the hydrogen corona of Mars // Geophys. Res. Letters. 2014. V. 41. P. 8013–8020.

Deighan J., Jain S.K., Chaffin M.S., Fang X., Halekas J.S., Clarke J.T., Schneider N.M., Stewart A.I.F., Chaufray J.-Y., Evans J.S., Stevens M.H., Mayyasi M., Stiepen A., Crismani M., McClintock W.E., Holsclaw G.M., Lo D.Y., Montmessin F., Lefevre F., Jakosky B.M. Discovery of a proton aurora at Mars // Nature Astronomy. 2018. V. 2. P. 802–807.

Deighan J., Chaffin M.S., Chaufray J.-Y., Stewart A.I.F., Schneider N.M., Jain S.K., Stiepen A., Crismani M., McClintock W.E., Clarke J.T., Holsclaw G.M., Montmessin F., Eparvier F.G., Thiemann E.M.B., Chamberlin P.C., Jakosky B.M. MAVEN IUVS observation of the hot ox-

ygen corona at Mars// Geophys. Res. Lett. 2015 V. 42. https://doi.org/10.1002/2015GL065487

Fedorova A., Bertaux J.L., Betsis D., Montmessin F., Korablev O., Maltagliati L., Clarke, J. Water vapor in the middle atmosphere of Mars during the 2007 global dust storm // Icarus. 2018. V. 300. P. 440–457.

Fedorova A.A., Montmessin F., Korablev O., Luginin M., Trokhimovskiy A., Belyaev D.A., Wilson C.F. Stormy water on Mars: The distribution and saturation of atmospheric water during the dusty season // Science. 2020. V. 367. P. 297–300.

Fox J.L., Hać A.B. Photochemical escape of oxygen from Mars: A comparison of the exobase approximation to a Monte Carlo method // Icarus. 2009. V. 204. P. 527–544.

Halekas J.S. Seasonal variability of the hydrogen exosphere of Mars // J. Geophys. Res.: Planets. 2017. V. 122. P. 901–911.

Halekas J.S., McFadden J.P., Connerney J.E.P., Espley J.R., Brain D.A., Mitchell D.L., Larson D.E., Harada Y., Hara T., Ruhunusiri S., Jakosky B.M. Time-dispersed ion signatures observed in the Martian magnetosphere by MAVEN // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. https://doi.org/10.1002/2015GL064781

Heavens N.G., Kleinboehl A., Chaffin M.S., Halekas J.S., Kass D.M., Hayne P.O. et al. Hydrogen escape from mars enhanced by deep convection in dust storms // Nature Astronomy. 2018. V. 2(2). P. 126–132.

Hughes A., Chaffin M., Mierkiewicz E., Deighan J., Jain S., Schneider N., Mayyasi M., Jakosky B.M. Proton aurora on Mars: A dayside phenomenon pervasive in southern summer // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2019. V. 124. P. 10.533–10.548.

Groeller H., Lichtenegger H., Lammer H., Shematovich V.I. Hot Oxygen and Carbon Escape from the Martian Atmosphere // Planet. and Space Sci. 2014. V. 98. P. 93–105.

Jakosky B.M., Grebowsky J.M., Luhmann J.G., Connerney J., Eparvier F., Ergun R., Halekas J., Larson D., Mahaffy P., McFadden J., Mitchell D.F, +83 co-authors. MAVEN observations of the response of Mars to an interplanetary coronal mass ejection // Science. 2015. V. 350. Iss. 6261. P. aad0210:1-7.

Jakosky B.M., Brain D., Chaffin M., Curry S., Deighan J., Zurek R. Loss of the Martian atmosphere to space: Present-day loss rates determined from MAVEN observations and integrated loss through time // Icarus. 2018. V. 315. P. 146–160.

Lee Y., Combi M.R., Tenishev V., Bougher S.W., Deighan J., Schneider N.M., McClintock W.E., Jakosky B.M. A comparison of 3-D model predictions of Mars' oxygen corona with early MAVEN IUVS observations // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 9015–9022.

Lillis R.J., Brain D.A., Bougher S.W., Leblanc F., Luhmann J.G., Grebowsky J. et al. Characterizing atmospheric escape from Mars today and through time with MAVEN // Space Sci. Rev. 2015. V. 195, P. 357–442.

Lillis R.J., Deighan J., Fox J.L., Bougher S.W., Lee Y., Combi M.R., Cravens T.E., Rahmati A., Mahaffy P.R., Benna M., Elrod M.K., McFadden J.P., Ergun R.E., Andersson L., Fowler C.M., Jakosky B.M., Thiemann E., Eparvier F., Halekas J.S., Leblanc F., Chaufray J.-Y. Photochemical escape of oxygen from Mars: First results from MAVEN in situ data // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2017. V. 122. P. 3815–3836.

Maltagliati L., Montmessin F., Korablev O., Fedorova A., Forget F., Maattanen A. et al. Annual survey of water vapor vertical distribution and water-aerosol coupling in the Martian atmosphere observed by SPICAM/MEx solar occultations // Icarus. 2013. V. 223(2). P. 942–962.

Ritter B., Gérard J.-C., Hubert B., Rodriguez L., Montmessin F. Observations of the proton aurora on Mars with SPICAM on board Mars Express // Geophys. Res. Letters. 2018. V. 45. P. 231–236.

Vandaele A.C., Korablev O., Daerden F., Aoki S., Thomas I.R., Altieri F., Zorzano M.P. et al. Martian dust storm impact on atmospheric H_2O and D/H observed by ExoMars Trace Gas Orbiter // Nature. 2019. V. 568. P. 521–525.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 334–340

УДК 523.45-87;551.521

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗ РАДИАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ СПУТНИКА ЮПИТЕРА ЕВРОПЫ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2021 г. О. О. Царева[a, *], Е. П. Попова[b, c, d, e], В. Ю. Попов[a, d, f], Х. В. Малова[a, g], Л. М. Зеленый[a]

[a]*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

[b]*Сколковский институт науки и технологий, Центр нейробиологии и нейрореабилитации, Москва, Россия*

[c]*Центр астрономических исследований, Университет Бернардо О'Хиггинса, Сантьяго, Чили*

[d]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Москва, Россия*

[e]*Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория радиационной биологии, Дубна, Россия*

[f]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

[g]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

**e-mail: olga8.92@mail.ru*

Поступила в редакцию 31.01.2021 г.
После доработки 02.03.2021 г.
Принята к публикации 15.03.2021 г.

Считается, что в подледном океане Европы, спутника Юпитера, возможно существование микроскопической жизни. Однако радиационные пояса Юпитера усложняют возможность ее обнаружения на поверхности или на небольших глубинах. С помощью численного моделирования, мы исследовали влияние наклона магнитного диполя Юпитера, альвеновских крыльев и индуцированного поля Европы на динамику электронов вблизи спутника Юпитера, что позволило уточнить карту доз радиации на поверхности Европы, полученную ранее в приближении ведущего центра.

Ключевые слова: Европа – спутник Юпитера, радиация, радиационные пояса Юпитера

DOI: 10.31857/S0320930X21040113

ВВЕДЕНИЕ

В 1990-х годах миссия NASA Galileo, которая предоставила большую часть современных данных о Европе, нашла убедительные доказательства существования обширного океана под ледяным покровом Европы. Оказалось, что внешние слои Европы (толщиной примерно 100 км) состоят из воды – частично в виде ледяной коры (толщиной 10–30 км), и частично в виде подповерхностного жидкого океана (Kivelson и др., 2000). В таком океане не исключено наличие микроскопической жизни, так как он, возможно, не замерзает из-за воздействия приливных сил, периодические изменения которых приводят к деформации спутника и, как следствие, к нагреву его недр. Этот же механизм служит причиной эндогенной геологической активности Европы, напоминающей тектонику плит. Кроме того, у Европы есть крайне разреженная атмосфера, состоящая в основном из кислорода. Космический телескоп Hubble Space Telescope обнаружил выбросы водяного пара в нескольких местах на Европе. Такой перенос эндогенного материала на поверхность Европы позволяет исследовать химический состав подповерхностного океана без необходимости бурения ледяной коры. Таким образом, ученые считают Европу одним из самых многообещающих мест в нашей Солнечной системе для поиска жизни. Запуск аппарата для изучения ледяных спутников Юпитера, "Jupiter Icy Moon Explorer" (JUICE), запланирован на 2022 г. (Grasset и др., 2013). С его помощью ученые надеются получить информацию о возможной обитаемости океана Европы. Орбита Европы расположена в радиационном поясе Юпитера, поэтому поверхность спутника подвержена сильному радиационному излучению, которое может разрушить органическую жизнь, проникающую через разломы льда из океана на поверхность. Степень воздействия излучения заряженных частиц на поверхностный материал зависит от глубины защиты, типа материала и его географического положения на поверхности Европы. Оценки радиации на поверхности Европы выполнялись различными научными группами (U.S. Geological Survey, NASA/JPL-Caltech, Johns Hopkins Applied Physics Laboratory, Nature Astron-

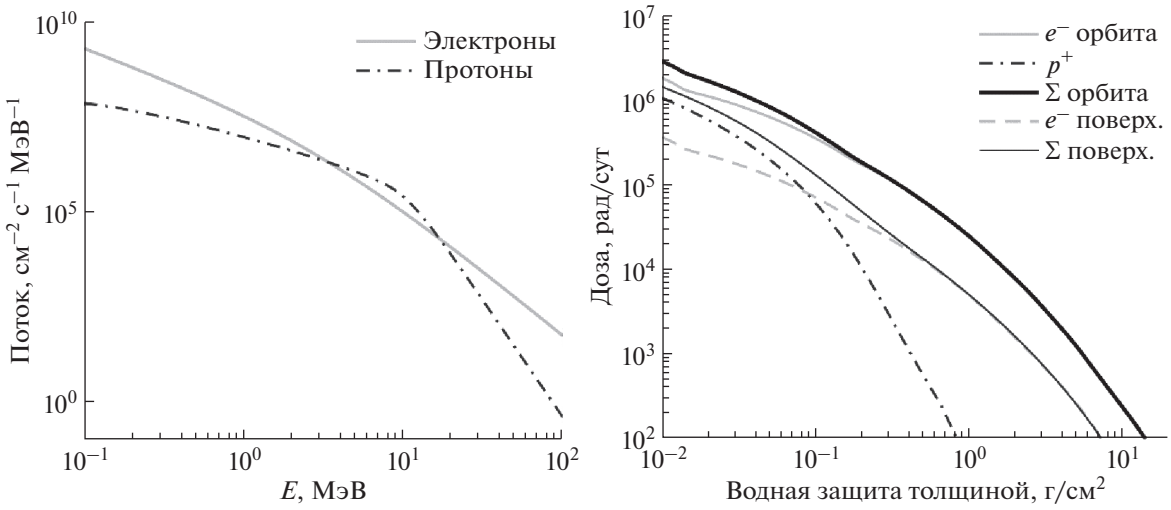


Рис. 1. Слева: спектры протонов и электронов радиационных поясов Юпитера на расстоянии $9.5R_{Ju}$. Справа: дозы радиации под слоем воды за счет электронов (серая сплошная линия) и протонов (пунктирная с точкой) и их суммарные дозы (толстая сплошная линия), рассчитанные на орбите Европы. Также показаны дозы радиации на поверхности Европы – электронов (серая пунктирная) и суммарные дозы электронов и протонов (тонкая сплошная линия). Вклад электронов в радиацию на поверхности Европы ниже, чем на ее орбите (в 5 раз, по данным (Podzolko и др., 2011)).

omy), которые описывали движение электронов в рамках приближения ведущего центра (Podzolko и др., 2011; Paranicas и др., 2000; 2009; Truscott и др., 2011; Nordheim и др., 2018). Наша цель – уточнить и дополнить известные результаты с помощью прямого моделирования с учетом ларморовского радиуса частиц, наклона диполя Юпитера, альвеновских крыльев и индуцированного магнитного поля Европы, а также определить на поверхности Европы области с наименьшими дозами радиации, в которых есть возможность обнаружить органику. Для этого была разработана численная модель, позволяющая найти концентрацию электронов радиационных поясов Юпитера на поверхности Европы.

СПЕКТРЫ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЮПИТЕРА И МОЩНОСТИ ДОЗ

Поток частиц, достигающих поверхности Европы в отсутствие индуцированных и собственных полей, должен соответствовать спектрам радиационных поясов Юпитера (рис. 1). Электронный спектр, измеренный детектором энергетических частиц (EPD) орбитального аппарата Galileo, аппроксимируется функцией $j(E) = 4\pi 4.23\times10^6 E^{-1.58}(1+E/3.11)^{-1.86}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ МэВ$^{-1}$, предложенной в работе Nordheim и др. (2018). Спектр протонов на орбите Европы соответствует функции $j(E) = 4\pi\times842.79\times10^3 E(E+0.07)^{-2.36}\times(1+(E/10.4)^{4.78})^{-1}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ МэВ$^{-1}$.

Начальный энергетический спектр электронов был скорректирован с учетом доли электронов, которые могут достичь поверхности Европы. Мы предполагаем, как и Podzolko и др. (2011); Truscott и др. (2011), что поток электронов на поверхности Европы не превышает 20% от своего максимального значения. В то же время энергичные протоны способны бомбардировать все точки на поверхности Европы. Таким образом, мы нормируем максимальное количество протонов и электронов, попадающих на поверхность Европы, на дифференциальный энергетический поток протонов и уменьшенный поток электронов радиационных поясов Юпитера.

Дозы радиации от протонов и электронов в веществе защиты рассчитаны согласно методическим указаниям (РД 50-25645.216-90). Мощность поглощенной дозы излучения от протонов в Гр определяется по формуле:

$$H_R = B\int \Phi(E)\frac{\mathrm{d}E}{\rho\mathrm{d}x}\mathrm{d}E', \quad (1)$$

где B – коэффициент перехода от поглощенной энергии к дозе, Гр МэВ$^{-1}$ см^2; $\mathrm{d}E/\rho\mathrm{d}x$ – ионизационные потери в веществе защиты, МэВ г$^{-1}$ см^2; $\Phi(E)$ – это дифференциальный энергетический спектр, E_0 – энергия протонов на глубине защиты δ, связанная с энергией протонов E, МэВ, падающих на защиту.

Метод расчета доз от протонов основан на предположении их прямолинейного распространения. А метод расчета доз от электронов усложнен их многократным рассеянием в веществе с учетом ионизационных потерь, т.е. их траектории

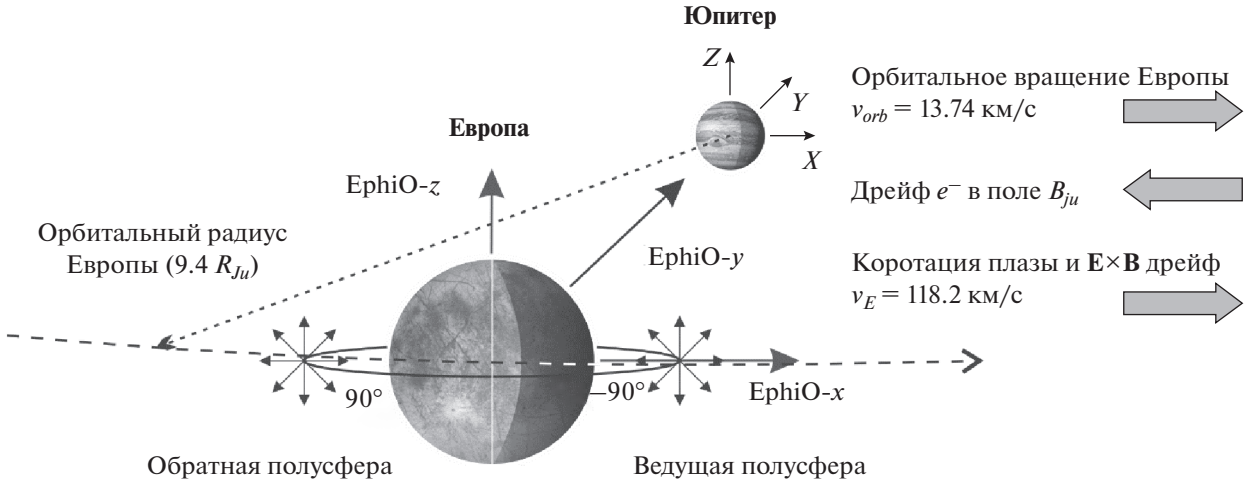


Рис. 2. Европоцентрированная система (EphiO) движется вместе со спутником. Ось z направлена вдоль оси вращения Юпитера, ось y – вдоль радиуса-вектора к центру Юпитера, ось x имеет азимутальное направление (в сторону потока плазмы). Нулевой меридиан ($\phi = 0$) обращен к Юпитеру.

в среде не являются прямолинейными. Ионизационные потери и длины свободных пробегов протонов и электронов для различных веществ, (включая воду), можно найти в работе Беспалова (2008).

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОНОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЮПИТЕРА

Рассмотрим движение электрона относительно подвижной Европоцентрированной системы координат (назовем ее EphiO). Абсолютная скорость частицы ($\mathbf{v}$) в этой системе складывается со скоростью орбитального вращения спутника ($v_{orb} = 13.74$ км/с). Поскольку Европа является синхронным спутником Юпитера и всегда обращена к нему одной стороной ($\phi = 0$), то в системе отсчета EphiO Юпитер не движется, но совершает обороты вокруг своей оси с угловой скоростью собственного вращения ($2\pi/9.9$ ч$^{-1}$) минус орбитальное вращение Европы ($2\pi/84$ ч$^{-1}$).

С экваториальной плоскости на расстоянии $5R_{Eu} \pm (\tau_b v_x)/2$ от центра Европы, (где τ_b – полупериод осцилляций частиц), электроны с энергиями 0.1–50 МэВ были запущены во всех направлениях, (отмеченных стрелками на рис. 2). Траектории движения электронов интегрировались в магнитном ($\mathbf{B}$) и электрическом ($\mathbf{E}$) полях. Уравнение движения релятивистской частицы с зарядом Ze и массой покоя m_0 в системе СИ:

$$\begin{cases} \mathrm{d}\mathbf{r}/\mathrm{d}t = \mathbf{v} - v_{orb}\mathbf{e}_x, \\ \mathbf{p} = m_0\mathbf{v}\Big/\sqrt{1 - |\mathbf{v}|^2/c^2}, \\ \mathrm{d}\mathbf{p}/\mathrm{d}t = Ze(\mathbf{E} + [\mathbf{v}\times\mathbf{B}]), \\ \mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0, \quad \mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0. \end{cases} \tag{2}$$

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ЮПИТЕРА И ЕВРОПЫ

Электрическое поле коротации $\mathbf{E}_\Omega = -[\mathbf{\Omega}\times\mathbf{r}]\times\mathbf{B}_{Ju}$, где $\mathbf{\Omega}$ – угловая скорость вращения Юпитера, заставляет холодные частицы вращаться на восток вокруг Юпитера со скоростью $\mathbf{v}_E = [\mathbf{E}_\Omega\times\mathbf{B}]/B^2$. Общее магнитное поле $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{Ju} + \mathbf{B}_{Ind} + \mathbf{B}_{AW}$ состоит из собственного магнитного поля Юпитера ($\mathbf{B}_{Ju}$), индуцированного поля Европы ($\mathbf{B}_{Ind}$) и крыльев Альвена ($\mathbf{B}_{AW}$).

Компоненты собственного магнитного поля выражаются как $\mathbf{B}_{Ju} = -\nabla U$, где U определяется суммой сферических гармоник

$$U(r,\theta,\phi) = R\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{R}{r}\right)^{n+1}\times \\ \times\left[g_n^m\cos(m\phi) + h_n^m\sin(m\phi)\right]\times P_n^m(\cos\theta), \tag{3}$$

где r,θ,ϕ – сферические координаты, R – радиус планеты (или спутника), g_n^m и h_n^m – коэффициенты Гаусса и P_n^m – нормализованные по Шмидту полиномы Лежандра n-й степени и m-го порядка. Мы рассматриваем мультипольное магнитное поле 1-го порядка (т.е. дипольное поле) с коэффициентами Гаусса магнитного поля Юпитера $G_1^0 = 4.205\times10^5$ нТл, $G_1^1 = -0.659\times10^5$ нТл и

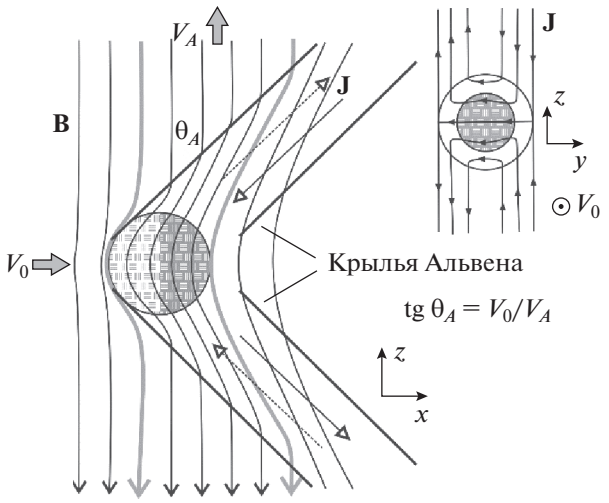


Рис. 3. Крылья Альвена. Силовые линии магнитного поля **B**, возмущенные токовыми трубками Альвена, показаны в *XZ*-плоскости. Токи Альвена **J**, текущие вдоль силовых линий и замыкающиеся на ионосфере, показаны стрелками в *YZ*-плоскости. Рисунок адаптирован из Jia и др. (2010).

$H_1^1 = 0.250 \times 10^5$ нТл из модели VIP4 (Connerney и др., 1998).

Согласно Parkinson (1983), магнитное поле, индуцированное однородной сферой в однородном внешнем поле, совпадает с полем диполя. Океан Европы с толщиной 3.5 км (подобный земному) индуцирует магнитное поле с относительной амплитудой $A = 0.7$, а требуемая при этом проводимость равна $\sigma = 58$ мСм/м (Zimmer и др., 2000). В пределе бесконечной проводимости $\sigma \to \infty$ относительная амплитуда равна $A = 1$. Ионосфера или облако захваченных ионов, вероятно, также обладают проводимостью, но недостаточной для индуцирования магнитного поля. Поскольку наклон диполя Юпитера составляет 10° и орбита Европы почти круговая (эксцентриситет равен всего 0.009) и слабо наклонена к плоскости экватора планеты (на 0.466°), магнитная ось индуцированного поля также будет менять наклон (параллельно магнитной оси Юпитера) по мере вращения спутника. Индуцированное магнитное поле равно

$$\mathbf{B}_{Ind}(r,\theta,\phi) = \frac{A}{2}\frac{B_{Ju}(9.4\,R_{Ju},\pi/2,\Phi_0)}{G_1^0}\times \times\left(\frac{R_{Eu}}{R_{Ju}}\right)^3 \mathbf{B}_{Ju}(r,\theta,\phi+\Phi_0), \quad (4)$$

где Φ_0 – угол поворота магнитного поля Юпитера, $\mathbf{B}_{Ju}$ – дипольное поле Юпитера, G_1^0 – старший дипольный коэффициент Гаусса.

Вращающийся поток холодной магнитосферной плазмы Юпитера частично отклоняется от спутников Юпитера токами, индуцированными в их ионосферах, создавая клиновидные структуры, называемые “крыльями Альвена” (рис. 3). В Европоцентрированной системе отсчета крылья Альвена расположены под углом $\theta_A = \mathrm{arctg}\,M_A$ к магнитному полю $B_0 \| z$ для перпендикулярного потока плазмы, где M_A – альфеновское число Маха. Альвеновские трубки действуют как внешние проводники с проводимостью $\Sigma_A = 1/(\mu_0 V_A(1+M_A^2)^{1/2})$, где V_A – это скорость распространения альвеновской волны. Магнитоплазменные величины – альвеновское число Маха $M_A = V_0/V_A = 0.39$, скорость потока плазмы $V_0 = 150$ км/с, массовая плотность ионов $\rho = 120 \times m_p$ кг/см^3 – взяты из Neubauer (1998). Продольные токи распределяются по цилиндру с радиусом R_{Eu} около Европы и изгибаются, согласно альвеновским характеристикам, при больших положительных и отрицательных значениях z. Согласно Neubauer (1980), внутри цилиндра $\sqrt{x^2+y^2} \le R_{Eu}$ электрическое поле $E_i = 0.9\,V_0 B_0$ постоянно и магнитное поле равно $B_x = E_i \mu_0 \Sigma_A$. Снаружи оно уменьшается пропорционально $\sim(x^2+y^2)^{-1}$. Мы не учитывали влияние индуцированного поля на геометрию альвеновского крыла.

ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИБЛИЖЕНИИ ВЕДУЩЕГО ЦЕНТРА

Согласно Paranicas и др. (2000), скорость ведущего центра заряженной частицы относительно Европы может быть выражена как

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= (v_E - v_{orb} - v_D)\,\mathbf{e}_X, \quad \text{для электронов,} \\ \mathbf{v} &= (v_E - v_{orb} + v_D)\,\mathbf{e}_X, \quad \text{для протонов,} \end{aligned} \quad (5)$$

где v_E – это скорость $\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ дрейфа из-за электрического поля коротации плазмы, v_{orb} – скорость орбитального вращения Европы, v_D – дрейфовая скорость поперек магнитных силовых линий Юпитера.

Электроны со скоростью ниже порога ($v < v_{th}$) приближаются к спутнику от $-X$ и осаждают заднюю полусферу спутника (рис. 2). При более высоких энергиях ($v > v_{th}$) скорость дрейфа электронов на запад превышает относительную скорость коротации плазмосферы Юпитера относительно Европы, и, следовательно, эти частицы дрейфуют к спутнику от $+X$, собираясь в ведущем полушарии, показанном на рис. 2.

Порог скорости определяется условием $v_D = v_E - v_{orb}$ и для осесимметричного диполя

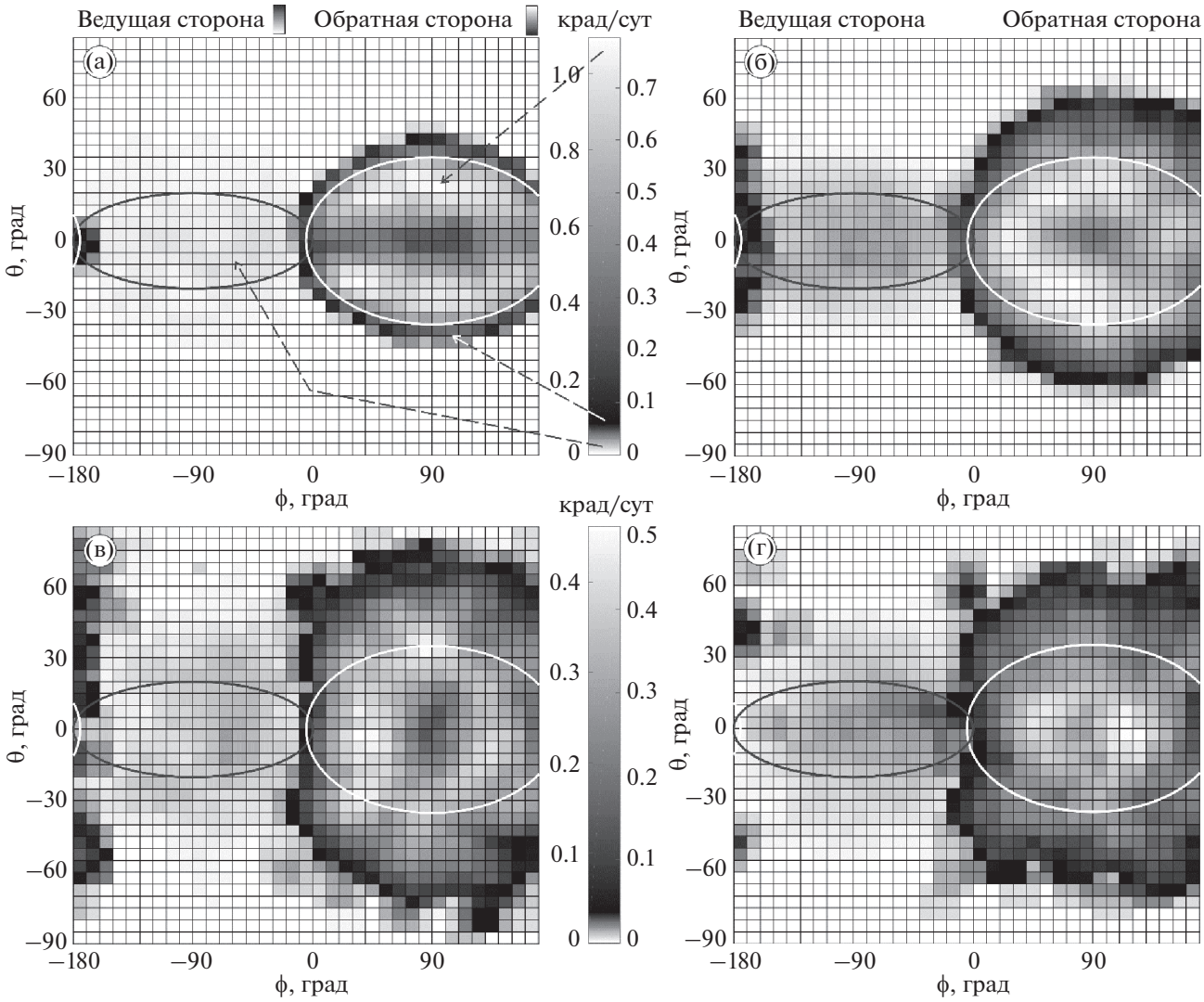


Рис. 4. Распределение радиации на поверхности Европы под слоем воды с толщиной 2.5 г/см^2 в моделях: (а) осесимметричное магнитное поле Юпитера; (б) реальное магнитное поле Юпитера (**JuMF**); (в) JuMF + модель индуцированного поля Европы (**Ind**); (г) JuMF + Ind + модель крыльев Альвена (Alfvén wing model, **AWM**).

