

ISSN 0320-930X

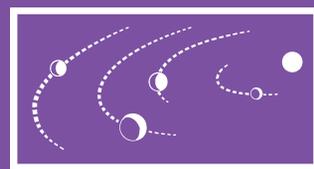
Том 57, Номер 6

Ноябрь - Декабрь 2023



# АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

*Исследования Солнечной системы*



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



# СОДЕРЖАНИЕ

Том 57, Номер 6, 2023

Исследования изотопного фракционирования D/H водного льда лунного реголита <i>В. С. Севастьянов, А. П. Кривенко, С. А. Воропаев, М. Я. Маров</i>	491
Термическое зондирование атмосферы Марса при помощи фурье-спектрометра ACS TIRVIM на борту КА ExoMars TGO: метод решения обратной задачи <i>П. В. Власов, Н. И. Игнатьев, О. И. Кораблев, А. А. Федорова, А. В. Григорьев, Д. В. Пацаев, И. А. Маслов, А. В. Шакун, С. Герле, Д. Грасси, Л. В. Засова</i>	503
Космические регуляторы климата Земли <i>Г. А. Аванесов, Б. С. Жуков, М. В. Михайлов, Б. Г. Шерстюков</i>	521
Анализ эволюции Луны и возможной динамики ее недр <i>Н. А. Чуйкова, Л. П. Насонова, Т. Г. Максимова</i>	532
Исследование малых тел Солнечной системы: проект Одиссея-астероиды <i>Е. Н. Слюта, А. Е. Шаханов, Р. В. Ельников</i>	544
Особенности дегазации углистого хондрита Murchison (CM2) в интервале температур 200–800°C <i>С. А. Воропаев, Н. В. Душенко, В. С. Федулов, А. В. Корочанцев</i>	571
Особенности дегазации углистого хондрита Allende (CV3) в интервале температур 200–800°C <i>С. А. Воропаев, Н. В. Душенко, А. П. Кривенко, В. С. Федулов, К. М. Рязанцев, А. В. Корочанцев</i>	583
Джинсовская гравитационная неустойчивость вращающейся намагниченной плазмы без столкновений с анизотропным давлением <i>А. В. Колесниченко</i>	595
Движение планетезималей в сфере Хилла звезды Проксима Центавра <i>С. И. Ипатов</i>	605
Негравитационный механизм выброса комет из облака Оорта за счет кометных вспышек <i>Д. В. Белоусов, А. К. Павлов</i>	623
Прогресс и проблемы в методах прогнозирования движения астероидов, сближающихся с Землей <i>Т. Ю. Галушина, В. А. Авдюшев, П. А. Левкина</i>	631



УДК 544.147,53.096

## ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗОТОПНОГО ФРАКЦИОНИРОВАНИЯ D/H ВОДНОГО ЛЬДА ЛУННОГО РЕГОЛИТА

© 2023 г. В. С. Севастьянов<sup>a</sup>, \*, А. П. Кривенко<sup>a</sup>, С. А. Воропаев<sup>a</sup>, М. Я. Маров<sup>a</sup>

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

\*e-mail: vsev@geokhi.ru

Поступила в редакцию 26.04.2023 г.

После доработки 19.05.2023 г.

Принята к публикации 08.06.2023 г.

С целью изучения процессов, связанных с происхождением и удержанием воды на поверхности Луны, в ГЕОХИ РАН создана экспериментальная установка для анализа процессов (ре)сублимации водного льда в вакууме при низких температурах. Диапазон изменения температуры (ре)сублимации от  $-100$  до  $0^{\circ}\text{C}$ . Установка соединена с масс-спектрометром изотопных отношений (IRMS), который позволяет измерять изотопный состав паров испаряющегося вещества и давать оценку скорости (ре)сублимации при заданных физико-химических условиях. Наличие прямого ввода газов в масс-спектрометр в режиме реального времени выгодно отличает разработанную установку от зарубежных аналогов. Установка снабжена прозрачным иллюминатором из кварца, через который с помощью галогенной лампы можно нагревать поверхность исследуемого вещества, имитируя движение солнечных лучей по поверхности зерен минеральной композиции в условиях, близких к условиям на поверхности Луны. Кроме изучения (де)сорбции газов на поверхности минеральных зерен различного состава, установка может быть использована также и для исследования (ре)сублимации газогидратов и  $\text{CO}_2$ .

**Ключевые слова:** изотопия, фракционирование, вода, лед, сублимация

**DOI:** 10.31857/S0320930X23060063, **EDN:** CVUIKG

### ВВЕДЕНИЕ

Процессами, обеспечивающими равновесные условия удержания водного льда в реголите Луны, являются сублимация и конденсация (ресублимация) паров воды при суточном изменении температуры поверхности реголита. В этом процессе участвует свободная вода, которая, в отличие от химически связанной воды, не входит в состав кристаллической решетки минералов, но удерживается реголитом, главным образом, в порах минеральных зерен вследствие адсорбции-десорбции или путем адгезии в условиях глубокого вакуума. Физика процессов, по существу, аналогична процессам, происходящим в поровом пространстве кометного ядра. Такие процессы исследовались на основе кинетических моделей (Маров и др., 1995; Skogov, Marov, 1998). Однако получение количественных оценок вклада (ре)сублимации в удержание воды в лунном реголите сопряжено с большими неопределенностями, так как известные измерения диффузии и конденсации паров проводились, в основном, при атмосферных условиях. В решении этой проблемы может помочь проведение экспериментов на лабораторных вакуумных установках в условиях, макси-

мально приближенных к существующим на лунной поверхности.

Наиболее надежные данные о содержании водного льда на поверхности Луны были получены лунной орбитальной станцией NASA Lunar Reconnaissance Orbiter, американско-германской стратосферной обсерваторией SOFIA и на индийском космическом аппарате Chandrayaan (Feldman и др., 1998; Mitrofanov и др., 2010; Sanin и др., 2017; Colaprete и др., 2010; Pieters и др., 2009). Молекулярная вода обнаружена в крупном кратере Клавий (Clavius), хорошо различимом с Земли в южном полушарии Луны. С помощью инфракрасной камеры на борту обсерватории SOFIA было установлено, что концентрация воды в кратере составляет от 100 до 400 ppm, и она распределена однородно. Исследователи предположили, что присутствие воды в таких концентрациях на освещенных участках обусловлено геологическими причинами локального характера и вряд ли будет характерным для всей лунной поверхности. В 2010 г. на южном полюсе Луны в выбросе грунта, возникшем при падении ступени ракеты на лунную поверхность, — эксперимент с зондом LCROSS (Colaprete и др., 2012) — были зарегистрированы: водный лед ( $5.6 \pm 2.9$  мас. %), лету-

чие, в том числе  $\text{CO}_2$  (0.29 мас. %),  $\text{CH}_4$  (0.03 мас. %),  $\text{CO}$  (0.08 мас. %) и газогидраты (Berezhnoui и др., 2012). Было показано, что средняя концентрация водного льда на полюсах может достигать ~1 мас. %.

Шероховатость лунной поверхности оказывает сильное влияние на адсорбцию и десорбцию молекул воды. Измерениями с орбиты было зарегистрировано уменьшение количества воды над лунной поверхностью до полудня и возрастание после полудня (Pieters и др., 2009). Это означает, что молекулы воды могут перемещаться по поверхности в течение лунного дня, задерживаясь при этом в постоянно затененных местах склонов и ловушках (cold traps) на дне кратеров. По мере того, как Солнце движется в течение лунного дня, поверхностный иней, который может накапливаться в холодных затененных областях (с температурой до  $-210^\circ\text{C}$ ), медленно подвергается воздействию солнечного света (нагрев до  $120^\circ\text{C}$ ) и циклически перемещается в экзосферу Луны, где осаждается на частичках пыли. При их выпадении на поверхность молекулы воды могут перемещаться и накапливаться в виде инея в подходящих холодных местах. Таким образом, лед на Луне может удерживаться не только в постоянно затененных областях, но и в “переменных ледяных ловушках” разных размеров, вплоть до сантиметровых (Davidsson, Hosseini, 2021).

В настоящее время известны три основных источника воды на Луне. Наряду с определенным вкладом эндогенных процессов, большую роль сыграли экзогенные механизмы – ударная бомбардировка, в первую очередь, кометами и астероидами углисто-хондритового состава, наиболее богатыми летучими (Маров и др., 2019; Маров, Ипатов, 2021). Еще одним источником привнесенной воды могли быть протоны солнечного ветра.

Геохимическое сопоставление лунных пород с земными, а также с минералогическим составом метеоритов, лежат в основе понимания планетарных процессов их происхождения. Исследования образцов доставленных лунных пород подтвердили, что на Луне по меньшей мере первый миллиард лет происходила интенсивная вулканическая деятельность и широко распространены породы эндогенного магматического происхождения (Виноградов, 1973). Вулканизм при интенсивной дегазации магмы в условиях космического вакуума мог оказать существенное влияние на удержание таких газов и летучих в изверженных породах, как  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{F}$ ,  $\text{S}$ ,  $\text{Cl}$  и др. Например, по оценкам Crotts (2012) толщина слоя водного льда за счет вулканических выбросов могла бы достигать нескольких сантиметров.

Вклад ударной бомбардировки Луны астероидами и кометами из различных областей Солнечной системы не вызывает сомнений. На полюсах

водный лед мог накапливаться в течение всей лунной истории, но наибольший рост произошел, видимо, в период поздней “тяжелой бомбардировки” (LHB), около 3.8–4 млрд лет назад. Интенсивный солнечный ветер, состоящий в основном из ионов водорода и гелия, был и является важным экзогенным фактором для Луны. Например, при взаимодействии протонов с кислородом силикатов образуются молекулы воды и гидроксилы, что приводит к образованию протонной воды в реголите. Но при этом солнечный ветер может также и разрушать молекулы воды в поверхностном слое в процессах фотодиссоциации.

Оценить вклад различных источников воды для Луны можно с помощью ее изотопного состава. Два известных стабильных изотопа водорода сильнее всего различаются по массе относительно прочих изотопов – это протий  $^1\text{H}$  и дейтерий  $^2\text{H}$  (D). На Земле преобладает легкий водород – он составляет 99.9885%, в то время как дейтерия всего 0.0115%. В изотопной геохимии за стандарт принято отношение D/H океанической воды VSMOW (Венский стандарт средней океанской воды), относительно которого происходит измерение изотопного состава всех остальных объектов. Изотопный состав водорода, с использованием стандартной дельта-системы счисления, выражается как  $\delta\text{D}$  (в промилях, ‰):

$$\delta\text{D} (\text{‰}) = \left( \frac{(\text{D}/\text{H})_{\text{sample}}}{(\text{D}/\text{H})_{\text{VSMOW}}} - 1 \right) \times 1000, (1)$$

где  $R_0 = (\text{D}/\text{H})_{\text{VSMOW}} = 1.5576 \times 10^{-4}$  (De Wit и др., 1980). Изотопный состав солнечного ветра равен  $\delta\text{D} = -897 \text{‰}$ , а для Юпитера  $\delta\text{D} = -878 \text{‰}$ , что в пределах неопределенности идентично значению для состава протосолнца (Geiss, Gloeckler, 1998). При этом изотопный состав водорода досолнечного межзвездного льда аномально тяжелый – может достигать  $\delta\text{D} = +(9300-13\,100) \text{‰}$  (Dartois и др., 2003) и, вероятно, представляет собой важный источник дейтерия в кометах. Как показали космические миссии Vega, Stardust и наземные наблюдения, водный лед большинства комет аномально тяжелый: например, у кометы 1P/Halley  $\delta\text{D} \approx (+400...+800) \text{‰}$  (Eberhardt и др., 1995), хотя есть кометы и с отношением D/H, отвечающим VSMOW. Для углистых хондритов было показано, что вода из гидратированных силикатов более бедна D, чем вода в составе органических соединений: например, для хондритов типа CM  $\delta\text{D} \approx -430 \text{‰}$ , а для типа CI  $\delta\text{D} \approx -480 \text{‰}$  (Alexander и др., 2018). Интересно отметить, что в земных мантийных породах изотопный состав воды также легкий и составляет  $\delta\text{D} \approx -80 \text{‰}$ .

При накоплении и преобразовании лунного реголита ключевым фактором является его перемешивание и послойное изменение в результате наложения выбросов пород при ударах, что было подтверждено результатами анализа активности

космогенных изотопов  $^{26}\text{Al}$  и  $^{22}\text{Na}$ , образованных космическими лучами на разной глубине (Виноградов и др., 1972). Микроудары оказывают также специфическое влияние на морфологию частиц реголита. Помимо перемешивания лунных пород и льда в вертикальном и горизонтальном направлениях, молекулы воды также могут проникать в глубокие слои реголита за счет диффузии по границам минеральных зерен. Заметим, что одновременно с аккумулярованием при послонном изменении реголита в результате бомбардировок могла происходить потеря водного льда с поверхности Луны (Davidsson, Hosseini, 2021). Новые интересные данные по содержанию и природе воды вблизи южного полюса Луны обещает проект NASA VIPER (Volatiles Investigating Polar Exploration Rover) с высадкой лунохода. По программе ESA Prospect в 2025 г. предполагается бурение лунного грунта на глубину 2 м на южном полюсе Луны (Mortimer и др., 2018). Бурение на такую же глубину предусмотрено также в рамках научной программы российского проекта Луна-Ресурс. Важно понимать, однако, что неизбежный нагрев лунного реголита при бурении может существенно ускорить процесс сублимации водного льда, что может привести к значительным изотопным сдвигам D/H. Для правильной оценки исходного изотопного состава водного льда надо корректно оценивать возможные кинетические изотопные эффекты и понимать их причины.

**БАЗОВЫЕ МОДЕЛИ ИЗОТОПНОГО ФРАКЦИОНИРОВАНИЯ ПРИ (РЕ)СУБЛИМАЦИИ**

Исходя из равновесного фазового состояния воды, определяемого тройной точкой на фазовой диаграмме – (температура 273.16 К, давление 611.657 Па, см. рис. 1), – легко видеть, что в условиях глубокого вакуума вблизи лунной поверхности и низких парциальных давлениях выделяющихся газов водный лед конденсируется напрямую из пара, минуя жидкую фазу, и, наоборот, может переходить в газообразную форму (сублимировать) непосредственно из твердого состояния.

*Равновесное фракционирование*

Рассмотрим вначале разделение молекул HDO и H<sub>2</sub>O при конденсации из пара, предполагая рэлеевское фракционирование. Основное предположение модели Рэля (далее РМ) заключается в том, что конденсированная фаза образуется при изотопном равновесии с окружающим паром и сразу же удаляется из него после образования. В этом случае изотопный состав водного пара,  $\delta_v$ , определяется уравнением

$$d\delta_v / (1 + \delta_v) = (\alpha - 1) dm_v / m_v, \quad (2)$$

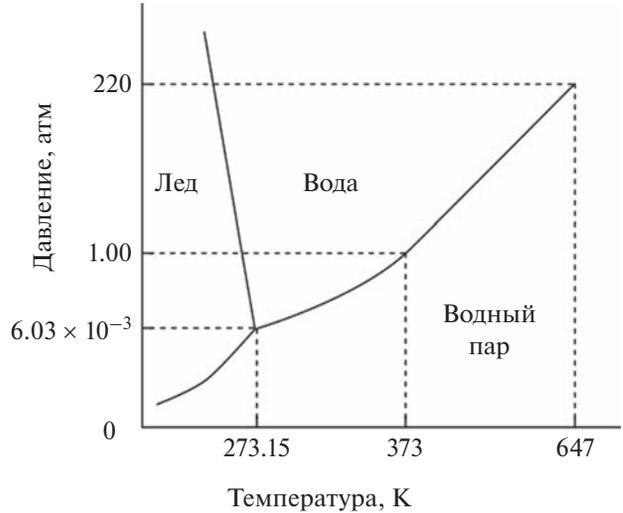


Рис. 1. Фазовая диаграмма воды.

где  $\alpha$  – коэффициент изотопного фракционирования D/H при температуре конденсации  $\theta_c$ ,  $m_v$  – общая масса водного пара. Изотопный состав льда (конденсата) –  $\delta_c$ , связан с изотопным составом пара,  $\delta_v$ , масс-балансовым соотношением

$$1 + \delta_c = \alpha(1 + \delta_v), \quad (3)$$

поскольку, по определению, коэффициент фракционирования изотопов

$$\alpha = R_c / R_v, \quad (4)$$

где  $R$  – это изотопный состав (в нашем случае,  $N_{\text{HDO}}/N_{\text{H}_2\text{O}}$ ) соответствующей фазы. Коэффициент изотопного фракционирования D/H при равновесии водный лед–пар является функцией температуры конденсации ( $\theta_c$ , К), для интервала от 0 до  $-40^\circ\text{C}$  был впервые измерен в работе (Merrilliv, Nief, 1967) и впоследствии уточнен в работе (Lamb, 2017) как

$$\ln(\alpha_{c-v}) = 0.2133 - 203.1/\theta_c + 48888/\theta_c. \quad (5)$$

В равновесных условиях коэффициент  $\alpha_{c-v}$  определяется разницей величины скрытой теплоты конденсации пара молекул HDO и H<sub>2</sub>O. Учитывая соотношения (2) и (3), зависимость  $\delta_c$  от температуры конденсации можно представить выражением

$$d\delta_c / d\theta_c = (1 + \delta_c) [(1/\alpha)(d\alpha/d\theta_c) + (\alpha - 1)m_v(dm_v/d\theta_c)]. \quad (6)$$

В вакуумной технике для измерения содержания газов в камере обычно используются манометры, поэтому для целей эксперимента удобнее привести формулу (6) к давлению водного пара. Воспользуемся пропорциональностью массы пара,  $m_v$ , и его давления,  $e_v$ :  $m_v \sim e_v$  и введем соотно-

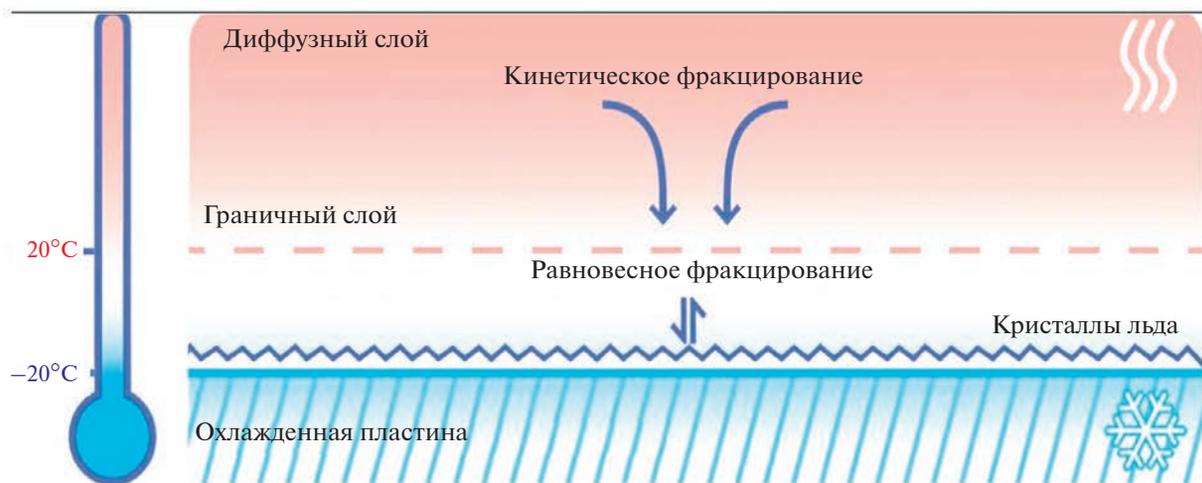


Рис. 2. Кинетический изотопный эффект при осаждении водного льда из пара.

шение  $S_i = e_v/e_i$ , где  $e_i$  — это давление насыщенного пара воды над льдом при температуре конденсации  $\theta_c$ . Тогда

$$(dm_v/m_v)(dS_i/S_i) + de_i/e_i, \quad (7)$$

и выражение (6) можно переписать в более удобном виде как

$$d\delta_c/d\theta_c = (1 + \delta_c)[(1/\alpha)(d\alpha/d\theta_c) + (\alpha - 1)(1/S_i)(dS_i/d\theta_c) + (1/e_i)(de_i/d\theta_c)]. \quad (8)$$

Зависимость давления насыщенного пара воды над льдом хорошо изучена в широком интервале температур и отражена в справочниках (например, Van Hook, 1967), что облегчает интерпретацию измерений и проверку выполнения условия равновесной конденсации РМ.

#### Неравновесное фракционирование

Как только в облаке водного пара, окружающего холодную пластину, образуется несколько кристалликов льда, осаждение молекул из фазы пара происходит по существу через насыщенную среду (см. рис. 2), так называемый пограничный слой. В результате, при более низкой диффузии в газовой среде молекул HDO, они начинают конденсироваться медленнее, чем более легкие и подвижные молекулы H<sub>2</sub>O. Аналогично тому, что происходит при сублимации, изотопный состав водного льда определяется не только равновесным изотопным эффектом, возникающим в результате различий между давлениями насыщенных паров, но и кинетическим изотопным эффектом.

Существование кинетического эффекта при осаждении водного льда из паровой фазы в воздухе было подтверждено многочисленными лабораторными экспериментами. В частности, это было сделано путем конденсации пара из окружающей

среды ( $T = 20^\circ\text{C}$ ) на холодной плоской поверхности ( $T = -20^\circ\text{C}$ ) (Jouzel, Merlivat, 1984). В течение эксперимента непрерывно брались пробы водяного пара, а в конце были отобраны пробы конденсата. Водный пар и лед были проанализированы на содержание D/H и были получены  $\delta D = -114\text{‰}$  (пар) и  $\delta D = -83\text{‰}$  (лед), соответственно. При этом, согласно РМ, равновесное фракционирование должно было бы обеспечить для льда изотопный состав  $\delta D = 55\text{‰}$ , что свидетельствует о значительном кинетическом изотопном эффекте даже при столь сравнительно небольшом перепаде температур.

Будем предполагать, что в вакууме процесс образования водного льда из пара протекает в ламинарном режиме, без турбулентности в пограничном слое. При этом условия окружающей среды ( $P$ ,  $T$ ) остаются постоянными достаточно долгое время, так что изотопный состав конденсата не меняется при осаждении по слоям. Потoki молекул HDO и H<sub>2</sub>O на плоскую поверхность двух видов молекул пропорциональны  $\check{D}(e_v - e_i)$ , где  $\check{D}$  — коэффициент диффузии за счет разности концентраций в среде (в приближении закона Фика), а  $e_v$  и  $e_i$  — парциальные давления в паре вне слоя и парциальные давления насыщенных паров над льдом. Для молекул HDO эти величины будем записывать с помощью штрихованных символов следующим образом:

$$e'_v = e_v R_0(1 + \delta_v), \quad e'_i = e_i R_0(1 + \delta_c)/\alpha_{c-v}, \quad (9)$$

где  $\alpha_{c-v}$  — это равновесный коэффициент изотопного фракционирования D/H между льдом и паром,  $R_0 = (D/H)_{\text{VSMOW}}$ , определенный выше. Изотопный состав льда,  $\delta_c$ , определяется соотношением потоков молекул HDO ( $F'$ ) и H<sub>2</sub>O ( $F$ ) с помощью выражения

$$1 + \delta_c = F'/R_0 F \quad (10)$$

или, через парциальные давления по слоям (9),

$$1 + \delta_c = \check{D}'[e_v(1 + \delta_v) - e_i(1 + \delta_c)/\alpha_{c-v}]/\check{D}(e_v - e_i). \quad (11)$$

Выражение (11) удобнее представить в виде, аналогичном (3), как

$$1 + \delta_c = \alpha_k \alpha_{c-v}(1 + \delta_v), \quad (12)$$

где  $\alpha_k$  определяет вклад кинетического изотопного эффекта через  $S_i = e_v/e_i$

$$\alpha_k = S_i/[\alpha_{c-v}(\check{D}/\check{D}')(S_i - 1) + 1]. \quad (13)$$

При полном насыщении среды  $e_v = e_i$  и  $S_i = 1$ ,  $\alpha_k = 1$  и выражение (12) переходит в (3), т.е. к случаю равновесного фракционирования, как и должно быть. Диффузия молекул HDO и H<sub>2</sub>O в воздухе при 20°C была изучена в работе (Merlivat, 1978),  $\check{D}'/\check{D} = 0.9755$ , но для вакуума необходимо проведение дополнительных измерений.

### СУЩЕСТВУЮЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ

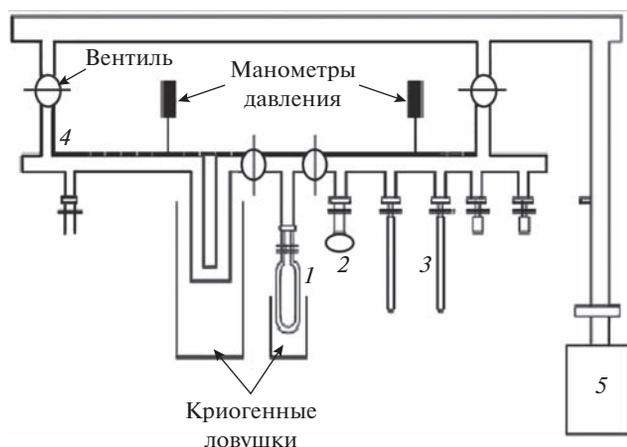
Актуальность проблемы поведения летучих на поверхности Луны привела к идее создания лабораторных установок для изучения сублимации чистого льда и льда, смешанного с пылью, а также инея, образованного на поверхности минеральной композиции, в условиях, максимально приближенных к лунным. Первоочередной задачей является определение скорости сублимации водного льда и снега при разных температурах и связанных с этих особенностей изменения изотопного состава водорода. Кратко рассмотрим известные на сегодняшний день соответствующие установки.

В геологической лаборатории Лионского университета во Франции была создана экспериментальная установка, позволяющая изучать фракционирование изотопов при сублимации водного льда в условиях, имитирующих температуру и давление на лунной поверхности (Lécuyer и др., 2017; Mortimer и др., 2018). Схема данной установки представлена на рис. 3. Она была изготовлена из стекла Рухе и откачивалась масляным диффузионным насосом до давления  $10^{-6}$  мбар. Температура сублимации льда в терморегулируемой ловушке изменялась в диапазоне от  $-105$  до  $-30$ °C. Вода объемом 0.5 мл вводилась в емкость 2 и замораживалась, затем остатки воздуха откачивались и с помощью тепловой пушки вода полностью перегонялась в реактор, находящийся при температуре жидкого азота. Полноту перевода воды контролировали манометрами давления. При заданной температуре сублимации пары воды из реактора переносились в ловушку 3. Оставшуюся часть воды из реактора с помощью тепловой пуш-

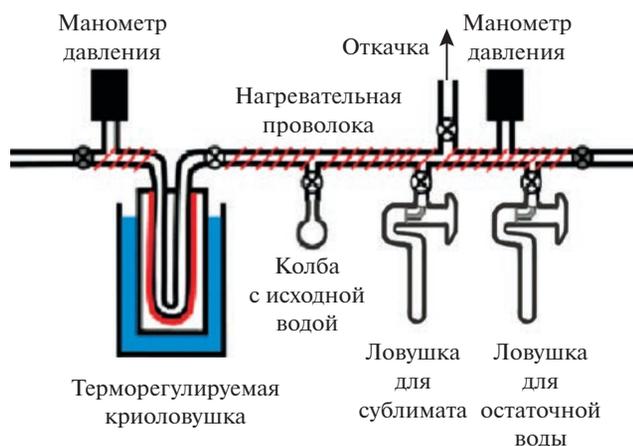
ки переводили в другую ловушку. Все части вакуумной установки прогревались с помощью нагревательной ленты. Собранную в ловушках воду взвешивали на аналитических весах и переносили в оловянные капсулы, которые упаковывали и помещали в автосемплер элементного анализатора, соединенного с масс-спектрометром изотопных отношений, где измерялся изотопный состав водорода. Общее время откачки системы составляло 3 ч. При температуре  $-75$ °C количество льда, перешедшего в пар, изменялось от 7.1 до 33.5% за время от 30 до 1689 с. Скорость сублимации льда при  $-75$ °C в 30 раз превышала скорость сублимации при температуре  $-100$ °C. Было показано, что при сублимации льда менее 35% величина  $\delta D$  водного пара была меньше исходного изотопного состава водорода воды  $\delta D_{\text{исх}}$  примерно на 20‰, а при сублимации более 35% величина  $\delta D$  превышала  $\delta D_{\text{исх}}$  примерно на величину 20‰. Другими словами, в начале сублимации поверхность льда покидают молекулы воды с пониженным содержанием дейтерия, постепенно содержание дейтерия в паре возрастает и в конце эксперимента становится выше исходного содержания дейтерия во льду. Такой результат может свидетельствовать о высокой скорости диффузии изотопов водорода (сравнимой со скоростью сублимации) в кристаллической решетке водного льда в указанном интервале температур от  $-75$  до  $-100$ °C.

Детальный вид реактора установки с криоловушками, представленной на рис. 3, приведен на рис. 4.

В Университете шт. Аризона, США, была создана экспериментальная установка для изучения сублимации водного льда (см. рис. 5), смешанного с тонкозернистым базальтовым реголитом, в марсианских условиях (Mooges и др., 2012). Образец в реакторе располагался на медном держателе диаметром 3.6 см и охлаждался с помощью системы замкнутого цикла STI Cryodyne. Вакуумная камера реактора имела диаметр 9.843 см и высоту 33.655 см. Реактор откачивался с помощью турбомолекулярного насоса (70 л/с) до давления  $10^{-9}$  мбар, при этом давление в вакуумной камере измерялось манометром MKS Baratron Type 627B ( $1-10^{-4}$  мбар), а на входе в турбомолекулярный насос манометром MKS series 943 ( $10^{-9}-10^{-2}$  мбар). Газовый состав в реакторе контролировался квадрупольным масс-спектрометром Stanford Research System (SRS) QMS 100. Температура образца регулировалась с помощью 50 Вт резисторного нагревателя и измерялась кремниевым диодным сенсором с контроллером Lakeshore 330. Объем образца составлял 100 мл. Образец также мог нагреваться светом галогеновой лампы через иллюминатор из сапфирового или кварцевого стекла. Температура на поверхности исследуемых образцов составляла 181–207 К.



**Рис. 3.** Схема сублимационной установки: 1 — терморегулируемая криогенная ловушка, 2 — емкость с исходной водой, 3 — ловушки для сублимированной воды, 4 — обогреваемая вакуумная линия, 5 — вакуумный насос.



**Рис. 4.** Вид реактора с криоловушками (Mortimer и др., 2018).

Образцы для исследований готовились путем перемешивания пыли или реголита с водой. Затем с помощью жидкого азота смесь замораживалась, измельчалась в охлажденной ступке и переносилась в охлажденный реактор. В качестве пыли использовали рутит  $\text{TiO}_2$  (размер частиц 1–2 мкм),  $\text{SiO}_2$  (размер частиц 1–2 мкм), метеорит палласит из Фуканга (размер частиц 1–50 мкм), имитатор реголита марсианского грунта JSC Mars-1 (размер частиц 1–10 или 75–105 мкм). Содержание пыли в образце составляло 1–25 мас. %, типичная скорость сублимации 10 мкм/день.

Недостатком измерения изотопного состава водорода молекул воды в данной установке являлось применение квадрупольного масс-спектрометра QMS 100, который не мог дать необходимую точность при измерении отношения D/H.

Для этого лучше подходят масс-спектрометры изотопных отношений (IRMS). Установка, показанная на рис. 5, была также использована для изучения диффузии водного пара через слой (2.5–50 мм) тонко измельченного базальта (Bryson и др., 2008). Эксперименты проводились при температуре 273 К и давлении 7 мбар в атмосфере  $\text{CO}_2$ . Было показано, что “загрязнение” образцов, содержащих смесь льда и силикатной пыли, может серьезно повлиять на скорость сублимации и изотопный состав выделяемого пара.

#### Экспериментальная установка и методика ГЕОХИ РАН

Проведенные предварительные лабораторные эксперименты показали, что как сама (ре)сублимация, так и связанное с ней изотопное фракционирование водного льда не являются простыми и устойчивыми процессами. Первоначально предполагалось, что изотопное фракционирование водного льда во время сублимации на планетных телах зависит от температуры линейным образом: “холодные” льды имеют тенденцию к более интенсивному фракционированию, чем “теплые”, из-за различий в энергии связи решетки между молекулами  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{HDO}$  (Van Hook, 1967). Эта разница в энергии приводит к более низким равновесным давлениям сублимации для  $\text{HDO}$ , т.е. к более “тугоплавкой” форме изотопно-тяжелой воды. Отмеченная разница усиливается при более низких температурах, увеличивая относительную “тугоплавкость” льда  $\text{HDO}$  по сравнению с  $\text{H}_2\text{O}$ . Это привело к концепции статической решетки водного льда, в которой не происходит фракционирования до тех пор, пока лед не сублимирует в значительном количестве из-за накопления более изотопно-тяжелой молекулы  $\text{HDO}$  на поверхности (Carr, 1990). Но эксперименты на описанных выше установках показали, что соотношение D/H выделяющегося пара при сублимации изменяется во времени более сложным образом (Brown и др., 2012), лишь в некоторой степени схожим с рэлеевским фракционированием изотопов при выпаривании жидкости (Галимов, 1968):

$$\alpha(T) = \ln[(1-f)R_C/R_V] / \ln(1-f), \quad (14)$$

где  $\alpha(T)$  — коэффициент разделения изотопов, зависящий от температуры  $T$ ,  $f$  — степень выпаривания (численно равная отношению объема испарившегося вещества к исходному объему);  $R_C$  и  $R_V$  — изотопный состав конденсата и пара, соответственно.

Дополнительным аргументом для проведения наших исследований послужили данные экспериментов KOSI (Huebner, 1991), имитирующих сублимацию на кометных телах. Эксперименты KOSI были важны для понимания процессов,



Рис. 5. Схема установки для изучения сублимации льда из марсианского грунта (Mooges и др., 2012).

происходящих на поверхностях комет, и состояли из одиннадцати отдельных экспериментов, проведенных в Институте космического моделирования DLR в Кельне. В совокупности эти эксперименты исследовали множество различных составов комет и соотношений льда и силикатной пыли. Однако есть две области, в которых эти эксперименты необходимо расширить, чтобы изучить долгосрочное изотопное поведение образцов. Во-первых, ни один из экспериментов KOSI не длился дольше, чем 59 ч. Во-вторых, только в двух экспериментах, KOSI-7 и KOSI-11, использовались изотопные трассеры и только в KOSI-11 частично исследовалось обогащение пара HDO (Sears и др., 1999). Даже, несмотря на наличие данных о конечном изотопном составе некоторых оставшихся образцов льда, нет детальных профилей D/H выделяемого пара, чтобы оценить изменение фракционирования со временем.

Проведенная нами работа предназначена восполнить этот пробел, изучив среднесрочную эволюцию изотопного состава сильно «загрязненного» льда, характерного для лунного реголита. Результаты экспериментального исследования сублимации смеси реалистичных образцов пористого и дезагрегированного водного льда с аналогами лунных пород должны охарактеризовать эволюцию изотопного фракционирования между твердым веществом и паром со временем.

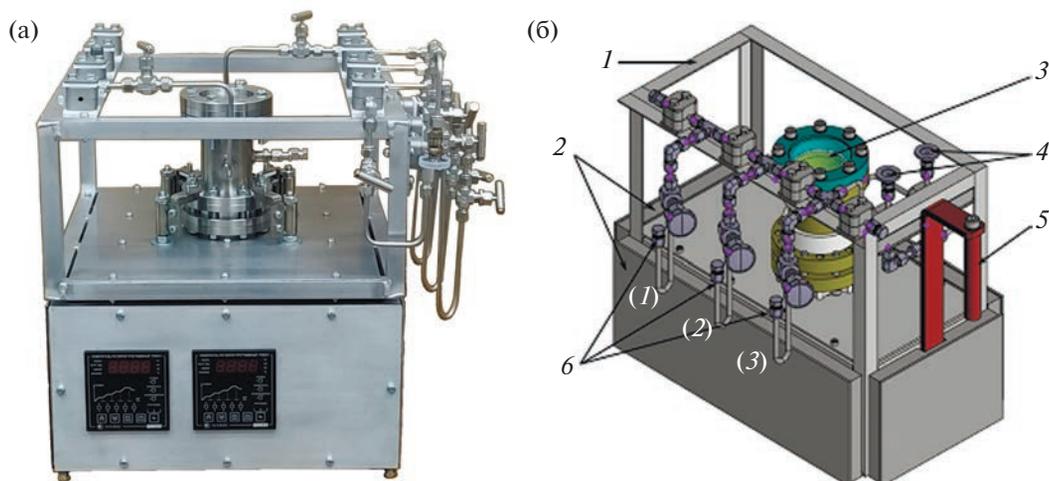
Процесс подготовки (замораживания) образцов в идеале должен исключать попадание влаги из окружающего воздуха. Для этого минеральная композиция помещается в реактор и там десорбируется посредством нагрева до 100°C (в перспек-

тиве до 200°C) при температуре 150°C, выдерживанием в течении часа при этой температуре и откачке внутреннего объема до давления  $5 \times 10^{-2}$  мбар. На данном этапе разработки конструкции установки заданное количество воды вводится в установку с помощью шприца и загружается в ловушку при атмосферном давлении. После чего вода в ловушке замораживается при температуре жидкого азота и производится откачка воздуха. Небольшое количество атмосферной влаги при этом может конденсироваться вместе с пробой. Фактически, эта величина равна объему влаги, которая содержалась в объеме ловушки при определенной влажности. Этот объем пренебрежимо мал по сравнению с объемом исходной загружаемой воды. На начальном этапе данной погрешностью мы пренебрегаем, но в дальнейшем ввод воды предусмотрен через отдельный порт с септой шприцом непосредственно в предварительно десорбированную и вымороженную ловушку.

Экспериментальная установка для изучения связи сублимации водного льда с изотопным фракционированием D/H в вакууме при низких температурах была создана в ГЕОХИ РАН в рамках проекта РНФ 21-17-00120, руководитель академик М.Я. Маров. Общий вид установки показан на рис. 6, функциональная схема приведена на рис. 7.

Установка состоит из реактора, изготовленного из нержавеющей стали, и трех металлических ловушек, охлаждаемых жидким азотом. В ловушку (1) помещается проба исходной воды объемом 1 мл, ловушка (2) служит для периодического отбора водного пара, ловушка (3) служит для сбора воды из реактора, оставшейся после сублимации.

Вся установка прогревается с помощью нагревательной ленты до температуры  $\sim 150^\circ\text{C}$ , чтобы предотвратить сорбцию паров воды на металлических поверхностях соединительных трубок и вентилях. Откачка реактора производится форвакуумным насосом Value VRD 6 (Китай) до давления  $10^{-4}$  мбар. Давление измеряется с помощью манометров вблизи форвакуумного насоса и реактора. Лед, содержащийся в ловушках, размораживается феном и при открытии вентилях, запирающих ловушку, поворотом шести-ходового крана (положение 2) поток гелия направляется в ловушку с пробой, а затем в пиролизатор ТС/ЕА, соединенный с масс-спектрометром изотопных отношений Delta Plus XP (Thermo Fisher Scientific, Бремен, Германия). Изотопный масс-спектрометр позволяет измерять изотопный состав водных паров испаряющегося льда и скорость сублимации при заданных физико-химических условиях. Наличие прямого ввода газов в масс-спектрометр в режиме on-line выгодно отличает разработанную нами установку от зарубежных аналогов.



**Рис. 6.** Общий вид экспериментальной установки ГЕОХИ РАН (слева) и ее компоновка (справа): 1 – каркас установки, 2 – защитные тепловые экраны нагревателей, 3 – реактор, 4 – вентили, 5 – сердечник для охлаждения образца, 6 – ловушки для воды (нумерация слева направо: (1), (2), (3)).

В положении 1 шести-ходового крана поток гелия поступает непосредственно в пиролизатор и масс-спектрометр, минуя систему ловушек. В пиролизаторе ТС/ЕА при температуре  $1450^{\circ}\text{C}$  происходит разложение молекул воды на поверхности стеклоуглеродной крошки на водород и кислород, который с углеродом образует соединение  $\text{CO}$ . Далее происходит ионизация газовых молекул в ионном источнике масс-спектрометра и измерение ионных токов. По отношениям  ${}^2\text{H}^+ / {}^1\text{H}^+$  и  $\text{C}^{18}\text{O}^+ / \text{C}^{16}\text{O}^+$  можно вычислить изотопный состав как водорода  $\delta\text{D}$ , так и кислорода  $\delta^{18}\text{O}_{\text{VSMOW}}$  (также относительно международного стандарта воды VSMOW). Типичный вид данных изотопного масс-спектрометра представлен на рис. 8.

Реактор (рис. 7), в котором происходит сублимация льда, состоит из охлаждаемой медной подложки и нагревателя, позволяющего изменять температуру образца от  $-150$  до  $0^{\circ}\text{C}$ . Вверху реактора расположен фланец с прозрачным иллюминатором из кварца, через который с помощью галогенной лампы можно нагревать поверхность исследуемого вещества. Конструкция разработанной установки позволяет воспроизводить процессы сублимации льда (снега) и конденсации водного пара при условиях освещенности, имитирующих различные регионы лунной поверхности. Проведена предварительная серия тестовых измерений изотопного фракционирования молекул  $\text{HDO}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  водного пара при (ре)сублимации льда с известным изотопным составом ( $\delta\text{D} = -72.6\text{‰}$ ) при температурах в интервале от  $-20$  до  $-60^{\circ}\text{C}$  для сравнения с существующими литературными данными. (см. табл. 1). Точность измерения  $\delta\text{D}$  воды составляла  $2\text{‰}$ .

В зарубежных экспериментах для измерения  $\delta\text{D}$  воды использовались подобные масс-спектрометры (IRMS) в режиме off-line с близкой точностью измерения  $\delta\text{D}$ , которая зависит от значения  $\delta\text{D}$ .

На следующем этапе предполагается детально изучить процесс сублимации льда в виде инея на минеральных зернах смеси базальта и анортита, моделирующего состав лунного реголита, и сопровождающего этот процесс изотопного фракционирования молекул  $\text{HDO}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  водного пара, выделяющегося при нагреве поверхности, с помощью светового источника. При этом к описанной выше операции добавится ряд дополнительных. А именно, сама минеральная композиция будет предварительно загружаться в реактор при атмосферном давлении, после чего реактор закрывается. Затем будут производиться откачка и прогрев всех элементов установки, в том числе и термостатируемого основания – в идеальном случае до  $200^{\circ}\text{C}$  – и выдерживание при высокой температуре для десорбирования всей атмосферной влаги, как с внутренних поверхностей установки, так и из самой минеральной композиции.

Выбор минерального и химического состава смеси частиц (аналога) для исследований определяется наиболее перспективными местами посадки будущих космических миссий Луна-25 и Луна-27 (Луна-Ресурс ПА), представляющими собой пологие участки древней материковой коры вблизи южного полюса Луны. Аналог состоит из смеси двух третей анортозита и одной трети базальтовой лавы (пироксены+оливины) с небольшими добавками  $\text{Si}$ -апатита и ульвошпинели. Когезия, распределение минеральных частиц по размерам, а также геохимические и теплофизические свойства такой смеси являются хорошим

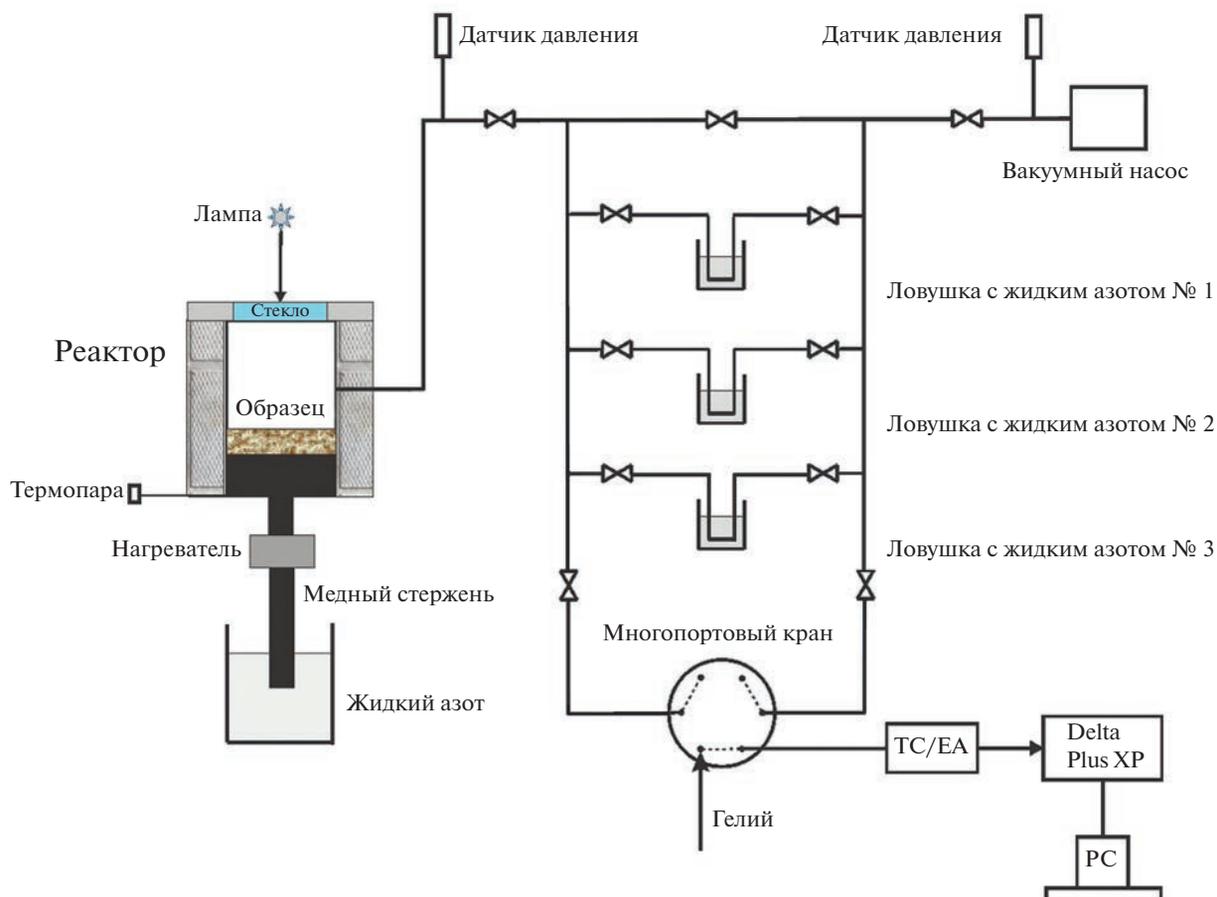


Рис. 7. Функциональная схема экспериментальной установки ГЕОХИ РАН.

приближением состава образцов материковой коры, доставленных аппаратом Луна-20 (Маров и др., 2019). В исследованных в ГЕОХИ РАН образцах преобладала серия пород анортозит-норит-троктолитового состава. Сравнение петрохимических свойств лунного материкового реголита и аналога по основным породообразующим оксидам с места посадки Луна-20 приведено ниже, в табл. 2. Ряд вспомогательных микроэлементов (S, Ni, Co, Zn и др.) содержится в следовых количествах, менее 0.1 мас. % (Барсуков и др., 1979).