Юпитера равен 25 МэВ. По мере вращения спутника вокруг Юпитера, порог скорости электронов может меняться от 25 до 30 МэВ. Электроны с энергией более 150 МэВ могут “перескакивать” спутник и проникать в оба полушария, как это делают протоны, (приближаясь к спутнику от $-X$).

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И СРАВНЕНИЕ С ПРИБЛИЖЕНИЕМ ВЕДУЩЕГО ЦЕНТРА

С помощью моделирования нами получены распределения энергетических потоков заряженных частиц на поверхности Европы, и по формулам из методических указаний (РД 50-25645.216-90) рассчитаны их дозы радиации.

Согласно приближению ведущего центра, электроны, движущиеся в осесимметричном диполе Юпитера, концентрируются на поверхности Европы в областях, ограниченных окружностями. На рис. 4 области высыпания электронов с энергиями 5 и 30 МэВ очерчены белой и черной окружностями на обратной и ведущей сторонах Европы, соответственно. Более того, как было отмечено в работе (Podzolko и др., 2011), с учетом ларморовского движения частиц у поверхности, на обратной стороне Европы, концентрация электронов на границе круга оказывается выше, чем в его центре. На противоположной (ведущей) стороне концентрация электронов выше в центре круга.

Мы определили мощность поглощенной дозы радиации под водой на глубине 2.5 г/см^2. Элек-

Максимальная мощность дозы излучения электронов (крад/день) на поверхности Европы под слоем воды для моделей магнитного поля различной сложности

Модель	Толщина водного слоя, г/см^2	
	0.43	2.5
Осесимметр. JuMF	16	1.1
JuMF	13	0.8
JuMF + Ind	7.1	0.46
JuMF + Ind + AWM	7.5	0.5

троны и протоны с энергиями <5 и <55 МэВ на такую глубину не проникают (Беспалов, 2008). При такой толщине защиты распределение доз облучения на поверхности Европы для моделей магнитного поля возрастающей сложности показано на рис. 4.

В таблице приведены максимальные дозы радиации за защитами разной толщины для разных моделей поля. В поле наклонного диполя Юпитера общее количество радиации такое же, как и в осесимметричном поле. Но при этом область ее распределения увеличена, поэтому, согласно таблице, максимальная доза меньше. Индуцированное магнитное поле Европы защищает поверхность планеты от 37% радиации и увеличивает область ее поражения. Альвеновские крылья не влияют на общее количество радиации, но меняют ее распределение, увеличивая концентрацию электронов в центрах обратной и ведущей полусфер Европы. Поэтому максимальная доза в такой модели выше.

Наиболее опасной областью для жизни на поверхности Европы, с точки зрения радиационных условий, является заднее полушарие спутника, потому что на него осаждается мощный поток электронов с энергией <30МэВ. Высокоширотные области и ведущее полушарие более безопасны из-за отсутствия в них низкоэнергетических электронов. В ведущем полушарии основной вклад в излучение вносят электроны с энергией >30 МэВ, (способные проникать под слой воды толщиной более 13 г/см^2). Электроны с энергиями >150 МэВ (как и протоны с энергиями порядка МэВ) могут достичь любой точки на поверхности Европы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана численная модель движения электронов в дипольном поле Юпитера, включая альвеновские крылья, индуцированное и внутреннее поля Европы, позволяющая уточнить и дополнить результаты, полученные с помощью приближения ведущего центра (Nordheim и др., 2018) с учетом ларморовского радиуса частицы (Podzolko и др., 2011).

Показано, что области высыпания электронов на поверхность Европы в наклонном диполе Юпитера больше по размеру и концентрации частиц, чем области в осесимметричном диполе, используемом в приближении ведущего центра. Индуцированное поле снижает дозы радиации на поверхности Европы, увеличивая области их распространения. Альвеновские крылья, как и ожидалось, не влияют на общую дозу облучения, а перераспределяют ее. Получено, что с учетом рассмотренных эффектов максимальная доза в нашей модели почти в два раза меньше, чем в приближении ведущего центра.

Таким образом, численное моделирование позволило построить более точную карту доз радиации, которая может помочь будущим миссиям в поиске органической жизни на спутнике Юпитера – Европе.

Авторы признательны Правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку следующих работ по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039): 1) построение модели динамики электронов вблизи Европы, 2) расчет доз радиации на поверхности Европы под слоем воды различной толщины, 3) построение карты распределения доз радиации на поверхности Европы. Исследование Е.П. Поповой поддержано Российским научным фондом в рамках гранта 17-11-01052. В рамках гранта РНФ 17-11-01052 Е.П. Поповой была поставлена задача и предложены модели магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учебное пособие. 4-е изд., исправ. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. 369 с.

Connerney J.E.P., Acuña M.H., Ness N.F., Satoh T. New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № A6. P. 11929–11940. https://doi.org/10.1029/97JA03726

Grasset O., Dougherty M.K., Coustenis A., Bunce E.J., Erd C., Titov D., Blanc M., Coates A., Drossart P., Fletcher L.N., Hussmann H., Jaumann R., Krupp N., Lebreton J.-P., Prieto-Ballesteros O., Tortora P., Tosi F., Van Hoolst T. Jupiter icy moons explorer (JUICE): An ESA mission to orbit Ganymede and to characterise the Jupiter system // Planet. and Space Sci. 2013. V. 78. P. 1–21. https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.12.002

Jia X., Kivelson M.G., Khurana K.K., Walker R.J. Magnetic Fields of the Satellites of Jupiter and Saturn // Space Sci. Rev. 2010. V. 152. P. 271–305.

Kivelson M.G., Khurana K.K., Russell C.T., Volwerk M., Walker R.J., Zimmer C. Galileo magnetometer measurements: A stronger case for a subsurface ocean at

Europa // Science. 2000. V. 289. P. 1340–1343. https://doi.org/10.1126/science.289.5483.1340

Neubauer F.M. Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io: Theory // J. Geophys. Res. 1980. V. 85. № A3. P. 1171–1178.

Neubauer F.M. The sub-Alfvénic interaction of the Galilean satellites with the Jovian magnetosphere // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № E9. P. 19843–19866.

Nordheim T.A., Hand K., Paranicas C. Preservation of potential biosignatures in the shallow subsurface of Europa // Nature Astron. 2018 V. 2. P. 673–679.

Paranicas C., Cooper J.F., Garrett H.B., Johnson R.E., Sturner S.J. Europa's Radiation Environment and Its Effects on the Surface. 2009. P. 529.

Paranicas C., McEntire R.W., Cheng A.F., Lagg A., Williams D.J. Energetic charged particles near Europa // J. Geophys. Res. Space Physics. 2000. V. 105 № A7. P. 16005–16015.

Parkinson W.D. Introduction to Geomagnetism. Edinburgh: Scottish Acad. Press, 1983. 433 p.

Podzolko M.V., Getselev I.V., Gubar Y.I., Veselovsky I.S., Sukhanov A.A. Charged particles on the Earth-Jupiter-Europa spacecraft trajectory // Adv. Space Res. 2011. V. 48. P. 651–660.

Truscott P., Heynderickx D., Sicard-Piet A., Bourdarie S. Simulation of the radiation environment near Europa using the geant4-based planetocosmics-j model // IEEE Transactions on Nuclear Sci. 2011. V. 58 № 6. P. 2776–2784.

Zimmer C., Khurana K.K., Kivelson M.G. Subsurface oceans on Europa and Callisto: Constraints from Galileo magnetometer observations // Icarus. 2000. V. 147. № 2. P. 329–347.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 341–347

УДК 523.2

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ МАССИВНОГО ДИСКА ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2021 г. В. В. Емельяненко*

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

**e-mail: vvemel@inasan.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.
После доработки 05.04.2021 г.
Принята к публикации 06.04.2021 г.

Рассмотрены динамические особенности массивного диска далеких транснептуновых объектов в модели образования малых тел в области Хилла гигантского газопылевого сгущения, возникшего вследствие гравитационной неустойчивости и фрагментации протопланетного диска. Изучена динамическая эволюция орбит малых тел под действием гравитационных возмущений от внешних планет и самогравитации диска в течение промежутка времени порядка миллиарда лет. Показано, что вековые эффекты гравитационного влияния массивного диска малых тел приводят к увеличению эксцентриситетов орбит отдельных объектов. Результатом такого динамического поведения является создание потока малых тел, подходяших близко к орбите Нептуна. Изменение числа объектов, сохраняющихся в области наблюдения далеких транснептуновых объектов (область орбит с перигелийными расстояниями $40 < q < 80$ а. е. и большими полуосями $150 < a < 1000$ а. е.), с течением времени зависит от начальной массы диска. Для дисков с массой, превышающей несколько масс Земли, имеется тенденция к уменьшению числа далеких транснептуновых объектов, сохранившихся в области наблюдаемости после эволюции в течение промежутка времени порядка возраста Солнечной системы, с увеличением начальной массы. С другой стороны, для большинства объектов эксцентриситеты орбит уменьшаются под влиянием самогравитации диска. Поэтому основная часть диска сохраняется в области гелиоцентрических расстояний, превышающих 100 а. е.

Ключевые слова: Солнечная система, газопылевые сгущения, транснептуновые объекты, долговременная эволюция, распределение орбит

DOI: 10.31857/S0320930X21040058

ВВЕДЕНИЕ

Открытие транснептуновых объектов (ТНО) оказало огромное влияние на современные воззрения о процессах формирования Солнечной системы. Хотя существование объектов за орбитой Нептуна предсказывалось как в теориях формирования планет (Edgeworth, 1943; Kuiper, 1951), так и в исследованиях происхождения комет (Whipple, 1964; Fernandez, 1980), структура популяции ТНО оказалась значительно сложнее, чем предполагалось ранее. Большой интерес вызвало обнаружение объектов, движушихся по орбитам с большими эксцентриситетами. Недавнее открытие семейства далеких ТНО, движущихся по орбитам с большими полуосями $a > 150$ а. е., дало новую и довольно неожиданную информацию о структуре внешней части Солнечной системы. Необычная группировка угловых элементов орбит этих объектов вблизи определенных значений стала основой для выдвижения гипотезы о существовании далекой планеты, производящей этот эффект (Trujillo, Sheppard, 2014; Batygin, Brown, 2016).

Хотя динамическая картина выглядит вполне убедительно (Batygin, Morbidelli, 2017), вопрос о действительном существовании девятой планеты Солнечной системы остается открытым. Несмотря на интенсивные поиски, планета до сих пор не обнаружена. В случае существования девятой планеты на орбите, полученной в работах (Batygin, Brown, 2016; Batygin и др., 2019), имеются динамические особенности, которые трудно согласовать с орбитальным распределением как ТНО (Shankman и др., 2017; Kavelaars и др., 2020), так и комет семейства Юпитера (Nesvorný и др., 2017). Представляет огромные трудности и объяснение образования столь массивной и далекой планеты (Batygin и др., 2019).

Однако без дополнительного возмущающего тела в далекой области Солнечной системы трудно объяснить группировку угловых элементов далеких ТНО. Поэтому в работах (Madigan, McCourt, 2016; Sefilian, Touma, 2019; Zderic и др., 2020) было

предложено, что вместо большой планеты существует массивный диск, состоящий из многочисленных объектов значительно меньших размеров. В работе (Emel'yanenko, 2020) показано, что диск далеких малых тел является естественным образованием, если предполагать формирование планетезималей в областях Хилла гигантских сгущений, возникающих в ранней Солнечной системе в результате гравитационной неустойчивости и фрагментации протопланетного диска.

Распределение орбит малых тел, которое получено в модели (Emel'yanenko, 2020), имеет особенности, присущие распределению наблюдаемых далеких ТНО. В этой модели рассматривается движение планетезималей под гравитационным влиянием двух гигантских сгущений, которые мигрируют в газопылевом диске и испытывают тесное сближение друг с другом на относительно коротком промежутке времени в несколько тысяч лет. Однако, чтобы наблюдаться в современную эпоху, первоначальные особенности орбитального распределения должны сохраниться в течение времени жизни Солнечной системы. Известно, что даже для объектов типа Седны планетные возмущения являются достаточно большими, чтобы разрушить первоначальную концентрацию угловых элементов орбиты вблизи определенных значений (например, Saillenfest и др., 2019). В работе (Sefilian, Touma, 2019) показано, что массивный эксцентрический диск может поддерживать начальное распределение угловых элементов орбит ТНО в течение времени жизни Солнечной системы даже в присутствии внешних планет. Однако результаты этой работы относятся к стационарному диску с заданным вековым возмущающим потенциалом и не учитывают эволюцию орбит объектов, составляющих это образование.

В настоящей работе мы рассматриваем долговременную эволюцию орбит далеких ТНО, образовавшихся в соответствии с предположениями статьи (Emel'yanenko, 2020), под действием как возмущений от внешних планет, так и самогравитации диска объектов. Поскольку мы пытаемся выяснить, какие новые эффекты проявляются в распределении орбит в течение длительного промежутка времени, в этой статье в отличие от (Emel'yanenko, 2020) мы изучаем более простую начальную модель, включающую рассмотрение популяции малых тел, сформировавшихся в области Хилла одиночного гигантского сгущения.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПОПУЛЯЦИИ ДАЛЕКИХ МАЛЫХ ТЕЛ

Изучается система тел, состоящая из Солнца, гигантского газопылевого сгущения и набора малых тел (планетезималей), расположенных первоначально в области Хилла этого сгущения. Предполагается, что гигантское сгущение образовалось во внешней части протопланетного диска и мигрирует внутрь вследствие взаимодействия с этим диском согласно аргументам работ (Mayer и др., 2002; Vorobyov, Basu, 2005; Nayakshin, 2010; Baruteau и др., 2011; Zhu и др., 2012; Stamatellos, 2015; Vorobyov, Elbakyan, 2018). Параметры модели соответствуют в основном работе (Emel'yanenko 2020). Гигантское сгущение с массой, равной 17 массам Юпитера, начинает движение в афелии орбиты с большой полуосью $a = 110$ а. е., перигелийным расстоянием $q = 100$ а. е., наклоном $i = 15°$, долготой перигелия $\pi = 98°$ (элементы орбиты в этой статье являются гелиоцентрическими и относятся к плоскости эклиптике). Предполагается, что планетезимали образовались во внешней части области Хилла и первоначально располагаются в плоскости гелиоцентрического движения сгущения на круговых орбитах с радиусом r относительно его центра. В данной статье мы рассматриваем планетезимали в области $0.5R_H < r < 0.85R_H$, где $R_H = 20$ а. е. – радиус сферы Хилла сгущения в афелии. При дальнейшем движении к перигелию и миграции сгущения планетезимали начинают покидать окрестность сгущения вследствие сокращения области Хилла. При этом их орбиты испытывают большие гравитационные возмущения от гигантского сгущения. Движение сгущения рассматривается до момента достижения им орбиты с $q = 35$ а. е. Согласно работе (Vorobyov, Elbakyan, 2018) на таком расстоянии от Солнца орбита быстро округляется вследствие взаимодействия с протопланетным газовым диском, и сгущение начинает разрушаться вследствие приливных эффектов. В любом случае, в дальнейшем сгущение слабо возмущает орбиты далеких малых тел. Изменение гелиоцентрического расстояния сгущения представлено на рис. 1.

Рис. 2 показывает распределение больших полуосей и перигелийных расстояний на конечный момент времени для орбит малых тел с $q > 30$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е., а рис. 3 – распределение долгот перигелиев и перигелийных расстояний на конечный момент времени для тех же объектов.

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ МАССИВНОГО ДИСКА ДАЛЕКИХ МАЛЫХ ТЕЛ

Объекты, распределение элементов орбит которых представлено на рис. 2 и 3, стали основой для последующего изучения долговременной эволюции. Из всей совокупности этих объектов была взята случайная выборка, содержащая 340 объектов. В дальнейшем полагалось, что 170 объектов являются массивными и имеют одинаковую массу, и 170 объектов имеют нулевую массу. Рассматривались варианты, в которых суммарная масса массивных объектов M_d имеет различные значения: 2, 6, 10, 14 и 18 M_E, где M_E – масса Земли.

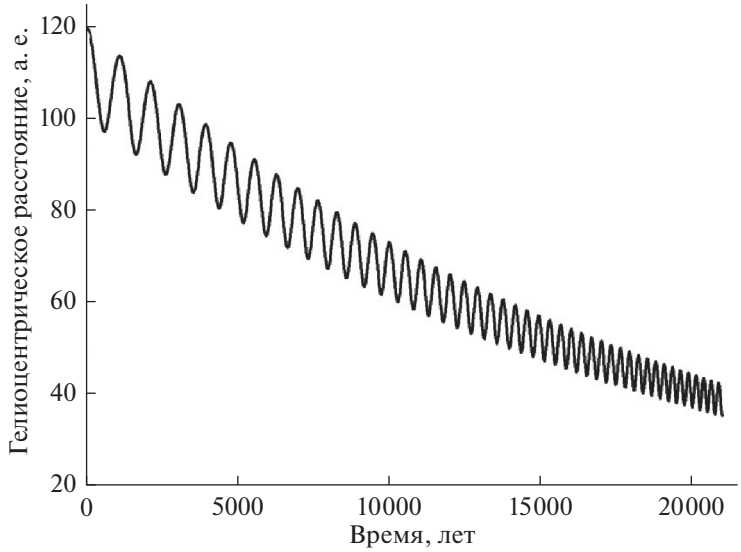


Рис. 1. Изменение гелиоцентрического расстояния гигантского сгущения.

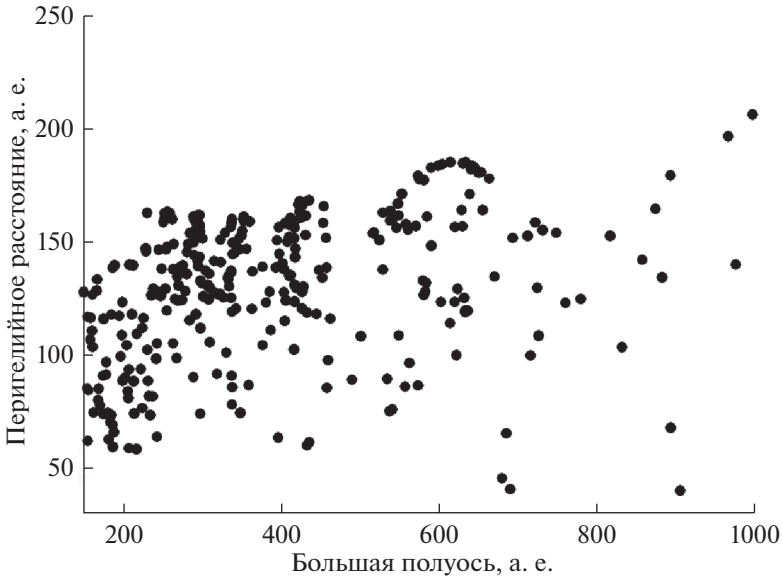


Рис. 2. Распределение больших полуосей и перигелийных расстояний для далеких малых тел, возникшее под действием гравитационных возмущений от гигантского сгущения.

В дополнение к самогравитации диска далеких объектов учитывались возмущения от четырех внешних планет. Проводилось численное интегрирование уравнений движения на основе использования симплектического интегратора (Emel'yanenko, 2007). При этом возмущающие функции для Юпитера, Сатурна и Урана усреднялись по средним аномалиям планет, и предполагалось, что орбиты этих планет являются круговыми и находятся в плоскости эклиптики. Такая методика используется часто, более подробное описание можно найти, например, в работах (Burns, 1976; Batygin, Brown, 2016; Zderic, Madigan, 2020). Возмущения от Нептуна учитывались полностью, предполагая современную орбиту этой планеты. Интегрирование для данного малого тела прекращалось, если $a > 1000$ а. е. или $q < 24$ а. е., а также в случае его столкновения с другим объектом.

Вычисления показали, что вековые эффекты гравитационного влияния массивного диска малых тел оказывают преобладающее влияние на эволюцию орбиты индивидуального объекта вдали от орбиты от Нептуна. Ряд динамических свойств диска, возникающих вследствие этих эф-

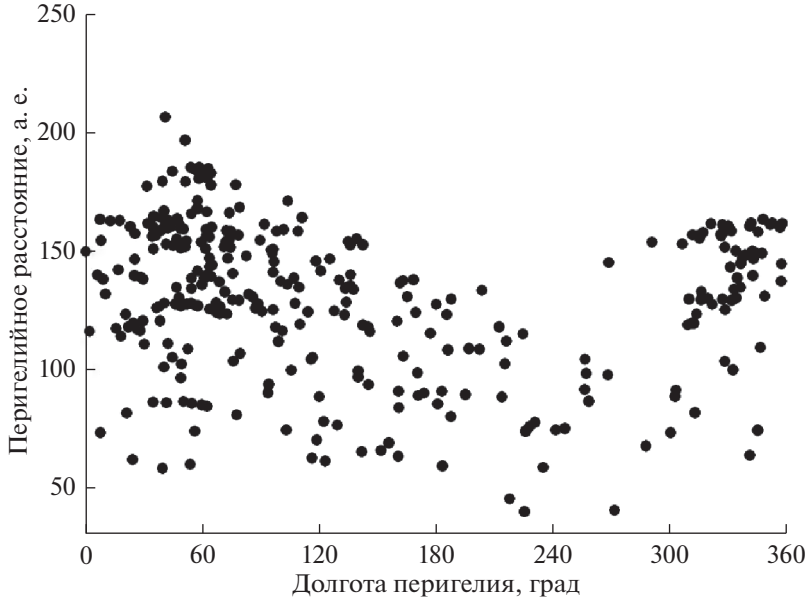


Рис. 3. Распределение долгот перигелиев и перигелийных расстояний для далеких малых тел, возникшее под действием гравитационных возмущений от гигантского сгущения.

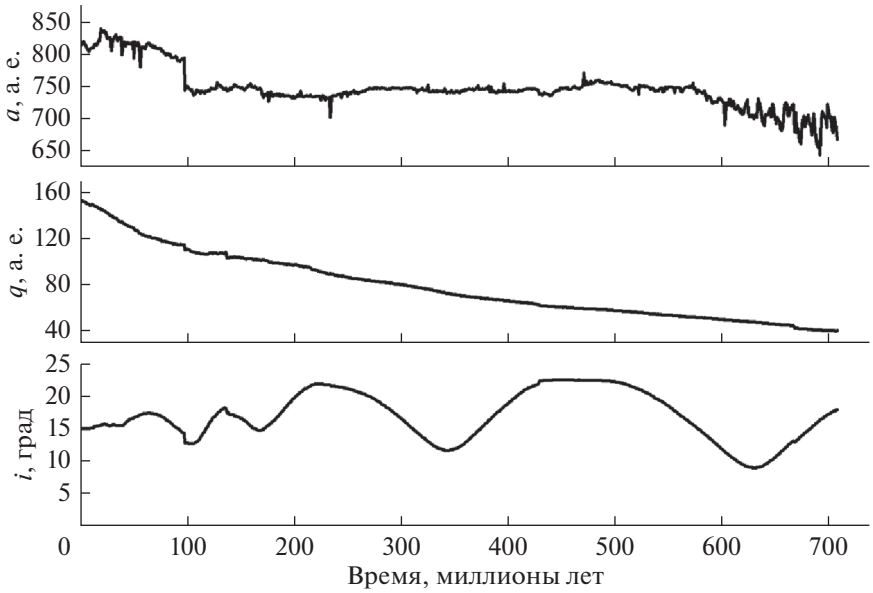


Рис. 4. Изменение большой полуоси, перигелийного расстояния и наклона орбиты для далекого объекта, проникающего к орбите Нептуна (использованы данные с интервалом один млн лет).

фектов, выявлен в работах (Madigan, McCourt, 2016; Madigan и др., 2018). Рис. 4 демонстрирует типичный пример эволюции орбиты далекого объекта к орбите Нептуна. Систематическое уменьшение перигелийного расстояния показывает, что основные изменения орбиты не связаны с тесными сближениями объектов.

Указанное динамическое поведение отдельных объектов приводит к тому, что создается поток малых тел, подходяших близко к орбите Нептуна. Рис. 5 показывает количество малых тел в области $40 < q < 80$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е. (область наблюдения далеких ТНО) для различных начальных масс диска. Вначале число объектов возрастает, а затем поток тел, приходящих в эту область, становится меньше потока тел, покидающих ее.

Основной механизм, приводящий к уменьшению числа малых тел в зоне наблюдения далеких

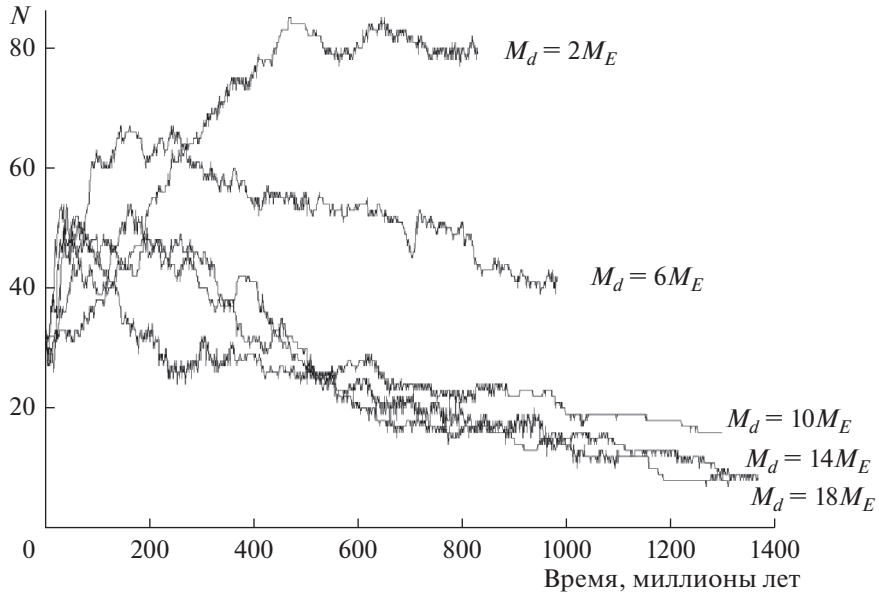


Рис. 5. Изменение числа малых тел N в области $40 < q < 80$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е. для различных начальных масс диска (приведены данные с интервалом один млн лет). Во всех вариантах начальное число $N = 30$.

ТНО, связан с большими возмущениями от Нептуна при подходе объектов к орбите этой планеты. В этом случае возможен как захват объектов внутрь Солнечной системы ($q < 24$ а. е.), так и переход на орбиты с $a > 1000$ а. е. Как видно на рис. 5, число объектов, сохраняющихся в зоне наблюдения далеких ТНО, сильно зависит от массы диска. При $M_d < 10M_E$ темп подхода тел к орбите Нептуна очень низок, поэтому их большая часть сохраняется во внешней части области $40 < q < 80$ а. е. При $M_d > 10M_E$ темп подхода малых тел к орбите Нептуна достаточен для удаления существенной доли объектов из этой области, поэтому число малых тел в зоне наблюдаемости далеких ТНО в этом случае уменьшается со временем значительно быстрее.

Проведение вычислений эволюции объектов в течение времени существования Солнечной системы является чрезвычайно затратным. Поэтому мы аппроксимировали кривые на рис. 5 в областях убывания экспоненциальными функциями и оценили число малых тел через 4.5 млрд лет эволюции для каждого варианта начальной массы диска. При таком подходе масса объектов в области $40 < q < 80$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е. через 4.5 млрд лет составляет менее $0.01M_E$ для $M_d = 18M_E$, $0.04M_E$ для $M_d = 14M_E$ и $0.11M_E$ для $M_d = 10M_E$ (для меньших значений M_d оценки являются очень неопределенными).

Поведение распределения долгот перигелиев, которое является наиболее дискуссионным для наблюдаемых далеких ТНО, является сложным. На рис. 6 показано распределение долгот перигелиев и наклонов в области наблюдения далеких ТНО через 700 млн лет эволюции для вариантов с различными значениями M_d. Хотя для $M_d = 10M_E$ заметны две группировки по долготам перигелия, согласно статистическому критерию Колмогорова–Смирнова вероятность того, что данное распределение не является однородным, равна 0.5. Отметим, что для начального распределения долгот перигелиев, представленного на рис. 3, эта вероятность превышает 0.9999.

Рассмотренный динамический процесс приводит также к появлению объектов в области $30 < q < 40$ а. е., $60 < a < 1000$ а. е. (основная часть так называемого “рассеянного” диска). Во всех вариантах нашей модели масса объектов в этой области не превышает $0.05M_E$ (более точные оценки невозможны вследствие недостаточного числа объектов в проведенном моделировании), что согласуется с оценками, полученными из наблюдений (Gomes и др., 2008).

Основная часть диска сохраняется в области $q > 100$ а. е., как видно на рис. 7, где представлен пример распределения больших полуосей и перигелийных расстояний для объектов с $q > 30$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е. через 1.2 млрд лет эволюции для $M_d = 10M_E$. Это распределение значительно отличается от начального распределения, показанного на рис. 2. Орбиты большинства тел после длительной эволюции в массивном диске становятся близкими к круговым. Такое уменьшение эксцентриситетов орбит было ранее обнаружено в работе (Madigan, McCourt, 2016) для эксцентрического кольцеобразного диска. Наше исследование показало, что этот эффект имеет место и для массивных дисков с более сложной структурой.

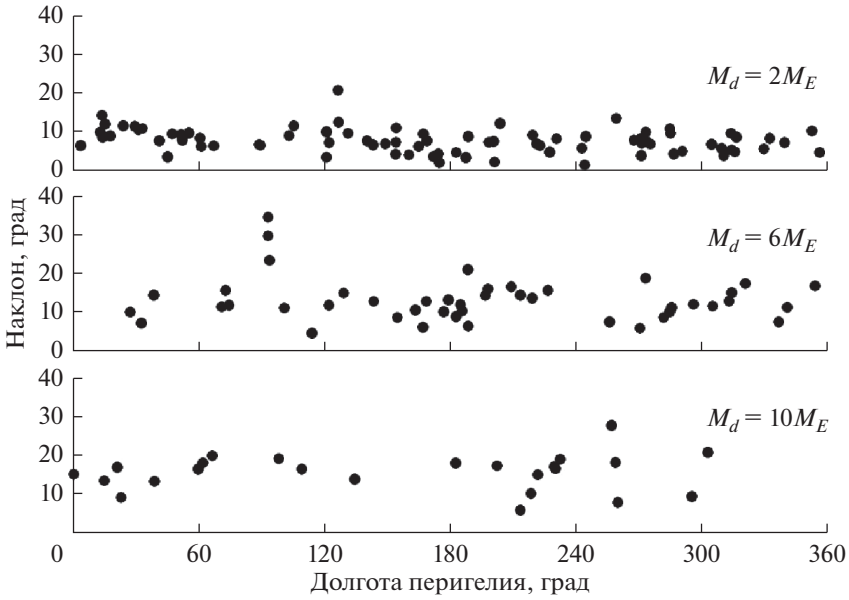


Рис. 6. Распределение долгот перигелиев и наклонов для объектов с $40 < q < 80$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е. через 700 млн лет эволюции при различных значениях M_d.

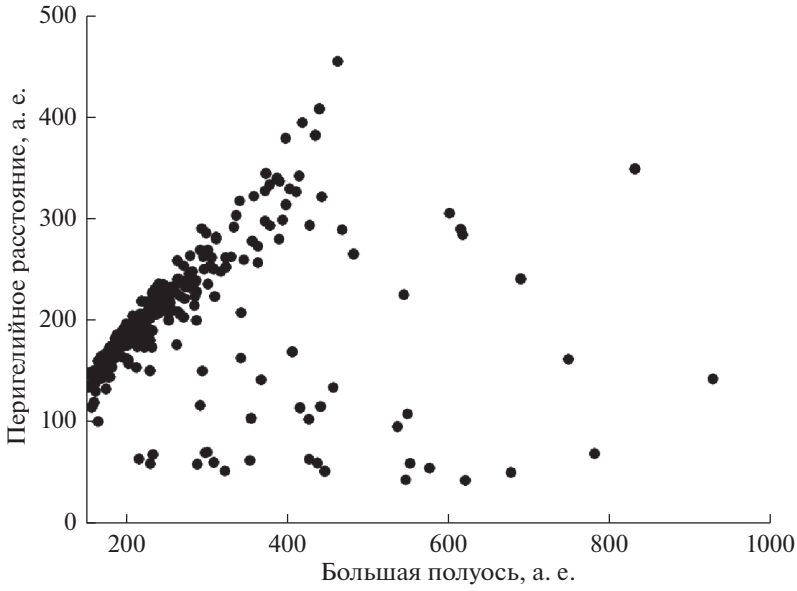


Рис. 7. Распределение больших полуосей и перигелийных расстояний для объектов с $q > 30$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е. через 1.2 млрд лет эволюции при $M_d = 10M_E$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружение далеких ТНО поставило новые вопросы о динамических процессах, не только имевших место в ранней Солнечной системе, но и происходящих сейчас во внешней части Солнечной системы. Современные данные пока недостаточны для надежного заключения о структуре и массе популяции объектов, расположенных далеко за орбитой Нептуна. Поэтому в настоящее время имеются различные воззрения на происхождение далеких ТНО, включая гипотезу о существовании девятой планеты. В статье (Emel'yanenko, 2020) рассмотрено предположение о происхождении планетезималей в областях Хилла мигрирующих гигантских газопылевых сгущений, возникающих вследствие гравитационной неустойчивости и фрагментации протопланетного диска, и показано, что возникающая популяция малых тел имеет распределение орбит, похожее на наблюдаемое распределение орбит наблюдаемых далеких ТНО.

В настоящей работе исследовано, какие новые особенности возникают в распределении орбит далеких ТНО, образовавшихся в соответствии с предположениями статьи (Emel'yanenko, 2020), в

течение промежутка времени порядка милларда лет под действием гравитационных возмущений от четырех внешних планет и самогравитации диска малых тел. С этой целью рассмотрена модель, в которой малые тела берут начало в области Хилла гигантского сгущения, и начальное распределение их орбит создается под действием возмущений от этого сгущения при его миграции.

Показано, что вековые эффекты гравитационного влияния массивного диска малых тел приводят к увеличению эксцентриситетов орбит отдельных объектов. Такое динамическое поведение приводит к созданию потока малых тел, подходяших близко к орбите Нептуна. Изменение числа объектов, сохраняющихся в области наблюдения далеких ТНО ($40 < q < 80$ а. е., $150 < a < 1000$ а. е.), с течением времени зависит от начальной массы диска. Полученные оценки для дисков с массой, превышающей несколько масс Земли, указывают, что число далеких ТНО, сохранившихся в области наблюдения после эволюции в течение прожемутка времени порядка возраста Солнечной системы, убывает с увеличением начальной массы. С другой стороны, для большинства объектов эксцентриситеты орбит уменьшаются под влиянием самогравитации диска. Поэтому основная часть диска сохраняется в области $q > 100$ а. е.

Автор благодарен рецензентам за полезные замечания.

Автор признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку работы по моделированию и проведению численных экспериментов по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). Вычисления проведены с использованием суперкомпьютера МВС-100К Межведомственного Суперкомпьютерного Центра РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Baruteau C., Meru F., Paardekooper S.-J. Rapid inward migration of planets formed by gravitational instability // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2011. V. 416. P. 1971–1982.

Batygin K., Brown M.E. Evidence for a distant giant planet in the Solar system // Astron. J. 2016. V. 151. Article id. 22. 12 p.

Batygin K., Morbidelli A. Dynamical Evolution Induced by Planet Nine // Astron. J. 2017. V. 154. Article id. 229. 21 p.

Batygin K., Adams F.C., Brown M.E., Becker J.C. The planet nine hypothesis // Physics Reports. 2019. V. 805. P. 1–53.

Burns J.A. Elementary derivation of the perturbation equations of celestial mechanics // American J. Physics. 1976. V. 44. P. 944–949.

Edgeworth K.E. The evolution of our planetary system // J.British Astron. Association. 1943. V. 53. P. 181–188.

Emel'yanenko V.V. A method of symplectic integrations with adaptive time-steps for individual Hamiltonians in the planetary N-body problem // Celest. Mech. and Dynam. Astron. 2007. V. 98. P. 191–202.

Emel'yanenko V.V. Orbital features of distant trans-Neptunian objects induced by giant gaseous clumps // Astron. and Astrophys. 2020. V. 642. Article id. L20. 6 p.

Fernandez J.A. On the existence of a comet belt beyond Neptune // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1980. V. 192. P. 481–491.

Gomes R.S., Fernández J.A., Gallardo T., Brunini A. The scattered disk: Origins, dynamics, and end states // The Solar System Beyond Neptune / Eds Barucci M.A., Boehnhardt H., Cruikshank D.P., Morbidelli A. Tucson: Univ. Arizona Press, 2008. P. 259–273.

Kavelaars J.J., Lawler S.M., Bannister M.T., Shankman C. Perspectives on the distribution of orbits of distant Trans-Neptunian objects // The Transneptunian Solar System / Eds Prialnik D., Barucci M.A., Young L. Elsevier, 2020. P. 61–77.

Kuiper G.P. On the origin of the Solar system // Astrophysics: A Topical Symposium / Ed. Hynek J.A. N.-Y.: McGraw-Hill, 1951. P. 357–424.

Madigan A.-M., McCourt M. A new inclination instability reshapes Keplerian discs into cones: Application to the outer Solar system // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2016. V. 457. P. L89–L93.

Madigan A.-M., Zderic A., McCourt M., Fleisig J. On the dynamics of the inclination instability // Astron. J. 2018. V. 156. Article id. 141. 7 p.

Mayer L., Quinn T., Wadsley J., Stadel J. Formation of giant planets by fragmentation of protoplanetary disks // Science. 2002. V. 298. P. 1756–1759.

Nayakshin S. Formation of planets by tidal downsizing of giant planet embryos // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2010. V. 408. P. L36–L40.

Nesvorný D., Vokrouhlický D., Dones L., Levison H.F., Kaib N., Morbidelli A. Origin and evolution of short-period comets // Astrophys. J. 2017. V. 845. Article id. 27. 25 p.

Saillenfest M., Fouchard M., Ito T., Higuchi A. Chaos in the inert Oort cloud // Astron. and Astrophys. 2019. V. 629. Article id. A95. 20 p.

Sefilian A.A., Touma J.R. Shepherding in a self-gravitating disk of trans-Neptunian objects // Astron. J. 2019. V. 157. Article id. 59. 16 p.

Shankman C., Kavelaars J.J., Lawler S.M., Gladman B.J., Bannister M.T. Consequences of a distant massive planet on the large semimajor axis trans-Neptunian objects // Astron. J. 2017. V. 153. Article id. 63. 9 p.

Stamatellos D. The migration of gas giant planets in gravitationally unstable disks // Astrophys. J. Letters. 2015. V. 810. Article id. L11. 5 p.

Trujillo C.A., Sheppard S.S. A Sedna-like body with a perihelion of 80 astronomical units // Nature. 2014. V. 507. P. 471–474.

Vorobyov E.I., Basu S. The origin of episodic accretion bursts in the early stages of star formation // Astrophys. J. 2005. V. 633. P. L137–L140.

Vorobyov E.I., Elbakyan V.G. Gravitational fragmentation and formation of giant protoplanets on orbits of tens of au // Astron. and Astrophys. 2018. V. 618. Article id. A7. 15 p.

Whipple F.L. Evidence for a comet belt beyond Neptune // Proc. National Acad. Sci. United States of America. 1964. V. 51. P. 711–718.

Zderic A., Collier A., Tiongco M., Madigan A.-M. Apsidal clustering following the inclination instability // Astrophys. J. Letters. 2020. V. 895. Article id. L27. 5 p.

Zderic A., Madigan A.-M. Giant-planet influence on the collective gravity of a primordial scattered disk // Astron. J. 2020. V. 160. Article id. 50. 13 p.

Zhu Z., Hartmann L., Nelson R.P., Gammie C.F. Challenges in forming planets by gravitational instability: Disk irradiation and clump migration, accretion, and tidal destruction // Astrophys. J. 2012. V. 746. Article id. 110. 26 p.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 348–358

УДК 521.1

РАЗЛОЖЕНИЕ КОМПЛАНАРНОГО ПОТЕНЦИАЛА КОЛЬЦА ГАУССА В РЯД ПО СТЕПЕНЯМ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА

© 2021 г. Б. П. Кондратьев[a, b, *], В. С. Корноухов[a], Н. Г. Трубицына[c]

[a]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

[b]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

[c]Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия

*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 08.11.2020 г.
После доработки 30.12.2020 г.
Принята к публикации 03.01.2021 г.

Поставлена и решена задача о разложении потенциала почти кругового эллиптического кольца Гаусса в ряд по степеням эксцентриситета. Гравитационный потенциал кольца представлен степенным рядом до членов e^4 включительно на всем множестве точек главной плоскости кольца. Основной результат: получены два комплекта коэффициентов для степенных рядов потенциала внутри и вне кольца, которые выражаются через полные эллиптические интегралы первого и второго рода. Для контроля формул используются преобразования Ландена. Доказано, что в точке активного фокуса кольца четыре коэффициента первого комплекта обращаются в нуль. Результаты расчетов применяются для построения эквипотенциалей колец Гаусса, моделирующих орбиты планет Солнечной системы.

Ключевые слова: эллиптические кольца Гаусса, гравитационный потенциал, разложение в ряд по степеням эксцентриситета, эквипотенциали, орбиты планет

DOI: 10.31857/S0320930X21030026

ВВЕДЕНИЕ

Для решения многих задач в небесной механике необходимо знать силовые поля гравитирующих тел разной формы. В русле современной динамической астрономии лежит исследование силовых полей тора (Кондратьев и др., 2009) и кольцевых структур (Субботин, 1968; Вашковьяк, 1982; М.А. Вашковьяк, С.Н. Вашковьяк, 2012). Это объясняется не только обилием наблюдаемых в Солнечной системе кольцевых структур, но и фундаментальным значением их теоретического описания для небесной механики.

Представление о специальных эллиптических кольцах ввел в 1818 г. Гаусс. Гауссово кольцо получается при “размазывании” точечной массы m, двигающейся вокруг массивного центрального тела по эллиптической орбите

$$r(\upsilon) = \frac{p}{1 + e\cos\upsilon}, \quad p = a_1\left(1 - e^2\right), \tag{1}$$

где υ – угол истинной аномалии, a_1 и e – большая полуось и эксцентриситет орбиты; при этом получается неоднородный материальный эллипс с одномерной плотностью вещества, обратной скорости движения спутника на данном участке траектории. Элемент массы такого кольца на угловом интервале $d\upsilon$ равен

$$dm = \frac{m}{2\pi}\frac{\left(1 - e^2\right)^{\frac{3}{2}}}{\left(1 + e\cos\upsilon\right)^2}d\upsilon, \tag{2}$$

где m – полная масса кольца. Потенциал кольца в произвольной пространственной точке x_i дается интегралом (см. Дубошин, 1961):

$$\varphi(x) = \frac{Gm}{2\pi}\left(1 - e^2\right)^{\frac{3}{2}} \times \int_0^{2\pi}\frac{d\upsilon}{\left(1 + e\cos\upsilon\right)^2\sqrt{\left(x_1 - r\cos\upsilon\right)^2 + \left(x_2 - r\sin\upsilon\right)^2 + x_3^2}}. \tag{3}$$

Сам Гаусс ограничился изучением компонент силы такого кольца, а потенциал кольца Гаусса в конечном аналитическом виде был найден срав-

нительно недавно (Кондратьев, 2007; 2012; см. также Антонов и др., 2008):

$$\varphi_{\text{кольца}}(x_1, x_2, x_3) = \frac{2Gm}{\pi\sqrt{\lambda - \nu}} \times$$
$$\times \left\{ \mathrm{K}(k) + \frac{ea_1(x_1 + ea_1)}{a_1^2 + \nu}[\Pi(n,k) - \mathrm{K}(k)] \right\}, \quad (4)$$
$$n = \frac{a_1^2 + \nu}{\nu - \lambda}, \quad k = \sqrt{\frac{\mu - \nu}{\lambda - \nu}} \le 1.$$

Здесь $\mathrm{K}(k)$ и $\Pi(n,k)$ – стандартные полные эллиптические интегралы Лежандра первого и третьего рода

$$\mathrm{K}(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{dx}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 x}};$$
$$\Pi(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{dx}{(1 - n\sin^2 x)\sqrt{1 - k^2 \sin^2 x}}. \quad (5)$$

В выражение (4) входят эллипсоидальные координаты пробной точки (μ, ν, λ), связанные с декартовыми координатами (x_1, x_2, x_3) формулами Виета

$$\lambda + \mu + \nu = (x_1 + ea_1)^2 + x_2^2 + x_3^2 - a_1^2 - a_2^2,$$
$$\mu\nu + \mu\lambda + \lambda\nu =$$
$$= a_1^2 a_2^2 \left(1 - \frac{(x_1 + ea_1)^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} \right) - x_3^2 (a_1^2 + a_2^2), \quad (6)$$
$$\lambda\mu\nu = x_3^2 a_1^2 a_2^2.$$

Начало системы отсчета расположено в активном фокусе эллипса и уравнение кольца в декартовых координатах (см. также формулу (1)) имеет вид

$$\frac{(x_1 + ea_1)^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} = 1. \quad (7)$$

Для астрономических приложений важно учитывать, что орбиты у большинства планет и их спутников в Солнечной системе почти круговые, поэтому соответствующие этим орбитам кольца Гаусса также являются эллипсами с небольшими эксцентриситетами. Таким образом, для исследования вековой эволюции орбит планет и спутников в Солнечной системе достаточно иметь потенциал кольца Гаусса в виде ряда по степеням эксцентриситета e. Один из примеров применения потенциала кольца в виде степенного ряда дан в работе (Кондратьев, Корноухов, 2020), где было найдено выражение взаимной энергии двух гравитирующих компланарных колец Гаусса.

Представление потенциала кольца Гаусса в виде ряда по степеням эксцентриситета e является актуальной и, вместе с тем, сложной задачей. В данной работе эта задача решена для частного случая, когда пробные точки находятся в плоскости самого кольца. Решение задачи для потенциала получено в виде ряда до членов e^4 включительно и определено на всем множестве точек плоскости кольца внутри и вне его. Работа состоит из двух частей. В первой части разработан оригинальный метод решения поставленной задачи для *внутреннего* потенциала кольца Гаусса. Получены все пять коэффициентов степенного ряда. Далее решается аналогичная задача о разложении *внешнего* потенциала кольца Гаусса. Полученные формулы применяются для расчета эквипотенциалей орбит планет Солнечной системы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О РАЗЛОЖЕНИИ ВНУТРЕННЕГО ПОТЕНЦИАЛА КОЛЬЦА

Отправной для нас является основная формула (4) для пространственного потенциала кольца Гаусса (Кондратьев, 2012). Здесь мы изучаем частный случай, когда пробные точки лежат в главной плоскости кольца, т.е.

$$x_3 = 0. \quad (8)$$

Данная задача естественно распадается на две. Вначале рассмотрим задачу, когда потенциал определен на двумерном множестве пробных точек *внутри* кольца. В этом случае, как следует из формул (4) и (6), третью эллипсоидальную координату пробной точки следует положить равной нулю, $\lambda = 0$. Тогда эллипсоидальные координаты пробной точки будут связаны соотношениями

$$\lambda = 0, \ \mu + \nu = (x_1 + ea_1)^2 + x_2^2 - a_1^2 - a_2^2,$$
$$\mu\nu = a_1^2 a_2^2 \left(1 - \frac{(x_1 + ea_1)^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} \right). \quad (9)$$

С учетом этого, формула (4) несколько упрощается:

$$\varphi_{ring}(x_1, x_2, 0) = \frac{2Gm}{\pi\sqrt{-\nu}} \times$$
$$\times \left\{ \mathrm{K}(\tilde{k}) + \frac{ea_1(x_1 + ea_1)}{a_1^2 + \nu}\left[\Pi(n, \tilde{k}) - \mathrm{K}(\tilde{k})\right] \right\}, \quad (10)$$
$$n = \frac{a_1^2 + \nu}{\nu}, \quad \tilde{k} = \sqrt{\frac{\mu - \nu}{-\nu}}.$$

Решая систему двух последних уравнений в (9), находим две эллипсоидальные координаты

пробной точки μ и ν, связанные неравенством $\mu > \nu$:

$$\mu = \frac{T_1}{2} + \sqrt{\frac{T_1^2}{4} - T_2};$$
$$\nu = \frac{T_1}{2} - \sqrt{\frac{T_1^2}{4} - T_2}; \tag{11}$$
$$T_1 = (x_1 + ea_1)^2 + x_2^2 - a_1^2 - a_2^2 \le 0;$$
$$T_2 = a_1^2 a_2^2 \left(1 - \frac{(x_1 + ea_1)^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2}\right) \ge 0.$$

Требуется разложить потенциал (10) в пробной точке (x_1, x_2) внутри кольца в ряд по степеням малого e. Задачу будем решать поэтапно. Вначале раскладываем в ряды по e эллипсоидальные координаты (μ, ν) из (11); затем находим ряды для параметра n и для модуля эллиптических интегралов $\tilde{k}$ из (10). Далее проводится разложение в ряды самих эллиптических интегралов. В конце длинной цепочки расчетов результаты объединяются.

В данной работе разложение потенциала кольца Гаусса мы проводим до членов четвертой степени эксцентриситета e^4 включительно

$$\varphi_{ring} \approx \frac{2Gm}{\pi a_1}\left(\varphi_0 + \varphi_1 e + \varphi_2 e^2 + \varphi_3 e^3 + \varphi_4 e^4\right). \tag{12}$$

Необходимо следить за тем, чтобы на каждом этапе все расчеты проводились с требуемой точностью. В частности, ряды для эллипсоидальных координат пробной точки с точностью до e^3 (в связи с этим, см. Примечание 1) включительно имеют вид:

$$\nu \approx -a_1^2\left(1 - \frac{x_1^2}{r^2}e^2 - \frac{2a_1 x_1 x_2^2}{r^4}e^3\right);$$
$$\frac{1}{\nu} \approx -\frac{1}{a_1^2}\left(1 + \frac{x_1^2}{r^2}e^2 + \frac{2a_1 x_1 x_2^2}{r^4}e^3\right);$$
$$\frac{1}{\sqrt{-\nu}} \approx \frac{1}{a_1} + \frac{x_1^2}{2a_1 r^2}e^2 + \frac{x_1 x_2^2}{r^4}e^3; \tag{13}$$
$$\mu \approx -a_1^2 + r^2 + 2a_1 x_1 e + a_1^2\left(1 + \frac{x_2^2}{r^2}\right)e^2 - \frac{2a_1^3 x_1 x_2^2}{r^4}e^3;$$
$$r^2 = x_1^2 + x_2^2.$$

С учетом формул (13), ряды для параметра n и модуля эллиптических интегралов $\tilde{k}$ из (10) будут такими

$$n \approx -\frac{x_1^2}{r^2}e^2 - \frac{2a_1 x_1 x_2^2}{r^4}e^3; \tag{14}$$

$$\tilde{k} \approx k + \frac{x_1}{r}e + s_2 e^2 + s_3 e^3; \quad k = \frac{r}{a_1};$$
$$s_2 = \frac{2x_2^2 - \left(1 - k^2\right)x_1^2}{2a_1^2 k^3}; \tag{15}$$
$$s_3 = -x_1 \frac{x_2^2\left(6 - 2k^2\right) - x_1^2\left(1 + k^2\right)}{2a_1^3 k^5}.$$

Из (14) видно, что параметр $n \sim e^2$ также мал, поэтому разность эллиптических интегралов в квадратных скобках в (10) достаточно представить с точностью до e^3 включительно в виде

$$\Pi\left(n, \tilde{k}\right) - \mathrm{K}\left(\tilde{k}\right) \approx n\int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 x dx}{\left(1 - n\sin^2 x\right)\sqrt{1 - \tilde{k}^2 \sin^2 x}} \approx$$
$$\approx n\int_0^{\pi/2} \frac{\left(1 + n\sin^2 x\right)\sin^2 x dx}{\sqrt{1 - \tilde{k}^2 \sin^2 x}} \approx \tag{16}$$
$$\approx n\int_0^{\pi/2} \frac{\left(1 - \frac{x_1^2}{r^2}e^2 \sin^2 x\right)\sin^2 x dx}{\sqrt{1 - \tilde{k}^2 \sin^2 x}}.$$

Используя соотношение

$$\frac{n}{a_1^2 + \nu} = \frac{1}{\nu}, \tag{17}$$

во втором члене потенциала (10) можно исключить малый знаменатель $a_1^2 + \nu$; это позволит в дальнейших расчетах исключить операцию раскрытия сложной неопределенности типа $\frac{0}{0}$. Подставляя в (16) модуль $\tilde{k}$ из (14) и ряд для $\frac{1}{\nu}$ из (13), имеем

$$S = \frac{\Pi\left(n, \tilde{k}\right) - \mathrm{K}\left(\tilde{k}\right)}{a_1^2 + \nu} \approx -\frac{1}{a_1^2} \times$$
$$\times \int_0^{\pi/2}\left(1 + \frac{x_1^2}{r^2}e^2\right)\frac{\left(1 - \frac{x_1^2}{r^2}e^2 \sin^2 x\right)\sin^2 x dx}{\sqrt{1 - \left(k + \frac{x_1}{r}e + s_2 e^2\right)^2 \sin^2 x}}. \tag{18}$$

Заметим, что при подстановке $\tilde{k}$ из (15) в (18) достаточно сохранить в самом модуле только члены до e^2, так как в (10) перед S уже входит дополнительный малый множитель $ea_1\left(x_1 + ea_1\right)$.

Теперь предстоит вычислить интеграл (18). Раскладывая в ряд подынтегральное выражение в (18), после многих выкладок, с требуемой точностью находим

$$S \approx -\frac{1}{a_1^2}\left\{I_{12} + \frac{kx_1}{r} I_{34} e + e^2 \times \right.$$
$$\left. \times \left[\frac{k^2 x_1^2 + 2x_2^2}{2r^2} I_{34} + \frac{3k^2 x_1^2}{2r^2} I_{56} + \frac{x_1^2}{r^2}\left(I_{12} - I_{14}\right)\right]\right\}. \quad (19)$$

Здесь через I_{ij} обозначены вспомогательные интегралы

$$I_{ij} = \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^{2j} x}{\left(1 - k^2 \sin^2 x\right)^{\frac{i}{2}}} dx. \quad (20)$$

Так как необходимые интегралы вида (20) в большинстве справочников отсутствуют (см., например, Прудников и др., 2008), мы приводим их ниже:

$$I_{10} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{dx}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 x}} = \mathrm{K}(k); \quad (21)$$

$$I_{12} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 x dx}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 x}} = \frac{\mathrm{K}(k) - \mathrm{E}(k)}{k^2}; \quad (22)$$

$$I_{32} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 x dx}{\left(1 - k^2 \sin^2 x\right)^{\frac{3}{2}}} = \frac{\mathrm{E}(k)}{k^2\left(1 - k^2\right)} - \frac{\mathrm{K}(k)}{k^2}; \quad (23)$$

$$I_{14} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^4 x dx}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 x}} = -\frac{2}{3}\frac{\left(1 + k^2\right)\mathrm{E}(k)}{k^4} + \frac{1}{3}\frac{\left(2 + k^2\right)\mathrm{K}(k)}{k^4}; \quad (24)$$

$$I_{34} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^4 x dx}{\left(1 - k^2 \sin^2 x\right)^{\frac{3}{2}}} = \frac{\left(2 - k^2\right)\mathrm{E}(k)}{k^4\left(1 - k^2\right)} - \frac{2\mathrm{K}(k)}{k^4}; \quad (25)$$

$$I_{54} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^4 x dx}{\left(1 - k^2 \sin^2 x\right)^{\frac{5}{2}}} = -\frac{2}{3}\frac{\left(1 - 2k^2\right)\mathrm{E}(k)}{k^4\left(1 - k^2\right)^2} + \frac{1}{3}\frac{\left(2 - 3k^2\right)\mathrm{K}(k)}{k^4\left(1 - k^2\right)}; \quad (26)$$

$$I_{56} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^6 x dx}{\left(1 - k^2 \sin^2 x\right)^{\frac{5}{2}}} = -\frac{1}{3}\frac{\left(3k^4 - 13k^2 + 8\right)\mathrm{E}(k)}{k^6\left(1 - k^2\right)^2} + \frac{1}{3}\frac{\left(8 - 9k^2\right)\mathrm{K}(k)}{k^6\left(1 - k^2\right)}; \quad (27)$$

$$I_{76} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^6 x dx}{\left(1 - k^2 \sin^2 x\right)^{\frac{7}{2}}} = -\frac{1}{15}\frac{\left(23k^4 - 23k^2 + 8\right)\mathrm{E}(k)}{k^6\left(1 - k^2\right)^3} - \frac{1}{15}\frac{\left(15k^4 - 19k^2 + 8\right)\mathrm{K}(k)}{k^6\left(1 - k^2\right)^2}. \quad (28)$$

Далее, в потенциале кольца (10) требуется вычислить также первый член

$$\mathrm{K}\left(\tilde{k}\right) = \int_0^{\pi/2} \frac{dx}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{a_1} + \frac{x_1}{r} e + s_2 e^2 + s_3 e^3\right)^2 \sin^2 x}}. \quad (29)$$

Подчеркнем, что в (29) в выражении модуля $\tilde{k}$ необходимо сохранить дополнительный член с e^3. Раскладывая в ряд подынтегральное выражение в (29), после выкладок, с требуемой точностью получим

$$\mathrm{K}\left(\tilde{k}\right) \approx I_{10} + \frac{kx_1}{r} I_{32} e + \left[\frac{k^2 x_1^2 + 2x_2^2}{2r^2} I_{32} + \frac{3k^2 x_1^2}{2r^2} I_{54}\right] e^2 + x_1\left[\frac{k^2 x_1^2 - \left(2 - k^2\right) x_2^2}{r^3 k} I_{32} + \frac{3\left(k^2 x_1^2 + 2x_2^2\right)}{2kra_1^2} I_{54} + \frac{5k^3 x_1^2}{2r^3} I_{76}\right] e^3. \quad (30)$$

Заключительный этап в намеченной цепочке расчетов состоит в нахождении степенного ряда для всего потенциала кольца (10). А именно, требуется представить в виде ряда по e выражение

$$\varphi_{ring} \approx \frac{2Gm}{\pi\sqrt{-\nu}}\{\mathrm{K}(\tilde{k}) + S\}. \quad (31)$$

Подставляя в (31) ряд для $\frac{1}{\sqrt{-\nu}}$ из (13), а также найденные выше выражения для составляющих потенциала S из (19) и $\mathrm{K}(\tilde{k})$ из (30), после перемножения рядов, с требуемой точностью находим (относительно члена $\varphi_4 e^4$, см. ниже Примечание 1)

$$\varphi_{ring} \approx \frac{2Gm}{\pi a_1}\left(\varphi_0 + \varphi_1 e + \varphi_2 e^2 + \varphi_3 e^3 + \varphi_4 e^4\right). \quad (32)$$

Здесь $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ – коэффициенты ряда. С учетом интегралов I_{ij} из (21)–(28), в итоге находим все коэффициенты ряда (32):

$$k = \frac{r}{a_1}, \quad r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}; \tag{33}$$

$$\varphi_0 = \mathrm{K}(k); \; \varphi_1 = \frac{x_1}{k^2 a_1}\left(\frac{2-k^2}{1-k^2}\mathrm{E}(k) - 2\mathrm{K}(k)\right); \tag{34}$$

$$\begin{aligned}\varphi_2 = \frac{1}{2k^4 a_1^2}\Bigg\{\Bigg(-\frac{4-7k^2+k^4}{(1-k^2)^2}x_1^2 + 2\frac{2-k^2}{1-k^2}x_2^2\Bigg)\times \\ \times \mathrm{E}(k) + \left(\frac{4-5k^2}{1-k^2}x_1^2 - 4x_2^2\right)\mathrm{K}(k)\Bigg\};\end{aligned} \tag{35}$$

$$\begin{aligned}\varphi_3 = \frac{x_1}{6k^6\left(1-k^2\right)^2 a_1^3}\times \\ \times\Bigg\{\Bigg[\frac{16-42k^2+35k^4+k^6-2k^8}{1-k^2}x_1^2 - \\ - 6\left(8-13k^2+3k^4\right)x_2^2\Bigg]\mathrm{E}(k) - \\ - \Big[\left(16-34k^2+21k^4+k^6\right)x_1^2 - \\ - 6\left(8-9k^2\right)\left(1-k^2\right)x_2^2\Big]\mathrm{K}(k)\Bigg\};\end{aligned} \tag{36}$$

$$\varphi_4 = \frac{1}{8k^8\left(1-k^2\right)^3 a_1^4}\{Q_K\mathrm{K}(k) - Q_E\mathrm{E}(k)\},$$

$$\begin{aligned}Q_E = \Bigg[\frac{16-58k^2+75k^4-43k^6+k^8+k^{10}}{1-k^2}2x_1^4 - \\ - \left(48-126k^2+99k^4-11k^6-2k^8\right)4x_1^2x_2^2 + \\ + \left(1-k^2\right)\left(8-13k^2+3k^4\right)4x_2^4\Bigg];\end{aligned} \tag{37}$$

$$\begin{aligned}Q_K = \Big[\left(32-100k^2+106k^4-45k^6-k^8\right)x_1^4 - \\ - \left(48-102k^2+57k^4+k^6\right)4x_1^2x_2^2 + \\ + \left(1-k^2\right)^2\left(8-9k^2\right)4x_2^4\Big].\end{aligned}$$

Теперь коэффициенты (33)–(37) для степенного ряда потенциала кольца Гаусса во внутренней точке нам известны. Отметим, что все коэффициенты (33)–(37) выражаются через стандартные полные эллиптические интегралы Лежандра первого $\mathrm{K}(k)$ и второго $\mathrm{E}(k)$ рода, модуль k в которых равен нормированному расстоянию пробной точки от активного фокуса эллипса.