В дальнейшем, с учетом результатов первого этапа исследований, намечается получить оценки изотопного кинетического эффекта при фракци-

онировании молекул HDO и H<sub>2</sub>O водного пара,двигающегося по трещинам и порам раздробленных лунных пород, а также при конденсации и сублимации в вакууме. Это позволит понять влияние структуры лунного реголита на процесс (ре)сублимации льда. Одновременно будут проведены численные расчеты по скорости удержания и накопления водного льда у поверхности на частицах лунного реголита в процессах (ре)сублимации и (де)сорбции, ударных процессах и последующего захоронения в поверхностном слое. Эти результаты будут представлены в следующей работе авторов.

Таблица 1. Изотопный состав водного пара-сублимата при разных температурах

Номер серии	Температура, °C	Время сублимации, мин	$\delta D$ , ‰	Скорость сублимации, мкл/мин
1	-20	5	-172.8	0.14
2	-40	60	-161.2	0.009
3	-60	240	-133.8	0.001

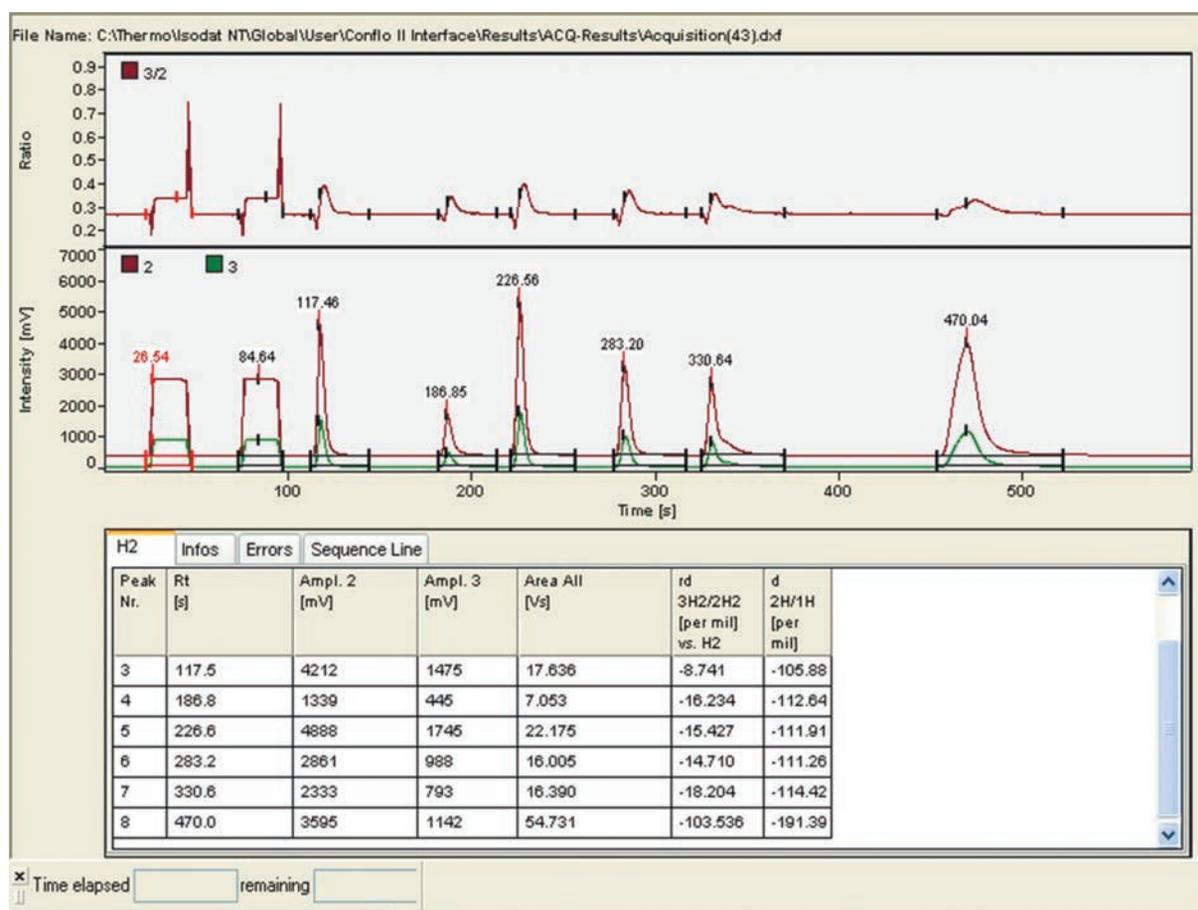


Рис. 8. Скриншот экрана ПК с результатами измерений изотопного состава D/H пара при температуре  $-20^{\circ}\text{C}$ .

Таблица 2. Химический состав материкового реголита (Луна-20) и аналога (в мас. %)

Образец	Оксид									
	SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FeO	MgO	CaO	TiO <sub>2</sub>	Na <sub>2</sub> O	K <sub>2</sub> O	P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	MnO
Аналог	45.0	23.0	6.0	9.0	15.0	0.5	0.2	0.3	0.2	0.1
Луна-20	45.7	21.5	7.02	9.75	14.7	0.53	0.36	0.2	0.17	0.13

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение механизмов, ответственных за содержание воды и летучих в лунном реголите, относится к фундаментальным научным проблемам исследований Луны (Dhingra, 2018). Среди них процессы сублимации водного льда при суточном изменении температуры поверхности в условиях глубокого космического вакуума. Среди первоочередных задач – определение связи скорости сублимации водного льда и снега при разных тем-

пературах и связанных с этим особенностей изменения изотопного состава выделяющейся воды.

В ГЕОХИ РАН создана оригинальная экспериментальная установка для изучения сублимации льда при низких температурах и давлениях, имитирующих лунные условия, которая по ряду характеристик превосходит известные зарубежные аналоги. Установка позволяет в режиме реального времени измерять скорость сублимации водного льда и сопровождающее этот процесс изменение изотопного состава выделяемого па-

ра/сублимата. Наличие прозрачного иллюминатора дает возможность имитировать нагрев лунной поверхности солнечным светом и изучать конденсацию молекул воды на затемненных поверхностях. Созданная установка является многофункциональной, что позволит получать уникальные данные о сублимации водного льда, газогидратов и CO<sub>2</sub>, сорбции и десорбции газов при различных температурах и давлениях. Начато проведение тестовых экспериментов на образцах смеси пород – аналогов лунного реголита.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 21–17–00120).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Барсуков В.Л., Дмитриев Л.В., Гаранин А.В. Основные черты геохимии лунных пород // Грунт из материкового района Луны. М.: Наука, 1979. 708 с.
- Виноградов А.П., Лаврухина А.К., Горин В.Д., Устинова Г.К. Космогенные <sup>26</sup>Al и <sup>22</sup>Na в лунном реголите, доставленном “Луной-16” // Докл. АН СССР. 1972. Т. 202. № 2. С. 437–440.
- Виноградов А.П. Кратко о Луне // Вестник МГУ. 1973. Вып. 4. С. 3–11.
- Галимов Э.М. Геохимия стабильных изотопов углерода. М.: Наука, 1968. 324 с.
- Маров М.Я., Ипатов С.И. Формирование Земли и Луны: влияние малых тел // Геохимия. 2021. Т. 66. № 11. С. 964–971.
- Маров М.Я., Воропаев С.А., Ипатов С.И., Бадюков Д.Д., Слюта Е.Н., Стенников А.В., Федулов В.С., Душенко Н.В., Сорокин Е.М., Кропород Е.В. Формирование Луны и ранняя эволюция Земли. М.: Изд. URSS, 2019. 314 с.
- Маров М.Я., Колесниченко А.В., Скоров Ю.В. Численное моделирование газопылевого потока в приповерхностном слое кометной атмосферы // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. № 3. С. 243–252. (Sol. Syst. Res. V. 29. № 3. P. 167–172.)
- Alexander C.M.O.D., McKeegan K.D., Altwegg K. Water reservoirs in small planetary bodies: meteorites, asteroids, and comets // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. id. 36.
- Berezhtnoy A.A., Kozlova E.A., Sinitsyn M.P., Shangaraev A.A., Shevchenko V.V. Origin and stability of lunar polar volatiles // Adv. Space Res. 2012. V. 50. № 12. P. 1638–1646.
- Brown Robert H., Lauretta Dante S., Schmidt Britney, Moores John. Experimental and theoretical simulations of ice sublimation with implications for the chemical, isotopic, and physical evolution of icy objects // Planet. and Space Sci. 2012. V. 60. № 1. P. 166–180.
- Bryson Kathryn L., Chevrier Vincent, Sears Derek W.G., Ulrich Richard. Stability of ice on Mars and the water vapor diurnal cycle: Experimental study of the sublimation of ice through a fine-grained basaltic regolith // Icarus. 2008. V. 196. P. 446–458.
- Carr M. D/H on Mars: Effects of flood, volcanism, impacts and polar processes // Icarus. 1990. V. 87. P. 210–227.
- Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Shirley M., Wooden D. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. P. 463–468.
- Colaprete A., Elphic R.C., Heldmann J., Ennico K. An overview of the Lunar Crater Observation and Sensing Satellite (LCROSS) // Space Sci. Rev. 2012. V. 167. № 1–4. P. 3–22.
- Crotts A. Water on the Moon. II. Origins & resources // Astron. Rev. 2012. V. 7. № 1. P. 36–47.
- Dartois E., Thi W.F., Geballe T.R., Deboffle D., d’Hendecourt L., van Dishoeck E. Revisiting the solid HDO/H<sub>2</sub>O abundances // Astron. and Astrophys. 2003. V. 399. P. 1009–1020.
- Davidsson Björn J.R., Hosseini Sona. Implications of surface roughness in models of water desorption on the Moon // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2021. V. 506. № 3. P. 3421–3429.
- De Wit J.C., Van der Straaten C.M., Mook W.G. Determination of the absolute isotopic ratio of V-SMOW and SLAP // Geostand. Geoanal. Res. 1980. V. 4. P. 33–36.
- Dhingra D. The new Moon: Major advances in lunar science enabled by compositional remote sensing from recent missions // Geosciences. 2018. V. 8. № 12. P. 498.
- Feldman W.C., Maurice S., Binder A.B., Barraclough L. Fluxes of fast and epithermal neutrons from Lunar Prospector: Evidence for water ice at the lunar poles // Science. 1998. V. 281. P. 1496–1500.
- Jouzel J., Merlivat L. Deuterium and oxygen 18 in precipitation: modeling of the isotopic effects during snow formation // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 1984. V. 89. № D7. P. 11749–11757.
- Geiss J., Gloeckler G. Abundances of deuterium and helium-3 in the proto-solar cloud // Space Sci. Rev. 1998. V. 84. P. 239–250.
- Huebner W.F. The KOSI experiments // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. № 2. P. 243–244.
- Eberhardt P., Reber M., Krankowsky D., Hodges R.R. The D/H and O18/O16 ratios in water from comet P/Halley // Astron. and Astrophys. 1995. V. 302. P. 301–316.
- Lamb K., Pieters C., Feldmann D. Laboratory measurements of HDO/H<sub>2</sub>O isotopic fractionation during ice deposition in simulated cirrus clouds // Proc. Nat. Acad. Sci. 2017. V. 114. P. 5612–5617.
- Lécuyer Christophe, Royer Aurélien, Fourel François, Seris Magali, Simon Laurent, Robert François. D/H fractionation during the sublimation of water ice // Icarus. 2017. V. 285. P. 1–7.
- Merlivat L., Nief G. Fractionnement isotopique lors des changements d’état solide-vapeur et liquide-vapeur de l’eau à des températures inférieures à °C // Tellus. 1967. V. 19. P. 122–127.
- Merlivat L. Molecular diffusivities of H<sub>2</sub><sup>16</sup>O, HD<sup>16</sup>O, and H<sub>2</sub><sup>18</sup>O in gases // J. Chem. Phys. 1978. V. 69. № 7. P. 2884–2871.
- Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., Chin G., Garvin J., Golovin D.D., Evans L.G., Harshman K., Kozurev A.S., Litvak M., and 23 co-authors. Hydrogen mapping of the lunar south pole using the LRO Neutron Detector Experiment LEND // Science. 2010. V. 330. № 6003. P. 483–486.

- Moores John E., Brown Robert H., Lauretta Dante S., Smith Peter H.* Experimental and theoretical simulation of sublimating dusty water ice with implications for D/H ratios of water ice on comets and Mars // *Planet. Sci.* 2012. V. 1. № 2. P. 1–30.
- Mortimer James, Lecuyer Christophe, Fourel François, Carpenter James.* D/H fractionation during sublimation of water ice at low temperatures into a vacuum // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 158. P. 25–33.
- Pieters C.M., Kremer C.H., Mustard J.F., Crawford J.H.* Character and spatial distribution of OH/H<sub>2</sub>O on the surface of the Moon seen by M3 on Chandrayaan-1 // *Science.* 2009. V. 326. P. 568–572.
- Sanin A.B., Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Petrukovich A.L.* Hydrogen distribution in the lunar polar regions // *Icarus.* 2017. V. 283. P. 20–30.
- Sears D.W.G., Kochan H.W., Huebner W.F.* Laboratory simulation of the physical processes occurring on and near the surfaces of comet nuclei // *Meteoritics and Planet. Sci.* 1999. V. 34. № 4. P. 497–525.
- Skorov Yu.V., Marov M.Ya.* Models of gas flow in porous cometary gas nucleus // *Proc. IAU Colloq. № 168.* P. 21–29 1998. Nanjing, China.
- Van Hook W.A.* Vapor pressures of the isotopic waters and ices // *J. Phys. Chem.* 1967. V. 72. P. 1234–1244.

УДК 523.43520.8535

## ТЕРМИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ МАРСА ПРИ ПОМОЩИ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА ACS TIRVIM НА БОРТУ КА EXOMARS TGO: МЕТОД РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

© 2023 г. П. В. Власов<sup>a, \*</sup>, Н. И. Игнатъев<sup>a</sup>, О. И. Кораблев<sup>a</sup>, А. А. Федорова<sup>a</sup>, А. В. Григорьев<sup>b</sup>,  
Д. В. Пацаев<sup>a</sup>, И. А. Маслов<sup>a</sup>, А. В. Шакун<sup>a</sup>, С. Герле<sup>c</sup>, Д. Грасси<sup>d</sup>, Л. В. Засова<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

<sup>b</sup>Австралийский национальный университет, Канберра, Австралия

<sup>c</sup>LMD/IPSL, Париж, Франция

<sup>d</sup>INAF-IAPS, Рим, Италия

\*e-mail: pavel.vlasov@phystech.edu

Поступила в редакцию 31.05.2023 г.

После доработки 10.07.2023 г.

Принята к публикации 15.07.2023 г.

В данной работе представлен метод решения обратной задачи термического зондирования по калиброванным данным эксперимента ACS TIRVIM на борту КА ExoMars Trace Gas Orbiter. Фурье-спектрометр TIRVIM диапазона 1.7–17 мкм в составе приборного комплекса ACS на борту ExoMars TGO работает в надирном режиме и в режиме солнечных затмений на орбите вокруг Марса. Основной научной задачей TIRVIM в надирном режиме наблюдений является постоянный мониторинг тепловой структуры марсианской атмосферы и общего содержания аэрозолей и водяного пара по измерениям в диапазоне 5–16.7 мкм ( $600\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ ). Для обработки надирных измерений TIRVIM был разработан алгоритм, позволяющий восстановить вертикальный температурный профиль от поверхности до 60 км, температуру поверхности и общее содержание пыли и водяного льда в атмосфере по полученному TIRVIM спектру в диапазоне  $600\text{--}1250\text{ см}^{-1}$ , а также общее содержание водяного пара по измерениям в диапазоне  $1250\text{--}1830\text{ см}^{-1}$ . Метод обработки широко использует наработки предыдущих похожих экспериментов с учетом особенностей спектров TIRVIM. Разработанным методом было обработано  $2.28 \times 10^6$  спектров, полученных TIRVIM в надир регулярными измерениями, для которых была восстановлена тепловая структура до 60 км высоты и содержание аэрозолей в атмосфере, а также дополнительно получено и обработано  $2.3 \times 10^5$  специально усредненных спектров TIRVIM, для которых проведено восстановление общего содержания водяного пара в атмосфере Марса.

**Ключевые слова:** Марс, ExoMars TGO, ACS TIRVIM, термическое зондирование, атмосфера, обратная задача, тепловая структура, аэрозоли, водяной пар

**DOI:** 10.31857/S0320930X23060087, **EDN:** DHQOZM

### ВВЕДЕНИЕ

Активное исследование атмосферы и поверхности Марса началось в 1950-е годы наземными телескопами, затем было продолжено серией запусков межпланетных станций. Основные научные задачи космических аппаратов (КА) на орбите Марса — исследование суточной и сезонной динамики температурных полей атмосферы, изучение аэрозольной активности, исследование циклов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  в атмосфере, поиск воды на поверхности и в подповерхностных слоях, исследование полярных шапок, детектирование в атмосфере малых газовых составляющих (например, поиски  $\text{CH}_4$ ) и т.д. — оставались практически неизмен-

ными на протяжении десятилетий и по-прежнему сохраняют свою актуальность.

Одним из важнейших методов изучения климата Марса с орбиты является зондирование в надир в ИК-диапазоне спектра, обработка измерений которого представляет собой решение обратной задачи переноса теплового излучения. Прямая задача переноса излучения состоит в получении спектра уходящего теплового излучения поверхности планеты, которое проходит через ее атмосферу и взаимодействует с молекулами газа и находящимися в атмосфере аэрозолями. Измеряемый прибором спектр зависит от конструкции и характеристик самого прибора, от состава атмосферы, вертикального профиля температуры-

давления, свойств поверхности, а также вертикального распределения и оптических свойств аэрозолей. Решение обратной задачи заключается в восстановлении вертикальных профилей температуры, общего содержания аэрозолей (пыли и водяного льда) и водяного пара в атмосфере, а также температуры поверхности по измеренному прибором спектру уходящего излучения в ИК-диапазоне. При этом спектральные характеристики конкретного прибора — рабочий диапазон, разрешение и величина шума — влияют на детали метода решения обратной задачи, поэтому особенности алгоритмов обработки отличаются для разных экспериментов, несмотря на единый метод зондирования.

Данные, полученные в ИК-диапазоне в ходе ряда орбитальных экспериментов за много марсианских лет (MY) наблюдений, предоставили информацию о вертикальном распределении температуры и свойствах аэрозолей в атмосфере Марса, существенно продвинув понимание ее структуры и динамики. В частности, эксперименты IRTM на борту КА Viking Orbiters (Martin и др., 1979) и IRIS на борту КА Mariner-9 (Santee, Crisp, 1993; Zasova и др., 2001; 2002) позволили получить первые данные о вертикальной структуре температуры тропосферы Марса для некоторых климатических условий. Однако, в целом, у IRTM и IRIS было крайне мало измерений для систематического комплексного наблюдения атмосферы. Большой вклад в изучение, как температурных полей, так и аэрозолей в атмосфере, внес эксперимент TES на борту КА MGS (Smith, 2004), благодаря которому были исследованы оптические свойства частиц пыли и облаков водяного льда, а также изучена зонально усредненная тепловая структура. Но следует отметить, что у TES/MGS было крайне ограниченное время наблюдения, в результате чего атмосфера Марса исследовалась только в дневное время суток. Наконец, фурье-спектрометр PFS на борту КА Mars Express (Grassi и др., 2005) предоставил качественные измерения сезонных вариаций аэрозолей за несколько марсианских лет непрерывных наблюдений (Giurganna и др., 2021; Wolkenberg и др., 2020), включая несколько глобальных пылевых бурь (GDS). В то же время у PFS/MEх было небольшое географическое покрытие, а покрытие по местному времени не позволило построить полный суточный цикл температуры атмосферы.

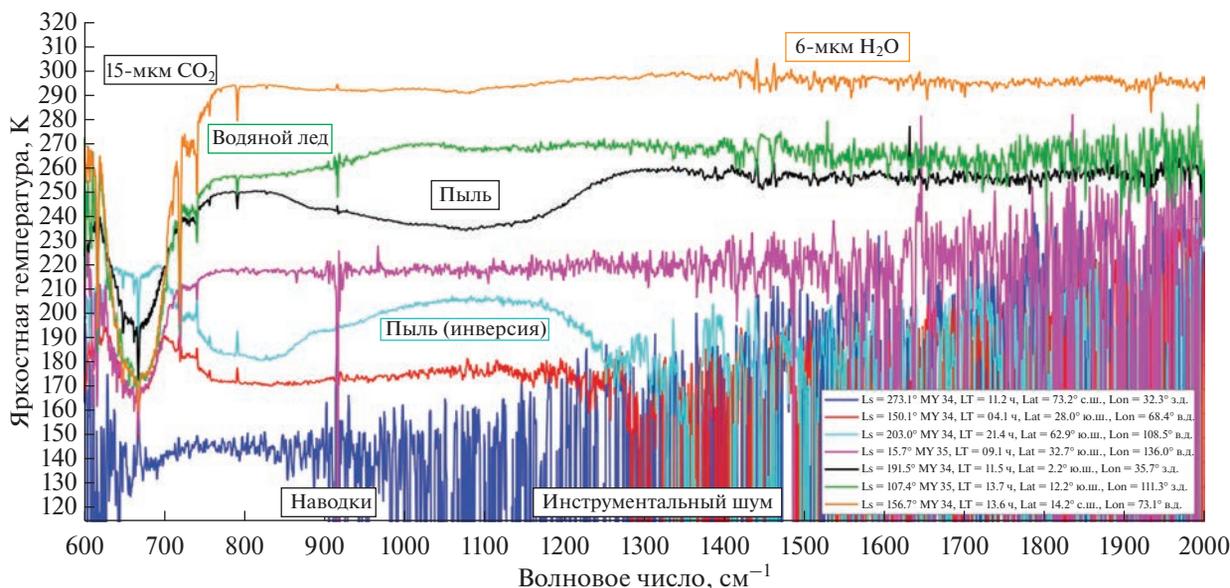
Эксперимент ACS TIRVIM на борту КА ExoMars TGO предоставляет качественно новую возможность непрерывного мониторинга марсианской атмосферы и поверхности благодаря низкой круговой орбите TGO и специальной стратегии наблюдений в надир с большим покрытием по местному времени, которые впервые позволяют изучать суточный цикл тепловой структуры и вариаций содержания аэрозолей. Благодаря подоб-

ной конфигурации и режиму наблюдений по измерениям TIRVIM была подробно изучена сезонная эволюция общего содержания пыли в начале и в разгар глобальной пылевой бури MY 34, а также быстрая реакция тепловой структуры на изменение содержания пыли в атмосфере (Vlasov и др., 2022). Кроме того, были исследованы тепловые суточные приливы в атмосфере Марса во время летнего солнцестояния в северном полушарии (Fan и др., 2022).

## ЭКСПЕРИМЕНТ ACS TIRVIM НА БОРТУ КА EXOMARS TGO

Совместная российско-европейская экспедиция по изучению Марса ExoMars TGO (Trace Gas Orbiter) стартовала 14 марта 2016 г. и начала свою полноценную работу в марте 2018 г. (Vago и др., 2015). Одним из инструментов на орбитальном КА ExoMars TGO является разработанный в Институте космических исследований РАН комплекс приборов ACS (Atmospheric Chemistry Suite), включающий в себя блок электроники и три спектрометра ИК диапазона — NIR (Near Infra-Red), MIR (Middle InfraRed) и TIRVIM (Thermal InfraRed) (Korablev и др., 2018). Фурье-спектрометр теплового ИК-диапазона 1.7–17 мкм (590–5900 см<sup>-1</sup>) ACS TIRVIM на основе интерферометра Майкельсона широко использует предыдущие разработки ИКИ РАН в области фурье-спектрометрии и работает в двух различных режимах наблюдения: в режиме солнечных затмений и в надир (Shakun и др., 2018). Основная научная задача TIRVIM в надирном режиме наблюдений — постоянный мониторинг температур атмосферы и поверхности, а также общего содержания пыли, водяного льда и водяного пара в атмосфере по измерениям в спектральном диапазоне 5–16.7 мкм (600–2000 см<sup>-1</sup>). Особенность эксперимента в том, что на низкой (~400 км) почти круговой орбите TGO совершает 12 оборотов вокруг Марса за сутки, благодаря чему непрерывные в течение 54 суток измерения TIRVIM в надир покрывают полный суточный цикл марсианской погоды в диапазоне широт от ~75° ю.ш. до ~75° с.ш. Всего за период основных научных измерений с 13 марта 2018 г. по 2 декабря 2019 г. TIRVIM получил  $2.28 \times 10^6$  надирных спектров.