Примечание 1. В указанных расчетах акцент делался на получении четырех коэффициентов $(\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$. Пятый коэффициент φ_4 из (37) получается аналогичным путем и для краткости изложения приводится здесь без подробных выкладок.

Очевидно, для круглого кольца сохраняется только первый член ряда (32), что дает хорошо известный внутренний потенциал однородного круглого колечка

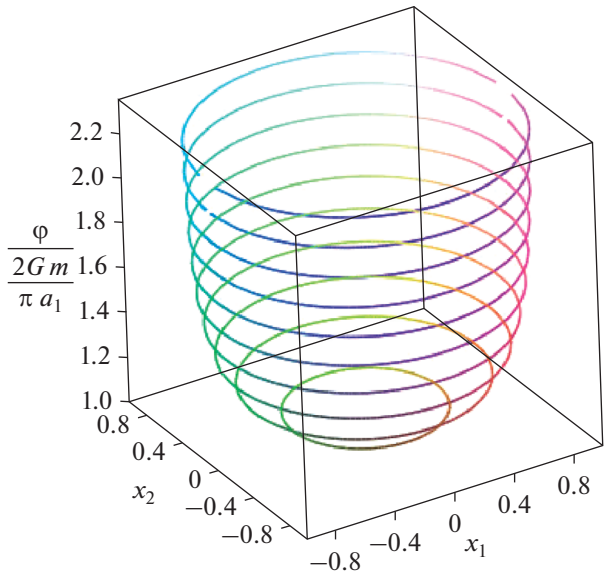


Рис. 1. 3D-поверхность потенциальной ямы внутри круглого кольца Гаусса.

$$\varphi_{ring} \approx \frac{2Gm}{\pi a_1}\mathrm{K}\left(\frac{r}{a_1}\right). \tag{38}$$

Трехмерное изображение внутреннего потенциала круглого кольца Гаусса показано на рис. 1.

АСИМПТОТИКА КОЭФФИЦИЕНТОВ (33)–(37) В ОКРЕСТНОСТИ ФОКУСА КОЛЬЦА

Обратим внимание на то, что в знаменатели коэффициентов $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ из (33)–(37) входят степени модуля эллиптических интегралов k. Так как k равен нормированному расстоянию пробной точки от активного фокуса эллипса, необходимо дополнительно проверить, как ведут себя коэффициенты ряда (32) в окрестности точки фокуса, т.е. в пределе $k \to 0$. Для этого, положив вначале $x_2 - 0$, запишем выражения указанных коэффициентов ряда в точках главной оси кольца Ox_1, а затем находим разложения этих коэффициентов в окрестности указанной точки $k = \frac{x_1}{a_1}$:

$$\varphi_1 \approx \frac{3\pi}{16}k^3 + \mathrm{O}\left(k^5\right); \tag{39}$$

$$\varphi_2 \approx \frac{3\pi}{16}k^2 + \mathrm{O}\left(k^4\right); \tag{40}$$

$$\varphi_3 \approx \frac{15}{32}\pi k^3 + O\left(k^5\right). \tag{41}$$

$$\varphi_4 \approx \frac{15}{64}\pi k^2 + O\left(k^4\right). \tag{42}$$

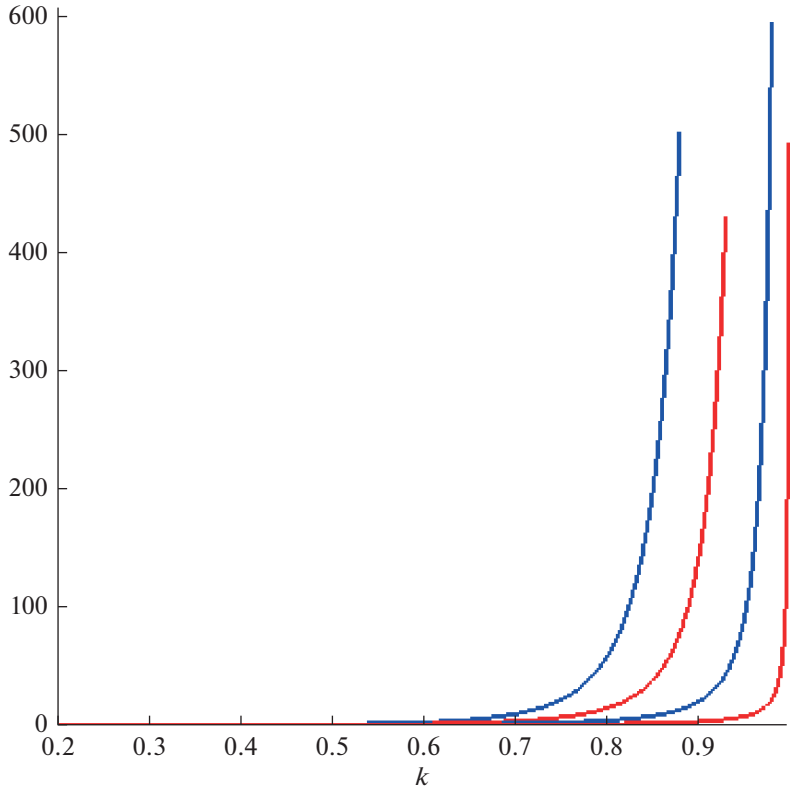


Рис. 2. Зависимость коэффициентов φ_2, φ_4 (синим цветом, графики справа налево) и φ_1, φ_3 (красным цветом, графики справа налево) от $k = x_1/a_1$ вдоль главной оси кольца Гаусса Ox_1. Начало отсчета расположено в активном фокусе эллипса.

Как следует из формул (39)–(42), коэффициенты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ в пределе $k \to 0$ действительно обращаются в нуль. Это позволяет использовать найденные формулы для расчета потенциала кольца во всех его внутренних точках. Этот вывод дополнен расчетом графиков коэффициентов на рис. 2. Как видно, все коэффициенты положительные, вблизи начала координат очень малы, но обладают разной степенью возрастания при $k \to 1$.

Как и следовало ожидать, первый член ряда (32) $\varphi_0 = \mathrm{K}(k)$ при $k \to 0$ в нуль не обращается, а сам потенциал кольца в точке активного фокуса будет равен

$$\varphi(0) = \frac{Gm}{a_1}. \tag{43}$$

Этот результат совпадает с тем, который был получен ранее в работе (Кондратьев, 2012).

РЯД ДЛЯ ВНЕШНЕГО ПОТЕНЦИАЛА КОЛЬЦА

В рамках поставленной задачи рассмотрим второй вариант, когда потенциал определен на множестве точек главной плоскости *вне кольца* Гаусса. В этом случае, как следует из формул (6), нулю будет равна уже вторая эллипсоидальная координата пробной точки $\mu = 0$, а две другие эллипсоидальные координаты будут связаны соотношениями

$$\begin{gathered}\mu = 0,\\ \lambda + \nu = (x_1 + ea_1)^2 + x_2^2 - a_1^2 - a_2^2,\\ \lambda\nu = a_1^2 a_2^2\left(1 - \frac{(x_1 + ea_1)^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2}\right).\end{gathered} \tag{44}$$

Формулы (11) остаются в силе, только вместо μ теперь стоит λ.

Основная формула для потенциала кольца (4) примет теперь вид

$$\begin{gathered}\varphi_{ring}(x_1, x_2, x_3) = \frac{2Gm}{\pi\sqrt{\lambda - \nu}} \times\\ \times\left\{\mathrm{K}(\tilde{k}) + \frac{ea_1(x_1 + ea_1)}{a_1^2 + \nu}\left[\Pi(n, \tilde{k}) - \mathrm{K}(\tilde{k})\right]\right\},\\ n = \frac{a_1^2 + \nu}{\nu - \lambda}, \quad \tilde{k} = \sqrt{\frac{-\nu}{\lambda - \nu}}.\end{gathered} \tag{45}$$

Разложение потенциала в плоскости кольца Гаусса во *внешней* области также проводим до членов четвертой степени эксцентриситета e^4 включительно. После многих расчетов, в итоге, вместо формулы (12) получим

$$\varphi_{ring}(x_1, x_2) \approx \approx \frac{2Gm}{\pi r}\left(\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_1 e + \bar{\varphi}_2 e^2 + \bar{\varphi}_3 e^3 + \bar{\varphi}_4 e^4\right). \quad (46)$$

Коэффициенты ряда (46) также выражаются в конечном аналитическом виде через эллиптические интегралы первого и второго рода:

$$\bar{k} = \frac{a_1}{r} = \frac{a_1}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2}} \le 1; \quad (47)$$

$$\bar{\varphi}_0 = \mathrm{K}(\bar{k}); \quad (48)$$

$$\bar{\varphi}_1 = \frac{x_1}{a_1}\left(\frac{1-2\bar{k}^2}{1-\bar{k}^2}\mathrm{E}(\bar{k}) - \mathrm{K}(\bar{k})\right); \quad (49)$$

$$\bar{\varphi}_2 = \frac{\bar{k}^2}{2a_1^2}\left\{\left(-\frac{1-7\bar{k}^2+4\bar{k}^4}{(1-\bar{k}^2)^2}x_1^2 + 2\frac{1-2\bar{k}^2}{1-\bar{k}^2}x_2^2\right)\times \times \mathrm{E}(\bar{k}) + \left(\frac{1-2\bar{k}^2}{1-\bar{k}^2}x_1^2 - 2x_2^2\right)\mathrm{K}(\bar{k})\right\}; \quad (50)$$

$$\bar{\varphi}_3 = \frac{\bar{k}^2 x_1}{6\left(1-\bar{k}^2\right)a_1^3}\left\{\frac{2-\bar{k}^2-35\bar{k}^4+42\bar{k}^6-16\bar{k}^8}{(1-\bar{k}^2)^2}x_1^2 - -\left[-\frac{6\bar{k}^2\left(3-13\bar{k}^2+8\bar{k}^4\right)}{1-\bar{k}^2}x_2^2\right]\mathrm{E}(\bar{k}) - -\left[\frac{2\left(1-7\bar{k}^4+4\bar{k}^6\right)}{1-\bar{k}^2}x_1^2 - 6\bar{k}^2\left(3-4\bar{k}^2\right)x_2^2\right]\mathrm{K}(\bar{k})\right\}; \quad (51)$$

$$\bar{\varphi}_4 = \frac{\bar{k}^4}{8\left(1-\bar{k}^2\right)a_1^4}\times\left\{\bar{Q}_K\mathrm{K}(\bar{k}) - \bar{Q}_E\mathrm{E}(\bar{k})\right\},$$

$$\bar{Q}_E = \left[\frac{\left(1+\bar{k}^2-43\bar{k}^4+75\bar{k}^6-58\bar{k}^8+16\bar{k}^{10}\right)}{(1-\bar{k}^2)^3}2x_1^4 - -\frac{\left(2+11\bar{k}^2-99\bar{k}^4+126\bar{k}^6-48\bar{k}^8\right)}{(1-\bar{k}^2)^2}4x_1^2x_2^2 + +\frac{\left(3-13\bar{k}^2+8\bar{k}^4\right)}{1-\bar{k}^2}4x_2^4\right]; \quad (52)$$

$$\bar{Q}_K = \left[\frac{\left(2+3\bar{k}^2-41\bar{k}^4+44\bar{k}^6-16\bar{k}^8\right)}{(1-\bar{k}^2)^2}x_1^4 - -\frac{\left(1+6\bar{k}^2-21\bar{k}^4+12\bar{k}^6\right)}{1-\bar{k}^2}8x_1^2x_2^2 + +4\bar{k}^2\left(3-4\bar{k}^2\right)x_2^4\right].$$

Примечание 2. Коэффициенты (47)–(52) для внешнего потенциала связаны с коэффициентами (33)–(37) преобразованиями (см., например, Сикорский, 2006)

$$\mathrm{K}(k) = \bar{k}\mathrm{K}(\bar{k}); \quad \mathrm{E}(k) = \frac{1}{\bar{k}}\mathrm{E}(\bar{k}) - \left(\frac{1}{\bar{k}} - \bar{k}\right)\mathrm{K}(\bar{k}). \quad (53)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ МЕТОДА КОЛЕЦ ГАУССА К РАСЧЕТУ ЭКВИПОТЕНЦИАЛЕЙ ДЛЯ ОРБИТ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Метод колец Гаусса изначально был предназначен для расчета вековых и долгопериодических возмущений в движении планет и спутников планет. С помощью полученных в этой работе выражений для внутреннего (формулы (33)–(37)) и внешнего (формулы (47)–(52)) потенциалов кольца Гаусса мы рассчитали кривые равного потенциала для орбит планет Солнечной системы. Эти эквипотенциали показаны на рис. 3–5 и 7.

Все необходимые данные об орбитах планет мы взяли из работы (Simon и др., 1994).

Для орбит с наибольшим эксцентриситетом (Меркурий, Марс, Юпитер, Сатурн) характерным является существование такой незамкнутой эквипотенциали, которая начинается и заканчивается в точках самого кольца; внутренняя же часть этой эквипотенциали совпадает со штриховой линией. Отдельно на рис. 6 показаны эквипотенциали для суперпозиции планет-гигантов Юпитера и Сатурна. Очевидно, смещение крестиков в разных направлениях на этом рисунке происходит из-за разной ориентации апсидальных осей орбит Юпитера и Сатурна. В целом, эквипотенциали показывают, каким образом действуют возмущающие силы на малые тела в окрестности орбит планет. Очевидно, что компонента возмущающей силы, касательная к кривой равного потенциала, всегда равна нулю.

ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе поставлена и решена задача о разложении потенциала гравитирующего (или заряженного статическим электрическим зарядом) почти кругового эллиптического кольца Гаусса в ряд по степеням эксцентриситета *e*. Здесь мы ограничились случаем, когда потенциал определен на множестве точек плоскости данного эллиптического кольца. Разложение проведено с точностью до членов e^4 включительно, что потребовало с необходимой точностью рассчитывать

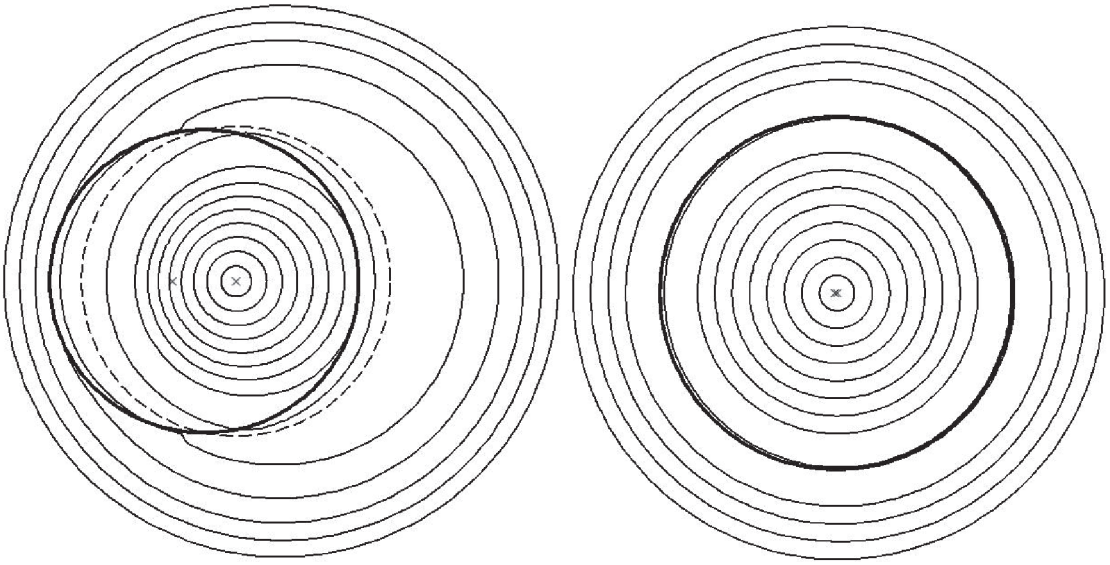


Рис. 3. Эквипотенциали (показаны тонкими серыми линиями) для орбит Меркурия и Венеры (показаны жирными кривыми). Крестиками показаны фокусы эллиптического кольца; для сплюснутой орбиты Меркурия эти фокусы заметно расходятся, для Венеры почти совпадают. Штрихами показана окружность, в точках которой потенциал имеет логарифмическую сингулярность.

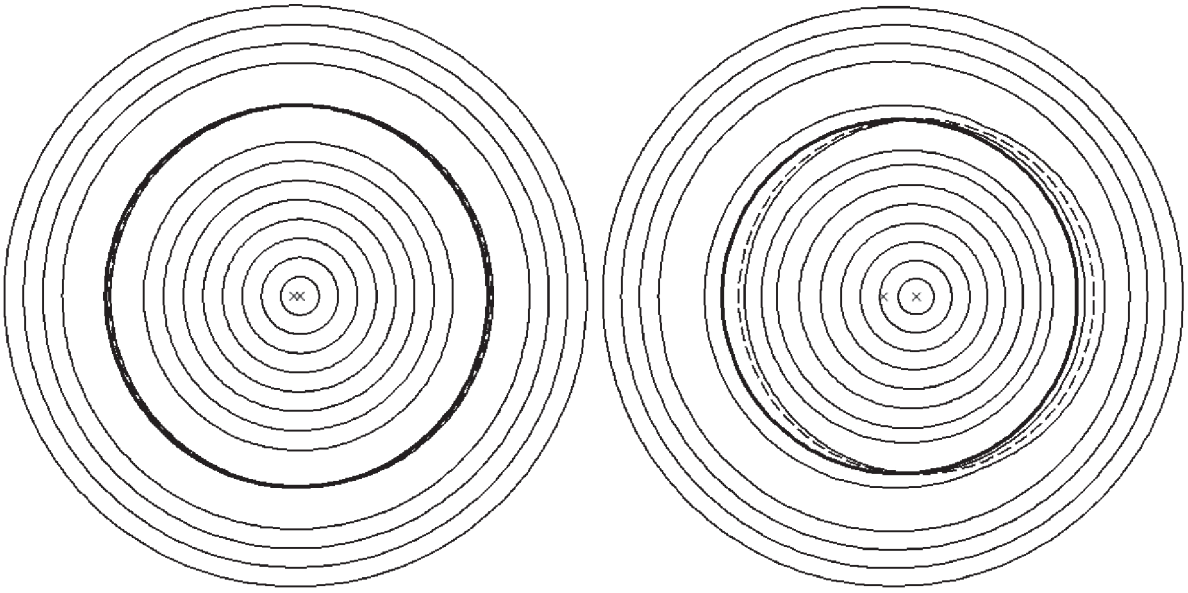


Рис. 4. То же самое, что на рис. 3, но для орбит: Земли (слева) и Марса (справа).

ряды для эллипсоидальных координат пробной точки.

Основной результат работы – получены два комплекта коэффициентов для степенных рядов потенциала внутри и вне кольца, которые выражаются через полные эллиптические интегралы первого и второго рода и, кроме того, через координаты пробной точки. Для контроля этих формул используются преобразования Ландена. Важно подчеркнуть, что трудный для численных расчетов интеграл третьего рода $\Pi(n,k)$, входящий в выражение полного потенциала (4), в коэффициентах найденных рядов отсутствует. Это заметно облегчает практическое использование найденных рядов для изучения орбит реальных небесных тел в Солнечной системе. Отметим, что в си-

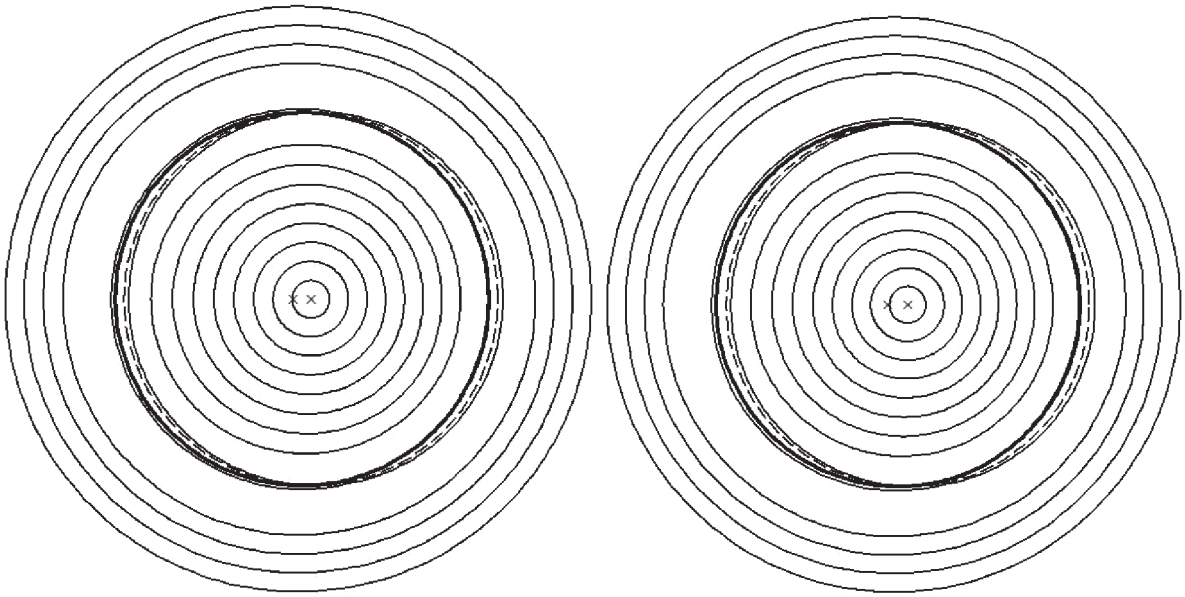


Рис. 5. То же самое, что на рис. 3, но для орбит Юпитера (слева) и Сатурна (справа).

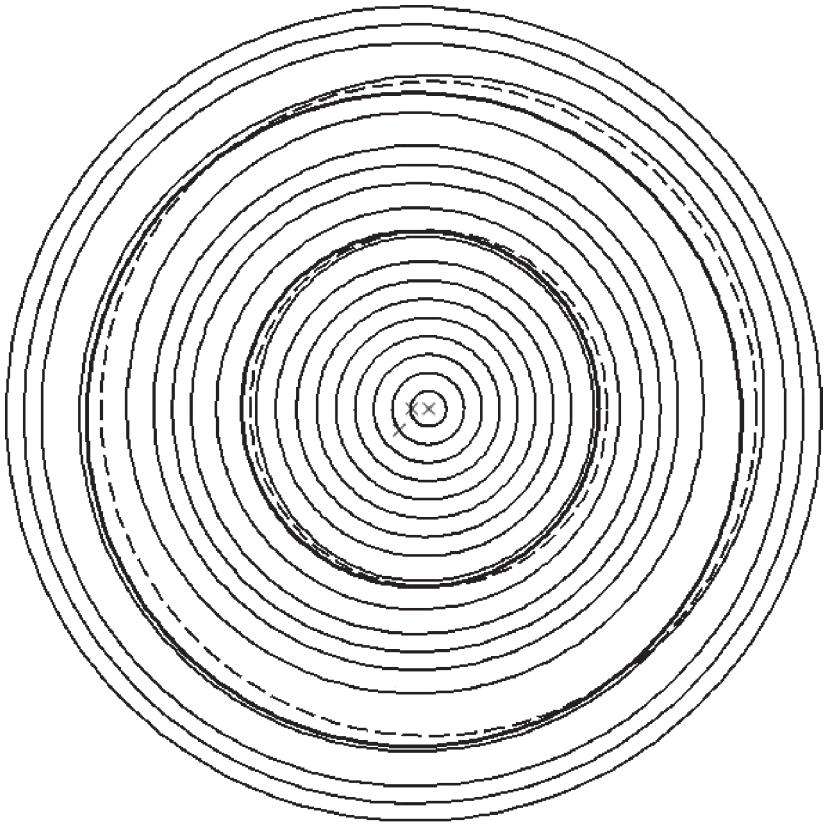


Рис. 6. Эквипотенциали (тонкими серыми линиями) для суперпозиции гравитационных полей колец Гаусса планет (жирными эллипсами) Юпитера и Сатурна. Фокусы (крестики) эллиптических колец расположены на разных направлениях из-за несовпадения линий апсид у орбит планет.

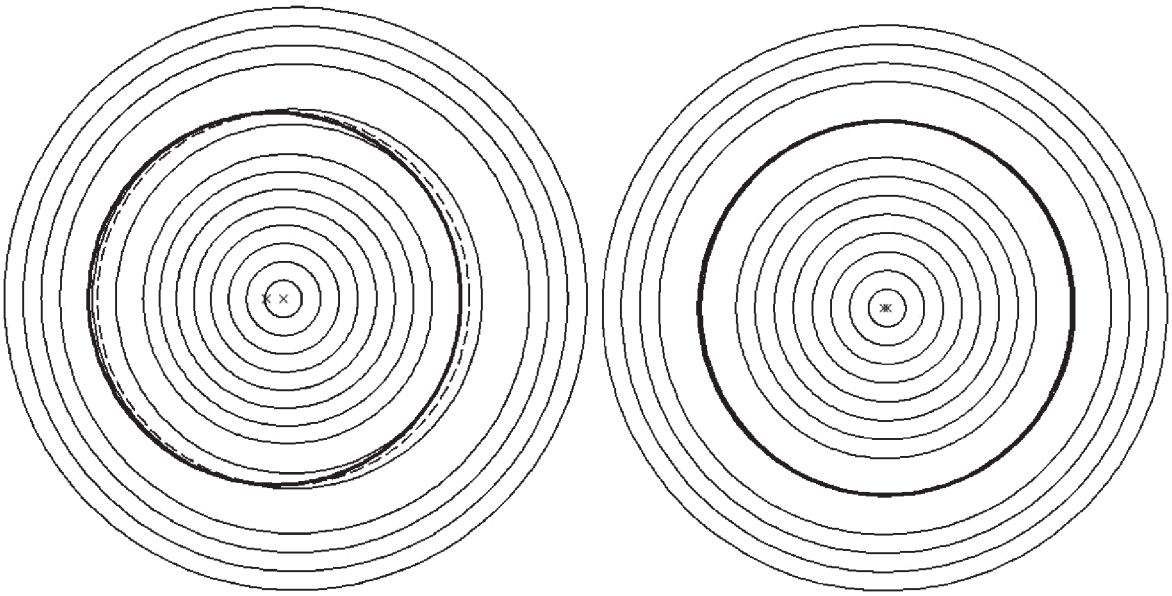


Рис. 7. То же самое, что на рис. 3, но для орбит Урана (слева) и Нептуна (справа).

лу геометрической асимметрии в распределении плотности вещества на кольце Гаусса, все нечетные коэффициенты для внутреннего (φ_1 из (34) и φ_3 из (36)), и для внешнего (φ_1 из (49) и φ_3 из (51)) потенциалов пропорциональны координате x_1 в первой степени.

Пример теоретического применения потенциала кольца в виде степенного ряда был дан в работе (Кондратьев, Корноухов, 2020), где было найдено выражение взаимной энергии двух гравитирующих колец Гаусса. Применение взаимной энергии колец облегчает трудные расчеты при нахождении вековых возмущений в небесной механике.

Расчет по полученным формулам эквипотенциалей для колец, соответствующих орбитам планет Солнечной системы, показывает ориентацию возмущающей силы, действующей на малые небесные малые тела в окрестности орбит планет. В частности, по рисункам эквипотенциалей видно, что из двух компонент возмущающей силы надо учитывать только нормальную к этим кривым компоненту возмущающей силы, так как касательная компонента заведомо должна быть равна нулю. Отдельно на рис. 6 был сделан расчет эквипотенциалей для суперпозиции колец Гаусса планет-гигантов Юпитера и Сатурна.

Конфликта интересов у авторов нет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Антонов В.А., Никифоров И.И., Холшевников К.В. Элементы теории гравитационного потенциала и некоторые случаи его явного выражения. СПб.: СПбГУ, 2008. 207 с.

Вашковьяк М.А. Эволюция орбит в плоской ограниченной эллиптической двукратно осредненной задаче трех тел // Космич. исслед. 1982. Т. 20. Вып. 3. С. 332. (*Vashkov'yak M.A.* Orbit Evolution in Flat Constrain Ellipsoid Binary Averaged Three Body Problem // Kosm. Issl. 1982. V. 20. № 3. P. 332.)

Вашковьяк М.А., Вашковьяк С.Н. Силовая функция слабоэллиптического материального гауссова кольца и ее обобщение на почти компланарную систему колец // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 1. С. 69–77. (*Vashkovyak M.A., Vashkovyak S.N.* Force function of a slightly elliptical Gaussian ring and its generalization to a nearly coplanar system of rings // Sol. Syst. Res. 2012 .V. 46. № 5. P. 352–362.) https://doi.org/10.1134/S0038094611060098

Дубошин Г.Н. Теория притяжения. М.: Наука, 1961. 288 с.

Кондратьев Б.П. Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. М.: Мир, 2007. 512 с.

Кондратьев Б.П., Дубровский А.С., Трубицына Н.Г., Мухаметшина Э.Ш. Разложение потенциала однородного кругового тора в ряд Лапласа // Журн. техн. физ. 2009. Т. 78. № 2. С. 17–21. (*Kondratyev B.P., Dubrovsky A.S., Trubitsyna N.G., Mukhametshina E.Sh.* // Technical Physics, 2009. V. 54. № 2. P. 176–181.) https://doi.org/10.1134/S1063784209020042

Кондратьев Б.П. Потенциал кольца Гаусса. Новый подход // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 5. С. 380–391. (*Kondratyev B.P.* Potential of a Gaussian ring. A new approach // Sol. Syst. Res. 2012 . V. 46. № 5. P. 352–362.)

Кондратьев Б.П., Корноухов В.С. Взаимная гравитационная энергия колец Гаусса и проблема возмуще-

ний в небесной механике // Астрон. журн. 2020. Т. 97. № 5. С. 408–420. (*Kondratyev B.P., Kornoukhov V.S.* Mutual Gravitational Energy of Gaussian Rings and the Problem of Perturbations in Celestial Mechanics // Astron. Rep. 2020. V. 64. № 5. P. 434–446. https://doi.org/10.1134/S1063772920060037). https://doi.org/10.31857/S0004629920060031

Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. Т. 1. М.: Физматлит, 2008. 632 с.

Сикорский Ю.С. Элементы теории эллиптических функций: С приложениями к механике. М.: КомКнига, 2006. 368 с.

Субботин М.Ф. Введение в теоретическую астрономию. М.: Наука, 1968. 800 с.

Simon J.L., Bretagnon P., Chapront J., Chapront-Touze M., Francou G., Laskar J. Numerical expressions for precession formulae and mean elements for the Moon and the planets // Astron. and Astrophys. 1994. V. 282. № 2. P. 663–683.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 359–367

УДК 521.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ОРБИТЫ. ПОИСК РЕШЕНИЯ В МЕТОДЕ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

© 2021 г. В. Б. Кузнецов*

Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

**E-mail: vb.kuznetsov@iaaras.ru*

Поступила в редакцию 06.11.2020 г.
После доработки 23.12.2020 г.
Принята к публикации 04.01.2021 г.

Предложен алгоритм поиска решения при определении предварительной параболической орбиты, с помощью предлагаемого автором метода, основанного на решении системы алгебраических уравнений для двух безразмерных переменных. Решения системы находятся посредством поиска минимумов целевой функции методом Нелдера–Мида по симплексу. В качестве примера приведены результаты определения орбиты кометы 153P/Ikeya–Zhang.

Ключевые слова: параболическая орбита, метод Нелдера–Мида, алгебраические уравнения

DOI: 10.31857/S0320930X21030038

ВВЕДЕНИЕ

В работе (Кузнецов, 2016) для определения предварительной параболической орбиты по трем наблюдениям, в моменты времени t_1, t_2 и t_3, был предложен метод алгебраических уравнений, восходящий к Лагранжу (Lagrange, 1778) и Субботину (Субботин, 1933), который позволил отказаться от линейных ограничений метода Ольберса и строго описать задачу. Для орбит, находящихся вне плоскости эклиптики, была получена система из двух алгебраических уравнений для двух неизвестных и поставлена задача поиска эффективного алгоритма для ее решения. Была произведена оценка максимального числа возможных решений и согласно теореме Бернштейна (Бернштейн, 1975) показано, что оно не может превосходить 1152. Данная статья является продолжением этой работы.

Кратко напомним суть предложенного метода. Параболические орбиты представляют собой предельный (граничный) случай для эллиптического и гиперболического движения. Поэтому определение предварительной параболической орбиты, с приемлемой точностью возможно для долгопериодических комет, движущихся по близпараболическим орбитам с эксцентриситетом $e > 0.99$. Обозначим через $\mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_2$ и $\mathbf{r}_3$ – радиус-векторы орбиты наблюдаемого тела в соответствующие моменты времени. Тогда уравнения для гелиоцентрических радиус-векторов будут иметь следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \mathbf{e}_1\rho_1 - \mathbf{R}_1 \\ \mathbf{r}_2 &= \mathbf{e}_2\rho_2 - \mathbf{R}_2 \\ \mathbf{r}_3 &= \mathbf{e}_3\rho_3 - \mathbf{R}_3 \end{aligned}\right\}, \tag{1}$$

где $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ и $\mathbf{e}_3$ – единичные векторы наблюденного направления на объект (известны из угловых наблюдений в соответствующие моменты времени), $\mathbf{R}_1$, $\mathbf{R}_2$ и $\mathbf{R}_3$ – векторы положения Солнца относительно топоцентра (также считаются известными). Таким образом, неизвестными остаются только три топоцентрических расстояния между наблюдателем и кометой: ρ_1, ρ_2 и ρ_3. Определение орбиты в некомпланарном случае сводится к решению системы двух уравнений относительно трех топоцентрических расстояний до кометы. Она была получена в предыдущей работе (Кузнецов, 2016) в виде системы уравнений (11). С учетом орбитальных дуг $>\pi$ и после несложных преобразований она приводится к виду:

$$f_1 = \left.\begin{aligned} &\sqrt{r_1 \mp \sqrt{2(r_1r_2 + \mathbf{r}_1\mathbf{r}_2)} + r_2}\left[\sqrt{r_1r_2 + \mathbf{r}_1\mathbf{r}_2} + \frac{\sqrt{2}}{3}\left(r_1 \mp \sqrt{2(r_1r_2 + \mathbf{r}_1\mathbf{r}_2)}\right) + r_2)\right] - \tau_{21} - kL(\rho_1 - \rho_2) = 0, \\ &f_2 = \sqrt{r_2 \mp \sqrt{2(r_2r_3 + \mathbf{r}_2\mathbf{r}_3)} + r_3}\left[\sqrt{r_2r_3 + \mathbf{r}_2\mathbf{r}_3} + \frac{\sqrt{2}}{3}\left(r_2 \mp \sqrt{2(r_2r_3 + \mathbf{r}_2\mathbf{r}_3)}\right) + r_2)\right] - \tau_{32} - kL(\rho_2 - \rho_3) = 0, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где $\tau_{21} = k(t_2 - t_1)$, $\tau_{32} = k(t_3 - t_2)$, $k = 0.01720209895$ – постоянная Гаусса, $L = 0.00576832$ [сут/(а. е.)] – аберрационная постоянная. В "∓" верхний знак соответствует углу между векторами $<\pi$, а нижний $>\pi$. Стоит отметить, что в (2) только один из двух углов между векторами может быть $>\pi$ и, следовательно, система уравнений (2) имеет три возможных варианта представления. Система уравнений строго соответствует движению по параболе и, как уже отмечалось выше, может быть применима к близпараболическим орбитам ($e > 0.99$). В силу того, что искомая орбита плоская, радиус-векторы (1) связаны между собой уравнением компланарности:

$$\mathbf{r}_1(\mathbf{r}_2 \times \mathbf{r}_3) = 0. \tag{3}$$

Уравнение (3) позволяет выразить одно из топоцентрических расстояний через два других. Выразим $\rho_2 \geq 0$ через ρ_1 и ρ_3:

$$\rho_2 = -\frac{\mathbf{e}_1(\mathbf{e}_3 \times \mathbf{R}_2)\rho_1\rho_3 + \mathbf{e}_1(\mathbf{R}_2 \times \mathbf{R}_3)\rho_1 - \mathbf{R}_1(\mathbf{e}_3 \times \mathbf{R}_2)\rho_3 - \mathbf{R}_1(\mathbf{R}_2 \times \mathbf{R}_3)}{\mathbf{e}_1(\mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3)\rho_1\rho_3 - \mathbf{e}_1(\mathbf{e}_2 \times \mathbf{R}_3)\rho_1 - \mathbf{R}_1(\mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3)\rho_3 + \mathbf{R}_1(\mathbf{e}_2 \times \mathbf{R}_3)} \geq 0. \tag{4}$$

Система уравнений (2) зависит от трех переменных: ρ_1, ρ_2 и ρ_3. Если мы подставим (4) в (2), то получим систему из двух алгебраических уравнений относительно двух неизвестных ρ_1 и ρ_3. При этом в виду нелинейности системы (2), возможно появление нескольких решений.

Целью настоящей работы является построение алгоритма численного решения системы уравнений, с нахождением всех возможных орбит.

ПЕРЕХОД К НОВЫМ ПЕРЕМЕННЫМ

Топоцентрические расстояния ρ_1 и ρ_3 могут принимать только положительные значения. Таким образом, область искомых решений представляет собой открытый квадрант, который нужно ограничить максимальными значениями. Для этого в работе (Кузнецов, 2019) предлагалось перейти к нормированным безразмерным переменным. Рассмотрим единичный вектор $\mathbf{N} = (N_x, N_y, N_z)$, представляющий собой вектор нормали к плоскости искомой орбиты. Для удобства связи $\mathbf{N}$ с элементами орбиты выберем эклиптическую систему координат. Выразим ρ_i ($i = 1, 2, 3$) через $\mathbf{N}$. Если уравнения (1) скалярно умножить на $\mathbf{N}$, то получим выражения для ρ_i (Sarnecki, 1997):

$$\rho_i = \frac{\mathbf{N}\mathbf{R}_i}{\mathbf{N}\mathbf{e}_i}. \tag{5}$$

Условие единичности $\mathbf{N}$ можно определить так:

$$N_x^2 + N_y^2 + N_z^2 = 1. \tag{6}$$

Теперь мы можем подставить (5) во все уравнения для некомпланарных орбит. Получаем аналог (2) с ограничением (6) и безразмерными неизвестными $\{N_x, N_y, N_z\}$:

$$\left.\begin{aligned} f_1(\mathbf{N}) = 0, \\ f_2(\mathbf{N}) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Область решения ограничивается поверхностью единичной сферы. Точки пересечения f_1 и f_2 являются возможными направлениями $\mathbf{N}$. Так как кривые (7) симметричны относительно плоскости эклиптики, то можно выбрать одну из полусфер с прямым или обратным орбитальным движением. Тогда условие (6) можно записать как:

$$N_z = \sqrt{1 - N_x^2 - N_y^2} \tag{8}$$

и отобразить область решения единичной сферы на единичную область круга эклиптики. Таким образом, мы вернулись к двумерному случаю с неизвестными N_x и N_y. Дополнительным достоинством новых переменных является то, что они напрямую не связаны с конкретными наблюдениями и их числом, а это упрощает работу по созданию целевой функции. Из единичного круга следует исключить области с отрицательными топоцентрическими расстояниями и параметром орбиты p. Введение таких ограничений позволяет сузить поиск решения со всего единичного круга до его отдельных областей.

Мы свели задачу к поиску решения в единичном круге. Однако круг не очень удобен для разбиения и плотного покрытия простыми геометрическими фигурами, например, треугольниками. Для триангуляции больше подходит квадрат, описывающий данный круг, т.е. имеющий единичную длину полу стороны. Отображение круга единичного радиуса на соответствующий квадрат осуществляется по следующим формулам (Fong, 2014):

$$\left.\begin{aligned} N_x &= N_{xs}\sqrt{1 - 0.5N_{ys}^2}, \\ N_y &= N_{ys}\sqrt{1 - 0.5N_{xs}^2}, \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

где N_{xs} и N_{ys} – координаты, соответствующие квадрату.

ПОРЯДОК ПОЛОЖЕНИЙ ОБЪЕКТА НА ОРБИТЕ

При решении, как правило, не учитывается порядок точек пересечения лучей зрения (наблюдений) с орбитой. Отсюда, возможно появление решений, для которых порядок соответствующих точек орбиты не соответствует хронологическому. Для их контроля можно воспользоваться следующими условиями:

$$0.99999 \le \left|\frac{\Delta\theta_{31}}{\Delta\theta_{21} + \Delta\theta_{32}}\right| \le 1.00001, \qquad (10)$$

где $\Delta\theta_{ij}$ величины углов (в радианах) между $\mathbf{r}_i$ и $\mathbf{r}_j$.

ОСОБЫЕ ТОЧКИ В ОБЛАСТИ ПОИСКА

Как и в случае топоцентрических расстояний $\{\rho_1, \rho_3\}$, так и для безразмерных переменных $\{N_{xs}, N_{ys}\}$ существуют особые точки, в которых либо ρ_2 из (4), либо все ρ_i из (5) становятся неопределенными. В зависимости от того, обращается числитель или знаменатель в ноль, значение соответствующего топоцентрического расстояния может стать либо бесконечно малым, либо бесконечно большим. Если же и числитель и знаменатель равны нулю, то топоцентрическое расстояние не определено. К тому же, положительность расстояний требует одного знака для числителя и знаменателя. Три уравнения (5) задают сетку из шести кривых, попарное пересечение которых задает границы областей, в которых может быть определено искомое решение. Знание координат точек пересечения кривых, определяемых числителями и знаменателями (5) позволяет определить наименьший масштаб триангуляции. Уравнения в "квадратных" координатах будут иметь следующий вид ($i, j = 1, 2, 3$):

$$\left.\begin{aligned} f_{\text{числ}_i} &= X_i N_{xs}\sqrt{1-0.5N_{ys}^2} + Y_i N_{ys}\sqrt{1-0.5N_{xs}^2} + Z_i\sqrt{1-N_{xs}^2-N_{ys}^2+N_{xs}^2N_{ys}^2} = 0, \\ f_{\text{знам}_j} &= e_{jx} N_{xs}\sqrt{1-0.5N_{ys}^2} + e_{jy} N_{ys}\sqrt{1-0.5N_{xs}^2} + e_{jz}\sqrt{1-N_{xs}^2-N_{ys}^2+N_{xs}^2N_{ys}^2} = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

где $\mathbf{R}_i = (X_i, Y_i, Z_i)$ – эклиптические векторы положения Солнца относительно топоцентра, $\mathbf{e}_j = (e_{jx}, e_{jy}, e_{jz})$ – единичные эклиптические векторы наблюденного направления на объект.

Система (11) нелинейная и для поиска ее решения удобно применить метод продолжения решения по параметру с наилучшей параметризацией (Шалашилин, 1999). Идея метода заключается в следующем: пусть $H(x(\mu)) = 0$ – уравнение, которое мы хотим решить, а μ – некий параметр. Пусть для некоторого значения $\mu = \mu_0$ известно решение $x_{(0)}$, т.е. $H(x_{(0)}(\mu_0)) = 0$ и в этой точке выполняется теорема о неявной функции. Тогда рассмотрим глобальную гомотопию:

$$G(x,\mu) = H(x) - \mu H(x_0) = 0, \qquad (12)$$

где $\mu \in [0,1]$ и x_0 – начальное приближение ($x_0 = 0$).

• Если $\mu = 0$, тогда $G(x,0) = H(x) = 0$ – исходное уравнение.

• Если $\mu = 1$, тогда $G(x,1) = H(x) - H(x_0) = 0$ и $x = x_0$, т.е. получаем известное решение.

Введем новый параметр $s \in [0, L]$, $L = \text{const}$:

$$(ds)^2 = (dx)^2 + (d\mu)^2, \qquad (13)$$

где s – длина дуги кривой множества решений (12). Параметр s – наилучший для поиска решения. Тогда уравнение (12) можно записать как:

$$G(x(s),\mu(s)) = H(x(s)) - \mu(s)H(x_0) = 0. \qquad (14)$$

Рассмотрим задачу Коши в начальной точке x_0:

$$\frac{\partial H}{\partial x}\frac{dx}{ds} - H(x_0)\frac{d\mu}{ds} = 0. \qquad (15)$$

Ее можно привести к нормальной системе из двух обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ):

$$\frac{dx}{ds} = H(x_0)\left[\frac{\partial H}{\partial x}\right]^{-1}\frac{d\mu}{ds}, \quad \frac{d\mu}{ds} = \sqrt{1-\frac{(dx)^2}{(ds)^2}}. \qquad (16)$$

Следует интегрировать систему (13) в направлении роста параметра s, пока не будет достигнуто $\mu = 0$. Это будет первое решение. Интегрируя дальше, до заданного L, мы найдем остальные решения (если они существуют).

Применим эту методику для уравнений (11) и примем $\mathbf{x} = \{N_{xs}, N_{ys}\}$. Тогда мы получим систему ОДУ (16) в виде ($i, j = 1, 2, 3$):

$$\left.\begin{aligned}
\frac{dN_{xs}}{ds} &= \left(\mathbf{R}_i \times \mathbf{e}_j\right)_x \sqrt{1-0.5N_{xs}^2} + \frac{0.5\left(\mathbf{R}_i \times \mathbf{e}_j\right)_y N_{xs}N_{ys}}{\sqrt{1-0.5N_{ys}^2}},\\
\frac{dN_{ys}}{ds} &= \left(\mathbf{R}_i \times \mathbf{e}_j\right)_y \sqrt{1-0.5N_{ys}^2} + \frac{0.5\left(\mathbf{R}_i \times \mathbf{e}_j\right)_x N_{xs}N_{ys}}{\sqrt{1-0.5N_{xs}^2}},\\
\frac{d\nu}{ds} &= -\frac{\left(1-0.5\left(N_{xs}^2+N_{ys}^2\right)\right)\left[\left(\mathbf{R}_i \times \mathbf{e}_j\right)\mathbf{N}\right]}{\sqrt{\left(1-0.5N_{xs}^2\right)\left(1-0.5N_{ys}^2\right)\left(N_{xs}^2-1\right)\left(N_{ys}^2-1\right)}},
\end{aligned}\right\} \tag{17}$$

где в третьем уравнении в квадратных скобках представлено смешанное произведение векторов в эклиптической системе координат, а в первых двух уравнениях нижние индексы у векторного произведения обозначают соответствующие компоненты. Решение системы (17) даст нам до девяти точек, минимальные и максимальные координаты которых позволят нам ограничить на нашем квадрате прямоугольную область с возможно наиболее плотным расположением искомых решений системы (7).

ТРИАНГУЛЯЦИЯ ОБЛАСТИ ПОИСКА РЕШЕНИЯ

Решение системы (7) предлагается искать в виде минимума целевой функции

$$f_{\text{goal}}\left(\mathbf{N}\right) = f_1^2\left(\mathbf{N}\right) + f_2^2\left(\mathbf{N}\right). \tag{18}$$

Причем поиск основывается на использовании триангуляции, т.е. на разбиении области возможных решений на непересекающиеся треугольники (Самотохин, 2014). Эти треугольники необходимы как начальное приближение для переменных симплексов – подвижных треугольников, по которым производится поиск минимума целевой функции методом Нелдера–Мида (Химмельблау, 1975).

Вся максимально-возможная область решений представляет собой квадрат с полустороной единичной длины. В качестве базовой триангуляции разобьем этот квадрат на 64 “малых квадрата”, каждый с длиной стороны равной 0.25. Затем каждый из этих “малых квадратов” разобьем на четыре равных треугольника с общей вершиной в центре (рис. 1).

Этими равнобедренными треугольниками, с длиной основания 0.25, мы заполняем всю область, для которой хотя бы одна из вершин треугольника удовлетворяет условию положительности трех уравнений (5). Исключением является “область особых точек” (описанная в предыдущем разделе). Она увеличивается во все стороны, до совпадения с границами ближайшего “малого квадрата” и получает вид прямоугольника с длиной сторон кратной 0.25. Далее мы разбиваем эту область на квадраты в четыре раза меньшего размера, т.е. с длиной стороны 0.0625. Затем мы разбиваем полученные “малые квадраты” на треугольники с общей вершиной в центре. Для них также выполняется проверка того, что хотя бы для одной из вершин все $\rho_i > 0$ ($i = 1, 2, 3$) и условие (10).

Таким образом, мы заполняем всю область возможных решений треугольниками двух видов. Они упорядочены в последовательность по мере построчного заполнения с левого нижнего угла “большого квадрата” до правого верхнего угла. Порядок внутри “малого квадрата” показан на рис. 1. За “большими треугольниками” в последовательности по тому же правилу идут “малые”.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАНГОВ ТРЕУГОЛЬНИКОВ

Полученное множество из нескольких сотен треугольников, с точки зрения перспективы поиска решений, можно разделить на несколько классов. В работе Самотохина и Хуторовского (Самотохин, 2014) вводится понятие ранга треугольника. Авторы предлагают произвести линейную интерполяцию возможного решения по значениям функций f_1 и f_2 в вершинах треугольника, обозначим их как $f_{1(i)}$ и $f_{2(i)}$ ($i = 1, 2, 3$). Тогда координаты точки линейной интерполяции ($N_{xs(0)}$, $N_{ys(0)}$) можно выразить так:

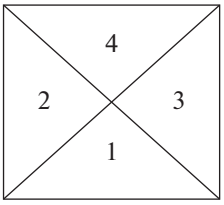


Рис. 1. Разбиение “малого квадрата” на треугольники.

$$\left.\begin{aligned} N_{xs(0)} &= N_{xs(1)} + \xi\left(N_{xs(2)} - N_{xs(1)}\right) + \zeta\left(N_{xs(3)} - N_{xs(1)}\right), \\ N_{ys(0)} &= N_{ys(1)} + \xi\left(N_{ys(2)} - N_{ys(1)}\right) + \zeta\left(N_{ys(3)} - N_{ys(1)}\right), \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

где $(N_{xs(i)}, N_{ys(i)})$ $(i = 1, 2, 3)$ – координаты соответствующих вершин,

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \frac{f_{2(1)}f_{1(3)} - f_{1(1)}f_{2(3)}}{f_{1(2)}f_{2(3)} - f_{1(1)}f_{2(3)} - f_{1(2)}f_{2(1)} - f_{1(3)}f_{2(2)} + f_{1(3)}f_{2(1)} + f_{1(1)}f_{2(2)}}, \\ \zeta &= \frac{f_{1(1)}f_{2(2)} - f_{2(1)}f_{1(2)}}{f_{1(2)}f_{2(3)} - f_{1(1)}f_{2(3)} - f_{1(2)}f_{2(1)} - f_{1(3)}f_{2(2)} + f_{1(3)}f_{2(1)} + f_{1(1)}f_{2(2)}}. \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

Точка $(N_{xs(0)}, N_{ys(0)})$ будет внутри треугольника при выполнении следующих условий:

$$\xi > 0, \quad \zeta > 0, \quad \xi + \zeta < 1. \tag{21}$$

Указанная интерполяция является обобщением метода хорд для решения нелинейного уравнения от одной переменной. При этом необходимо учесть, что подобная линеаризация при выполнении (21) не гарантирует существование реального решения внутри треугольника. Здесь условия (7) соответствуют двум прямым линиям – линиям нулевого уровня, пересекающимся в точке $(N_{xs(0)}, N_{ys(0)})$.

Опишем возможные ранги треугольников:

• 0 – ни одна из линий нулевого уровня не пересекает ни одной из сторон треугольника (значения f_1 и f_2 для всех вершин имеют один знак);

• 1 – только одна из линий нулевого уровня имеет пересечения со сторонами треугольника (значения либо f_1, либо f_2 имеют разные знаки для разных вершин);

• 2 – обе линии нулевого уровня пересекают стороны треугольника, но точка $(N_{xs(0)}, N_{ys(0)})$ находится вне треугольника (значения f_1 и f_2 имеют разные знаки для разных вершин, но условия (21) не выполняются);

• 3 – точка $(N_{xs(0)}, N_{ys(0)})$ лежит внутри треугольника, но одна из сторон треугольника не пересекается ни одной из линий нулевого уровня (условия (21) выполняются, но суммы знаков произведений значений f_1 и f_2 для вершин каждой из сторон нигде не равны нулю);

• 4 – точка $(N_{xs(0)}, N_{ys(0)})$ лежит внутри треугольника и все три стороны треугольника пересекаются с линиями нулевого уровня (условия (21) выполняются и есть стороны, для которых суммы знаков произведений значений f_1 и f_2 для их вершин равны нулю).

Подобное ранжирование удобно для уменьшения объема вычислений. При наличии треугольников с рангом 4 и 3, поиск решения следует начать с них. Затем, при отсутствии результата или для проверки его полноты, следует перейти к треугольникам с рангом 2. Обычно этого достаточно для нахождения всех приемлемых решений. К треугольникам с рангом 1, следует обращаться только в случае отсутствия решений, для того, чтобы в этом окончательно убедиться.

МЕТОД НЕЛДЕРА–МИДА

После того, как произведено ранжирование треугольников, можно переходить к поиску решений. Для этого хорошо подходит метод Нелдера–Мида. Этот итерационный метод относится к безградиентным, т.е. не использующим производные. В нем только производится оценка значений целевой функции в вершинах деформируемого на каждой итерации треугольника. Описание алгоритма и текст программы на языке фортран представлены в (Потемкин, 2005; Арушанян, 2006).

В качестве нулевого приближения рассматривается равнобедренный треугольник из раздела “Особые точки...”. После оценки целевой функции во всех вершинах симплекса находим точку (1) с максимальным значением $f_{\text{goal}}(\mathbf{N}_{(1)})$ и точку (3) с минимальным $f_{\text{goal}}(\mathbf{N}_{(3)})$. Далее, по двум оставшимся вершинам (2) и (3) строим “центр тяжести” – точку (0):

$$\mathbf{N}_{(0)} = \frac{1}{2}\sum_{i=2}^{3}\mathbf{N}_{(i)}. \tag{22}$$

Поиск новой вершины производится вдоль прямой (1)–(0). Сначала производится операция “отражение”: находим отражение точки (1) относительно точки (0):

$$\mathbf{N}_{(4)} = \mathbf{N}_{(0)} + \alpha\left(\mathbf{N}_{(0)} - \mathbf{N}_{(1)}\right), \tag{23}$$

Таблица 1. Наблюдения кометы 153P/Ikeya–Zhang

t (UT) (год, месяц, день)	α (2000) (час, мин, с)	δ (2000) (град, мин, с)	Обсерватория
2002 02 01.81453	00 09 37.57	–17 26 56.5	Observatorio Astronomico de Mallorca
2002 02 15.76432	00 34 42.49	–09 42 21.3	Observatorio Astronomico de Mallorca
2002 03 01.02934	01 01 31.86	+00 06 55.5	Cordell-Lorenz Observatory, Sewanee

Здесь: t – всемирное время (год, месяц, день); α – прямое восхождение (часы, минуты, секунды) и δ – склонение кометы (градусы, минуты, секунды), представленные в экваториальной системе координат, отнесенные к экватору на эпоху J2000.0.

где $\alpha > 0$ – коэффициент отражения.

Если $f(\mathbf{N}_{(4)}) \le f(\mathbf{N}_{(3)})$, то вектор $\mathbf{N}_{(4)}$–$\mathbf{N}_{(0)}$ растягивается в соответствии с соотношением:

$$\mathbf{N}_{(5)} = \mathbf{N}_{(0)} + \gamma\left(\mathbf{N}_{(4)} - \mathbf{N}_{(0)}\right), \tag{24}$$

где $\gamma > 1$ – коэффициент растяжения. Если $f(\mathbf{N}_{(5)}) < f(\mathbf{N}_{(3)})$, то $\mathbf{N}_{(1)}$ заменяем на $\mathbf{N}_{(5)}$, в противном случае, $\mathbf{N}_{(1)}$ заменяем на $\mathbf{N}_{(4)}$. Затем, начинаем следующую итерацию с операции “отражение”.

Если $f(\mathbf{N}_{(4)}) > f(\mathbf{N}_{(i)})$, для всех $i \ne 1$, то вектор $\mathbf{N}_{(1)}$–$\mathbf{N}_{(0)}$ растягивается в соответствии с соотношением:

$$\mathbf{N}_{(6)} = \mathbf{N}_{(0)} + \beta\left(\mathbf{N}_{(1)} - \mathbf{N}_{(0)}\right), \tag{25}$$

где $0 < \beta < 1$ – коэффициент сжатия. Заменяем $\mathbf{N}_{(1)}$ на $\mathbf{N}_{(6)}$ затем, начинаем следующую итерацию с операции “отражение”.

Если $f(\mathbf{N}_{(4)}) > f(\mathbf{N}_{(1)})$, то для всех $i \ne 3$ векторы $\mathbf{N}_{(i)}$–$\mathbf{N}_{(3)}$ уменьшаются в два раза в соответствии с формулой:

$$\mathbf{N}_{(i)} = \mathbf{N}_{(3)} + 0.5\left(\mathbf{N}_{(i)} - \mathbf{N}_{(3)}\right), \ i = 1,\ 2. \tag{26}$$

Затем начинаем следующую итерацию с операции “отражение”.

Критерий окончания итерационного процесса состоит в проверке условия:

$$\sqrt{\frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3}\left[f\left(\mathbf{N}_{(i)}\right) - f\left(\mathbf{N}_{(0)}\right)\right]^2} \le \varepsilon, \tag{27}$$

где ε – произвольное малое число.