При наблюдениях в надир TIRVIM работает как в стандартном режиме без усреднения интерферограмм, так и в режиме с бортовым усреднением по 8 последовательных интерферограмм, причем каждое измерение интерферограммы занимает 0.36 с. Радиометрическая калибровка надирных данных TIRVIM была выполнена в соответствии с методикой, описанной в (Revercomb и др., 1988). Приборный шум NESR (noise equivalent spectral radiance) достигает минимальных зна-



**Рис. 1.** Примеры надирных спектров TIRVIM в единицах яркостной температуры в диапазоне 600–2000 см<sup>-1</sup> для набора разных климатических условий на Марсе: экватор днем (оранжевый), сезон афелия MY 35 днем (зеленый), начало глобальной пылевой бури (GDS) MY 34 на экваторе утром (черный), весна в средних северных широтах утром (си- реневый), разгар GDS MY 34 вечером в околополярных южных широтах (голубой), ночь в средних южных широтах (красный), утро на северном полюсе (синий).

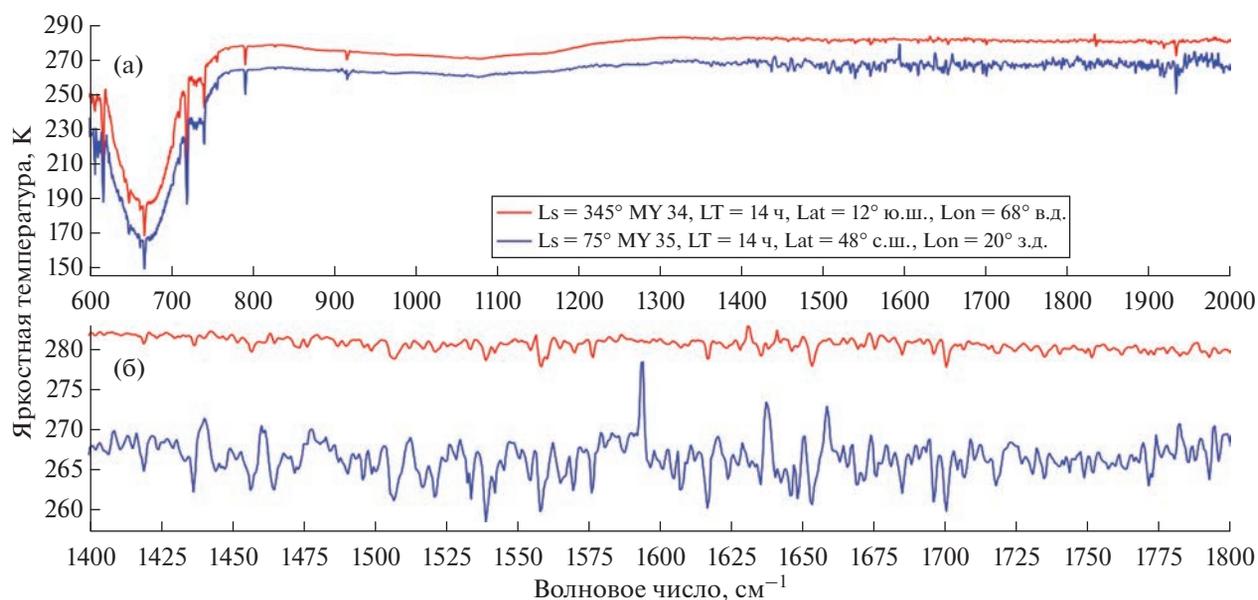
чений в интервале 700–800 см<sup>-1</sup> и приблизительно равен 0.3 и 0.1 мВт/м<sup>2</sup>/ср/см<sup>-1</sup> для режимов без усреднения и с бортовым усреднением, соответственно. При этом соотношение сигнал/шум при измерениях в надир имеет максимум на  $\nu \sim 770$  см<sup>-1</sup>, достигая  $\sim 1500$  при наиболее теплых условиях на дневной стороне Марса в режиме с усреднением. Полное поле зрения прибора (FOV) равно 2.8°, что замечает  $\sim 20$  км след на поверхности Марса при наблюдениях с орбиты 400 км. В режиме без усреднения размытие следа из-за орбитального движения КА со скоростью 3 км/с незначительно, а в режиме с усреднением по 8 интерферограмм след на поверхности дополнительно удлиняется еще на  $\sim 20$  км. Аппаратная функция TIRVIM с аподизацией Хэмминга (Мороз и др., 1985) имеет полную ширину на полувысоте FWHM = 1.17 см<sup>-1</sup> в надирном режиме измерений.

На рис. 1 представлен набор полученных TIRVIM спектров уходящего излучения в единицах яркостной температуры, демонстрирующих главные особенности диапазона 600–2000 см<sup>-1</sup> для разных климатических условий на Марсе. Спектральный диапазон 600–780 см<sup>-1</sup> содержит глубокую колебательно-вращательную 15-мкм полосу поглощения CO<sub>2</sub>, форма которой сильно зависит от вертикального профиля давления-температуры от поверхности до 60–70 км, что позволяет использовать эту полосу для восстановления профиля температуры. При этом часть спектра на волновых числах 600–665 см<sup>-1</sup> игнорируется из-

за высокого приборного шума в некоторых измерениях.

Другая часть измеряемого спектра в диапазоне 780–1250 см<sup>-1</sup> зависит преимущественно от температуры марсианской поверхности и от общего содержания аэрозолей в атмосфере, поскольку содержит глубокие полосы поглощения пыли и водяного льда (Clancy и др., 2003; Wolff, Clancy, 2003). При этом достаточно слабыми линиями поглощения CO<sub>2</sub> в этой области и линиями H<sub>2</sub>O на волновых числах от 1100 см<sup>-1</sup> можно пренебречь, так как их поглощение в целом не влияет на форму спектра. Линии поглощения O<sub>3</sub> в диапазоне 950–1100 см<sup>-1</sup> также можно не учитывать из-за крайне низкого содержания озона в атмосфере Марса. Примеры глубоких полос поглощения показаны на рис. 1 в случае пыли в начале глобальной пылевой бури (GDS) MY 34 (черный) и в случае пояса облаков водяного льда в сезон афелия в MY 35 (зеленый). Полоса пыли также иногда может наблюдаться в инверсии — например, вечером в разгар GDS MY 34 (рис. 1, голубой).

Стоит отметить, что верхняя граница используемого спектрального диапазона (1250 см<sup>-1</sup>) может быть уменьшена во избежание некорректной интерпретации восстановленного содержания пыли в случаях слишком низкого соотношения сигнал/шум в данной части спектра, что справедливо для некоторых ночных и околополярных измерений (например, рис. 1, красный и синий). То же верно и для водяного льда (например, рис. 1,



**Рис. 2.** Примеры усредненных надирных измерений TIRVIM в единицах яркостной температуры: (а) – спектр целиком в диапазоне  $600\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ ; (б) – участок спектра в диапазоне  $1400\text{--}1800\text{ см}^{-1}$ , где наблюдается 6-мкм полоса поглощения  $\text{H}_2\text{O}$ . Линии  $\text{H}_2\text{O}$  различимы (красный) и теряются (синий) на фоне приборного шума.

синий). Интервал  $890\text{--}950\text{ см}^{-1}$  целиком исключается из рассмотрения из-за наблюдаемой искусственной особенности спектра в виде пика, которая вызвана акустическими возмущениями, создаваемыми холодильником детектора TIRVIM. При этом форма и ширина пика наводки варьируются от спектра к спектру (например, рис. 1, зеленый и сиреневый).

Диапазон  $1250\text{--}1830\text{ см}^{-1}$  содержит как полосы поглощения  $\text{CO}_2$ , так и фундаментальную 6-мкм полосу поглощения  $\text{H}_2\text{O}$ , по которой можно восстановить общее содержание водяного пара в атмосфере Марса. Для удобства используется не весь диапазон, а участок  $1400\text{--}1600\text{ см}^{-1}$  с наиболее сильными линиями  $\text{H}_2\text{O}$  и более высоким соотношением сигнал/шум, а также реже подвергавшийся искусственным искажениям спектра. Кроме того, в диапазоне  $1830\text{--}2000\text{ см}^{-1}$  наблюдается полоса поглощения  $\text{CO}_2$ , но она существенно слабее 15-мкм полосы и видна лишь при сильном сигнале в дневное время (например, рис. 1, оранжевый), поэтому не представляет интерес в рамках данной задачи. С целью повышения соотношения сигнал/шум и различения линий  $\text{H}_2\text{O}$  на фоне шума спектры TIRVIM усредняются для интервала значений широт, долгот, местного времени и сезона (интервалы усреднения зависят от конкретной научной задачи). Примеры таких усредненных спектров продемонстрированы на рис. 2 для случаев, когда линии  $\text{H}_2\text{O}$  различимы (красный), и когда они теряются на фоне шума даже в дневное время (синий).

## МЕТОДОЛОГИЯ

Самосогласованное восстановление параметров атмосферы Марса, а именно профиля температуры атмосферы как функции высоты, температуры поверхности, общего содержания аэрозолей (частиц пыли и облаков водяного льда) и водяного пара в атмосфере, является обратной задачей по отношению к прямой задаче переноса излучения в атмосфере в тепловом ИК-диапазоне спектра. Она относится к классу некорректно поставленных обратных задач. Мы используем нелинейный метод оптимальной оценки с итерационным решением обратной задачи (Rodgers, 2000).

Следует отметить, что за годы исследования атмосфер были разработаны похожие алгоритмы решения обратной задачи, однако обычно они создавались для конкретных планет (чаще всего Земли) и приборов, пусть и по сути своей основаны на схожих принципах. Адаптация собственного алгоритма восстановления параметров атмосферы Марса на основе уже разработанных для экспериментов TES/MGS (Conrath и др., 2000) и PFS/MEx (Grassi и др., 2005) позволяет оптимизировать его работу с учетом специфики исследуемой атмосферы (состав, диапазоны температур и давлений, наличие аэрозолей и т.д.), сокращая время вычислений и проверяя результат восстановления на физическую реалистичность. И что более важно, детали собственного алгоритма позволяют, во-первых, учесть особенности получаемых в надирном канале данных TIRVIM, спектральные и шумовые характеристики прибора,

включая паразитные наводки, а во-вторых, стратегию наблюдений в эксперименте TIRVIM/TGO, что включает в себя геометрию и покрытие наблюдений.

*Модель переноса излучения в атмосфере Марса*

Предполагается, что атмосфера Марса находится в состоянии локального термодинамического равновесия на всех рассматриваемых высотах. При этом в задаче отраженный от поверхности нисходящий тепловой поток и излучения атмосферы мал, и им можно пренебречь. Солнечное излучение, слабое в данном спектральном диапазоне, также можно исключить из рассмотрения. В общем виде уравнение переноса излучения, которое связывает интенсивность излучения  $I$  вдоль направления поля зрения с вертикальным профилем температуры  $T(h)$ , можно представить выражением (1) (Тимофеев, Васильев, 2003):

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_v(h)}{dh} = & -(k_v(h) + \sigma_v(h))(I_v(h) - B_v(T(h))) + \\ & + \frac{1}{4\pi} \sigma_v(h) \int_{4\pi} \chi_v(h, \bar{r}) I_v(\bar{r}) d\Omega, \end{aligned} \quad (1)$$

$\mu = \cos \theta,$

где  $h$  – высота над поверхностью,  $k$  [см<sup>-1</sup>] – коэффициент поглощения,  $\sigma$  [см<sup>-1</sup>] – коэффициент рассеяния,  $\chi$  – безразмерная фазовая функция рассеяния,  $\theta$  – зенитный угол эмиссии,  $B(T)$  – функция Планка равновесного излучения; индекс  $v$  (волновое число) указывает на то, что рассматриваемые величины являются спектральными.

Интеграл в правой части интегро-дифференциального уравнения (1) отвечает за рассеяние излучения на аэрозолях. При потоковой обработке большого количества спектров мы пренебрегаем многократным рассеянием на аэрозолях даже в случае сильной пылевой бури или плотных облаков водяного льда в силу большого расчетного времени при использовании существующих методов учета рассеяния. Данное упрощение значительно ускоряет и упрощает расчеты.

В приближении плоскопараллельной атмосферы (которое является верным ввиду тонкой атмосферы Марса, а также низкой почти круговой орбиты TGO и близкими к нулю надирными углами наблюдения TIRVIM) и без учета многократного рассеяния на аэрозолях уравнение переноса излучения (1) имеет решение в виде:

$$\begin{aligned} I_v(h) = & I_v^0 \exp\left(-\int_0^h k_v(h') \frac{dh'}{\mu}\right) + \\ & + \int_0^h k_v(h') B_v(T(h')) \exp\left(-\int_{h'}^h k_v(h'') \frac{dh''}{\mu}\right) \frac{dh'}{\mu}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k_v$  – полный коэффициент молекулярной и аэрозольной экстинкций.

Первый член решения (2) представляет собой тепловое излучение поверхности Марса, ослабленное или усиленное в атмосфере взаимодействием с молекулами газов и частицами аэрозолей. Поверхность при этом предполагается ламбертовой с планковской функцией излучения, что дает нижнее граничное условие:

$$I_v(0) = I_v^0 = \epsilon_v B_v(T_{\text{surf}}), \quad (3)$$

где  $\epsilon_v$  – излучательная способность поверхности, а  $T_{\text{surf}}$  – температура поверхности. Излучательная способность поверхности для конкретного географического региона может быть взята из расчетных моделей или из измерений. Мы использовали данные наблюдений TES/MGS (Smith и др., 2000).

Наконец, для удобства перехода в уравнениях от высот  $h$  к уровням давления в логарифмическом масштабе  $z = -\ln p$  (где  $p$  задано в атмосферах), решение уравнения (2) в точке детектора прибора на КА можно записать в виде:

$$\begin{aligned} I_v = & I_v^0 t_v(z_{\text{surf}}, \mu) + \int_{z_{\text{surf}}} k_v(z) B_v(T(z)) t_v(z, \mu) \frac{dz}{\mu}, \\ t_v(z, \mu) = & \exp\left(-\int_z^{\infty} k_v(z') \frac{dz'}{\mu}\right) = \exp(-\tau_v(z, \mu)), \end{aligned} \quad (4)$$

$z = -\ln p,$

где  $\tau_v$  и  $t_v$  – оптическая толщина и функция пропускания атмосферы соответственно вдоль луча зрения от уровня  $z$  с давлением  $p$  [в атм] до точки КА. Для алгоритма восстановления была использована конечная форма уравнения переноса излучения (4).

Для моделирования спектра, получаемого TIRVIM в режиме наблюдений в надир, на луче зрения прибора монохроматически рассчитывается перенос излучения в диапазоне 600–1830 см<sup>-1</sup> на равномерной спектральной сетке с шагом 0.01 см<sup>-1</sup> согласно формуле (4), после чего результирующая интенсивность излучения сворачивается с аппаратной функцией TIRVIM с FWHM = 1.17 см<sup>-1</sup>. Как показывает опыт работы со схожим с TIRVIM по спектральным и шумовым характеристикам фурье-спектрометром PFS/MEx (Haus, Titov, 2000), шаг 0.01 см<sup>-1</sup> по волновому числу достаточно для расчета коэффициентов молекулярного поглощения и переноса излучения (учитывая свертку с аппаратной функцией) с погрешностью в пределах шума TIRVIM, что позволяет оптимизировать вычислительное время без ущерба точности результата.

### Расчет коэффициентов экстинкции

Молекулярная экстинкция в (4) в данной задаче определяется исключительно молекулярным поглощением, которое обусловлено дискретными переходами между колебательными и вращательными уровнями энергии молекул газов, присутствующих в атмосфере Марса. В спектральном диапазоне TIRVIM при наблюдениях в надир фигурируют линии поглощения  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{O}_3$ , но линиями поглощения  $\text{O}_3$  в области  $950\text{--}1100\text{ см}^{-1}$  можно пренебречь из-за крайне низкого содержания озона в атмосфере Марса, поэтому рассматриваются только две газовые компоненты.

Для аккуратного вычисления молекулярного поглощения  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  совместно использовались спектроскопические базы данных HITRAN 2020 (Gordon и др., 2022) и CDSD для 296 К (Perevalov, Tashkun, 2008) для тех линий  $\text{CO}_2$ , которых нет в HITRAN. Как известно, коэффициент молекулярного поглощения для отдельной спектральной линии  $k_{ij}$  перехода между  $i$ -м и  $j$ -м уровнями энергии молекулы можно записать в виде:

$$k_{ij} = S_{ij} f_{ij}(v - v_{ij}), \quad \int_{-\infty}^{\infty} k_{ij}(v) dv = S_{ij}, \quad (5)$$

где  $S_{ij}$  – интенсивность спектральной линии поглощения, а  $f_{ij}(v - v_{ij})$  – ее контур, описывающий вызванное уширением частотное распределение коэффициента поглощения с центром в  $v_{ij}$  (Тимофеев, Васильев, 2003). Интенсивность линии на одну молекулу можно вычислить по формуле:

$$S_{ij}(T) = S_{ij}(T_{\text{ref}}) \frac{Q(T_{\text{ref}})}{Q(T)} \times \frac{\exp(-c_2 E''/T) (1 - \exp(-c_2 v_{ij}/T))}{\exp(-c_2 E''/T_{\text{ref}}) (1 - \exp(-c_2 v_{ij}/T_{\text{ref}}))}, \quad (6)$$

где константа  $c_2 = 1.4387769\text{ см} \cdot \text{К}$ ,  $E''$  – энергия нижнего состояния перехода и интенсивность с учетом изотопного состава  $S_{ij}(T_{\text{ref}})$  при  $T_{\text{ref}} = 296\text{ К}$  берутся из базы данных (Gordon и др., 2022). Статистическая сумма  $Q(T)$  изотопа молекулы вычисляется интерполяцией между предрасчитанными значениями  $Q$  для разных  $T$  (Gamache и др., 2017).

Столкновительное уширение, описываемое лоренцевским контуром с полушириной на полувысоте  $\alpha_L$ , и уширение из-за эффекта Доплера с полушириной  $\alpha'_D$  описываются формулами (7) и (8) соответственно (Тимофеев, Васильев, 2003):

$$f_L(v - v_{ij}) = \frac{1}{\pi(v - v_{ij})^2 + \alpha_L^2}, \quad (7)$$

$$\alpha_L = \alpha_{0L} \left( \frac{P}{P_{\text{ref}}} \right) \left( \frac{T_{\text{ref}}}{T} \right)^n,$$

$$f_D(v - v_{ij}) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(v - v_{ij})^2}{\alpha_D^2}\right), \quad (8)$$

$$\alpha_D = \frac{v_{ij}}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}, \quad \alpha'_D = \alpha_D \sqrt{\ln 2},$$

где  $\alpha_{0L}$  – полуширина из базы данных при  $P_{\text{ref}} = 1\text{ атм}$  и  $T_{\text{ref}} = 296\text{ К}$ ,  $n$  – коэффициент температурной зависимости уширения,  $\mu$  – молярная масса изотопа,  $R$  – универсальная газовая постоянная. Полное уширение под действием обоих механизмов описывается контуром Фойгта, выражающимся интегралом свертки:

$$f_V(v - v_{ij}) = \int_{-\infty}^{\infty} f_D(v' - v_{ij}) f_L(v - v') dv', \quad (9)$$

$$f_V = F(\alpha_L / \alpha'_D),$$

который можно приближенно вычислить, используя аппроксимацию (Kuntz, 1997). Для учета отличия далеких крыльев линий  $\text{CO}_2$  от лоренцевского контура в ИК-диапазоне  $600\text{--}1830\text{ см}^{-1}$  мы использовали формфактор, имеющий температурную зависимость (Москаленко, Паржин, 1981):

$$\begin{cases} f_V^*(v - v_{ij}) = f_V(v - v_{ij}) \exp(-a(|v - v_{ij}| - 4.0)^b), \\ |v - v_{ij}| > 4.0, \\ a(T) = 0.3 + 1.195 \times \left( \frac{T}{300.0} - 1.0 \right) + \\ + 1.3875 \times \left( \frac{T}{300.0} - 1.0 \right)^2, \\ b(T) = 0.4 - 0.65 \times \left( \frac{T}{300.0} - 1.0 \right) + \\ + 0.375 \times \left( \frac{T}{300.0} - 1.0 \right)^2. \end{cases} \quad (10)$$

Следует учитывать, что атмосфера Марса состоит преимущественно из углекислого газа, поэтому для линий поглощения  $\text{CO}_2$  в качестве лоренцевой полуширины следует брать коэффициент самоуширения из базы данных, а для молекул  $\text{H}_2\text{O}$  коэффициент уширения именно в  $\text{CO}_2$ . Для 6-мкм полосы поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  в диапазоне  $1250\text{--}1830\text{ см}^{-1}$  мы использовали объединенную базу расчетных и эмпирических коэффициентов столкновительного уширения  $\text{H}_2\text{O}\text{--}\text{CO}_2$  (Brown, 2007; Gamache и др., 2016).

Для ускоренного расчета коэффициентов молекулярного поглощения в ходе вычислений ис-

пользуются предрассчитанные для набора из 40 давлений от  $P_{\max} = 1.2 \times 10^{-2}$  атм до  $P_{\min} = 3.6 \times 10^{-10}$  атм (с постоянным шагом в логарифмическом масштабе) и в диапазоне температур от  $T_{\min} = 70$  К до  $T_{\max} = 305$  К (с шагом в 5 К) коэффициенты поглощения для  $\text{CO}_2$  в диапазоне  $400\text{--}1450$   $\text{см}^{-1}$  и для  $\text{H}_2\text{O}$  в диапазоне  $1200\text{--}1830$   $\text{см}^{-1}$  (с постоянным шагом  $0.01$   $\text{см}^{-1}$ ). Несмотря на то, что некоторые тонкие спектральные линии могут грубо прописываться с шагом  $0.01$   $\text{см}^{-1}$ , что влияет на монохроматические и свернутые с аппаратной функцией спектры излучения и пропускания, моделирование спектров уходящего излучения в атмосфере Марса в полосе  $15$  мкм для фурье-спектрометра PFS/MEХ, имеющего схожие с TIRVIM уровень шума и спектральное разрешение, показало, что для модельного спектра расчет коэффициентов молекулярного поглощения и переноса излучения с данным шагом по волновому числу не приводит к погрешностям выше уровня шума (Haus, Titov, 2000).

Спектральные коэффициенты аэрозольной экстинкции рассчитываются как произведение спектральных сечений экстинкции и концентраций соответствующих аэрозольных компонент. Спектральные сечения экстинкции и альbedo однократного рассеяния частиц пыли и водяного льда заранее вычислены в соответствии с теорией Ми для широкого диапазона значений эффективных радиусов частиц, которые бывают в атмосфере (Clancy и др., 2003; Wolff, Clancy, 2003), причем в случае облаков водяного льда это также было сделано для интервала температур  $80\text{--}270$  К, чтобы корректно учесть облака водяного льда в холодных верхних слоях атмосферы (Iwabuchi, Yang, 2011; Mastrara и др., 2009). Вертикальные профили концентрации и эффективных размеров частиц конструируются из моделей или на основе наблюдений.

*Восстановление вертикального температурного профиля*

Алгоритм восстановления вертикального профиля температуры, использованный в данной работе, основан на нелинейном методе оптимальной оценки (Rodgers, 2000) и аналогичен подходу, который применялся для обработки измерений TES/MGS (Conrath и др., 2000) и PFS/MEХ (Grassi и др., 2005), но с учетом особенностей спектров TIRVIM в рамках эксперимента ExoMars TGO.