ПОИСК РЕШЕНИЙ И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Как было описано в разделе “Определение рангов...”, поиск решений осуществляется по всем треугольникам с рангами 4 и 3, если таковые имеются и 2, если в этом есть необходимость. Полученные решения необходимо попарно сравнить и отбросить кратные. Условием кратности будет расстояние между точками меньше заданного малого числа. Затем мы переводим координаты $\mathbf{N}$ в квадрате на координаты на круге (9) и от эклиптических координат переходим к экваториальным $\mathbf{N}^{eqv} = \left\{N_x^{eqv}, N_y^{eqv}, N_z^{eqv}\right\}$:

$$\left.\begin{aligned} N_x^{eqv} &= N_x, \\ N_y^{eqv} &= N_y\cos\psi - N_z\sin\psi, \\ N_z^{eqv} &= N_y\sin\psi + N_z\cos\psi, \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

где ψ – угол наклона экватора к эклиптике. Подставляя $\mathbf{N}^{eqv}$ в (5), получим значения трех топоцентрических расстояний ρ_i ($i = 1, 2, 3$). После их подстановки в (1) определим векторы гелиоцентрического положения для трех моментов времени. С этими данными, по $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_3$ можно вычислить параболические орбиты для всех найденных решений (Дубошин, 1976). Представление наблюдений наилучшим образом (значения “O–C”) позволит выбрать искомое решение.

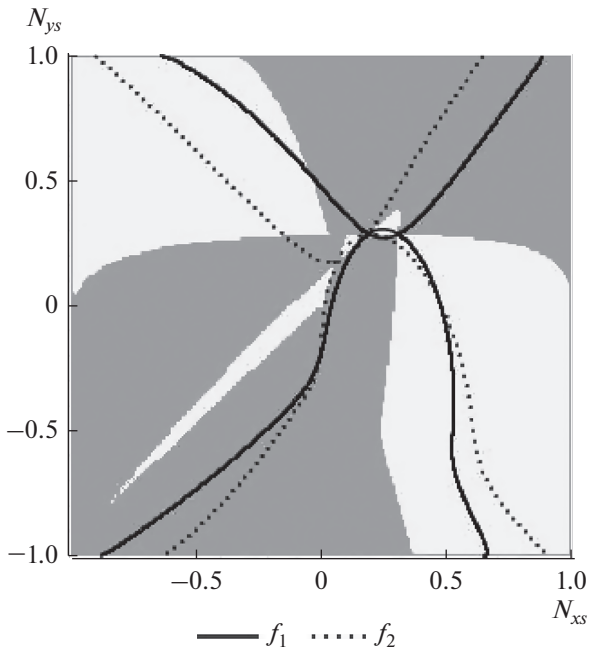


Рис. 2. Графики уравнений (7) для кометы Ikeya–Zhang. Общий вид.

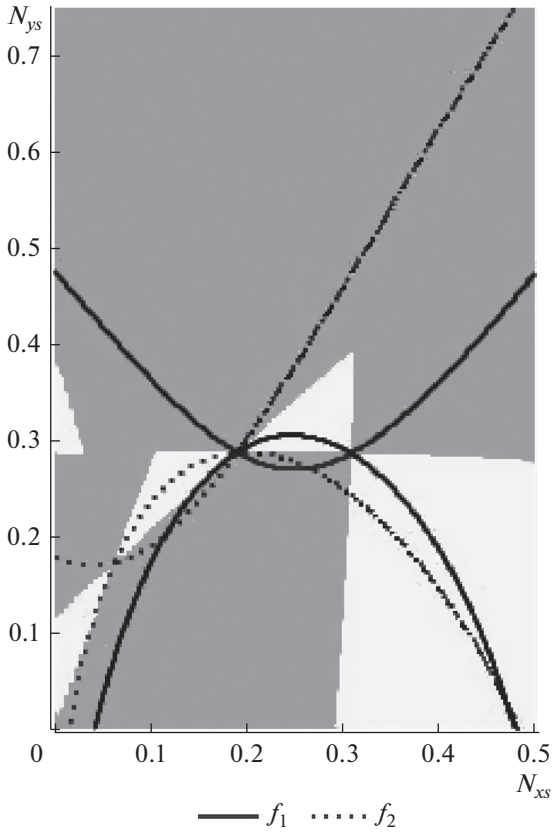


Рис. 3. Окрестности точек пересечения кривых (11) для кометы Ikeya–Zhang.

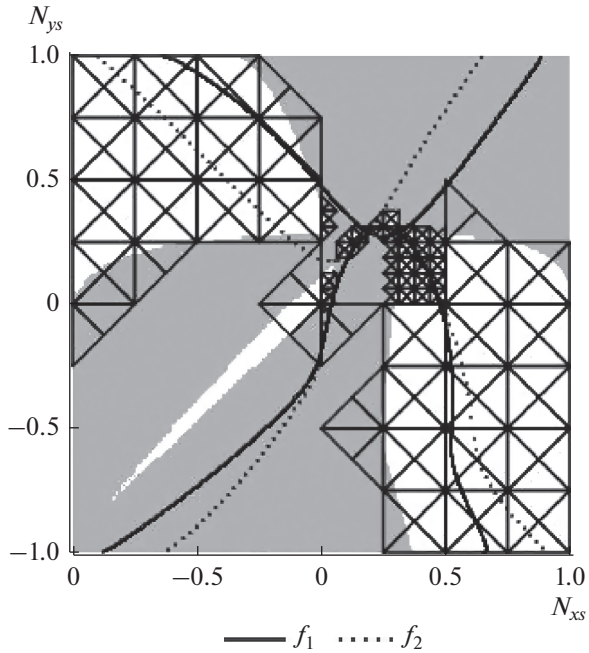


Рис. 4. Триангуляция областей возможных решений (7) для кометы Ikeya–Zhang. Общий вид.

ПРИМЕР

В качестве численного примера рассмотрим определение орбиты кометы 153P/Ikeya–Zhang на короткой дуге. Для этого были выбраны наблюдения уже использованные в предыдущей работе (Кузнецов, 2016). Здесь мы повторим определение орбиты относительно других переменных.

Построим графики (7) в “квадратных” координатах по осям N_{xs} и N_{ys}. Закрасим серым цветом области с отрицательными топоцентрическими расстояниями и параметром орбиты p, а также там, где условие (10) не выполняется, соответственно, области возможных решений будут окрашены белым (рис. 2, 3).

На рис. 3 в центре хорошо заметны две небольшие области белого цвета, образованные пересечением кривых (11) и условий (10). Точки касания этих областей между собой, а также с большими областями белого цвета справа и слева от них соответствуют одновременному равенству нулю, как числителя, так и знаменателя (5). Уравнения (5) в этих точках не определены, а соответственно и система (7), однако в их малых окрестностях функции f_1 и f_2 близки друг к другу. Найдем координаты девяти точек пересечения (11) из решения системы (17) (табл. 2).

Все девять точек расположены в прямоугольнике [0.062, 0.313] × [0.080, 0.737]. Увеличим границы до величин кратных 0.25: [0.0, 0.5] × [0.0, 0.75] – получим прямоугольник с соотношением сторон 2 : 3. Его удобно разбить на 8 × 12 “малых” квадратов и 384 “малых” треугольников, соответственно. Число “больших” квадратов составит 58, а треугольников 232. После проверки на покрытие областей возможных решений останется 231 треугольник: 122 “больших” и 109 “малых” (рис. 4, 5).

Таблица 2. Значения N_{ij} $(i, j = 1, 2, 3)$, полученные из уравнений (11) для 153P/Ikeya–Zhang

$j\backslash i$	1	2	3
1	(0.309, 0.286)	(0.313, 0.465)	(0.303, 0.737)
2	(0.200, 0.185)	(0.190, 0.288)	(0.170, 0.451)
3	(0.087, 0.080)	(0.077, 0.118)	(0.062, 0.173)

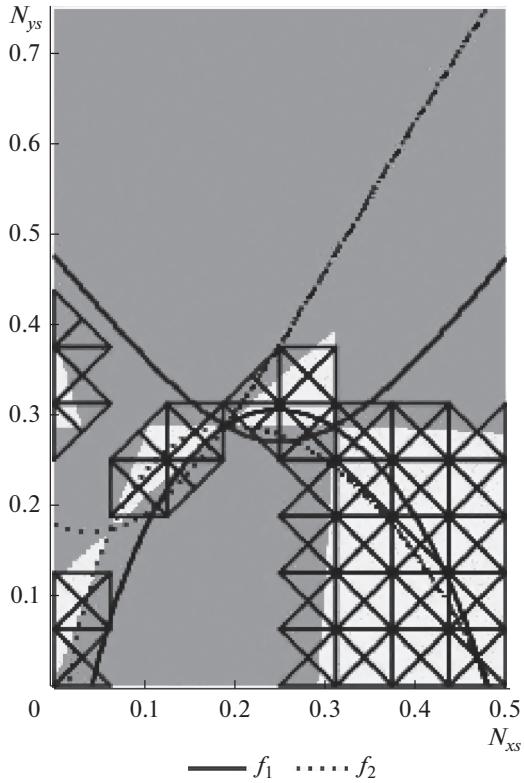


Рис. 5. Триангуляция малых областей возможных решений (7) для кометы Ikeya–Zhang.

Таблица 3. Решения для 153P/Ikeya–Zhang

№	N_{xs}	N_{ys}	f_{goal}
1	0.26559	0.27099	5.05×10^{-17}
2	–0.00988	–0.22273	1.30×10^{-17}
3	0.47062	0.02797	1.86×10^{-17}

Здесь: № – номер набора решений, N_{xs} и N_{ys} – “квадратные” координаты точки решения; f_{goal} – значение целевой функции в этой точке.

Таблица 4. Значения ρ_1, ρ_2, и ρ_3, полученные из (5) для различных орбит 153P/Ikeya–Zhang

Орбита	ρ_1 (а. е.)	ρ_2 (а. е.)	ρ_3 (а. е.)
“1”	0.41918	0.97175	0.69879
“2”	–0.56311	–0.48056	–0.39765
“3”	1.55922	1.38017	1.16594

Ранжирование треугольников дает: 4 – четвертого ранга, 3 – третьего, 27 – второго, 60 – первого и 137 – нулевого.

Поиск минимумов целевой функции (17) производился методом Нелдера–Мида при следующих параметрах определенных в разделе “Поиск решений...”: $\alpha = 1$, $\beta = 0.5$, $\gamma = 2$, $\varepsilon = 10^{-16}$.

Четыре треугольника 4-го ранга дали два решения. Все три треугольника 3-го ранга дали по одному решению. Из 27 треугольников 2-го ранга решения были найдены для 22.

Реальных решений, конечно же, меньше 27 и необходимо отбросить все дубликаты, оставив в каждом случае лишь одно, с наименьшим значением целевой функции. В качестве минимального расстояния между различными решениями была принята величина 10^{-5}. После проверки расстояний между решениями, были получены 3 независимых набора.

Решения, в которых целевая функция принимает минимальные значения, по каждому из наборов, представлены в табл. 3.

После перехода к эклиптическим координатам на круге (9) и от них к экваториальным координатам (28), из (5) можно получить значения топоцентрических расстояний, которые представлены в табл. 4.

Для первого решения не выполняются условия (10), второе решение содержит отрицательные значения топоцентрических расстояний и поэтому они могут быть сразу отброшены. Для оставшегося третьего решения элементы орбиты представлены в табл. 5. Момент прохождения перигелия T_0 определяется как среднеарифметическое по трем моментам времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в статье метод демонстрирует эффективный подход к численному решению си-

Таблица 5. Элементы параболической орбиты 153P/Ikeya–Zhang

Орбита	T_0 (год, месяц, день)	$\Delta T_{0(31)}$ (сут)	q (а. е.)	i (угл. град)	ω (угл. град)	Ω (угл. град)
“3”	2002 03 18.50	0.0036	0.5087	28.1163	34.3566	93.2088
MPC	2002 03 18.98	–	0.5071	28.1199	34.6732	93.3703

Здесь: T_0 – момент прохождения перигелия, $\Delta T_{0(31)} = T_{0(3)} - T_{0(1)}$ – разность между T_0 полученными для третьего и первого наблюдений, q – перигелийное расстояние, i – наклон орбиты, ω – аргумент перицентра, Ω – долгота узла. Значения $\Delta T_{0(31)}$, представленные в табл. 5, показывают, что третье решение имеет хорошую внутреннюю точность. Его элементы хорошо совпадают с элементами, приведенными MPC (MPC, 2015). Значения “O–C” в табл. 6 подтверждают это.

Таблица 6. Представление наблюдений кометы 153P/Ikeya–Zhang, (O–C), параболической орбитой

Орбита	t_1		t_2		t_3	
	$\Delta\alpha$ (")	$\Delta\delta$ (")	$\Delta\alpha$ (")	$\Delta\delta$ (")	$\Delta\alpha$ (")	$\Delta\delta$ (")
“3”	0.16	–2.29	43.72	10.36	8.94	–8.99

стемы алгебраических уравнений, для определения параболической орбиты в некомпланарном случае. Переход от топоцентрических расстояний в качестве неизвестных к безразмерным величинам, определяющим ориентацию орбиты, позволяет ограничить область решения и упростить алгоритм его поиска. Использование метода Нелдера–Мида не требует вычисления производных целевой функции и обеспечивает нахождение всех возможных решений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Арушанян О.Б. http://num-anal.srcc.msu.ru/lib_-na/cat/mn/mnb6r.htm, 2006.

Бернштейн Д.Н. Число корней системы уравнений // Функциональный анализ и его приложения. 1975. Т. 9. Вып. 3. С. 1–4.

Дубошин Г.Н. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. Изд. 2-е. М.: Наука, 1976. 864 с.

Кузнецов В.Б. Определение параболической орбиты. Сравнение методов Ольберса и алгебраических уравнений // Астрон. вестн. 2016. Т. 50. № 3. С. 224–232. (*Kuznetsov V.B.* Parabolic orbit determination. Camparison of the Olbers method and algebraic equations // Sol. Syst. Res. 2016. V. 50. № 3. P. 211–219.)

Кузнецов В.Б. К вопросу об определении предварительной орбиты небесного тела // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 6. С. 456–466. (*Kuznetsov V.B.* Parabolic orbit determination. Camparison of the Olbers method and algebraic equations // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № 6. P. 462–472.)

Потемкин В. http://fortran-90.pvbk.spb.ru/min.html#FM28, 2005.

Самотохин А.С., Хуторовский З.Н. Метод первоначального определения параметров околоземных орбит по трем угловым измерениям // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2014. № 44. 31 с. URL: http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2014-44

Субботин М.Ф. Курс небесной механики. Л.–М.: Гостехиздат, 1933. 320 с.

Субботин М.Ф. Введение в теоретическую астрономию. М.: Наука, 1968. 800 с.

Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975. 536 с.

Шалашилин В.И., Кузнецов Е.Б. Метод продолжения решения по параметру и наилучшая параметризация (в прикладной математике и механике). М.: Эдиториал УРСС, 1999. 224 с.

Шефер В.А. Новый метод определения орбиты по двум векторам положения, основанный на решении уравнений Гаусса // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 3. С. 273. (*Shefer V.A.* New method of orbit determination from two position vectors based on solving Gauss's equations // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 3. P. 273–288.)

Gauss K.F. Zur parabolischen Bewegung (Nachlass Briefenwechsel). Werke. Bd. VII, 2 Auflage. 1906. Gottingen.

Fong C. Analytical methods for squaring the disc // Seoul ICM. 2014.

Lagrange J.L. Sur le probleme de la determination des orbites des cometes, d'apres trois observations // Nouv. Mem. Acad. Roy. Sci. et Belles–Lettres. Berlin, 1778.

Sarnecki A.J. A projective approach to orbit determination from three sight–lines//Celest. Mech. and Dyn. Astron. 1997. V. 66. P. 425–451.

The International Astronomical Union. Minor Planet Center. 2015, http://www.minorplanetcenter.net/db_search/show_-object?utf8=%E2%9C%93&object_id=153P

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 368–380

УДК 523

ТЕСТИРОВАНИЕ ЗВЕЗДНОГО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОРОНОГРАФА В СОСТАВЕ НАЗЕМНОГО ТЕЛЕСКОПА

© 2021 г. А. В. Юдаев[a, *], О. Я. Яковлев[b, c], А. В. Киселев[a, c], В. В. Барке[c], А. А. Венкстерн[c], И. А. Шашкова[c], А. В. Тавров[a, b, c]

[a]Московский физико-технический институт ГУ, Москва, Россия

[b]МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

[c]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: yudaev@phystech.edu

Поступила в редакцию 28.10.2020 г.
После доработки 25.01.2021 г.
Принята к публикации 15.02.2021 г.

Метод прямого наблюдения экзопланет (*direct exoplanet imaging*) с помощью звездного коронографа увеличивает контраст изображения в дифракционной окрестности звезды. Недостаточное уменьшение фона звезды происходит вследствие требуемого качества волнового фронта, превосходящего возможности современных оптических и астрономических систем. В работе оценены достижимые коронографические контрасты для наземного и внеатмосферного телескопов без применения адаптивной оптики (АО) и в дальнейшем запланировано применение устройств АО: наклонного зеркала и *пиксельной* АО для коррекции зональной ошибки. Для практического тестирования перспективной многоконтурной системы телескопа с активной оптикой, корректирующей ВФ, мы построили коронограф с малой апертурой телескопа, позволяющей наблюдать эффект коронографического ослабления звезды. Последнее важно для отработки прецизионного ведения (гидирования) звезды автоматизированным параллактическим приводом телескопа для построения практической циклограммы работы устройств адаптивной оптики. Оценены ошибки волнового фронта внутри интерференционного коронографа, начаты эксперименты, получено удержание линии визирования.

Ключевые слова: звездный коронограф, высококонтрастное астрономическое изображение, ноль интерферометр, метод прямого наблюдения экзопланет

DOI: 10.31857/S0320930X21030105

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно о существовании более 4000 экзопланет – внесолнечных планет, обращающихся по орбитам вокруг родительских звезд (*от англ.* host (parent) star). Подавляющее большинство планет, 99% (http://www.exoplanet.eu), открыты непрямыми методами обнаружения: спектроскопическим измерением лучевых скоростей родительских звезд (измерением их Кеплеровской скорости при движении вокруг барицентра планетной системы), фотометрическим методом измерения транзита, фотометрией события микролинзирования, таймингом пульсаров, астрометрическим методом (Perryman, 2018).

Непрямые методы детектирования экзопланет[1] не содержат спектральную информацию об атмосфере планеты. Даже в перспективе развития эти методы исследования экзопланет не позволят сделать обоснованный вывод об обитаемости планеты. Непосредственное наблюдение экзопланет возможно осуществить, совершенствуя метод получения прямого изображения экзопланеты (*от англ.* (exoplanet) direct imaging), увеличивая контраст наблюдения слабого *компаньона* в дифракционной окрестности звезды – на фоне света, рассеянного звездой.

При наблюдении на телескопе метрового класса модельных Солнца и Земли, удаленных на расстояние 5–10 пк, видимое угловое расстояние между звездой и планетой, так называемое стеллоцентрическое расстояние, (*от англ.* stellocentric distance), составляет 1–5 дифракционных радиусов ($1.22 \times \lambda/D \approx \lambda/D$ – колец Эйри, где λ – центральная длина волны оптического излучения (в видимом диапазоне обычно ≈500 нм) и D – диаметр апертуры телескопа ($D \approx 1$–2 м)). В перспективе метод прямого наблюдения экзопланет будет иметь возможность оценить яркостную тем-

[1] За исключением спектрофотометрии транзита, но приблизительно 99% долгопериодических экзопланет не находятся для земного наблюдателя в транзитной конфигурации.

пературу, цветовые альбедо, наличие облаков, газовый состав атмосферы и другие свойства планеты. В настоящее время непосредственное наблюдение экзопланет сопряжено с рядом технологических трудностей. Причина этого – большое различие в световых потоках от звезды и планеты при предельно малом угловом расстоянии между ними. Для родительской звезды солнечного типа, находящейся на расстоянии 10 пк от наблюдателя, юпитероподобные и землеподобные экзопланеты имеют разницу в видимом диапазоне длин волн в яркостях между планетой и звездой в 9–10 порядков, а видимые угловые расстояния – 0.5″ и 0.1″ соответственно (Frolov и др., 2015). При указанной разнице в яркостях источников, слабый источник (планета) не регистрируется существующими фото-приемными устройствами (ФПУ) на фоне яркого источника из-за недостаточного динамического диапазона современных ФПУ, составляющем не более 4–5 порядков (Howell, 2012). В таком случае, даже с использованием последующей математической обработки изображений, не удается зарегистрировать сигнал слабого источника.

Для снижения яркости фонового источника – звезды в регистрируемом изображении традиционно используют звездный коронограф. В случае идеального (безаберрационного) изображения при помощи коронографа, фон яркого осевого источника (звезды) устраняют или значительно ослабляют, так что регистрация слабого источника современными ФПУ становится возможна. В настоящее время предложены различные модификации и принципы звездного коронографа (Guyon, 2006). Например, в основе астрономического инструмента – масочного звездного коронографа Лио (*от англ.* stellar Lyot coronagraph), находится маска (оккультер – *от англ.* occulter), установленная в фокальной плоскости телескопа (внутренний коронограф – *от англ.* inner coronagraph) или маска, вынесенная на значительное расстояние перед телескопом (более 10^5 км, коронограф с вынесенной маской – *от англ.* external occulter (Cash и др., 2007)). Также обязательным элементом масочного Лио коронографа является фильтр Лио, устанавливаемый в зрачковой плоскости, обычно во вторичном зрачке для ослабления света, дифрагированного или рассеянного краями фокальной маски. Широко распространено использование методов аподизации зрачка, которые сглаживают апертурный край оптической системы и тем самым изменяют аппаратную (частотную) функцию телескопа.

Использование аподизации, Лио фильтра и фокальных фазовых масок ограничивают рабочий спектральный диапазон коронографа. Так как аподизацию оптимизируют на центральную длину волны, соседняя длина волны имеет уже приблизительное решение. Также фазовые маски – хроматичны. С целью их ахроматизации, описаны поляризационные маски, например, (Mawet и др., 2010). Очевидно, что для получения наибольшего по интенсивности сигнала слабого источника, метод прямого наблюдения экзопланеты существенно выигрывает, если коронограф – ахроматичный. Например, планета Земля на удалении 10 пк имеет светимость, равную 29 звездным величинам, что равно световому потоку приблизительно 0.5 фотонов/(м^2 с) при 10% спектральной ширине в диапазоне видимого света (Traub и др., 2010).

Для ахроматизации звездного коронографа предложены интерференционные методы (Baudoz и др., 2000; Lyon и др., 2005; Tavrov и др., 2005) погашения фонового осевого источника света.

Перспективным интерференционным методом является метод ноль-интерферометра вращательного сдвига (*от англ.* rotational shear *interferometer*) с общим оптическим путем для обеспечения механической стабильности конструкции и сдвигом вращательного типа для достижения максимального пропускания в отсутствии экранирования зрачка. Данная разработка прошла испытания в лабораторных условиях, где была показана ее функциональность в качестве ахроматического коронографа (Frolov и др., 2016; Tavrov и др., 2018). Затемнение изображения звезды в интерференционном коронографе возникает в результате деструктивной интерференции (с ахроматической противофазой), и повернутые на определенный угол (вращательный сдвиг относительно оптической оси в центре апертуры) копии изображения звезды ослабляются. Центральные (осевые) области с радиусом λ/D, соответствующие изображению звезды, геометрически накладываются друг на друга и погашаются в результате интерференции. Однако нецентральные области изображения, т.е. предполагаемые области поиска экзопланет, за счет вращательного сдвига геометрически разделены и не совмещены, так что погашения и существенного ослабления не происходит.

В общем, для внутреннего коронографа (коронограф, маска или интерферометр находятся после телескопа) качество апертуры (ровный край, *тонкий* спайдер (*от англ.* spider – держатель вторичного зеркала)) и, главным образом, минимальные ошибки волнового фронта являются определяющими факторами для достижения высокого коронографического контраста.

Волновой фронт, прошедший через турбулентную атмосферу Земли и регистрируемый телескопом, не имеет требуемого для работы коронографа оптического качества. При астроклимате с достаточно хорошим сиингом (от англ. seeing) ~1 угл. с, волновой фронт на метровой апертуре телескопа содержит искажения волнового фрон-

та, превышающие длину волны видимого света более чем в несколько раз. При детальном рассмотрении, волновой фронт состоит из перекрывающихся областей с характерным размером (*радиусом*) Фрида, внутри которых искажения волнового фронта не хуже $\lambda = 2\pi$ (т.е. искажения по фазе находятся внутри одной интерференционной полосы). Для хорошего астроклимата сиинг $\approx 1''$ и параметр Фрида составляет около 10–15 см для видимого диапазона длин волн. Поэтому практически возможно получить невысокий коронографический контраст, порядка 10^3, на небольшой апертуре порядка 10 мм, что на порядок меньше параметра Фрида.

Если апертура телескопа меньше диаметра Фрида, который характеризует состояние атмосферы в момент наблюдения, то атмосферные искажения будут вносить основной вклад в первые члены разложения волнового фронта по полиномам Цернике – а именно вызывать, главным образом, наклон ВФ, что соответствует отклонению направления визирования на звезду от инструментальной оси коронографа. (Коронограф ослабляет свет от звезды наилучшим образом при совмещении его инструментальной оси и направления на звезду). В этом случае скомпенсировать наклон фронта возможно управляемым наклонным зеркалом (*от англ.* tip-tilt mirror). Направление на звезду приводят к инструментальной оси коронографа, относительно которой происходит инструментальное дифференцированное ослабление осевого источника.

В (Golimowski и др., 1992) были опубликованы результаты натурных астрономических наблюдений с использованием Лио коронографа и малой субапертуры телескопа (≈4 диаметров Фрида) без *пиксельной* коррекции (например, с помощью деформируемого зеркала) атмосферных аберраций, но с коррекцией наклона волнового фронта. В результате было получено затемнение в 6 раз (~2 зв. вел.) лучше, чем коронографическое затемнение без коррекции наклона. В натурных испытаниях мы ожидаем похожих значений затемнения света родительской звезды в эксперименте.

Коронограф на телескопе с малой апертурой решает ряд технологических задач. В частности, эксперименты с ним имеют следующие цели:

– исследовать динамические характеристики и практические возможности гидирования,

– проверить точность удержания линии визирования телескопа на звезду с разными углами восхождения,

– экспериментально при наблюдении звезды подтвердить ослабление осевого источника, находящегося на инструментальной оси коронографа,

– разработать процедуру удержания фотоцентра звезды на заданном пикселе ПЗС матрицы с активной обратной связью, управляющей приводами механизированной экваториальной монтировки телескопа, наклонным зеркалом и третьим контуром, содержащим в перспективе пиксельный корректор ВФ.

В качестве прецизионного корректора наклона мы используем управляемое наклонное зеркало (*англ.* tip-tilt mirror) на трех пьезоактуаторах – наклонной платформе “трипод” с диапазоном наклона ~1000″, имеющие точность не хуже 0.1″.

В дальнейшем, апертуру телескопа предполагается последовательно увеличивать, в этом случае для коррекции волнового фронта предполагается использовать *пиксельное* устройство адаптивной оптики, аналогично адаптивному зеркалу (*от англ.* deformable mirror DM) или пространственному ЖК модулятору света (*от англ.* spatial light modulator SLM).

Для перечисленных задач натурного эксперимента был спроектирован и сконструирован миниатюрный коронограф с апертурой 8 мм в составе малого телескопа и установлен на экваториальную гидирующую монтировку. В рамках поставленных целей, в настоящей работе описаны тестовые измерения на интерференционном коронографе, приведены и обсуждаются теоретические, модельные, конструктивные и технические особенности функционирования коронографа.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОНОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Рассмотрим дифракционные изображения звезды и планеты как пространственно-разрешенных источников, осевого и неосевого – соответственно, полученные в результате моделирования. Моделирование производили в среде MatLab® в программном пакете Proper (http://proper-library.sourceforge.net).

Для наблюдений экзопланет, необходимо ослабить дифракционный фон звезды, “классически” наблюдаемый в форме дифракционных колец (вторичных максимумов – “лепестко” ФРТ). Также следует учесть искажения ФРТ, вызванные рассеянным светом на аберрациях оптической системы телескопа и микро-шероховатости поверхностей оптических элементов, главным образом, главного и вторичного зеркал. Обусловленные несовершенством оптики, эти искажения (квазипостоянная интенсивность без четко проявленной кольцевой структуры) содержатся в изображении ФРТ в качестве увеличенного фона звезды. В случае наземного телескопа, существенно большим искажающим фактором становится рассеивающий турбулентный атмосферный экран. Вначале моделирование проводилось без учета влияния атмосферы, на примере космического телескопа. В качестве примера на рис. 1. показаны четыре ФРТ, соответствующие следую-

щим моделям: (1) – звезде (осевому источнику), наблюдаемой на идеальном (безаберрационном) зеркальном телескопе (Ричи-Кретьена) с апертурами главного и вторичного зеркал 1.7 и 0.6 м соответственно; (2) – случаю (1), но телескоп имеет оптические аберрации с коэффициентами разложения по полиномам Цернике {0; 0; 0; 0.02; –0.033; 0.045; 0.003; –0.009; 0.006; 0.003; 0.009; 0.006; –0.001; –0.008; 0.002}, нормированными на длину волны λ, для первых 15 аберраций, что суммарно приводило к отклонению от плоского волнового фронта в зрачке телескопа на величины ~λ/10 p-v (при λ = 500 нм) (рис. 1а) и ~λ p-v (рис. 1б), которые задавали дополнительным коэффициентом. Первые три коэффициента разложения по Цернике были равны нулю, что соответствуют нулевым параллельному сдвигу ВФ и наклонам по x и по y, соответственно.

Дополнительно учтена смоделированная микро-шероховатость оптических поверхностей зеркал со среднеквадратичным отклонением – RMS = 2 нм, а убывание функции ошибок поверхности – спектральной мощности (*от англ.* power spectral density – PSD) в сторону высоких пространственных частот соответствует степенному закону с показателем степени –11/3; (3) планете, как неосевому источнику, наблюдаемому на 3 λ/D стеллоцентрическом расстоянии телескопом с аберрациями и с шероховатостью как в случае (2), планета имеет световой поток на 10^{10} меньше потока от звезды, что показано в логарифмическом масштабе светового потока (вертикальная ось); (4) коронографическому изображению звезды (зрачок и его копия повернуты на 180°), если телескоп имел аберрации и микро-шероховатость как в случае (2); (5) коронографическому изображению звезды (зрачок и его копия повернуты на 5°), если телескоп соответствует случаю (2).

В качестве коронографа моделировали интерференционный коронограф. Интенсивность I на выходе интерференционного коронографа вычисляли следующим образом: ФРТ (2) переворачивают на угол вращательного сдвига (180° или 5°), формируя I_2, и затем складывают в противофазе с неперевернутой ФРТ (2) – I_1. Далее в каждом пикселе изображения, вычисления производились, согласно элементарному закону интерференции двух скалярных волн в противофазе:

$$I = I_1 I_1 + I_2 I_2 - 2 I_1 I_2, \qquad (1)$$

ФРТ (2) показана в форме сечения, которое получено усреднением сечений по азимуту. рис. 1 показывает, в частности, что вследствие ненулевых *классических* аберраций и рассеяния на микро-шероховатости поверхности, яркий осевой источник – звезда, рассеивается и соответствующая ФРТ (2) имеет нарушенную структуру колец Эйри. В области высоких пространственных частот, начиная приблизительно с пятого кольца Эйри, картина ФРТ (2) содержит, главным образом рассеянное излучение. Вследствие этого, интерференционный коронограф не может существенно ослабить осевой источник: коронографическая ФРТ (4) для ИВС 180° показывает ослабление фона приблизительно на два порядка; коронографическая ФРТ (5) для ИВС 5° показывает ослабление приблизительно на 4.5 порядка.

При моделируемом на рис. 1а качестве телескопа искажения ВФ в зрачке менее λ/10 p-v, в коронографических изображениях ФРТ (4) и (5) уровень дифрагированного (рассеянного) фона излучения звезды снижается относительно некоронографической ФРТ (2). На стеллоцентрическом расстоянии (3λ/D), соответствующем местоположению планеты ФРТ (3) (в точке максимума) дифракционный фон звезды остается на 4–5 порядков превышающим ФРТ планеты (3). При качестве телескопа (рис. 1а) для коронографа ИВС 180° уровень фона превышает динамический диапазон фото-приемного устройства, так что применения известных дифференциальных методов обработки коронографического изображения (англ. ADI – angular differential imaging, SDI – spectral differential imaging, PDI – polarization differential imaging, (Perryman, 2018)), к сожалению, не проявит изображение планеты на дифракционном фоне звезды. В то же время при этом качестве телескопа (рис. 1а) для коронографа ИВС 5° для фоторегистрации требуется динамический диапазон 10^4, что может быть достижимо на пределе функционирования астрономических ПЗС. К сожалению, оптическое качество космического телескопа метрового класса λ/10 p-v пока технологически недостижимо. Более реалистическое качество телескопа ~λ p-v, см. рис. 1б, который показывает оценки коронографического контраста для этого случая. Таким образом, для решения задачи наблюдения экзопланеты требуется лучшее оптическое качество телескопа или дополнительная коррекция волнового фронта.

На примере моделирования космического телескопа (рис. 1), полезно указать на существенное различие следующих величин: C_D – уровня ослабления света звезды интегрально по всей плоскости изображения (или по полному зрачку оптической системы) и интегрально по небольшой области изображения диаметром $d \sim 2\lambda/D$ (например от 2 до 4 λ/D), сцентрированной относительно максимума ФРТ планеты (на 3 λ/D) – $C_{d\,=\,2\lambda/D\,@\,3\lambda/D}$. Эти величины различаются более чем на порядок и в приведенном примере рис. 1 (а) для ИВС 180° интегральные величины вдоль зависимостей (2) и (4), соответственно равны $C_D \approx 90$, $C_{d\,=\,2\lambda/D\,@\,3\lambda/D} \approx 6.7$ и их отношение $C_D/C_{d\,=\,2\lambda/D\,@\,3\lambda/D} \approx 14$.

Стандартным методом получения более высокого коронографического контраста C_d при суще-

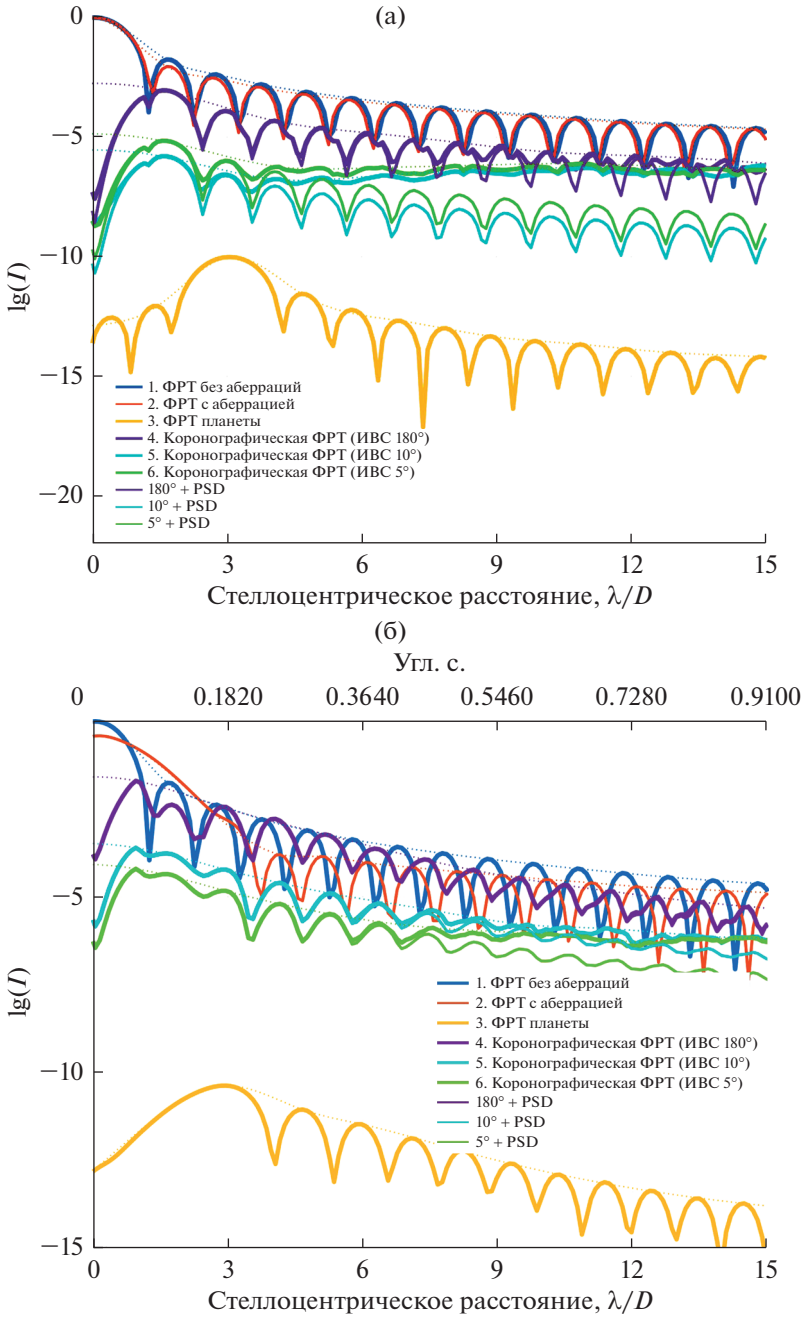


Рис. 1. Функции рассеяния точки (ФРТ), полученные моделированием: (а) для величины аберраций волнового фронта $\lambda/(10 \times D)$ p-v (от максимума до минимума), (б) для величины аберраций волнового фронта λ/D p-v ($\lambda = 500$ нм). Соответствие линий указано на вкладках к рисункам: (1) – *идеальная* (безаберрационная) ФРТ для зеркального телескопа (без спайдеров) с главным и вторичным зеркалами 1.7 и 0.6 м. (2) – ФРТ телескопа с аберрациями и микро-шероховатостью поверхности зеркал (параметры моделирования см. ниже). (3) – ФРТ экзопланеты, отстоящей от звезды на стеллоцентрическом расстоянии (*от англ.* – stellocentric separation) на ≈0.18″ ($3 \times \lambda/D$) имеет световой поток на 10^{10} меньше потока от звезды, (4) – коронографическое изображение звезды при ФРТ (3) при повороте зрачка на 180° и соответствующем наложении зрачка, (5) – коронографическое изображение звезды при ФРТ (3) при повороте зрачка на 5°.

ствующем уровне остаточных аберраций, которые обычно дают вклад в области низких пространственных частот (до 10–15 λ/D) и микрошероховатости оптических поверхностей (в области средних и высоких пространственных частот) является исправление и активная коррекция волнового фронта средствами адаптивной оптики.

Стационарные (неуправляемые) фазовые экраны, например, записанные голограммы, компенсирующие остаточные аберрации, плохо

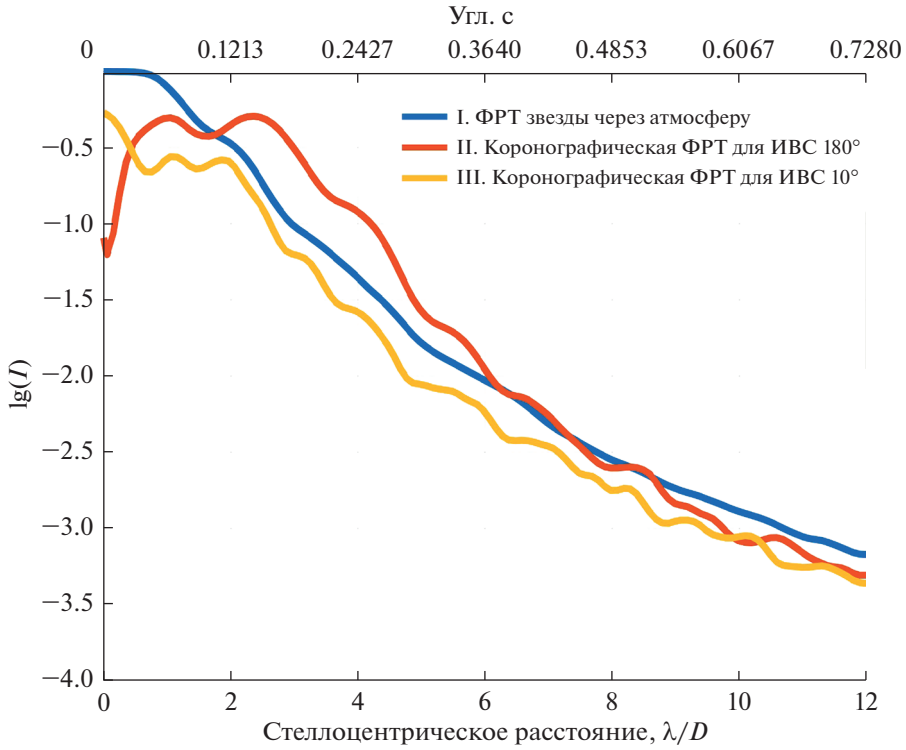


Рис. 2. Некоронографическая ФРТ, прошедшая через атмосферу, и соответствующая ей коронографическая ФРТ для телескопа с апертурой 1.7 м, $\lambda = 500$ нм. Параметры моделирования соответствуют рис. 1а.

применимы для решения этой задачи. При выведении на орбиту космического телескопа конструктивные элементы телескопа, главный шпангоут и главное зеркало, др. элементы испытывают многочисленные механические перегрузки, при летной эксплуатации телескопа становится критичным режим термостабилизации, наконец, точность и продолжительность визирования также ограничены, как результат проявляются медленно изменяющиеся (квазистатические) искажения волнового фронта.

Для наземных телескопов, система разгрузок при разных углах восхождения звезды исправляет остаточные аберрации лишь до определенного уровня, обычно конструктивно менее искажения от атмосферного экрана.

Интересно отметить, что вынесенная маска коронографа не предъявляет требований высокого качества волнового фронта, но предъявляет требования по точности синхронного положения на орбите двух аппаратов с телескопом и с маской, которые пока практически не реализованы (Perryman и др., 2018).

Рис. 1б иллюстрирует режим дифракционно ограниченного разрешения для орбитального (космического) телескопа, по крайней мере, на пределе современных отечественных технологий (Tavrov и др., 2018).

Наземные телескопы обычно проектируют и изготавливают с меньшим оптическим качеством, чем космические телескопы. Качество наземных телескопов в несколько раз лучше, чем искажения, вносимые атмосферным экраном, что на порядок хуже качества волнового фронта космического телескопа. Поэтому следующим примером существенного искажения волнового фронта мы рассмотрим эффект атмосферной турбулентности (рис. 2).

Здесь качество телескопа, с параметрами моделирования ФРТ (2) (с аберрациями и микрошероховатостью, соответствующими смоделированным на рис. 1а), дополнено искажением атмосферной турбулентностью – сверткой аппаратной функции телескопа со случайной реализацией турбулентного экрана атмосферы, соответствующему атмосфере с параметром Фрида равным 15 см. Соответствующая ФРТ показана синей линией (1), на рис. 2. Для удобства, стеллоцентрическое расстояние показано вдоль нижней горизонтальной оси, что масштабировано в единицах дифракционных радиусов (колец) Эйри (λ/D), также дополнено масштабом в единицах секунд дуги (верхняя горизонтальная ось) для оценки физического размера телескопа. Если излучение с волновым фронтом, соответствующим ФРТ (1), рис. 2, подать на вход коронографа, то оно оста-

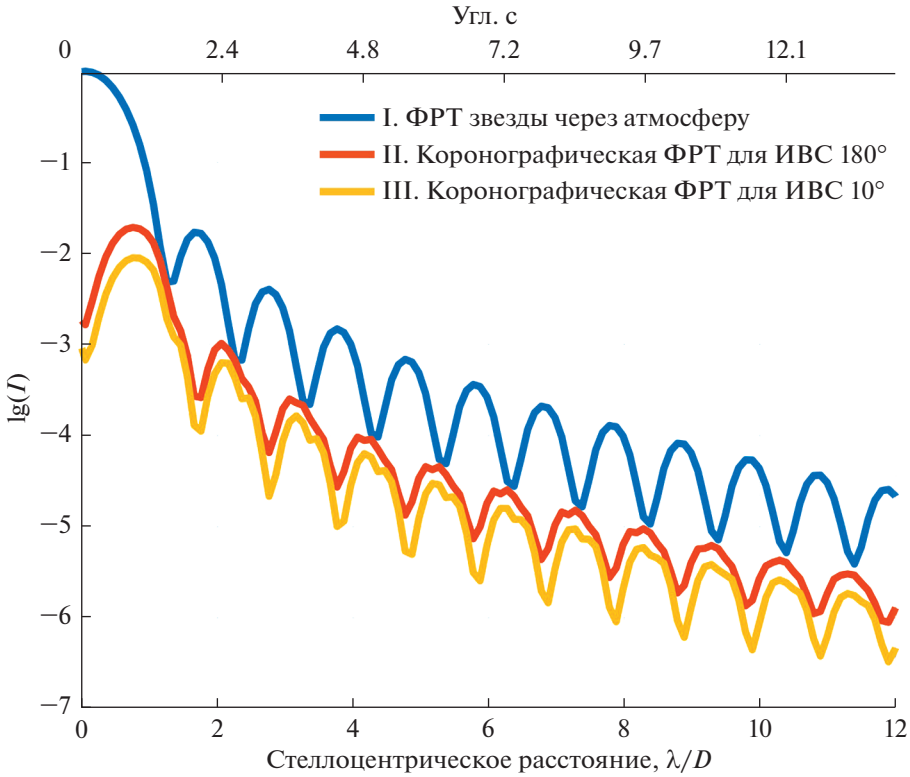


Рис. 3. Некоронографическая ФРТ, прошедшая через атмосферу, и соответствующая ей коронографическая ФРТ для телескопа с апертурой 10 мм, λ = 500 нм. Параметры моделирования соответствуют рис. 2а.

нется практически неослабленным, см. распределение (2) – ФРТ после коронографа.

Коронографическое ослабление станет возможным, если существенно уменьшить размер апертуры телескопа, см. рис. 3. Здесь воспроизведены зависимости (1) и (2), соответствующие зависимостям на рис. 2 и полученные при тех же условиях, но для малой апертуры телескопа D = 10 мм (см. различие в верхней горизонтальной оси, показывающей пространственное разрешение телескопа в угловых единицах дуги).

Рис. 3 показывает, что при малой апертуре коронограф функционален для заметного ослабления излучения осевого источника, что позволяет испытывать его в натурном эксперименте, используя естественный свет звезды. Безусловно, телескоп с апертурой 10 мм не функционален для углового разрешения экзопланеты, и как указывалось выше, переход к телескопу с большей апертурой потребует дополнительных усилий по *пиксельной* коррекции искажений волнового фронта.

ИЗМЕРЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В звездном коронографе величина ослабления осевого источника (фона звезды) зависит, главным образом, от качества волнового фронта оптического излучения, падающего на вход коронографа. Классически, волновой фронт измеряют интерферометром (Коломийцов, 1976) или оценивают теневым методом. Также волновой фронт измеряют датчиком (Шака-) Гартмана или другими специализированными датчиками. В эксперименте мы использовали модель датчика (Шака-) Гартмана Thorlabs WFS150-5C с программным выходом измеренного ВФ на ПК (персональный компьютер, чтением и управлением устройства, скомпилированными в среде MatLab®). Датчик Гартмана состоял из матрицы 150 × 150 микролинз, сопряженной с ПЗС 1280 × 1024 матрицей. Программный комплекс содержит автоматизированный ввод изображения в ПК со встроенным алгоритмом обработки для построения двумерной карты (распределения) волнового фронта, нормированного на центральную длину волны оптического излучения. Схема эксперимента показана на рис. 4.

В эксперименте (рис. 4а) свет от имитатора звезды (показано в прямоугольной рамке) посредством системы плоских зеркал был направлен на датчик Шака-Гартмана. Имитатор звезды состоял из лазера, пространственного фильтра с диафрагмой (10 мкм), находящейся в фокусе линзы-колимматора. В качестве одного из зеркал использовали управляемое наклонное зеркало на

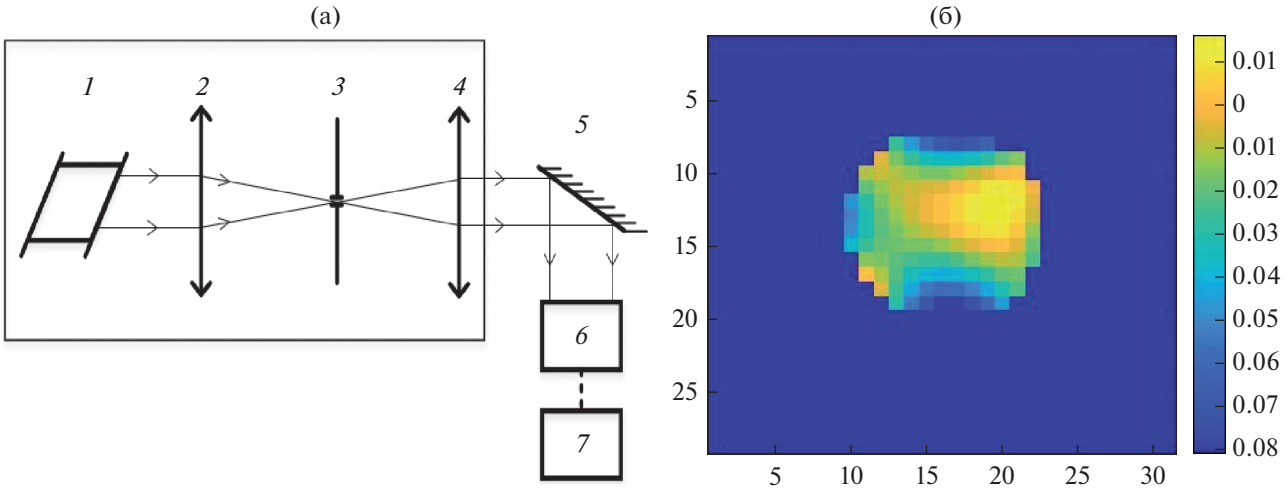


Рис. 4. Измерение ВФ после лазерного имитатора звезды (в рамке). (а) – схема измерения: *1* – лазер; *2* – объектив; *3* – диафрагма; *4* – коллиматор; *5* – наклонное управляемое зеркало (пьезо-трипод); *6* – датчик волнового фронта Гартмана; *7* – ПК. (б) – измеренное распределение ВФ.

механической платформе пьезо-трипод с тремя управляемыми пьезо-актуаторами.

На рис. 4б показано измеренное распределение волнового фронта, нормированное на длину волны $\lambda = 530$ нм. Измеренный ВФ показывает наличие искажений волнового фронта (аберраций) порядка $\lambda/10$ p-v (от минимума до максимума, *от англ.* peak-to-valley), RMS ~$\lambda/30$, что определяется качеством линзы-коллиматора и зеркал. В эксперименте были использованы плоские зеркала, имеющими качество поверхности $\lambda/20$ p-v (для $\lambda = 633$ нм). Для оптической системы из N последовательных однотипных зеркал результирующее качество ухудшается пропорционально $\sqrt{N}/\cos(i)$, где i – угол падения.

Искажения ВФ от плоской формы (в зрачке) влияют на величину ослабления фона осевого источника посредством интерференционного коронографа (ИВС) по-разному, если использовать ИВС с различными значениями угла вращательного сдвига: 180°, 10°, 5° (углами совмещения зрачков, разделенных ранее светоделителем интерферометра). Так при уменьшении угла вращательного сдвига, чувствительность к искажению ВФ уменьшается, см. рис. 1 (ср. кривые (*4*) и (*5*)) (Malacara, 2007). Однако, одновременно при меньших углах вращательного сдвига, внутренний рабочий угол интерференционного коронографа увеличивается, что эквивалентно ухудшению пространственного разрешения коронографа. Внутренний рабочий угол (*от англ.* IWA – inner working angle) характеризует стеллоцентрическое расстояние, когда пропускание коронографа уменьшается в два раза по отношению к его максимальному пропусканию. Для интерференционного коронографа (Frolov и др., 2016; Tavrov и др., 2011) с поляризационным делителем на входе максимальное пропускание, приходящееся на пиксель фото-приемного устройства, незначительно осциллирует и в среднем не превышает 0.25 (сигнала планеты). Так для ИВС 180° – IWA ≈ $0.38\lambda/D$, для ИВС 10° – IWA ≈ $4.5\lambda/D$ и для ИВС 5° – IWA ≈ $9\lambda/D$. На рис. 5 показаны соответствующие функции пропускания интерференционных коронографов ИВС 180°, ИВС 10°, ИВС 5° в зависимости от стеллоцентрического расстояния (по горизонтальной оси) (Frolov и др., 2016).

АБЕРРАЦИИ НЕОБЩЕГО ПУТИ. ВЛИЯНИЕ КАЧЕСТВА ОПТИКИ И КОНСТРУКЦИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОРОНОГРАФА

Оптические схемы интерференционных коронографов общего пути с различными углами вращательного сдвига приведены на рис. 6. Принципы работы схем ИВС 180° (рис. 6а) с фиксированным углом вращательного сдвига и ИВС с изменяемым углом вращательного сдвига (рис. 6б) обсуждались в (Frolov и др., 2016; Tavrov и др., 2011). Для схем рис. 6б–6в характерна увеличенная чувствительность к поляризационной неоднородности по апертуре, по причине трех последовательно установленных поляризационных элементов: двух поляризационных светоделителей и полуволновой пластинки. Волновая пластинка оптимизирована на центральную длину волну спектрального диапазона и предназначена для увеличения пропускания коронографа, ее ахроматизм некритичен для коронографического погашения на нецентральной длине волны.

Новые схемы ИВС с настраиваемым углом сдвига находятся в исследовании, но для упрощения эксперимента в данной работе нами был выбран вариант ИВС 180°, особенности работы которого кратко состоит в следующем. Семь отра-

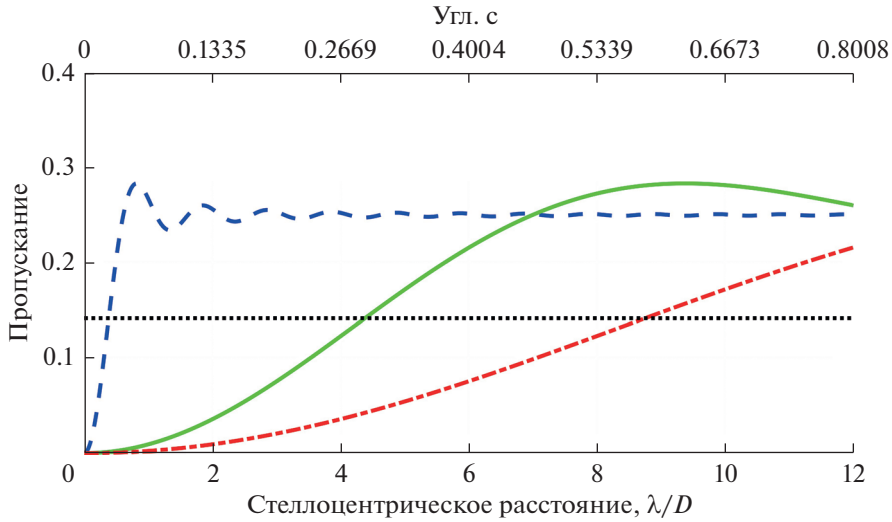


Рис. 5. Пропускание интерференционного коронографа с различными углами поворота изображения в зависимости от стеллоцентрического расстояния. ИВС 180° – синяя (штрихпунктирная) линия. ИВС 10° – зеленая (сплошная) линия. ИВС 5° – красная (пунктирная) линия. Горизонтальная черная (пунктирная) линия показывает уровень пропускания 0.5 от максимального пропускания.

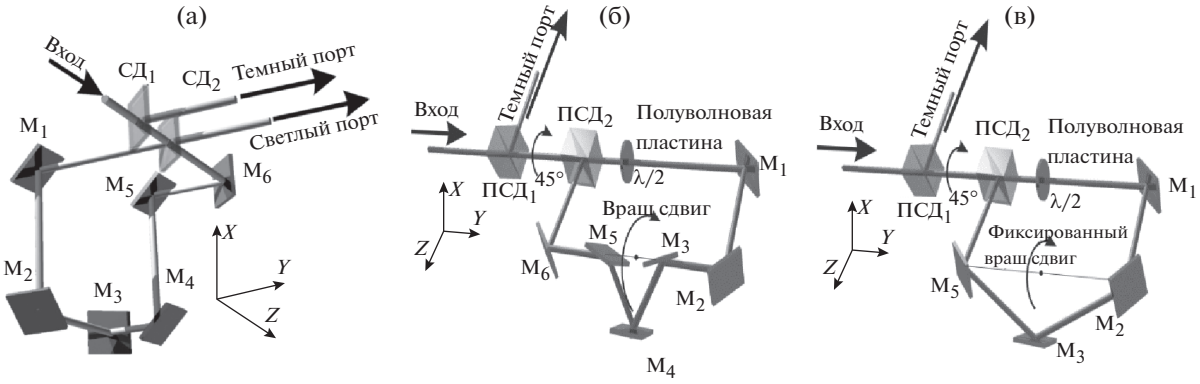


Рис. 6. Оптические схемы интерференционных коронографов общего пути с различными углами вращательного сдвига: (а) – ИВС 180° (угол фиксирован); (б) – ИВС с переменным углом; (в) ИВС 5° (угол фиксирован, с пятью отражениями).

жательных элементов (светоделитель и плоские зеркала) расположены последовательно. Угол падения на каждый отражающий элемент равен 45°, но плоскостность схемы принципиально не сохранена, что обеспечивает поворот изображения на 180° при формировании зрачка в плоскости светоделителя при сложении волн. По причине угла падения под 45°, образуются эллиптические формы апертур в плоскости зеркал и светоделителя. Они наложены с взаимным поворотом, если отобразить оптическую схему в соответствующей развертке призмы, так как последовательно расположенные зеркала геометрически образуют призму без стекла. Дифракционный анализ показывает разные линейные масштабы дифракционных колец в эллиптических апертурах, что привносит аберрации, образованные схемой коронографа.

В дополнении к указанным дифракционным эффектам присутствуют остаточные аберрации зеркал и светоделителя, обусловленные их неплоскостностью в результате ограниченной точности их изготовления, а также микро-шероховатостью оптических поверхностей (точность шлифовки и полировки), которые вызывают в совокупности эффект, характеризуемый аберрациями необщего пути (*от англ.* non-common-path aberrations).

Понятие необщего пути здесь различается от использованного выше (интерферометра общего пути). Под *аберрациями необщего пути* здесь понимают принципиально неодинаковые положения плоскостей возможного корректора ВФ (элемента адаптивной оптики (АО)), датчика волнового фронта, например, датчика Гартмана, и промежуточных плоскостей элементов оптиче-

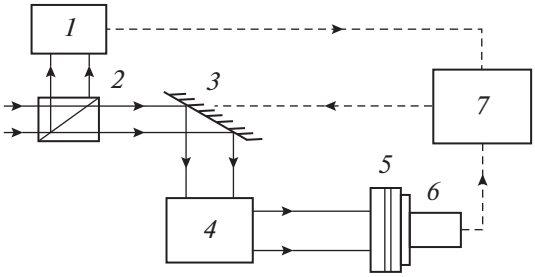


Рис. 7. Оптическая блок-схема для одновременного измерения волнового фронта датчиком Гартмана и измерением коронографического погашения: *1* – датчик Гартмана; *2* – светоделитель; *3* – зеркало (трипод); *4* – коронограф; *5* – объектив; *6* – камера; 7 – ПК.