Форма глубокой  $15\text{-мкм}$  полосы  $\text{CO}_2$ , состоящей из большого количества сильных линий поглощения, существенно зависит от вертикального профиля температуры-давления. Для восстановления профиля температуры от поверхности до высот  $60\text{--}70$  км используется крыло полосы поглощения  $\text{CO}_2$  измеренного спектра в диапазоне

$665\text{--}780$   $\text{см}^{-1}$ , причем на центр полосы влияет, прежде всего, поглощение в верхних слоях атмосферы, а поглощение в нижних слоях формирует край полосы.

Для использования уравнения (4) в численной форме вертикальный профиль температуры  $T(z)$  должен быть определен на  $m$  дискретных атмосферных уровнях давления  $p$  от поверхности до верхних слоев атмосферы, в которых поглощение излучения влияет на конечный спектр (вариации температуры на уровнях выше  $\approx 70$  км над поверхностью никак не влияют даже на центр полосы поглощения). При этом в диапазоне  $665\text{--}780$   $\text{см}^{-1}$  выбираются  $m = 53$  волновых чисел (спектральных каналов в спектре TIRVIM), для которых справедливо уравнение (4) в линеаризованном виде, связывающее приращение интенсивности излучения в точке КА в выбранном спектральном канале с вариациями температурного профиля на разных уровнях  $z$ . Линеаризованный набор из  $m$  уравнений для спектральных каналов можно записать в матричном виде:

$$\begin{cases} \Delta I = K \times \Delta T, \\ \Delta I = I_{\text{meas}} - I \\ \Delta T = T_{\text{atm}} - T, \end{cases} \quad (11)$$

где  $K$  – матрица функциональных производных размера  $m \times m$ ,  $\Delta I$  и  $\Delta T$  – векторы отклонения модельной интенсивности излучения  $I$  от измеренной  $I_{\text{meas}}$  и отклонения температуры  $T$  от реальной  $T_{\text{atm}}$ ;  $K_{ij}$  – функциональная производная интенсивности  $I$  для волнового числа  $\nu_i$  по температуре  $T$  на атмосферном уровне  $p_j$ .

Учитывая, что обратная задача является нелинейной и некорректно поставленной, ее решение мы ищем нелинейным методом оптимальной оценки с помощью итерационной процедуры, которая рассчитывает модельный спектр, наилучшим образом соответствующий измеренному в рамках выбранного критерия. Согласно выражению 5.10 в пятой главе Rodgers (2000), вертикальный температурный профиль, используемый для вычисления этого наиболее подходящего модельного спектра, определяется как решение обратной задачи, данное в итерационной форме:

$$\begin{cases} \Delta T^{(n)} = W \times \Delta I^{(n)}, \\ \Delta I^{(n)} = I_{\text{meas}} - I^{(n)} - K \times (T_0 - T^{(n)}) \\ \Delta T^{(n)} = T^{(n+1)} - T_0, \end{cases} \quad (12)$$

где  $I^{(n)}$  и  $T^{(n)}$  – соответственно интенсивность модельного спектра излучения в точке КА и вертикальный профиль температуры, использованный при его расчете на  $n$ -й итерации;  $T_0$  – априорный профиль температуры, фиксируемый в ходе итераций (который мы для удобства также используем как начальное приближение  $T^{(1)}$  для старта

итераций). Матрица  $W$  в (12) определяется по формуле:

$$W = SK^T (KSK^T + E)^{-1}. \quad (13)$$

Профиль  $T_0$  может быть оценен по яркостной температуре самого измеренного спектра в области 15-мкм полосы поглощения или взят из климатических моделей. В данной работе мы следовали подходу, описанному Guerlet и др. (2022), и использовали усредненную климатологию за 29–33 МУ (пять полных марсианских лет до начала работы TIRVIM без глобальных пылевых бурь) из базы данных Mars Climate Database v5.3 (MCD) (Millour и др., 2018), построенной на основе численного моделирования при помощи LMD Mars Global Climate Model (GCM) (Forget и др., 1999).

Корреляционная матрица  $S$  из системы уравнений (13) отражает статистическую корреляцию между атмосферными уровнями и может быть задана выражением:

$$S_{ij} = \sigma_i \sigma_j \exp\left(-\frac{(z_i - z_j)^2}{2c^2}\right), \quad (14)$$

где  $\sigma$  – априорная неопределенность  $T$ , закладываемая со значением  $\Delta T = 60$  К для всех рассматриваемых уровней атмосферы;  $c = 0.75$  – радиус корреляции в единицах шкалы высоты для давления  $z$  (Conrath и др., 2000).

Матрица инструментальной погрешности измерения  $E$  из системы уравнений (13) для ACS TIRVIM считается диагональной и может быть записана как:

$$E_{ij} = N_i N_j \delta_{ij}, \quad (15)$$

где  $N$  – вектор эквивалентной шуму спектральной интенсивности (NESR),  $\delta$  – символ Кронекера.

Элементы матрицы  $K$  с функциональными производными интенсивности излучения  $I$  в  $i$ -м спектральном канале по температуре  $T$  на  $j$ -м атмосферном уровне с давлением  $p_j$  можно аппроксимировать следующим образом (Conrath и др., 2000):

$$K_{ij} = \frac{\partial I(v_i)}{\partial T(z_j)} = \frac{\partial B(v_i, T(z_j))}{\partial T(z_j)} \frac{\partial t(v_i, \mu, z_j)}{\partial z_j}. \quad (16)$$

Функциональные производные в общем случае также могут быть вычислены и напрямую путем варьирования температурного профиля на уровнях высоты и перерасчетом модельного спектра излучения для варьированного профиля.

Согласно Rodgers (2000), апостериорная ковариационная матрица ошибок  $C$  и погрешности восстановленного профиля температуры  $T$  рассчитываются по формуле:

$$\begin{cases} \Delta T_i = \sqrt{C_{ii}} \\ C = S - SK^T (KSK^T + E)^{-1} KS. \end{cases} \quad (17)$$

Погрешности восстановления температуры атмосферы находятся в широком интервале значений: от нескольких градусов в нижних слоях до десятков градусов на предельных высотах 60–70 км. Масштаб погрешностей также зависит от зашумленности спектра в области полосы 15 мкм и локальных климатических условий (широта, время суток и т.д.). Следует также отметить, что полуречные температуры на  $m$  уровнях атмосферы не являются полностью независимыми величинами, реальное число независимых температур определяется числом степеней свободы, или следом матрицы  $A = WK = SK^T (KSK^T + E)^{-1} K$  (Rodgers, 2000).

#### *Восстановление температуры поверхности и общего содержания аэрозолей*

Поскольку надирные спектры в целом слабо чувствительны к вертикальному распределению содержания аэрозолей, в данной задаче восстанавливается лишь их общее содержание в виде оптических толщин экстинкции пыли и водяного льда для заранее определенных волновых чисел. При этом вертикальный профиль концентрации каждой аэрозольной компоненты восстановить нельзя, используется априорный профиль концентрации из моделей и масштабируется множителем, который, по сути, и восстанавливается (Grassl и др., 2005). Исключения составляют выроченные случаи, когда даже большие вариации содержания аэрозолей практически не влияют на спектр. Для удобства мы используем волновые числа в максимумах спектральных сечений экстинкции восстанавливаемых параметров ( $1075 \text{ см}^{-1}$  для частиц пыли и  $825 \text{ см}^{-1}$  для облаков водяного льда), которые определены по измерениям TES/MGS (Clancy и др., 2003; Wolff, Clancy, 2003). Для одновременного восстановления трех параметров (температуры поверхности  $T_{\text{surf}}$ , оптических толщин экстинкции пыли  $\tau_{\text{dust}}$  и облаков водяного льда  $\tau_{\text{ice}}$ ) выбираются спектральные каналы в спектральном диапазоне  $800\text{--}1250 \text{ см}^{-1}$ . Линиями поглощения  $\text{CO}_2$  в этой области спектра, линиями  $\text{O}_3$  в диапазоне  $950\text{--}1100 \text{ см}^{-1}$  и линиями  $\text{H}_2\text{O}$  в области  $1100\text{--}1250 \text{ см}^{-1}$  можно пренебречь, поскольку их поглощение не влияет на форму спектра в целом. Из интервала  $900\text{--}950 \text{ см}^{-1}$  также исключены искусственные спектральные особенности, вызванные акустическими возмущениями, создаваемыми холодильником детектора TIRVIM. Таким образом, восстановление вертикального профиля температуры и восста-

новление оптических толщин аэрозолей с температурой поверхности отделены друг от друга.

Итерационная схема самосогласованного восстановления трех искомым параметров имеет вид, аналогичный (12), но из-за диагональности корреляционной матрицы  $S$  размера  $3 \times 3$  вместо матрицы функциональных производных  $K$  общего вида используются только три вектора функциональных производных  $K_{\text{Tsurf}}$ ,  $K_{\text{dust}}$  и  $K_{\text{ice}}$ , что упрощает систему уравнений:

$$\begin{cases} T_{\text{surf}}^{(n+1)} = T_{\text{surf}}^{(n)} + \sigma_{\text{Tsurf}} K_{\text{Tsurf}}^T V \Delta I \\ \tau_{\text{dust}}^{(n+1)} = \tau_{\text{dust}}^{(n)} + \sigma_{\text{dust}} K_{\text{dust}}^T V \Delta I \\ \tau_{\text{ice}}^{(n+1)} = \tau_{\text{ice}}^{(n)} + \sigma_{\text{ice}} K_{\text{ice}}^T V \Delta I \\ \Delta I = I_{\text{meas}} - I^{(n)}, \end{cases} \quad (18)$$

где  $\sigma_{\text{Tsurf}}$ ,  $\sigma_{\text{dust}}$ ,  $\sigma_{\text{ice}}$  — априорные погрешности соответствующих восстановленных параметров,  $\Delta I$  — вектор отклонения модельной интенсивности излучения  $I$  от измеренной  $I_{\text{meas}}$ . Матрица  $V$  является аналогом  $W$  и определяется по формуле:

$$V = (\sigma_{\text{Tsurf}} K_{\text{Tsurf}} K_{\text{Tsurf}}^T + \sigma_{\text{dust}} K_{\text{dust}} K_{\text{dust}}^T + \sigma_{\text{ice}} K_{\text{ice}} K_{\text{ice}}^T + E)^{-1}, \quad (19)$$

где  $E$  — матрица инструментальной погрешности измерения.

Погрешности  $\Delta T_{\text{surf}}$ ,  $\Delta \tau_{\text{dust}}$ ,  $\Delta \tau_{\text{ice}}$  соответствующих восстановленных параметров рассчитываются по формулам:

$$\begin{cases} \Delta T_{\text{surf}} = \sqrt{C_{\text{Tsurf}}}, \quad \Delta \tau_{\text{dust}} = \sqrt{C_{\text{dust}}}, \quad \Delta \tau_{\text{ice}} = \sqrt{C_{\text{ice}}} \\ C_{\text{Tsurf}} = \sigma_{\text{Tsurf}} - \sigma_{\text{Tsurf}} K_{\text{Tsurf}}^T V K_{\text{Tsurf}} \sigma_{\text{Tsurf}} \\ C_{\text{dust}} = \sigma_{\text{dust}} - \sigma_{\text{dust}} K_{\text{dust}}^T V K_{\text{dust}} \sigma_{\text{dust}} \\ C_{\text{ice}} = \sigma_{\text{ice}} - \sigma_{\text{ice}} K_{\text{ice}}^T V K_{\text{ice}} \sigma_{\text{ice}}. \end{cases} \quad (20)$$

При этом в ряде случаев нельзя восстановить общее содержание пыли или водяного льда (или оба сразу), что уменьшает количество искомым параметров и упрощает уравнения (18)–(20) соответствующим образом. Для корректного значения полученной погрешности необходимо выбрать не более трех спектральных каналов (меньше, если какие-то величины не восстанавливаемы), чтобы задача не получилась переопределенной.

#### Восстановление общего содержания водяного пара

Восстановление общего содержания водяного пара в атмосфере Марса производится в последнюю очередь, уже после определения общего содержания аэрозолей и восстановления тепловой структуры. 6-мкм полоса  $\text{H}_2\text{O}$  расположена в широком спектральном диапазоне 1300–1900  $\text{cm}^{-1}$  и хорошо наблюдается в светлой половине суток, но удобнее всего использовать диапазон 1400–

1600  $\text{cm}^{-1}$  с наиболее сильными линиями  $\text{H}_2\text{O}$  и более высоким соотношением сигнал/шум.

Полная карта излучательной способности поверхности Марса была получена TES/MGS для диапазонов 300–500 и 800–1300  $\text{cm}^{-1}$ , но для волновых чисел свыше 1300  $\text{cm}^{-1}$  отсутствует база данных  $\epsilon_v$ , следовательно, необходимо специально сконструировать спектральную функцию, выполняющую роль излучательной способности поверхности в диапазоне 1300–1830  $\text{cm}^{-1}$ . С этой целью в указанном спектральном интервале выбираются 63 окна прозрачности без линий поглощения  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , для которых фиксируется среднее значение измеренного TIRVIM спектра. После чего в каждом окне методом бинарного поиска (в ходе которого производится расчет модельного спектра излучения для широкого набора значений  $\epsilon_v$  с использованием восстановленных ранее атмосферных параметров) находится значение  $\epsilon_v$ , для которого модельная интенсивность совпадает с измеренной. Наконец, полученная излучательная способность гладко соединяется с данными TES, образуя непрерывную функцию.

Вертикальный профиль относительного содержания водяного пара берется из базы данных MCD и фиксируется в ходе восстановления аналогично профилям концентраций аэрозолей, поскольку 6-мкм полоса  $\text{H}_2\text{O}$  при надирном зондировании с разрешением TIRVIM не содержит достаточной информации о вертикальном распределении водяного пара, мы можем лишь масштабировать априорный профиль (Montmessin, Ferron, 2019). В итоге, итерационная схема восстановления общего содержания  $\text{H}_2\text{O}$  в атмосфере имеет вид, аналогичный выражениям (18)–(19) для аэрозолей, только восстанавливается всего один параметр — высота столба воды  $P_{\text{vap}}$  в осажденных микронах:

$$\begin{cases} P_{\text{vap}}^{(n+1)} = P_{\text{vap}}^{(n)} + \sigma_{\text{vap}} K_{\text{vap}}^T (\sigma_{\text{vap}} K_{\text{vap}} K_{\text{vap}}^T + E)^{-1} \Delta I \\ \Delta I = I_{\text{meas}} - I^{(n)}. \end{cases} \quad (21)$$

Погрешность восстановления содержания атмосферного водяного пара  $\Delta P_{\text{vap}}$  рассчитывается аналогично выражению (20) независимо в семи выбранных спектральных каналах с самыми сильными линиями воды, после чего усредняется:

$$\begin{cases} \Delta P_{\text{vap}} = \sqrt{C_{\text{vap}}} \\ C_{\text{vap}} = \sigma_{\text{vap}} - \sigma_{\text{vap}} K_{\text{vap}}^T \times \\ \times (\sigma_{\text{vap}} K_{\text{vap}} K_{\text{vap}}^T + E)^{-1} K_{\text{vap}} \sigma_{\text{vap}}. \end{cases} \quad (22)$$

Следует особо отметить, что в общем случае спектры TIRVIM достаточно зашумлены в диапазоне 1400–1600  $\text{cm}^{-1}$  для корректного разрешения линий  $\text{H}_2\text{O}$  даже в случае горячей поверхности

днем в летний сезон (например, рис. 1, зеленый) и, как следствие, высокого соотношения сигнал/шум. Поскольку значение приборного шума TIRVIM в этом диапазоне может достигать значения  $1 \text{ мВт/м}^2/\text{ср/см}^{-1}$ , в измерениях с  $T_{\text{surf}} < 215 \text{ К}$  весь полезный сигнал обычно подавлен шумом, что, по сути, исключает возможность восстанавливать общее содержание водяного пара в ночное время.

### Общая итерационная схема

Общую схему алгоритма восстановления вертикального температурного профиля атмосферы, температуры поверхности и общего содержания пыли, водяного льда и водяного пара можно описать следующим образом.

**Шаг 1.** Начало итераций для обработки одного измерения.

Для запуска итерационной процедуры и выполнения первой итерации обработки конкретного измерения необходимы начальные знания об атмосфере и поверхности для данного региона, сезона и местного времени. Априорный вертикальный профиль температуры атмосферы конструируется на основе данных MCD (Millour и др., 2018) и также используется как начальное приближение. Начальная температура поверхности может быть оценена как усредненная яркостная температура измеренного спектра в диапазоне  $780\text{--}800 \text{ см}^{-1}$ . Состав атмосферы (вертикальные профили относительного содержания газов), давление у поверхности и вертикальный профиль универсальной газовой постоянной также извлекаются из MCD и не меняются в ходе итераций. Оптические свойства аэрозолей (эффективные радиусы частиц и соответствующие им сечения экстинкции) и профили концентрации конструируются на основе наблюдений, после чего вычисляются начальные оптические толщины экстинкции пыли и водяного льда. Оптические свойства поверхности (спектральная излучательная способность) для данного региона берутся из наблюдений TES/MGS (Smith и др., 2000). Стоит отметить, что в ходе потоковой обработки серии последовательных измерений при определенных условиях в качестве априорного вертикального профиля температуры можно взять восстановленный для предыдущего измерения профиль, что может сильно сократить количество необходимых итераций.

**Шаг 2.** Расчет модельного спектра  $I^{(n)}$  на  $n$ -й итерации.

Модельный спектр  $I^{(n)}$  монохроматически рассчитывается на заданной спектральной сетке с использованием вертикального профиля температуры  $T^{(n)}$ , температуры поверхности  $T_{\text{surf}}$  и общего содержания аэрозолей (оптических толщин

экстинкции частиц пыли  $\tau_{\text{dust}}$  и облаков водяного льда  $\tau_{\text{ice}}$ ), вычисленных на предыдущей итерации (или с использованием априорных значений, если  $n = 1$ ). После чего вычисленный спектр сворачивается с аппаратной функцией TIRVIM.

**Шаг 3.** Анализ сходимости модельного спектра к измеренному на  $n$ -й итерации.

В качестве критерия сходимости модельного спектра к измеренному рассчитывается величина  $\chi^2$  в диапазоне от  $665$  до  $1250 \text{ см}^{-1}$ . По умолчанию значение верхней границы спектрального диапазона, в котором мы сравниваем измеренный и модельный спектры, устанавливается на  $1250 \text{ см}^{-1}$ , но в случае низкого соотношения сигнал/шум или странных спектров (засветка из солнечного канала, артефакты калибровки и т.д.) оно уменьшается до меньших волновых чисел, чтобы избежать некорректной интерпретации содержания аэрозолей. После первой итерации в любом случае требуется еще одна, чтобы проверить эволюцию значения  $\chi^2$ . В данной версии алгоритма задано, что, если значение  $\chi^2$  на  $n$ -й итерации уменьшается более чем на 1% относительно  $\chi^2$  на предыдущей итерации, цикл продолжится. В противном случае или при большом значении количества итераций (для сокращения времени вычислений установлен предел в  $n_{\text{max}} = 10$  итераций), цикл следует прервать, и процедура сразу переходит к шагу 6. Обычно 5–10 итераций достаточно для восстановления параметров с хорошим соответствием модельного спектра измеренному TIRVIM в смысле минимального  $\chi^2$ .

**Шаг 4.** Вычисление нового приближения вертикального температурного профиля на  $n$ -й итерации.

Новый вертикальный профиль температуры  $T^{(n+1)}$  вычисляется на  $n$ -й итерации согласно уравнениям (12)–(16), после чего рассчитывается новый вертикальный профиль давления и плотности в гидростатическом приближении с использованием значений давления у поверхности и вертикальных профилей содержания газов и универсальной газовой постоянной из MCD.

**Шаг 5.** Вычисление нового приближения температуры поверхности и общего содержания аэрозолей на  $n$ -й итерации.

Новые значения температуры поверхности  $T_{\text{surf}}$  и оптических толщин экстинкции частиц пыли  $\tau_{\text{dust}}$  и облаков водяного льда  $\tau_{\text{ice}}$  совместно восстанавливаются согласно формулам (18)–(19) с использованием вертикального профиля температуры  $T^{(n)}$  на  $n$ -й итерации.

**Шаг 6.** Завершение цикла итераций.

После достижения минимума значения  $\chi^2$  в интервале  $665\text{--}1250 \text{ см}^{-1}$  в пределах  $n_{\text{max}}$  или после достижения максимального числа итераций

цикл завершается. В противном случае цикл продолжается, и процедура возвращается к шагу 2 для следующей итерации. Восстановленными величинами для данного измерения считаются вертикальный профиль температуры до высот 60–70 км, температура поверхности и оптические толщины экстинкции компонент аэрозолей, для которых рассчитан модельный спектр, наилучшим образом соответствующий измеренному в смысле минимальной величины  $\chi^2$ . Погрешности восстановленных величин определяются согласно выражениям (17) и (20).

**Шаг 7.** Восстановление общего содержания водяного пара (опционально).

С использованием восстановленных параметров (общего содержания аэрозолей и вертикальной тепловой структуры) согласно выражению (21) производится восстановление общего содержания водяного пара при помощи еще одной итерационной процедуры до наилучшего соответствия модельного спектра измеренному в смысле минимального  $\chi^2$  в диапазоне 1400–1600  $\text{см}^{-1}$ . Погрешность восстановленного содержания  $\text{H}_2\text{O}$  в атмосфере вычисляется по формуле (22). Данный шаг применим только для спектров с высоким соотношением сигнал/шум, поэтому в данной задаче общее содержание  $\text{H}_2\text{O}$  в атмосфере восстанавливается лишь для специально усредненных спектров TIRVIM.

**Шаг 8.** Запись данных и переход к следующему измерению TIRVIM.

В общей сложности, с использованием описанного алгоритма без восстановления общего содержания  $\text{H}_2\text{O}$  в атмосфере было обработано  $2.28 \times 10^6$  спектров, полученных TIRVIM регулярными измерениями в нади́р. Кроме того, для анализа сезонных вариаций содержания водяного пара в атмосфере Марса было дополнительно получено и обработано  $2.3 \times 10^5$  специально усредненных спектров с восстановлением общего содержания  $\text{H}_2\text{O}$  (в осажденных микронах).