ской системы телескопа, коронографа, интерферометра и т.п., дифракционно искажающих исходное коронографическое изображение. Важно, что число элементов оптической системы, число плоскостей превышает одну или две плоскости, где установлены пиксельные устройства корректирующей адаптивной оптики.

Для ослабления аберраций необщего пути, привнесенных, в частности, интерференционным коронографом, корректирующая система АО должна “работать вперед”, т.е. генерировать инверсный амплитудно-фазовый корректирующий экран (с отрицательным знаком) перед вносимыми аберрациями. Теоретически такой процесс можно описать преобразованием Френеля, но на практике задача усложняется наличием многих апертур и поэтому применяется итерационный алгоритм.

Для точной коррекции ВФ применяют прецизионную АО (*от англ.* ExAO – extremely (precise) adaptive optics (Guyon, 2018)) и итерационный алгоритм управления, так как априори не известна аберрация необщего пути. Обычно используют согласованную пару адаптивных элементов, например, деформируемых зеркал, установленных на согласованном расстоянии друг от друга, каждое зеркало осуществляет фазовую модуляцию ВФ, и при распространении дифрагированной волны получают эффективную амплитудно-фазовую модуляцию. Для коррекции аберрации необщего пути применяют пикселированные устройства АО, обычно деформируемые управляемые зеркала с большим числом актуаторов или фазовые ЖК экраны. Последние имеют большее число пикселей, но в то же время, меньшую точность и хроматические эффекты.

Мы оценили величину аберраций необщего пути в используемом интерференционном коронографе, поскольку важно было оценить достижимый коронографический контраст без использования *пикселированной* АО (использование которой в настоящее время тестируется и будет рассмотрено в последующей работе). Для оценки величины аберрации необщего пути, экспериментально, на вход оптической схемы было подано оптическое излучение с характеристиками, измеренными датчиком Гартмана и одновременно была измерена степень погашения фонового осевого источника после интерференционного коронографа. Оптическая схема лабораторного эксперимента с коронографом приведена на рис. 7.

На рис. 8 приведен результат измерения степени погашения осевого источника в этом экспери-

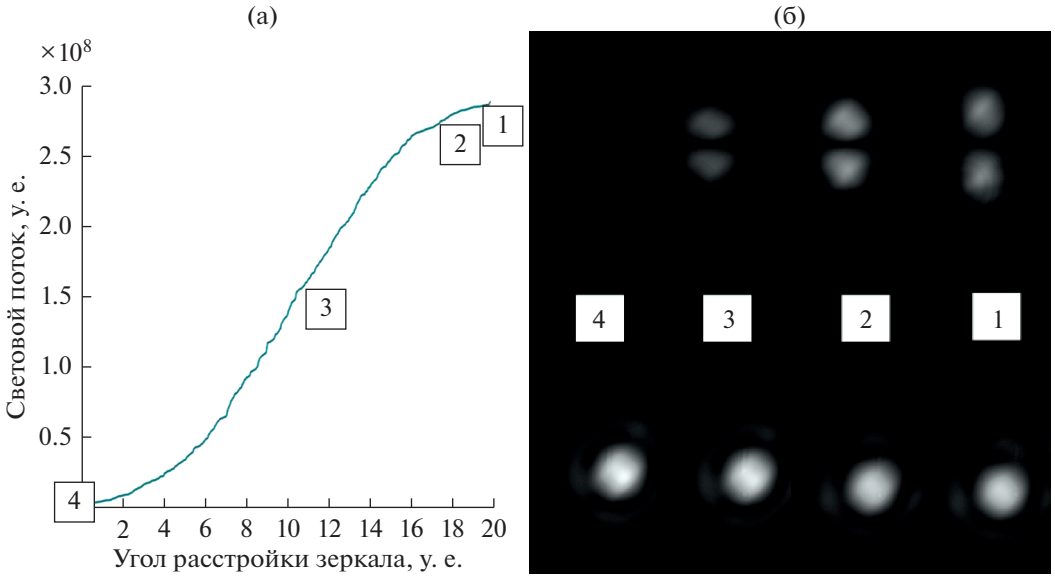


Рис. 8. Погашение оптического сигнала при настройке оси коронографа на источник. (а) – измерение погашения сигнала при настройке оси коронографа на фотоцентр источника. (б) – фотографии соответствующего погашения в нескольких точках (показаны цифрами) зависимости на рисунке (а), сверху – на темном выходе коронографа, снизу на светлом выходе коронографа.

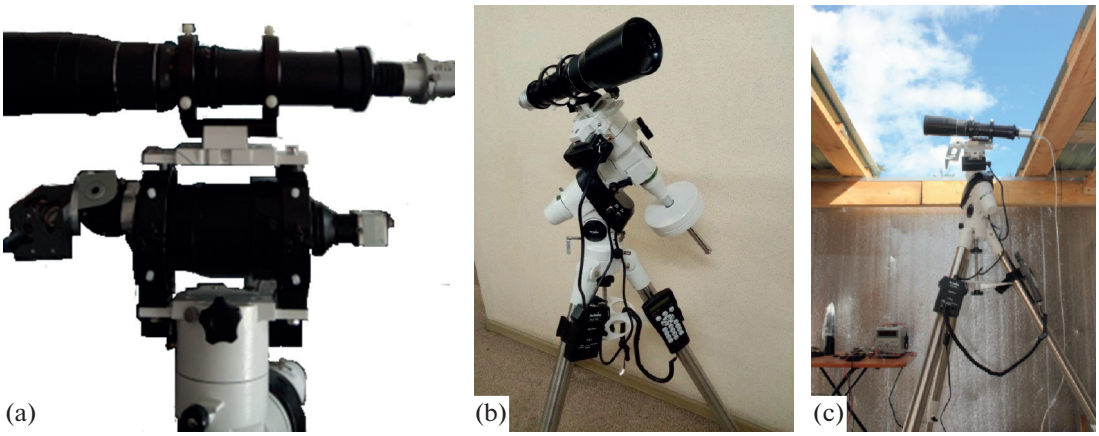


Рис. 9. (а) Фото макета коронографа, смонтированного на экваториальной монтировке параллельно зрительной трубе (ПЗС камеры и объектива), (б) упрощенная схема, по которой оценивали точность гидирования, (в) установка в полевых условиях.

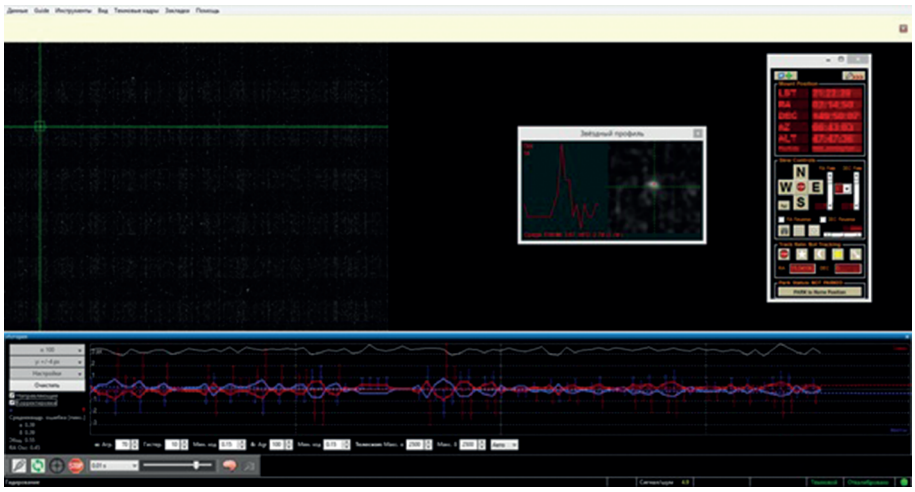


Рис. 10. Скриншот (снимок экрана) во время работы программ ведения звезды с управлением приводами экваториальной монтировки – RMS 0.55 пикселя (≈1″).

менте. Степень погашения показана в *динамическом* режиме (с контролируемым изменением угла осевого источника), при настройке углового положения управляемого наклонного зеркала последовательно переводят неосевой источник в осевой и наблюдают его погашение, см. рис. 8а–8б справа налево. Угол наклона зеркала показан вдоль горизонтальной оси в угл. с.

Рис. 8 показывает ослабление светового потока при угловом наведении оси коронографа на коллимированный источник света не менее чем на два порядка (120 раз), что примерно соответствовало качеству ВФ по среднеквадратичному отклонению RMS: $\Delta\psi_{RMS} \sim \lambda/50$. Оценку производили согласно следующей формуле:

$$I \propto (1 - \cos(\Delta\psi_{RMS})). \quad (2)$$

В единицах p-v волновой фронт имеет качество по апертуре $\Delta\psi \sim \lambda/15$ (RMS), таким образом, эффект аберраций необщего пути, привносимых коронографом, сказывается на уменьшении величины коронографического качества, при погашении более двух порядков.

УСТАНОВКА КОРОНОГРАФА И ГИДИРОВАНИЕ НА ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ МОНТИРОВКЕ

Для работы по звезде, макет интерференционного коронографа был закреплен на экваториальной монтировке, см. фото на рис. 9а. Однако на начальном этапе для упрощения апробации получения “первого света” работу по звезде производили с объективом с фокусным расстоянием рав-

ным фокусу объектива коронографа $F = 500$ мм и ПЗС матрицей, рис. 9б.

В качестве начального этапа мы запрограммировали управление механизмом экваториальной монтировки и провели измерение точности удержания фотоцентра звезды на одном пикселе ПЗС. Это дало возможность проверить нестандартную процедуру настройки экваториальной монтировки для автоматического ведения (гидирования) с удержанием предполагаемой оси коронографа на фотоцентре выбранной звезды с точностью одного пикселя 2″. На рис. 10 приведен скриншот (снимок экрана), полученный в режиме гидирования, в частности, продемонстрирована точность удержания оси порядка 0.55 пикселя (RMS), что приблизительно равно 1″.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе мы рассмотрели особенности функционирования интерференционного звездного коронографа с вращательным сдвигом. Описаны некоторые технические вопросы по подготовке натурного эксперимента с указанным типом коронографа. Проведено моделирование характеристик коронографического изображения с оптикой телескопа, учитывающее остаточные аберрации, микрошероховатость оптических элементов, искажение волнового фронта турбулентным атмосферным экраном. В частности, показано, что при малой апертуре телескопа, приблизительно на порядок меньше области Фрида, коронограф функционален для погашения фонового изображения звезды более чем на два порядка по интенсивности. Таким образом, возможно тестирование коронографа на звезде без пиксельной коррекции ВФ.

Были проведены лабораторные измерения ВФ датчиком Гартмана, и впоследствии этот ВФ был подан на вход экспериментального макета коронографа. Измеренный уровень коронографического погашения на более чем два порядка продемонстрировал, в частности, что величина аберраций необщего пути (характеризующих оптику интерференционного коронографа (ИВС 180°)), оказывает меньший искажающий эффект на коронографическое погашение. То есть эффект аберраций необщего пути менее эффекта от искаженного ВФ на входе в коронограф. Расчетные значения погашения и измеренные совпадают по порядку величины и составляют: коронографическое погашение 120 раз, фон на стеллоцентрическом расстоянии – удалении от оси яркого источника света до 2–3 λ/D – ослабление в 15 раз.

Полученные характеристики коронографа достаточны для отработки алгоритмов гидирования инструментальной оси коронографа на целевую звезду. Таким образом, описанный макет интерференционного коронографа прошел в лаборатории первоначальные тесты функциональности и запланирован для натурных измерений по звездному небу. Также ведутся работы по управлению пикселированным устройством АО, необходимым при увеличении апертуры телескопа, превышающей размер области Фрида (~10 см). Описание особенности функционирования АО и результатов натурных испытаний запланированы в следующих работах.

Работа выполнена при финансовой поддержке правительства Российской Федерации и Министерства высшего образования и науки РФ по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Коломийцов Ю.В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение. Л.: Машиностроение, 1976. 296 с.

Сайт с базой данных по экзоалпнетам – http://www.exoplanet.eu (20 сентября 2020).

Сайт библиотеки для расчета оптических систем Proper – http://proper-library.sourceforge.net (08 октября 2020).

Baudoz P., Rabbia Y., Gay J. Achromatic interfero coronagraphy I. Theoretical capabilities for ground-based observations // Astron. and Astrophys. 2000. V. 141. № 2. P. 319–329. https://doi.org/10.1051/aas:2000120

Cash W., Schindhelm E., Arenberg J., Lo A., Polidan R., Kasdin J., Vanderbei R., Kilston S., Noecker C. External occulters for direct observation of exoplanets: an overview // Proc. SPIE. UV/Optical/IR Space Telescopes: Innovative Technologies and Concepts III, 2007. V. 6687. P. 668712. https://doi.org/10.1117/12.732645.

Frolov P., Shashkova I., Bezymyannikova Y., Kiselev A., Tavrov A. Achromatic interfero-coronagraph with variable rotational shear: reducing of star leakage effect, white light nulling with lab prototype // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2015. V. 2. № 1. P. 011002. https://doi.org/10.1117/1.JATIS.2.1.011002

Frolov P., Shashkova I., Bezymyannikova Yu., Kiselev A., Tavrov A. Achromatic interfero-coronagraph with variable rotational shear: reducing of star leakage effect, white light nulling with lab prototype // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2016. V. 2. № 1. P. 011002. https://doi.org/10.1117/1.JATIS.2.1.011002

Golimowski D.A., Clampin M., Durrance S.T., Barkhouser R.H. High-resolution ground-based coronagraphy using image-motion compensation // Appl. Opt. 1992. V. 31. P. 4405–4416. https://doi.org/10.1364/AO.31.004405

Guyon O., Pluzhnik E.A., Kuchner M.J., Collins B., Ridgway S.T. Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs // Astrophys. J. 2006. V. 167. № 1. P. 81–99. https://doi.org/10.1086/507630

Guyon O. Extreme Adaptive Optics // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2018. V. 56. P. 315–355.

Howell S.B. Handbook of CCD Astronomy. 2-nd edition. Cambridge University Press, 2012. ISBN: 9780511807909.
https://doi.org/10.1017/CBO9780511807909

Lyon R.G., Clampin M., Woodruff R., Vasudevan G., Shao M., Levine M., Melnick G., Tolls V., Petrone P., Dogoda P., Duva Ju., Ge Ji. Visible Nulling Coronagraphy for Exo-Planetary Detection and Characterization // Proc. of the Int. Astron. Union. 2005. V. 1. № C200. P. 345–35.
https://doi.org/10.1017/S1743921306009574

Malacara D. Chapter 5. Radial, Rotational, and Reversal Shear Interferometer. P. 205. (in the book "Optical Shop Testing") / Ed. Malacara D. New York: John Wiley & Sons, Inc, 2007. 888 p. ISBN: 978-0-471-48404-2.

Mawet D., Pueyo L., Moody D., Krist J., Serabyn E. The Vector Vortex Coronagraph: sensitivity to central obscuration, low-order aberrations, chromaticism, and polarization // Proc. SPIE. Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation, 2010. V. 7739. P. 773914.
https://doi.org/10.1117/12.858240.

Perryman M. The Exoplanet Handbook. 2-nd edition. Cambridge Univ. Press, 2018. ISBN: 9781108304160.
https://doi.org/10.1017/9781108304160

Tavrov A.V., Kobayashi Y., Tanaka Y., Shioda T., Otani Y., Kurokawa T., Takeda M. Common-path achromatic interferometer–coronagraph: nulling of polychromatic light // Opt. Lett. 2005. V 30. № 17. P. 2224–2226.
https://doi.org/10.1364/OL.30.002224

Tavrov A., Korablev O., Ksanfomaliti L., Rodin A., Frolov P., Nishikwa J., Tamura M., Kurokawa T., Takeda M. Common-path achromatic rotational-shearing coronagraph // Opt. Lett. 2011. V. 36. № 11. P. 1972–1974.
https://doi.org/10.1364/OL.36.001972

Tavrov A., Kameda S., Yudaev A., Dzyuban I., Kiselev A., Shashkova I., Korablev O., Sachkov M., Nishikawa Ju., Tamura M., Murakami G., Enya K., Ikoma M., Narita N. Stellar imaging coronagraph and exoplanet coronal spectrometer: two additional instruments for exoplanet exploration onboard the WSO-UV 1.7-m orbital telescope // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2018. V 4. № 4. P. 044001.
https://doi.org/10.1117/1.JATIS.4.4.044001

Traub W.A., Oppenheimer B.R. Direct imaging of exoplanets // Ed. Seager S. (Tucson: Univ. Arizona Press). Exoplanets. 2010. P. 111–156.
https://arxiv.org/pdf/1502.01702v1.pdf

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК, 2021, том 55, № 4, с. 381–383

УДК 523.44523.68

БОЛИДНЫЙ РОЙ α-АНДРОМЕДИД И МЕТЕОРИТООБРАЗУЮЩИЙ БОЛИД НАД СЛОВАКИЕЙ

© 2021 г. А. К. Терентьева[a, *], Е. С. Баканас[a, b, **]

[a] Институт астрономии РАН, Москва, Россия

[b] АО РКС, Москва, Россия

*e-mail: ater@inasan.ru

**e-mail: oterma@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.12.2020 г.
После доработки 01.04.2021 г.
Принята к публикации 03.04.2021 г.

На основании связи метеоритообразующего болида EN 041096 Kremnica (Spurný, Borovicka, 1997) с болидным роем α-Андромедид (№ 55) (Terentjeva, 1990) установлен метеоритообразующий болидный рой α-Андромедид. Этот рой пополняет список метеоритообразующих роев, найденных нами ранее. К настоящему времени этот список состоит из 14 метеоритообразующих роев. Поскольку метеоритообразующие рои могут содержать крупные метеороидные тела, встреча с ними может быть не безопасной для Земли. Поэтому проблема этих потенциально опасных роев должна быть в центре внимания исследователей метеоров и являться составной частью общей проблемы космической угрозы.

Ключевые слова: метеоритообразующий рой, болид, орбита, метеороид, метеор

DOI: 10.31857/S0320930X21040095

ВВЕДЕНИЕ

Яркий болид –10 абсолютной звездной величины был зарегистрирован фотографическими камерами на пяти чешских станциях Европейской болидной сети. Как сообщают Spurný и Borovicka (1997), это произошло 4 октября 1996 г. в $2^h35^m00^s$ UT. Болид проследовал 93.18 км со светящейся траекторией за 6.84 с и закончил свой путь на высоте 31.8 км. Очень точно была определена динамическая фрагментация метеороидного тела на высоте 41 км. В результате, как пишут авторы, небольшие метеориты, общим весом около 1 кг могли выпасть на поверхность земли в окрестности Словацкого города Kremnica. Параметры атмосферной траектории и элементы гелиоцентрической орбиты получены с очень хорошей точностью.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Нами были проанализированы опубликованные каталоги болидных и метеороидных роев (Lindblad, 1971a; 1971b; Cook, 1973; Terentjeva, 1990 и др.). В результате была найдена связь метеоритообразующего болида Kremnica с болидным роем α-Андромедид (№ 55) (Terentjeva, 1990). Из таблицы, где приведены данные орбит болида и болидного роя, можно видеть очень хорошее сходство элементов орбит и других параметров обоих объектов. Известный критерий Саутворта–Хокинса D_{SH} (Southworth, Hawkins, 1963) для этой пары орбит (см. табл.) составляет величину D_{SH} = 0.10. Это говорит об очень хорошей сходимости данных орбит. Поэтому, можно предположить, что с очень высокой степенью вероятности связь болида Kremnica с болидным роем возможна, и болидный рой α-Андромедид является метеоритообразующим.

Этот болидный рой пополняет список метеоритообразующих болидных роев, найденных нами ранее (Терентьева, Барабанов, 2017). К настоящему времени этот список, с учетом рассматриваемого нами роя α-Андромедид, составляет 14 болидных роев и основан на данных Прерийной, Канадской и Европейской болидных сетей (Halliday и др., 1971–1984; McCrosky и др., 1976; Цеплеха, 1978). Мы вычислили значения постоянной критерия Тиссерана (возмущающая планета – Юпитер) для всех 14 метеоритообразующих роев и болида Kremnica. Оказалось, что для 11 метеоритообразующих роев, в том числе для роя α-Андромедид, а также для болида Kremnica, значения постоянной Тиссерана лежат в астероидном диапазоне. Для роя α-Андромедид и болида Kremnica они находятся вблизи границы с “кометоидами”.

Радианты и элементы орбит болида Kremnica (J2000.0) и болидного роя α-Андромедид (J1950.0)[1]

Объект	Дата	Геоцентр. радиант		$V\infty$, км/с	a, а.е.	e	q, а.е.	ω, °	Ω,, °	i, °	π, °	Источники
		α, °	δ, °									
Болид EN 041096 Kremnica	1996 X 4	353.44	+24.744	21.891	2.320	0.6902	0.7187	251.89	191.199	14.389	83.089	[1]
Болидный рой α-Andds	X 12–18	2	+26	21.8	2.441	0.688	0.738	248.6	201.2	12.4	89.8	[2]

Источники:
[1] – Spurný, Borovicka (1997).
[2] – Terentjeva (1990). Болидный рой № 55.
[1]За 50 лет разница из-за прецессии составляет менее 1°, что не является существенным при сравнении данных орбит с разбросом в несколько градусов.

Подробнее эти результаты будут представлены в другой работе.

ЗАМЕЧАНИЕ О БОЛИДАХ С ПЫЛЕВЫМИ СЛЕДАМИ

“Пылевой след болида – редкое явление природы, так как для его возникновения необходим полет крупного метеорного тела с умеренной скоростью достаточно глубоко в атмосфере... Обычные метеоры пылевых следов не оставляют как по причине своей малой массы, так и потому, что они переходят в метеорный газ, а не в пыль. Поэтому, как правило, пылевые следы возникают при падении метеоритов”, – писал в своей известной монографии И.С. Астапович (1958).

Следовательно, если болид оставил после себя пылевой след, то с высокой степенью вероятности это – метеоритообразующий болид, так же, как и тот рой, к которому он принадлежит. В связи с этим, наблюдателям метеоров необходимо обращать особое внимание на болиды с пылевыми следами. Следует вычислить координаты того места на поверхности земли, в окрестности которого могли выпасть осколки метеороидного тела (метеорита).

Пылевой след от яркого болида в конусе вечерней зари над Амуром можно увидеть на цветном снимке в статье (Terentjeva, Bolgova, 2020).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлен еще один метеоритообразующий болидный рой α-Андромедид, относящийся к классу потенциально-опасных роев для Земли. В силу возможного наличия в таких роях крупных метеороидных масс, встреча с ними может быть не безопасна для Земли. Они могут являться источником местных локальных разрушений. Поэтому такие рои должны быть всегда в центре внимания исследователей метеоров, постоянно анализироваться и пополняться. Тем более сейчас для этого имеются обширные ряды фотографических наблюдений, полученные болидными сетями.

К этому стоит еще добавить, что кроме упоминаемых метеоритообразующих болидных роев, существуют болидные рои, в которых не были обнаружены метеоритообразующие болиды (пока), но которые содержат массивные метеороидные тела с начальной массой M_∞ от 47 кг до 5 т. Таких болидных роев существует пятнадцать (Терентьева, Барабанов, 2017), и из них в четырех роях содержатся метеороидные тела с начальными массами в 1, 3, 4 и 5 т. Конечно, встреча с такими массивными телами также может быть весьма опасной для Земли, и совсем не важно, какого они происхождения, астероидного или кометного. Все зависит от космических условий их движения. Поэтому проблема потенциально опасных метеороидных роев должна быть частью общей проблемы космической угрозы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Изд-во Физматгиз, 1958. 640 с.

Терентьева А.К., Барабанов С.И. Метеоритообразующие болидные рои. Связь с метеороидными роями // Экологич. вестн. науч. центров ЧЭС. 2017. № 4. Вып. 3. С. 123–128.

Цеплеха З. Болиды Европейской сети // Метеоритика. 1978. Вып. 37. С. 60–68.

Cook A.F. A working list of meteor streams // Proc. Colloq. No 13 IAU “Evolutionary and physical properties of meteoroids” / Eds Hemenway C.L., Millman P.M., Cook A.F. Washington, 1973. P. 183–191.

Halliday I., Griffin A.A., Blackwell A.T. MORP network fireball data (1971–1984) // The IAU Meteor Data Center in Lund, Sweden, 1971–1984.

Lindblad B.A. Meteor streams // Space Res. XI. Proc. Open Meetings of Working Groups 13th Plenary Meeting Committee on Space Res. (COSPAR), Leningrad, USSR, May 20-29, 1970 // Eds Kondratyev K.Ya., Ry-

croft M.J., Sagan C. Berlin: Akad. Verlag, 1971a. P. 287–297.

Lindblad B.A. Two computerized stream searches among meteor orbits: 1. Among 865 precise photographic orbits; 2. Among 2401 photographic orbits // Smithson. Contrib. Astrophys. 1971b. № 12. P. 1–24.

McCrosky R.E., Shao C.-Y., Rosen A. Prairie network fireball data. I. Summary and orbits // Preprint Series No. 665. Cambridge: Center for Astrophysics, 1976.

Southworth R.B., Hawkins G.S. Statistics of meteor streams // Smithson. Contrib. Astrophys. 1963. V. 7. P. 261–285.

Spurný P., Borovicka J. Six fireballs over central Europe // WGN, J. Int. Meteor Organ. 1997. V. 25. № 2. P. 94–101.

Terentjeva A.K. Fireball streams // Proc. Int. Conf. "Asteroids, Comets, Meteors III". Astron. Obs. Uppsala Univ., Sweden, June 12–16, 1989 / Eds Lagerkvist C.-I., Rickman H., Lindblad B.A., Lindgren M. Uppsala, 1990. P. 579–584.

Terentjeva A., Bolgova G. Meteorite-producing stream of the tau-Cetids and a meteorite dropping fireball over Poland // eMeteorNews. 2020. V. 5. Iss. 1. P. 1–3.

ВЛАДИМИР НАУМОВИЧ ЖАРКОВ (04.03.1926–26.02.2021)

DOI: 10.31857/S0320930X21040071

26 февраля 2021 г. ушел из жизни выдающийся российский ученый, известный геофизик, крупнейший специалист в области физики Земли и сравнительной планетологии Владимир Наумович Жарков.

Владимир Наумович родился в 1926 г. в Ленинграде, в 1949 г. окончил физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова по специальности "теоретическая физика". С 1956 г. Владимир Наумович постоянно работал в Институте физики Земли им. О.Ю. Шмидта АН СССР (РАН), пройдя путь от младшего научного сотрудника до зав. лабораторией и главного научного сотрудника. В.Н. Жарков – доктор физ.-мат. наук (1964), профессор по специальности "геофизика" (1977).

Владимир Наумович был физиком высочайшей квалификации. Его основные научные работы посвящены физике высоких давлений и недр планет, теории равновесной фигуры и собственных колебаний Земли, планет и спутников. Им была построена термодинамическая модель ядра и мантии Земли, введена диффузионная вязкость в физику мантии, разработана теория возмущений для собственных колебаний Земли, введены поправки на динамический модуль сдвига в числа Лява и чандлеровский период.

В.Н. Жарковым исследовано внутреннее строение Луны с использованием спектра собственных колебаний, изучалась эволюция лунной орбиты с учетом данных о Луне, полученных при космических исследованиях, и данных об истории земных континентов. Им были созданы первые современные модели внутреннего строения Венеры и Марса, которые могут найти применение при планировании космических исследований.

На основе развитой теории фигуры планет и построения уравнений состояния космохимических элементов и их соединений до давлений 100 Мбар и температур до нескольких десятков тысяч градусов В.Н. Жарковым с сотрудниками были построены модели внутреннего строения планет-гигантов, согласующиеся с данными наблюдений. Им впервые были рассчитаны спектры собственных колебаний Юпитера и Сатурна, вычислены числа Лява для Юпитера, Сатурна и Урана и получены оценки диссипативных факторов этих планет. Он выдвинул гипотезу об огромной роли Юпитера в образовании других планет-гигантов, в частности, Урана и Нептуна, которая была подтверждена в последующих работах по численному моделированию формирования этих планет.

В.Н. Жарков – автор более 250 научных работ по физике Земли, Луны и других планет. У его работ высокий индекс цитирования. Его книги стали настольными для нескольких поколений геофизиков, они переведены на разные языки мира. В последнее десятилетие вышли новые монографии В.Н. Жаркова.

Владимир Наумович в течение нескольких десятилетий возглавлял созданную им научную школу по планетологии в Институте физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. Под его научным руководством защищены девятнадцать кандидатских и десять докторских диссертаций.

В.Н. Жарков – почетный член Американского геофизического союза (2005), член ряда научных советов, зам. главного редактора журнала "Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы" РАН, член редколлегии журнала "Письма в Астрономический журнал" РАН. За научные достижения был награжден орденом "Знак почета" (1979), ему присвоено звание заслуженного деятеля науки РФ (2004). Одним из первых он был удостоен премий РАН имени О.Ю. Шмидта (1980 г.) за цикл работ по теме "Физика земных и планетных недр") и имени Б.Б. Голицына (2003 г.) за цикл работ "Собственные колебания Земли и планет". Был награжден медалью Ранкорна–Флоренского Европейского союза наук о Земле (2004 г.) за большой вклад в планетологию, включая работы по внутреннему строению и составу Марса.

В редколлегии нашего журнала Владимир Наумович состоял более тридцати лет, из них свыше двадцати был заместителем главного редактора. Его отличала принципиальная позиция, которая вызывала глубокое уважение коллег.

Светлая память о Владимире Наумовиче Жаркове – крупном ученом и замечательном человеке – навсегда сохранится в наших сердцах.

Редакционная коллегия