На рис. 36 продемонстрирован ряд примеров восстановленных вертикальных профилей температуры от поверхности до 60 км, температуры поверхности и общего содержания аэрозолей по нади́рным измерениям TIRVIM для разных климатических условий. Модельные спектры, наилучшим образом соответствующие измеренным спектрам и рассчитанные для восстановленных параметров, изображены на рис. 3а в том же цвете, что и температура, сами измеренные спектры TIRVIM выполнены в черном цвете. В частности, представлены: дневная тепловая структура в сезон афе́лия МУ 35 в “поясе” облаков водяного льда в районе экватора (синий), разогретая атмосфера утром в начале (зеленый) и днем в разгар (красный) глобальной пылевой бури МУ 34 с большим содер-

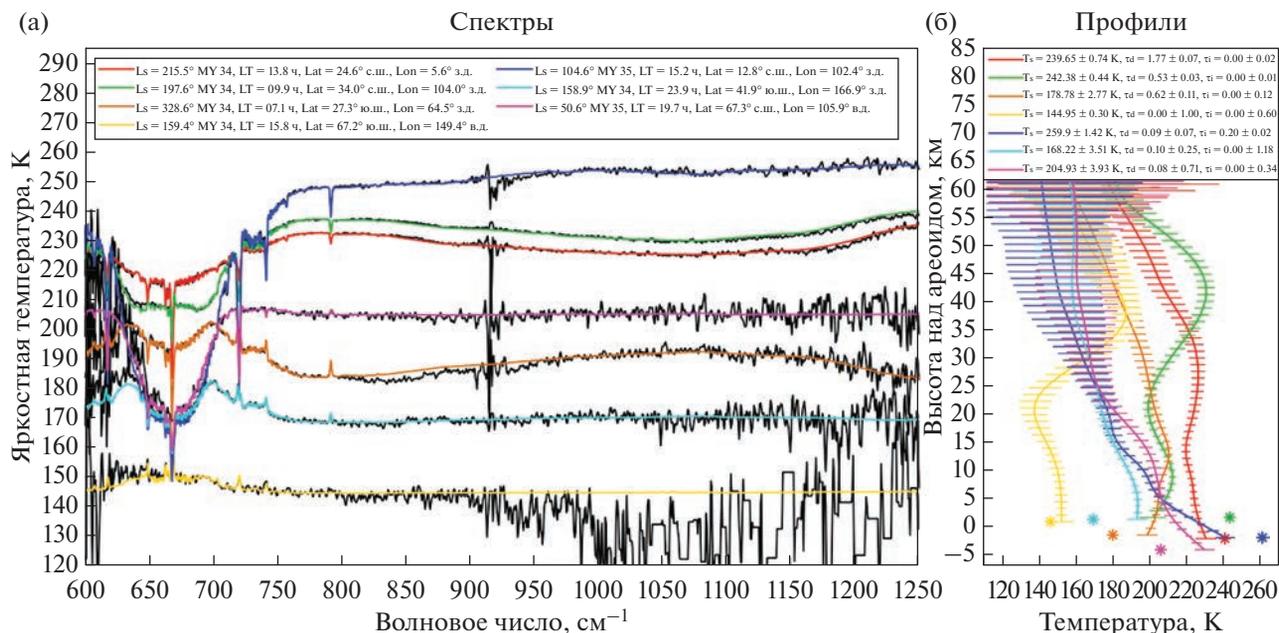
жением пыли в средних северных широтах осенью. Региональная пылевая буря МУ 34 в конце зимы в северном полушарии представлена спектром с инверсной полосой пыли и разогретой утренней атмосферой (оранжевый). Вечерняя тепловая структура в начале лета в северном полушарии ближе к полюсу отображена в сиреневом цвете, а ночная структура в начале осени в средних южных широтах – в голубом. Наконец, осенний дневной температурный профиль в южных полярных широтах (желтый) демонстрирует типичный для данного сезона полярный динамический нагрев атмосферы на высотах ~40 км и холодный “полярный вихрь” ниже в тропосфере, образованные вследствие циркуляции Хэдди (McCleese и др., 2010).

Плотное покрытие непрерывных измерений TIRVIM по поверхности и по местному времени позволяет накапливать восстановленные данные и получать суточный ход средней зональной тепловой структуры атмосферы для разных сезонов на Марсе для интервала широт от  $75^\circ$  ю.ш. до  $75^\circ$  с.ш. Кроме того, оно позволяет строить пространственные карты среднего общего содержания аэрозолей и водяного пара в атмосфере. Так, в частности, по наблюдениям TIRVIM в нади́р была исследована в динамике эволюция глобальной пылевой бури МУ 34 (начало развития и пик бури) и реакция тепловой структуры атмосферы и поверхности на выброс частиц пыли в атмосферу (Vlasov и др., 2022).

Рис. 4 демонстрирует примеры восстановленного общего содержания водяного пара по усредненным измерениям TIRVIM в диапазоне 600–1800  $\text{см}^{-1}$  в дневное время в летние сезоны в соответствующих полушариях с повышенным содержанием  $\text{H}_2\text{O}$  в атмосфере Марса: днем в южном полушарии (красный) и утром в северном (синий). Благодаря проведенному усреднению измерений TIRVIM в интервалах  $\pm 2^\circ$  по широте,  $\pm 2^\circ$  по сезону  $L_s$  (solar longitude),  $\pm 1$  ч по местному времени и по всем долготам, полоса поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  становится различимой на фоне уменьшенного шума (рис. 4а). Для усредненных измерений также представлена восстановленная тепловая структура (рис. 4б).

#### *Ограничения восстановления параметров*

Функциональных производные  $K$  для разных спектральных каналов из (16) как функции высоты, по сути, определяют верхний предел чувствительности по высоте. Лучше всего восстанавливаются температуры на высотах ниже ~40 км, так как весовые функции для выбранных каналов наиболее узкие и имеют четкий максимум. Алгоритм едва чувствителен к высотам 40–60 км, поскольку соответствующие производные не имеют



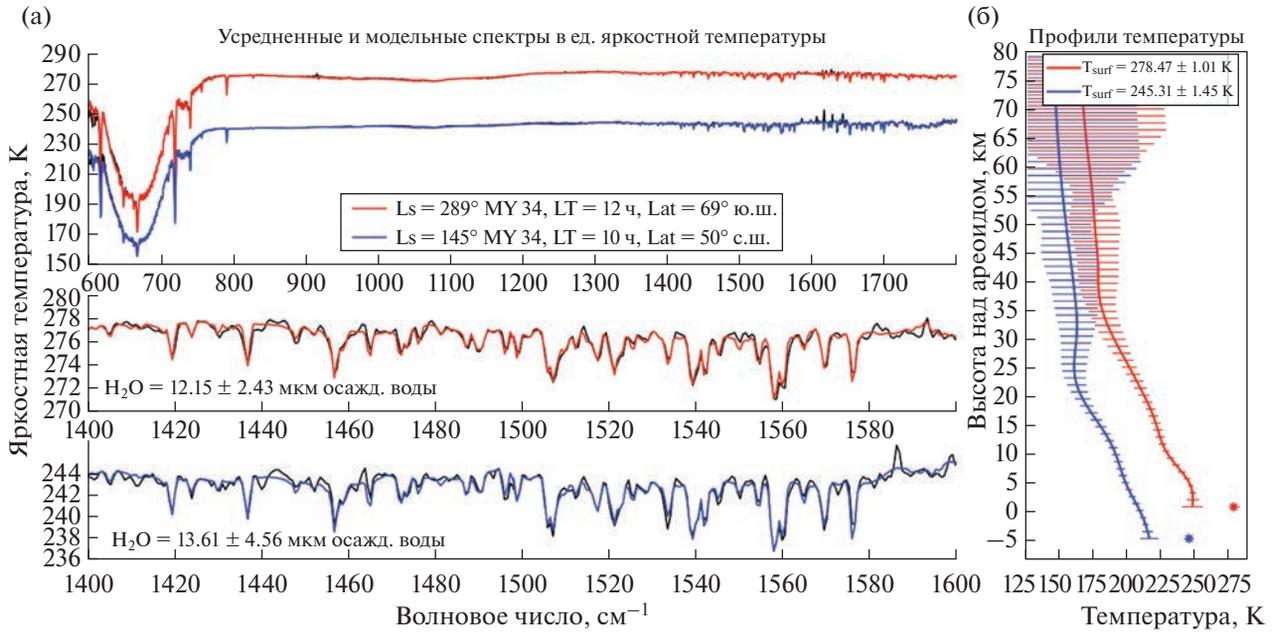
**Рис. 3.** Примеры восстановленной вертикальной тепловой структуры и общего содержания аэрозолей по надирным измерениям TIRVIM для набора климатических условий на Марсе: (а) — измеренные спектры в диапазоне 600–1250 см<sup>-1</sup> (черный) и рассчитанные для восстановленных параметров модельные спектры (цветные), наилучшим образом соответствующие измеренным; (б) — восстановленные вертикальные профили температуры, температура поверхности и общее содержание пыли и водяного льда, на графике температура поверхности отображена в виде “звездочки”.

там острых максимумов и приближаются к нулю. При этом температура выше 60–70 км не может быть восстановлена для наблюдений в надир — линии поглощения CO<sub>2</sub> уже слабые при данных давлениях, и температурные вариации не влияют на центр 15-мкм полосы поглощения. Вертикальное разрешение восстанавливаемого профиля температуры определяют элементы матрицы осредняющих ядер  $A = WK = SK^T(KSK^T + E)^{-1}K$  для разных спектральных каналов как функции высоты, свидетельствуя о том, что оно составляет от нескольких км в нижних слоях атмосферы до 20–25 км в тропопаузе (на высоте 40–50 км над поверхностью) и выше. Следует отметить, что осредняющие ядра образуют практически такой же набор функций от высоты для разных каналов, как и функциональные производные, поэтому весовые функции также дают представление о вертикальном разрешении.

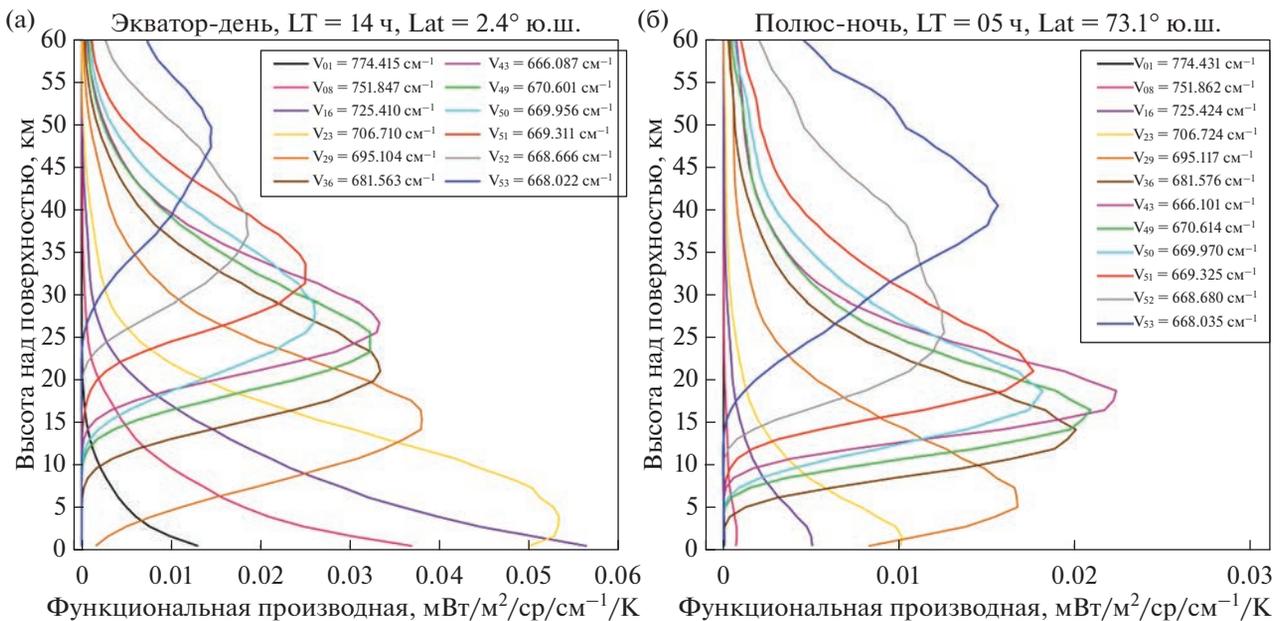
На рис. 5 представлены два примера наборов функциональных производных для некоторых спектральных каналов от центра до дальнего края полосы поглощения CO<sub>2</sub>, которые получены для модельных спектров излучения, рассчитанных для восстановленных профилей температуры по измерениям TIRVIM до начала глобальной пылевой бури. Функции для дневного экваториального измерения ( $LT = 14.0$  ч,  $L_s = 185.2^\circ$ ,  $Lat = 2.4^\circ$  ю.ш.,  $Lon = 173.7^\circ$  з.д.) на рис. 5а и для ночного полярного ( $LT = 5.0$  ч,  $L_s = 182.3^\circ$ ,  $Lat = 73.1^\circ$  ю.ш.,

$Lon = 46.0^\circ$  в.д.) на рис. 5б отражают тот факт, что вертикальное разрешение и предельная высота восстановления варьируются от наблюдения к наблюдению и зависят от тепловой структуры и соотношения сигнал/шум в полосе 15 мкм. Видно, что в случае низкого соотношения сигнал/шум при полярных или ночных измерениях (рис. 5б) чувствительность по отношению к температуре выше ~40 км существенно ухудшается.

В задаче восстановления общего содержания аэрозолей при определенных условиях может проявиться вырожденность, из-за которой невозможно корректно восстановить искомые параметры. Согласно уравнению переноса излучения (2)–(3), в случае, если температура поверхности мало отличается от температуры атмосферы на слоях с существенной аэрозольной экстинкцией, в спектре уходящего излучения не будет формироваться глубокая полоса поглощения (или эмиссии) даже при высоком содержании соответствующей аэрозольной компоненты. В модельных спектрах при таких условиях большие вариации оптической толщины вызывают слабые вариации модельной интенсивности излучения. Подобная тепловая структура приводит к “плоским” в единицах яркостной температуры спектрам в диапазоне 780–1250 см<sup>-1</sup>, для которых алгоритм восстановления может равновероятно прийти к величинам оптической толщины  $\tau_{\text{dust}}$  или  $\tau_{\text{ice}}$  в широком интервале значений (от нуля до предельного) в



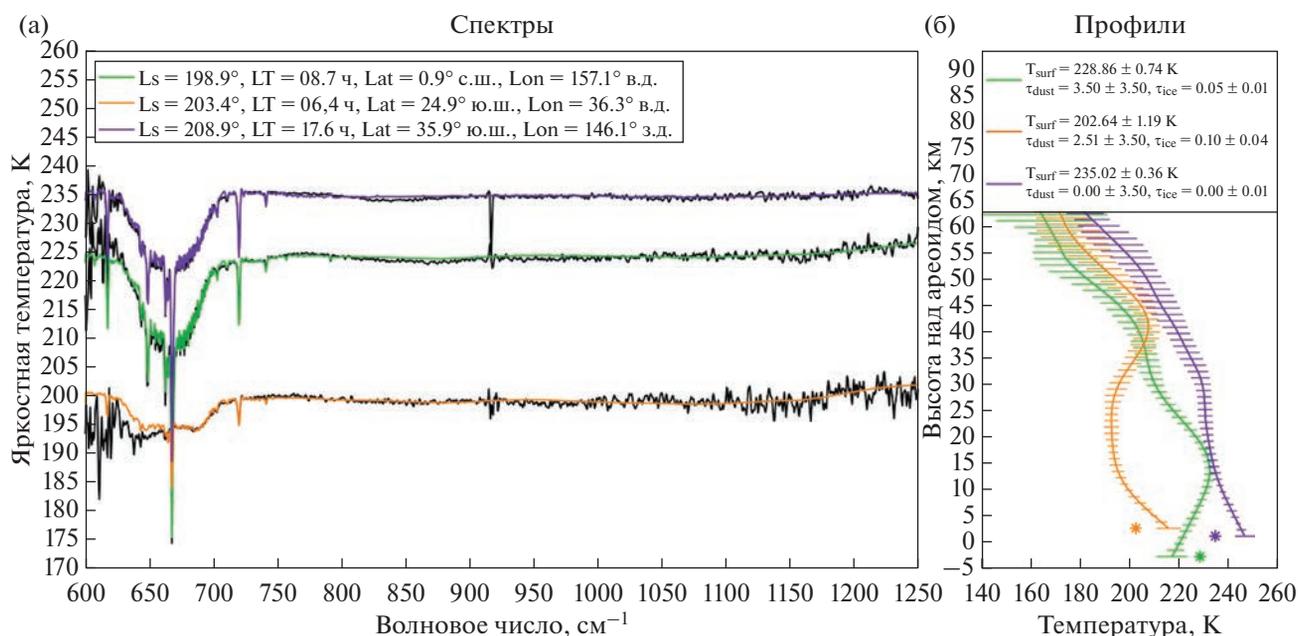
**Рис. 4.** Примеры восстановленного общего содержания водяного пара в летние сезоны с повышенным содержанием  $H_2O$  в атмосфере по усредненным надирным измерениям TIRVIM днем в южном полушарии (красный) и утром в северном (синий): (а) – измеренные спектры (черный) и рассчитанные для восстановленных параметров модельные спектры (цветные), наилучшим образом соответствующие измеренным, значение общего содержания  $H_2O$  дано в осажденных микро-нах; (б) – восстановленная тепловая структура, температура поверхности отображена в виде “звездочки”.



**Рис. 5.** Функциональные производные (весовые функции) для набора спектральных каналов восстановления температуры атмосферы как функции высоты над поверхностью, построенные в ходе расчета модельных спектров излучения: (а) – для дневного экваториального измерения TIRVIM; (б) – для ночного полярного измерения.

силу отсутствия явного глобального минимума  $\chi^2$ . В случае же частичной вырожденности, когда видна неглубокая полоса поглощения или эмис-

сии, а температурный профиль начинает существенно отклоняться от температуры поверхности на высотах до 60 км, значение восстанавлива-



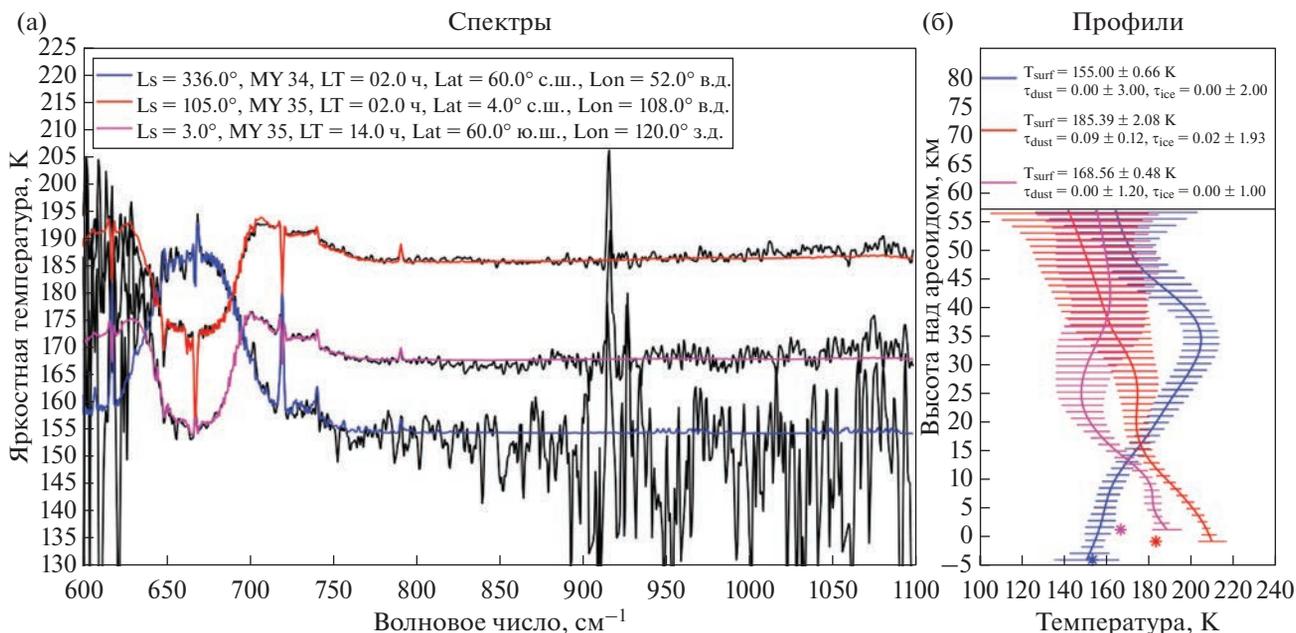
**Рис. 6.** Примеры вырожденных случаев в задаче восстановления общего содержания пыли по надирным измерениям TIRVIM: (а) — измеренные спектры (черный) и рассчитанные для восстановленных параметров модельные спектры (цветные), наилучшим образом соответствующие измеренным; (б) — восстановленные вертикальные профили температуры, температура поверхности и общее содержание пыли и водяного льда, на графике температура поверхности отображена в виде “звездочки”. Полоса поглощения пыли не наблюдается во время глобальной пылевой бури МУ 34 в утренние (зеленый, оранжевый) и вечерние часы (фиолетовый).

емой толщины  $\tau$  будет сильно зависеть от априорного вертикального профиля концентрации соответствующей компоненты аэрозолей, что также искажает результат в случае неверного априорного предположения. Следует отметить, что вырождение в задаче восстановления содержания аэрозолей не оказывает значимого влияния на восстановление вертикальной тепловой структуры.

В случае восстановления общего содержания пыли вырожденность особо заметно проявилась во время наблюдения глобальной пылевой бури МУ 34, когда TIRVIM систематически регистрировал “плоские” спектры в регионах с явно высоким содержанием пыли по данным других экспериментов (Montabone и др., 2020). Примеры таких спектров продемонстрированы на рис. 6а в случае утренних измерений (зеленый, оранжевый) и вечернего измерения TIRVIM в разгар бури (фиолетовый). Большая часть измерений TIRVIM вблизи экватора и в средних широтах в разгар бури в интервале  $L_s = 198^\circ$ – $209^\circ$  проводилась в утренние и вечерние часы, когда на двух–трех шкалах высоты по давлению над поверхностью (где находится основная масса пыли) контраст температуры атмосферы с температурой поверхности был незначительным (рис. 6б). С учетом наличия приборного шума и наводок в полученных спектрах, алгоритм восстановления не мог

корректно определить оптическую толщину экстинкции пыли, поскольку, например, модельные спектры для решений с  $\tau_{dust} = 0.0$  и  $\tau_{dust} = 3.0$  одинаково хорошо согласовывались с измеренным спектром в смысле минимума  $\chi^2$  на всем диапазоне. Данная вырожденность в итоге привела к искусственному сужению пространственного распределения содержания пыли и систематическому занижению ее содержания в северном полушарии в разгар бури (Vlasov и др., 2022). Кроме того, в случае холодной поверхности Марса и низкого соотношения сигнал/шум в диапазоне  $950$ – $1250$  см<sup>-1</sup>, полоса поглощения пыли становится малоразличимой на фоне приборного шума, что существенно затрудняет ночные и околополярные измерения содержания пыли.

В восстановлении общего содержания атмосферного водяного льда также может возникать аналогичное вырождение, как продемонстрировано на рис. 7. Особо явно оно проявляется для околополярных измерений в любое время суток, когда температура поверхности столь же холодная, как и атмосферные уровни с наибольшим присутствием водяного льда, в результате чего в полученных спектрах излучения не наблюдается характерная полоса поглощения льда. Как видно по спектрам на рис. 7, подобная вырожденность наблюдается как в ночное время (синий), так и в дневное (сиреневый). В случае полярных ночных



**Рис. 7.** Примеры вырожденных случаев в задаче восстановления общего содержания водяного льда по надирным измерениям TIRVIM: (а) – измеренные спектры (черный) и рассчитанные для восстановленных параметров модельные спектры (цветные), наилучшим образом соответствующие измеренным; (б) – восстановленные вертикальные профили температуры, температура поверхности и общее содержание пыли и водяного льда, на графике температура поверхности отображена в виде “звездочки”. Полоса поглощения и сезонные облака водяного льда не наблюдаются на северном полюсе ночью (синий), на южном полюсе днем (сиреневый) и в сезон афелия MY 35 ночью (красный).

измерений дополнительные трудности в наблюдении полосы льда создает слишком низкое соотношение сигнал/шум (рис. 7а, синий). Таким образом, наблюдать сезонные вариации облаков водяного льда на околополярных широтах в надир с помощью TIRVIM практически невозможно. По этой же причине водяной лед также трудно детектировать в ночное время и для экваториальных и средних широт. В частности, регулярный “пояс” облаков водяного льда в сезон афелия наблюдается в надир только в светлое время суток, когда температурный контраст облачного слоя и поверхности становится заметным (рис. 3, синий), при этом для ночных измерений спектры TIRVIM не содержат полосы поглощения льда или сильно зашумлены (рис. 7а, красный).

Наконец, восстановление общего содержания водяного пара ограничено, прежде всего, величиной инструментального шума, не всегда исчезающего при усреднении даже большого количества данных. В тех случаях, когда в силу малого усреднения или холодной поверхности спектральный шум прибора сравним по величине с глубиной самых сильных линий поглощения H<sub>2</sub>O в диапазоне 1400–1600 см<sup>-1</sup>, корректная интерпретация глубины линий и содержания водяного пара затруднительна. Как уже было отмечено ранее, высокий относительно уровня сигнала шум полностью ис-

ключает возможность наблюдения ночного водяного пара по полосе 6 мкм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Фурье-спектрометр TIRVIM в составе российского комплекса приборов ACS работал на борту КА EхoMars TGO на орбите вокруг Марса в период с 13 марта 2018 г. по 2 декабря 2019 г. в двух режимах наблюдения: в надир в диапазоне 5–16.7 мкм (600–2000 см<sup>-1</sup>) и в режиме солнечных затмений в диапазоне 1.7–17 мкм (590–5900 см<sup>-1</sup>). Его основной научной задачей при измерениях в надир является постоянный мониторинг тепловой структуры и содержания аэрозолей в атмосфере Марса, причем низкая (~400 км) почти круговая орбита TGO и плотное покрытие измерений по местному времени предоставляют возможность наблюдения суточного цикла параметров атмосферы.

Для обработки данных TIRVIM был адаптирован метод решения обратной задачи термического зондирования, использующий наработки в предыдущих экспериментах, но с учетом приборных характеристик и особенностей спектров, полученных TIRVIM. Метод позволяет по надирному спектру уходящего излучения, измеренному TIRVIM в диапазоне 600–780 см<sup>-1</sup>, который содержит глубокую 15-мкм полосу поглощения CO<sub>2</sub>, вос-

становить вертикальный профиль температуры атмосферы Марса от поверхности до высоты 60 км в широком интервале климатических условий; а также по измерениям в диапазоне 780–1250 см<sup>-1</sup> определить температуру поверхности и общее содержание частиц пыли и облаков водяного льда в виде оптических толщин экстинкции на волновых числах в максимумах их поглощения (1075 см<sup>-1</sup> для пыли и 825 см<sup>-1</sup> для водяного льда). Кроме того, по спектрам с высоким соотношением сигнал/шум в диапазоне 1400–1600 см<sup>-1</sup>, в котором наблюдается 6-мкм полоса H<sub>2</sub>O, разработанный метод позволяет восстановить общее содержание водяного пара (в микронах осажденной воды) в атмосфере Марса в светлое время суток.

У зондирования в надир в тепловом ИК-диапазоне спектра есть ограничения возможности мониторинга температуры, а также содержания аэрозолей и водяного пара. Во-первых, детали 15-мкм полосы поглощения CO<sub>2</sub>, наблюдаемой со спектральным разрешением TIRVIM, ограничивают вертикальное разрешение восстанавливаемого температурного профиля до нескольких км возле поверхности и до 20–25 км в верхней тропосфере. Более того, значения спектрального разрешения и инструментального шума измерений TIRVIM также устанавливают верхний предел чувствительности к восстановлению на 40–70 км, который зависит от уровня сигнала. Во-вторых, низкий температурный контраст между поверхностью и содержащими аэрозоли слоями атмосферы приводит к вырожденности в восстановлении соответствующих компонент аэрозолей и отсутствия полос поглощения или эмиссии в измеряемых спектрах даже в случае повышенного содержания пыли или водяного льда. Подобная тепловая структура наблюдалась в утренние и вечерние часы во время глобальной пылевой бури, а также днем в полярных областях в случае водяного льда.

Кроме того, недостаточно высокое соотношение сигнал/шум в спектрах TIRVIM в случае некоторых ночных и околополярных наблюдений с холодной марсианской поверхностью не позволяет корректно интерпретировать полосы поглощения или эмиссии пыли и водяного льда, затрудняя мониторинг сезонных вариаций. Схожим образом, низкий сигнал не дает различить линии H<sub>2</sub>O на фоне шума в усредненных измерениях, что исключает возможность ночного мониторинга водяного пара.

В итоге, всего с использованием описанного метода было обработано  $2.28 \times 10^6$  непосредственно надирных спектров TIRVIM для изучения тепловой структуры и содержания аэрозолей и дополнительно  $2.3 \times 10^5$  спектров, необходимых для анализа вариаций водяного пара в атмосфере

Марса, полученных путем усреднения регулярных измерений TIRVIM.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Мороз В.И., Делер В., Устинов Е.А., Шефер К., Засова Л.В., Шпенкух Д., Дьячков А.В., Дюбуа Р., Линкин В.М., Эртель Д., и 7 соавторов. Инфракрасный эксперимент на АМС “Венера-15” и “Венера-16”. Предварительные результаты анализа спектров в области полос поглощения H<sub>2</sub>O и SO<sub>2</sub> // Космич. исслед. 1985. Т. 23. № 2. С. 236–247.
- Москаленко Н.И., Паржун С.Н. Исследование спектров поглощения углекислого газа при повышенных давлениях // Всесоюз. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ИОА СО АН СССР, 1981. С. 110–113.
- Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики. СПб.: Наука, 2003. 474 с.
- Brown L. R. CO<sub>2</sub>-broadened water in the pure rotation and v<sub>2</sub> fundamental regions // J. Molec. Spectrosc. 2007. V. 246. № 1. P. 1–21.  
<https://doi.org/10.1016/j.jms.2007.07.010>
- Clancy R. T., Wolff M. J., Christensen P. R. Mars aerosol studies with the MGS TES emission phase function observations: Optical depths, particle sizes, and ice cloud types versus latitude and solar longitude // J. Geophys. Res.: Planets. 2003. V. 108. № E9. id. 5098.  
<https://doi.org/10.1029/2003JE002058>
- Conrath B. J., Pearl J. C., Smith M. D., Maguire W. C., Christensen P. R., Dason S., Kaelberer M. S. Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (TES) observations: Atmospheric temperatures during aerobraking and science phasing // J. Geophys. Res.: Planets. 2000. V. 105. № E4. P. 9509–9519.  
<https://doi.org/10.1029/1999JE001095>
- Fan S., Guerlet S., Forget F., Bierjon A., Millour E., Ignatiev N., Shakun A., Grigoriev A., Trokhimovskiy A., Montmessin F., Korablev O. Thermal tides in the Martian atmosphere near northern summer solstice observed by ACS/TIRVIM on board TGO // Geophys. Res. Lett. 2022. V. 49. № 7. id. e2021GL097130.  
<https://doi.org/10.1029/2021GL097130>
- Forget F., Hourdin F., Fournier R., Hourdin C., Talagrand O., Collins M., Lewis S. R., Read P. L., Huot J.-P. Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km // J. Geophys. Res.: Planets. 1999. V. 104. № E10. P. 24155–24175.  
<https://doi.org/10.1029/1999JE001025>
- Gamache R. R., Farese M., Renaud C. L. A spectral line list for water isotopologues in the 1100–4100 cm<sup>-1</sup> region for application to CO<sub>2</sub>-rich planetary atmospheres // J. Molec. Spectrosc. 2016. V. 326. P. 144–150.  
<https://doi.org/10.1016/j.jms.2015.09.001>
- Gamache R. R., Roller C., Lopes E., Gordon I. E., Rothman L. S., Polyansky O. L., Zobov N. F., Kyuberis A. A., Tennyson J., Yurchenko S. N., and 9 co-authors. Total internal partition sums for 166 isotopologues of 51 molecules important in planetary atmospheres: Application to HI-

- TRAN2016 and beyond // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 2017. V. 203. P. 70–87.  
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.03.045>
- Giuranna M., Wolkenberg P., Grassi D., Aronica A., Aoki S., Scaccabarozzi D., Saggini B., Formisano V.* The current weather and climate of Mars: 12 years of atmospheric monitoring by the Planetary Fourier Spectrometer on Mars Express // *Icarus*. 2021. V. 353. id. 113406.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113406>
- Gordon I.E., Rothman L.S., Hargreaves R.J., Hashemi R., Karlovets E., Skinner F., Conway E.K., Hill C., Kochanov R.V., Tan Y., and 78 co-authors.* The HITRAN2020 molecular spectroscopic database // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 2022. V. 277. id. 107949.  
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2021.107949>
- Grassi D., Ignatiev N.I., Zasova L.V., Maturilli A., Formisano V., Bianchini G.A., Giuranna M.* Methods for the analysis of data from the Planetary Fourier Spectrometer on the Mars Express mission // *Planet. and Space Sci.* 2005. V. 53. № 10. P. 1017–1034.  
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2005.01.006>
- Guerlet S., Ignatiev N., Forget F., Fouchet T., Vlasov P., Bergeron G., Young R.M.B., Millour E., Fan S., Tran H., and 5 co-authors.* Thermal structure and aerosols in Mars' atmosphere from TIRVIM/ACS onboard the ExoMars Trace Gas Orbiter: Validation of the retrieval algorithm // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127. id. e2021JE007062.  
<https://doi.org/10.1029/2021JE007062>
- Haus R., Titov D.V.* Sensitivity of temperature retrieval in the Martian atmosphere to transmittance simulation accuracy and instrumental noise // *Planet. and Space Sci.* 2000. V. 48. № 5. P. 473–481.  
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(00\)00020-9](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(00)00020-9)
- Iwabuchi H., Yang P.* Temperature dependence of ice optical constants: Implications for simulating the single-scattering properties of cold ice clouds // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 2011. V. 112. № 15. P. 2520–2525.  
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.06.017>
- Korablev O., Montmessin F., Trokhimovskiy A., Fedorova A.A., Shakun A.V., Grigoriev A.V., Moshkin B.E., Ignatiev N.I., Forget F., Lefèvre F., and 64 co-authors.* The Atmospheric Chemistry Suite (ACS) of three spectrometers for the ExoMars 2016 Trace Gas Orbiter // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. id. 7.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-017-0437-6>
- Kuntz M.* A new implementation of the Humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 1997. V. 57. № 6. P. 819–824.  
[https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(96\)00162-8](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(96)00162-8)
- Martin T.Z., Peterfreund A.R., Miner E.D., Kieffer H.H., Hunt G.E.* Thermal infrared properties of the Martian atmosphere: 1. Global behavior at 7, 9, 11, and 20  $\mu\text{m}$  // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. № B6. P. 2830–2842.  
<https://doi.org/10.1029/JB084iB06p02830>
- Mastrapa R.M., Sandford S.A., Roush T.L., Cruikshank D.P., Dalle Ore C. M.* Optical constants of amorphous and crystal  $\text{H}_2\text{O}$ -ice: 2.5–22 mm (4000–455  $\text{cm}^{-1}$ ) optical constants of  $\text{H}_2\text{O}$ -ice // *Astrophys. J.* 2009. V. 701. № 2. P. 1347–1356.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/701/2/1347>
- McCleese D.J., Heavens N.G., Schofield J.T., Abdou W.A., Bandfield J.L., Calcutt S.B., Irwin P.G.J., Kass D.M., Kleinböhl A., Lewis S.R., and 7 co-authors.* Structure and dynamics of the Martian lower and middle atmosphere as observed by the Mars Climate Sounder: Seasonal variations in zonal mean temperature, dust, and water ice aerosols // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2010. V. 115. № E12. id. 2010JE003677.  
<https://doi.org/10.1029/2010JE003677>
- Millour E., Forget F., Spiga A., Vals M., Zakharov V., Montabone L., Lefèvre F., Montmessin F., Chaufray J.-Y., López-Valverde M.A., and 5 co-authors.* MCD/GCM Development team. The Mars climate database (version 5.3) // From Mars Express to ExoMars Scientific Workshop. ESA-ESAC Madrid. 27–28 February, 2018. P. 2.
- Montabone L., Spiga A., Kass D.M., Kleinboehl A., Forget F., Millour E.* Martian year 34 column dust climatology from Mars Climate Sounder observations: Reconstructed maps and model simulations // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2020. V. 125. id. e2019JE006111.  
<https://doi.org/10.1029/2019JE006111>
- Montmessin F., Ferron S.* A spectral synergy method to retrieve martian water vapor column abundance and vertical distribution applied to Mars Express SPICAM and PFS nadir measurements // *Icarus*. 2019. V. 317. P. 549–569.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.07.022>
- Perevalov V.I., Tashkun S.A.* CDSD-296 (Carbon Dioxide Spectroscopic Databank): Updated and Enlarged Version for Atmospheric Applications // The 10th HITRAN Database Conference, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics. Zenodo. 22–24 June, 2008. id 17520.  
<https://doi.org/10.5281/zenodo.17520>
- Revercomb H.E., Buijs H., Howell H.B., LaPorte D.D., Smith W.L., Sromovsky L.A.* Radiometric calibration of IR Fourier transform spectrometers: Solution to a problem with the High-Resolution Interferometer Sounder // *Appl. Optics*. 1988. V. 27. № 15. P. 3210–3218.  
<https://doi.org/10.1364/AO.27.003210>
- Rodgers C.D.* Inverse methods for atmospheric sounding: Theory and practice // *World Scientific*. 2000. p. 256.  
<https://doi.org/10.1142/3171>
- Santee M., Crisp D.* Thermal structure and dust loading of the Martian atmosphere during late southern summer: Mariner 9 revisited // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1993. V. 98. № E2. P. 3261–3279.  
<https://doi.org/10.1029/92JE01896>
- Shakun A., Ignatiev I., Luginin M., Grigoriev A., Moshkin B., Grassi D., Arnold G., Maturilli A., Kungurov A., Markarov V., and 11 co-authors.* ACS/TIRVIM: Calibration and first results // *Conf. Infrared remote sensing and instrumentation XXVI*. SPIE. 2018. id. 107650E.  
<https://doi.org/10.1117/12.2322163>
- Smith M.D., Bandfield J.L., Christensen P.R.* Separation of atmospheric and surface spectral features in Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (TES) spectra // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2000. V. 105. № E4. P. 9589–9607.  
<https://doi.org/10.1029/1999JE001105>

- Smith M.D.* Interannual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999–2003 // *Icarus*. 2004. V. 167. № 1. P. 148–165.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2003.09.010>
- Vago J., Witasse O., Svedhem H., Baglioni P., Haldemann A., Gianfiglio G., Blancquaert T., McCoy D., de Groot R.* ESA ExoMars program: The next step in exploring Mars // *Sol. Syst. Res.* 2015. V. 49. № 7. P. 518–528.  
<https://doi.org/10.1134/S0038094615070199>
- Vlasov P., Ignatiev N., Guerlet S., Grassi D., Korablev O., Grigoriev A., Shakun A., Patsaev D., Maslov I., Zasova L., and 7 co-authors.* Martian atmospheric thermal structure and dust distribution during the MY 34 global dust storm from ACS TIRVIM nadir observations // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2022. V. 127. id. e2022JE007272.  
<https://doi.org/10.1029/2022JE007272>
- Wolff M.J., Clancy R.T.* Constraints on the size of Martian aerosols from Thermal Emission Spectrometer observations // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2003. V. 108. № E9. id. 5097.  
<https://doi.org/10.1029/2003JE002057>
- Wolkenberg P., Giuranna M., Smith M.D., Grassi D., Amoroso M.* Similarities and differences of global dust storms in MY 25, 28, and 34 // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2020. V. 125. id. e2019JE006104.  
<https://doi.org/10.1029/2019JE006104>
- Zasova L., Grassi D., Formisano V., Maturilli A.* The Martian atmosphere in the region of the great volcanoes: Mariner 9 IRIS data revisited // *Planet. and Space Sci.* 2001. V. 49. P. 977–992.  
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(01\)00040-X](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(01)00040-X)
- Zasova L., Formisano V., Grassi D., Ignatiev N., Maturilli A.* Martian winter atmosphere at North high latitudes: Mariner 9 IRIS data revisited // *Adv. Space Res.* 2002. V. 29. № 2. P. 151–156.  
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00563-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00563-4)

УДК 551.581.1;521.11

## КОСМИЧЕСКИЕ РЕГУЛЯТОРЫ КЛИМАТА ЗЕМЛИ

© 2023 г. Г. А. Аванесов<sup>a, \*</sup>, Б. С. Жуков<sup>a</sup>, **М. В. Михайлов<sup>b</sup>**, Б. Г. Шерстюков<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>b</sup>Ракетно-космическая корпорация “Энергия” им. С.П. Королева, Королев, Россия

<sup>c</sup>Всероссийский НИИ гидрометеорологической информации – Мировой центр данных,  
Обнинск, Калужской обл., Россия

\*e-mail: genrikh-avanesov@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.05.2023 г.

После доработки 15.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Рассмотрено влияние дисбаланса энергии инсоляции зон полярного дня и энергии излучения зон полярной ночи на вековые изменения климата Земли. Определена зависимость этого дисбаланса от параметров орбиты Земли. Проведено сравнение полученных графиков дисбаланса энергии с известными графиками температур полярных областей, оцененных по результатам анализа ледовых кернов, взятых в Антарктиде и Гренландии. На построенных графиках хорошо различаются между собой вклады космических и земных факторов в формирование температурных профилей исследуемых областей, а также видна их синхронность. Получены алгоритмы расчета величин колебаний размеров полярных шапок Земли относительно их средних значений. Полученные в пределах принятых в работе допущений результаты позволяют прогнозировать развитие текущего глобального потепления, а также изменения размеров полярных шапок Арктики и Антарктики. Высказано предположение, что в предстоящие три тысячелетия изменения параметров орбиты Земли будут способствовать медленному таянию северной полярной шапки. Затем снова проявит себя тенденция для нового роста северной полярной шапки. В Южном полушарии уже сформировалась тенденция усиления оледенения. Под влиянием космического фактора она будет усиливаться в течение последующих 20 тыс. лет.

**Ключевые слова:** климат, глобальное потепление, параметры орбиты, инсоляция, ледниковый период, парниковый эффект, циклы Миланковича, орбитальная теория палеоклимата

**DOI:** 10.31857/S0320930X23060014, **EDN:** DBABWW

### ВВЕДЕНИЕ

Последние десятилетия в мире наблюдается значительный рост количества и мощности погодных аномалий.

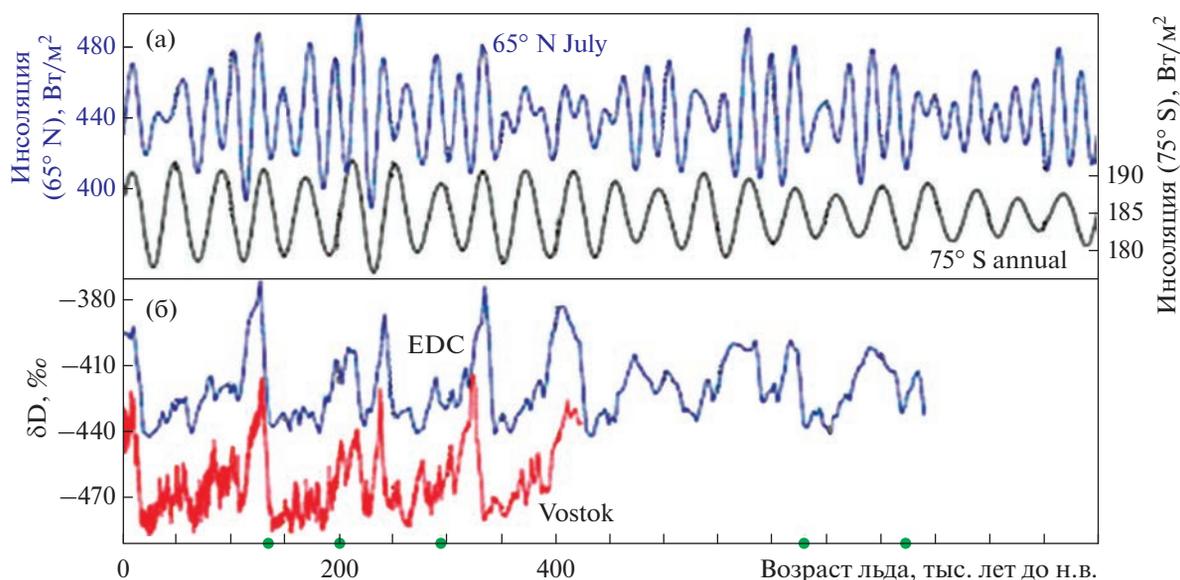
Одной из наиболее очевидных климатических аномалий становится быстрое уменьшение площади северной полярной “шапки”. По некоторым прогнозам северная полярная “шапка” через несколько десятков лет может почти полностью исчезнуть из-за идущего на планете потепления. Его причиной считается антропогенный фактор.

Климат планеты формируется целым рядом факторов, которые можно разделить на внешние космические и внутренние, земные. К космическим факторам формирования климата относится количество солнечной энергии, приходящей к Земле, которая затем распределяется по ее поверхности (инсоляция). Изменения инсоляции определяются параметрами движения Земли вокруг Солнца и наклоном ее оси вращения. Одним из первых, кто попытался математически связать

изменения климата Земли с параметрами движения Земли, был сербский ученый М. Миланкович, работавший в первой половине XX века (Миланкович, 1939; Berger, 1988). Однако Миланкович в своей работе рассматривал исключительно инсоляцию, не учитывая, какая часть этой поступающей энергии излучается затем Землей обратно в космос. Без учета уходящего излучения энергии Землей невозможно правильно рассчитать космический энергетический баланс. В результате, полученные Миланковичем изменения параметров орбиты Земли не очень-то согласуются с существующими сведениями о вариациях климата за предыдущие тысячелетия.

### ОБЪЕКТИВНЫЕ ДАННЫЕ О ВАРИАЦИЯХ КЛИМАТА ЗЕМЛИ ПО АНАЛИЗУ ЛЕДОВЫХ КЕРНОВ ИЗ АНТАРКТИДЫ И ГРЕНЛАНДИИ

Данные о вариациях климата в далеком прошлом наука получает путем анализа содержания



**Рис. 1.** Данные по инсоляции и концентрации  $\delta D$  в Северном и Южном полушариях: (а) графики температур в июле на 65-параллели Северного полушария и Среднегодовая инсоляция на 75-й параллели Южного полушария; (б) концентрация  $\delta D$  в кернах, полученных на куполе С около станции Конкордия в Антарктиде (кривая EDC), и концентрация  $\delta D$  на станции Восток в Антарктиде (кривая Vostok).

дейтерия ( $\delta D$ ) и углекислого газа ( $\delta CO_2$ ) в ледовых кернах, взятых в Антарктиде и Гренландии, а также по содержанию тяжелого изотопа кислорода ( $\delta^{18}O$ ) в донных отложениях Южного океана.

На рис. 1а (EPICA community members, 2004) на нижнем графике (кривая 75° S годовая) показаны изменения среднегодовой инсоляции для 75-й параллели Южного полушария по Миланковичу на интервале от настоящего времени до 800 тыс. лет до нашего времени. А на рис. 1б показаны изменения концентрации дейтерия ( $\delta D$ ) в кернах, полученных на куполе С (около станции Конкордия в Антарктиде — кривая EDC) в рамках европейского проекта бурения антарктического льда EPICA, а также показаны изменения концентрации дейтерия ( $\delta D$ ), полученного в рамках российского проекта бурения на станции Восток в Антарктиде (кривая Восток).

По Миланковичу среднегодовая инсоляция на широте 75° S должна характеризовать колебания средней температуры на этой широте. График изменения концентрации  $\delta D$  в кернах также характеризует изменения среднегодовой температуры в окрестности районов бурения.

Дополнительно, на рис. 2 для интервала от настоящего времени до 800 тыс. лет назад (возраст льда до 800 тыс. лет) приведены графики колебаний концентрации  $\delta CO_2$  в пузырьках воздуха, содержащихся в кернах, и приведен график колебаний температуры, оцененной по концентрации  $\delta D$  в этих кернах (Luthi и др., 2008).

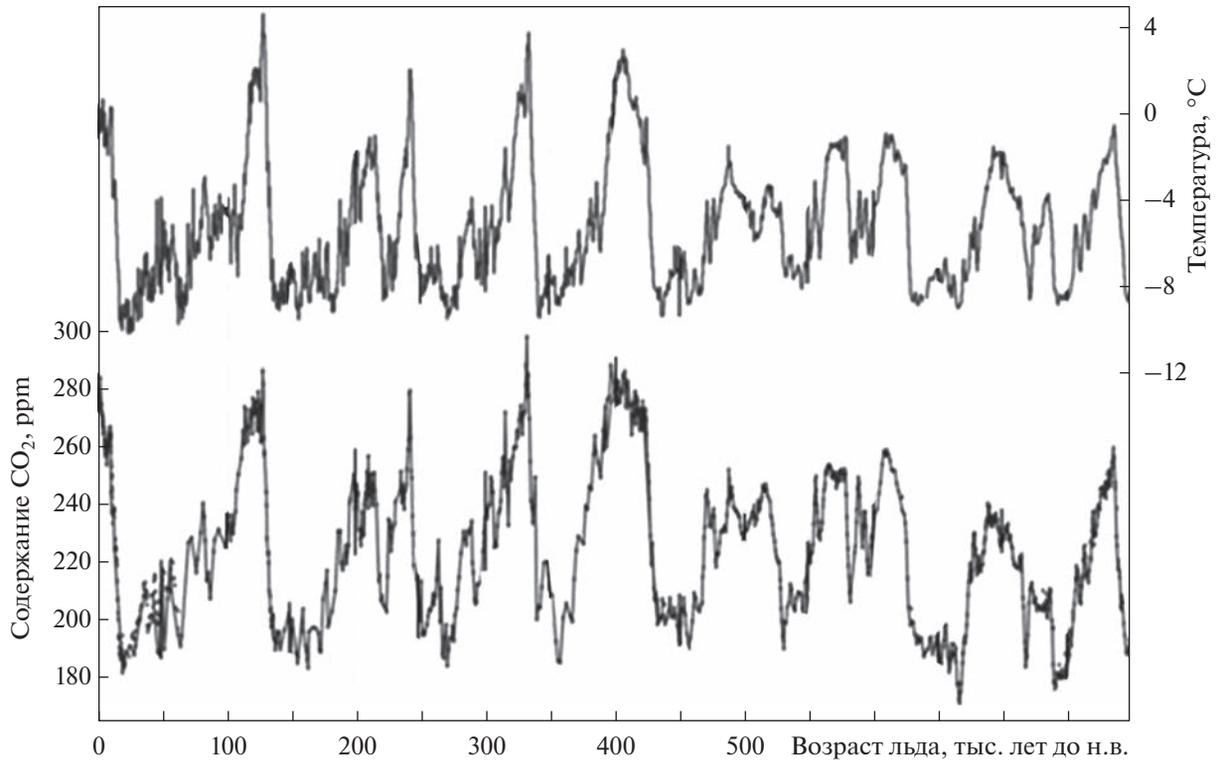
Графики на рис. 1 и рис. 2, полученные в разное время разными коллективами, демонстрируют практически полную синхронность изменения концентрации  $\delta D$ ,  $\delta CO_2$  и температуры в Антарктике. При этом график изменения инсоляции в Южном полушарии по Миланковичу не соответствует графикам изменения температуры, оцененной по концентрации  $\delta D$  и  $\delta CO_2$  в кернах. То есть изменения температуры не согласуются с изменениями расчетной приходящей солнечной энергии (инсоляции) на верхней границе атмосферы. Рассмотрим возможности устранения указанных противоречий за счет учета дисбаланса приходящей и уходящей солнечной энергии на полюсах планеты.

## ИНСОЛЯЦИЯ

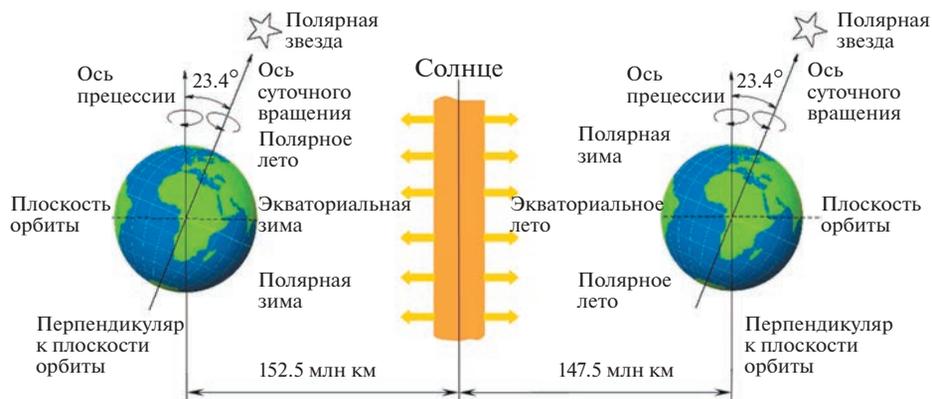
Базовые взаимосвязанные факторы, определяющие внешнее влияние на климат иллюстрирует рис. 3. Их вариации во времени не могут не сказываться на климате Земли.

Главным источником поступающей на Землю энергии является Солнце. Количество поступающей энергии зависит от расстояния Солнце—Земля, от наклона оси вращения Земли, от географической широты места и от скорости осевого вращения Земли.

Среднее расстояние до Солнца определяет среднюю величину приходящего к Земле на верхнюю границу атмосферы Земли энергопотока. При большем расстоянии, как, например, у Марса, климат на Земле был бы недопустимо холодным,



**Рис. 2.** Графики изменения концентрации  $\text{CO}_2$  ( $\delta\text{CO}_2$ ) и температуры в Антарктике, полученные по результатам анализа ледовых кернов.



**Рис. 3.** Основные переменные факторы внешнего влияния на климат Земли: эксцентриситет орбиты, наклон оси вращения планеты к плоскости эклиптики, прецессия.

а при меньшем, как, у Венеры – недопустимо жарким. При существующем среднем расстоянии 150 млн км средняя температура у поверхности Земли составляет  $+14^\circ\text{C}$ , что наиболее благоприятно для развития жизни на нашей планете.

Угловая скорость вращения Земли определяет смену дня и ночи и обеспечивает распределение поступающей от Солнца энергии между дневной и ночной сторонами планеты.

Существующий наклон оси вращения Земли и движение Земли по орбите являются причинами смены времен года. Если бы наклон был равен  $0^\circ$ , то времена года отсутствовали бы, но увеличился бы температурный контраст между экватором и полюсом. Увеличение наклона оси по отношению к существующему привело бы к увеличению контраста между летом и зимой. Угол наклона земной оси изменяется во времени в пределах от  $22.1^\circ$  до  $24.5^\circ$ . В наше время он равен  $23.44^\circ$ . Из-

менения угла наклона земной оси приводят к изменению распределения инсоляции по поверхности Земли и, в частности, к изменению инсоляции полярных шапок.

Дополнительный вклад в изменение инсоляции вносит изменение расстояния Солнце—Земля при движении Земли по орбите, так как орбита Земли имеет форму эллипса. В январе планета находится в окрестности перигелия, расстояние до Солнца уменьшается, а приток солнечной энергии к Земле увеличивается. В июле, наоборот, Земля находится в окрестности апогея, расстояние до Солнца при этом увеличивается, и инсоляция уменьшается. Разница в расстоянии от Земли до Солнца в перигелии и в апогее приводит к разнице в притоке солнечной энергии. В наше время, при эксцентриситете орбиты Земли 0.017, эта разница составляет 7%. Увеличение эксцентриситета орбиты до максимального значения 0.06, которое было в прошлом и обязательно повторится в будущем, увеличит эту разницу почти в три с половиной раза, т.е. до 27%. Кроме того, в соответствии с законом площадей, различаются скорости прохождения апогея и перигелия.

Свой вклад в распределение солнечной энергии по поверхности Земли вносит прецессия. Земля находится в гравитационном поле Солнца, Луны и других планет, из-за воздействия которого возникают моменты сил, обуславливающие прецессию вектора кинетического момента, а вместе с ним и оси вращения Земли по конусу с углом при вершине около  $46.8^\circ$  вокруг оси, нормальной к плоскости орбиты Земли (эклиптики).

По отношению к инерциальной системе координат период прецессии составляет 25920 лет, его древние греки называли Великим или Платоновым годом. Но при обсуждении вопросов о климате Земли необходимо учитывать еще и прецессию эллипса орбиты в плоскости эклиптики с периодом около 140 тыс. лет, идущую навстречу прецессии вращения Земли. Биения этих двух видов прецессий приводят к тому, что по отношению к Солнцу Земля имеет переменный период прецессии, лежащий в пределах от 10 до 32 тыс. лет. Нынешний период прецессии составляет 22 тыс. лет. Предыдущий — 24 тыс. лет. Следующий — 14 тыс. лет.

На рис. 4 показано, как на протяжении последних 420 тыс. лет изменялась во времени температура Земли, измеренная на станции Восток, и как в этот же период изменялся эксцентриситет ее орбиты, наклонение оси вращения к плоскости эклиптики и прецессия. Все перечисленные здесь основные параметры орбитального движения Земли имеют не кратные друг другу периоды. На рис. 4 просматривается сложная взаимосвязь этих параметров и синхронизация периодов роста температур с периодами изменения эксцентриситета орбиты Земли. При этом соотношения зна-

чений эксцентриситета орбиты и наклонения земной оси за это время ни разу не повторились. В наше время одновременно идет уменьшение эксцентриситета орбиты и угла наклона оси вращения Земли. Аналогичные сегодняшнему дню значения эксцентриситета орбиты и угла наклона оси вращения были у нашей планеты 390 000 лет тому назад. Но наклон оси вращения Земли в то время увеличивался, а не уменьшался, как это происходит сейчас.

Далее, мы рассмотрим дисбаланс энергии инсоляции зон полярного дня и энергии уходящего излучения зон полярной ночи, зависящий от наклона земной оси, от эксцентриситета земной орбиты, а также от прецессии земной оси по конусу вокруг нормали к плоскости орбиты планеты.

### ВАРИАЦИЯ ЭНЕРГОПОТОКА ЗОН ПОЛЯРНОГО ДНЯ И ПОЛЯРНОЙ НОЧИ

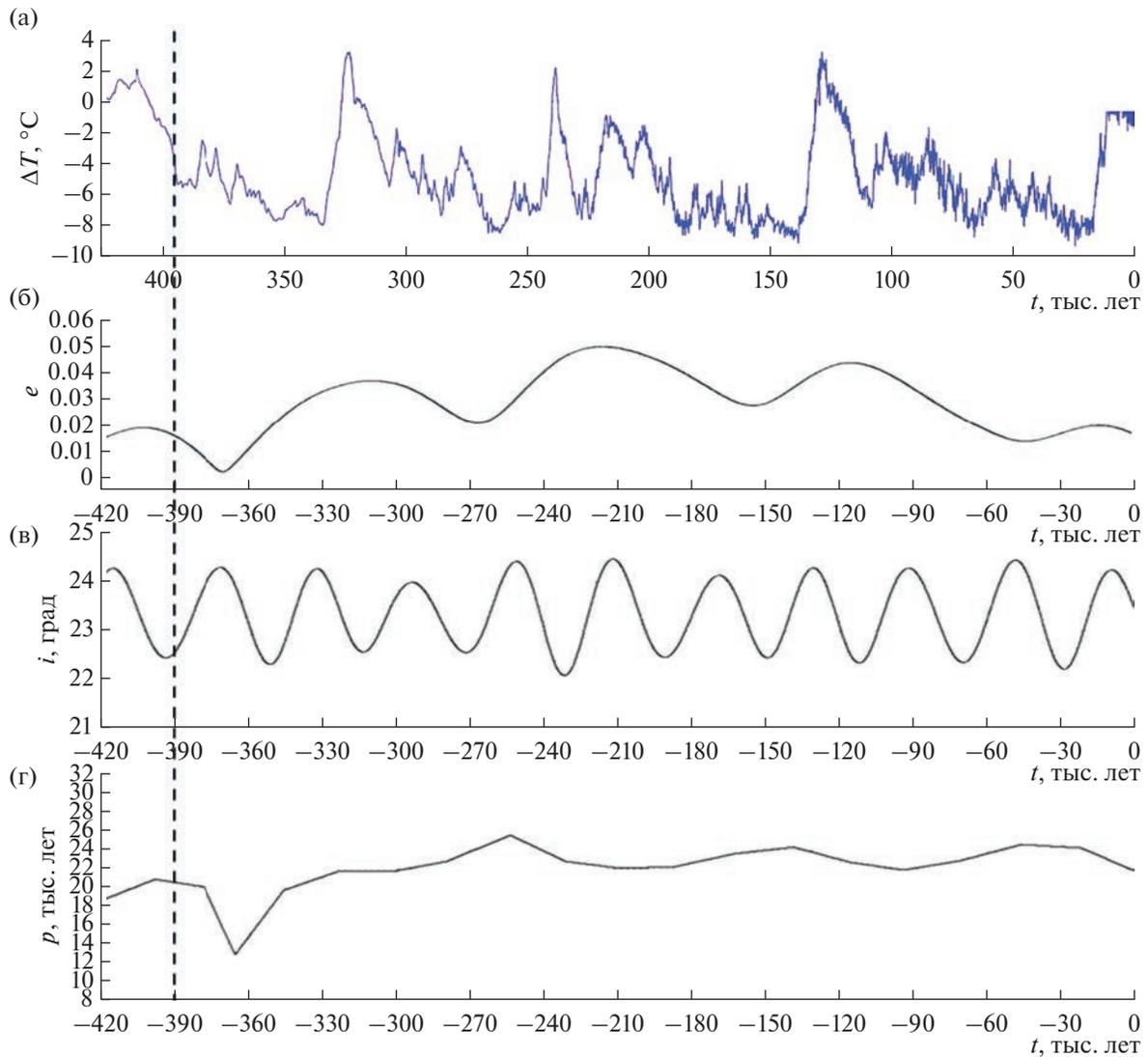
На Земле есть области, в которых смена дня и ночи происходит не с частотой в сутки, а значительно медленнее. Эти области — зоны полярной ночи и полярного дня — в наше время лежат выше  $66.5^\circ$  северной и южной широты. Длительность полярного дня и полярной ночи увеличивается от 1 суток у полярного круга до примерно полугода на полюсах (с отклонениями в несколько суток из-за разной скорости движения Земли по орбите во время лета и зимы в северном и южном полушариях, а также из-за рефракции в атмосфере). Соответственно, в течение года изменяется и площадь зон полярного дня и полярной ночи.

Годовой баланс инсоляции полярного дня и излучения полярной ночи зависит от параметров орбиты Земли.

Определим зависимость полугодовой инсоляции зоны полярного дня, например, Северного полушария, от параметров орбиты Земли. На рис. 5 приведена эллиптическая орбита Земли вокруг Солнца и углы, описывающие движение Земли. На рисунке показаны перигелий и апогей орбиты, а также положение Земли на орбите в текущий момент времени. Угловое расстояние Земли относительно перигелия  $\Theta$  называется истинной аномалией. На рис. 5 также показана точка зимнего солнцестояния. Когда Земля находится в точке зимнего солнцестояния, проекция оси вращения Земли на плоскость орбиты совпадает с направлением Солнце—Земля. Обозначим угол между перигелием и точкой зимнего солнцестояния через  $\lambda$ . Орбитальный угол между Землей и точкой зимнего солнцестояния обозначим через  $\varphi$ .

Очевидно равенство:

$$\varphi = \Theta - \lambda. \quad (1)$$



**Рис. 4.** К единому масштабу времени приведены данные о вариациях температур на Земле за 420 тыс. лет и параметры ее орбитального движения: (а) ход температур, измеренный на станции Восток (Антарктида); (б) эксцентриситет орбиты планеты  $e$ ; (в) наклон оси ее вращения к плоскости эклиптики  $i$ ; (г) периоды прецессии  $p$ .

Площадь зоны полярного дня зависит от радиуса Земли  $R$ , наклона  $i$  и орбитального угла  $\varphi$  и определяется по формуле:

$$S_{\text{ПД}} = \pi R^2 \sin^2 i \cos^2 \varphi. \quad (2)$$

Пусть  $j_0$  – секундная инсоляция единичной поверхности, нормальной направлению на Солнце на расстоянии  $a$  от Солнца ( $j_0 \approx 1.3$  кВт/м<sup>2</sup>), где  $a$  – большая полуось орбиты Земли.

Секундная инсоляция на наклонную единичную поверхность на расстоянии  $r$  от Солнца будет равна:

$$j_{\text{Н}} = j_0 \frac{a^2}{r^2} \cos \alpha, \quad (3)$$

где  $\alpha$  – угол между нормалью к поверхности и направлением на Солнце.

Связь между углом  $\alpha$  и углами  $i$  и  $\varphi$  определяется соотношением:

$$\cos \alpha = -\sin i \cos \varphi. \quad (4)$$

Из соотношений (2), (3), (4) получим секундную инсоляцию зоны полярного дня:

$$E_{\text{ПД}} = -j_0 \pi R^2 \frac{a^2}{r^2} \sin^3 i \cos^3 \varphi. \quad (5)$$

Полярный день Северного полушария соответствует углам:

$$\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{3\pi}{2}. \quad (6)$$

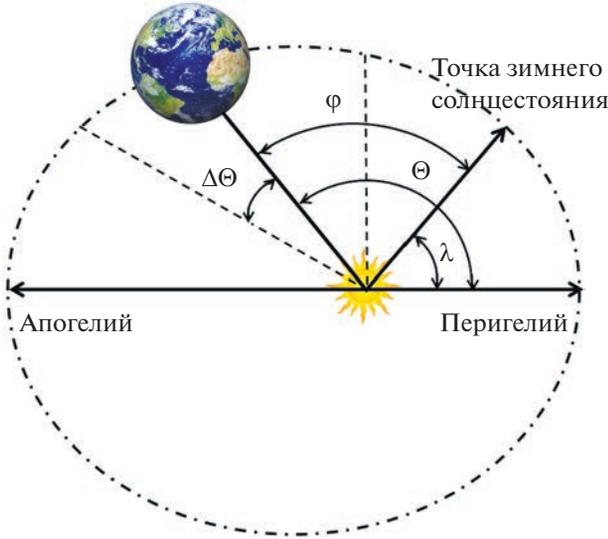


Рис. 5. Связь между истинной аномалией  $\Theta$ , углом  $\varphi$  от точки зимнего солнцестояния и углом прецессии оси вращения Земли  $\lambda$ .

Инсоляция зоны полярного дня будет равна:

$$E_{\text{ПД}} = - \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} j_0 \pi R^2 \frac{a^2}{r_0^2} \sin^3 i \cos^3 \varphi dt. \quad (7)$$

Выразив угол  $\varphi$  через истинную аномалию  $\Theta$  через равенство (1), получим:

$$E_{\text{ПД}} = - \int_{\frac{\pi}{2} + \lambda}^{\frac{3\pi}{2} + \lambda} j_0 \pi R^2 \frac{a^2}{r_0^2} \sin^3 i \cos^3 (\Theta - \lambda) dt. \quad (8)$$

Угол  $\Theta$  во времени меняется в соответствии с законом площадей:

$$r^2 \dot{\Theta} = a^2 \omega_0 \sqrt{1 - e^2}, \quad (9)$$

где  $r$  – текущий радиус орбиты;  $a$  – большая полуось орбиты;  $\omega_0 = 2\pi/P$  – средняя орбитальная угловая скорость, где  $P$  – период орбиты;  $e$  – эксцентриситет.

Из равенства (9) получим:

$$dt = \frac{r^2 d\Theta}{a^2 \omega_0 \sqrt{1 - e^2}}. \quad (10)$$

Подставив значение  $dt$  в равенство (8), получим:

$$E_{\text{ПД}} = \frac{-j_0 \pi R^2 \sin^3 i}{\omega_0 \sqrt{1 - e^2}} \int_{\frac{\pi}{2} + \lambda}^{\frac{3\pi}{2} + \lambda} \cos^3 (\Theta - \lambda) d\Theta. \quad (11)$$

Вычислив интеграл (11) и пренебрегая малым параметром  $e^2$ , получим:

$$E_{\text{ПД}} = \frac{4j_0 \pi R^2 \sin^3 i}{3\omega_0}. \quad (12)$$

Учитывая, что  $2\pi/\omega_0 = P$ , а  $j_0 \pi R^2 P$  равно годовой инсоляции Земли  $E_c$ , получим:

$$E_{\text{ПД}} = \frac{2E_c}{3\pi} \sin^3 i. \quad (13)$$

Для среднего значения наклона  $i_{\text{ср}} = 23.43^\circ$  получим годовую инсоляцию зоны полярного дня, равную:

$$E_{\text{ПД}} = \frac{2 \sin^3 i_{\text{ср}} E_c}{3\pi} (1 + 3 \text{ctg} i_{\text{ср}} \Delta i), \quad (14)$$

где  $\Delta i = i - i_{\text{ср}}$ .

Определим энергию излучения зоны полярной ночи. Площадь зоны полярной ночи определяется по формуле (2). Обозначим секундное излучение единицы площади полярной ночи через  $j_{\text{ПН}}$ . Оценить величину можно по формуле Стефана–Больцмана:

$$j_{\text{ПН}} = \sigma T_0^4, \quad (15)$$

где  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $T_0$  – некоторая средняя установившаяся температура на поверхности зоны полярной ночи в шкале Кельвина. Эффективная средняя температура Земли, как черного тела, равна 249 К или  $-24^\circ\text{C}$ . Температура  $T_0$  имеет такой же порядок. Тогда секундное излучение зоны полярной ночи с учетом формулы (2) будет равно:

$$E_{\text{ПН}} = j_{\text{ПН}} \pi R^2 \sin^2 i \cos^2 \varphi. \quad (16)$$

Полугодовое излучение за время полярной ночи равно:

$$E_{\text{ПН}} = j_{\text{ПН}} \pi R^2 \sin^2 i \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \cos^2 \varphi dt. \quad (17)$$

В подынтегральном выражении (17)  $dt$  может быть выражен через  $d\varphi$  в соответствии с равенством (10). Тогда:

$$E_{\text{ПН}} = j_{\text{ПН}} \pi R^2 \sin^2 i \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \cos^2 (\varphi) \frac{r^2 d\varphi}{a^2 \omega_0 \sqrt{1 - e^2}}. \quad (18)$$

В подынтегральное выражение (17) входит радиус орбиты  $r$ , который является функцией истинной аномалии и эксцентриситета:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \Theta} = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos (\varphi + \lambda)}. \quad (19)$$

Подставив значение  $r$  в выражение (18), после ряда преобразований, пренебрегая  $e$  в степени 2 и выше, получим:

$$E_{\text{ПН}} = \frac{j_{\text{ПН}} \pi R^2 \sin^2 i}{\omega_0} \times \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2(\varphi) (1 - 2e \cos(\varphi + \lambda)) d\varphi. \quad (20)$$

Вычислив интеграл в равенстве (20) для постоянного в течение года угла  $\lambda$ , после ряда преобразований получим значение энергии излучения зоны полярной ночи за зимний период в виде:

$$E_{\text{ПН}} = \frac{j_{\text{ПН}} T \pi R^2}{4} \times \cos^2 i_{\text{ср}} \left( 1 + 2 \text{ctg} i_{\text{ср}} \Delta i - \frac{16}{3\pi} e \cos \lambda \right). \quad (21)$$

Равенство (21) определяет энергию излучения зоны полярной ночи за полгода. Разность энергии инсоляции за время полярного дня ( $E_{\text{ПД}}$ ), определяемой равенством (14), и энергии излучения за время полярной ночи ( $E_{\text{ПН}}$ ), определяемой равенством (21), назовем приращением энергии инсоляции за полярные сутки —  $\Delta E_{\text{ПС}}$ . Разумно предположить, что при постоянном номинальном наклонении и постоянном нулевом эксцентриситете на Земле установились бы стационарные полярные шапки постоянной средней величины. Будем называть их средними полярными шапками. Значение  $\Delta E_{\text{ПС}}$  рассчитанное относительно его значения при нулевом эксцентриситете и номинальном наклонении, будем условно называть дисбалансом энергии полярных зон. В баланс энергии полярной зоны помимо рассматриваемых, вносят вклад и другие процессы (отражение солнечного излучения, горизонтальный перенос тепловой энергии и др.), которые здесь не учитываются.

Для Южного полушария полярная ночь происходит при углах между Землей и точкой зимнего солнцестояния в диапазоне  $\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{3\pi}{2}$ . Поэтому интегрирование выражения (18) необходимо провести для соответствующего диапазона значений угла  $\varphi$ .

Формулы (14) и (21) определяют дисбаланс зон полярных дней и ночей соответственно Северного и Южного полушарий в зависимости от текущего наклонения, эксцентриситета и угла прецессии. Сегодня значения этих параметров орбиты Земли хорошо известны, по крайней мере на интервале  $\pm 1$  млн лет (Михайлов, Константинов, 2021; Аванесов, Михайлов, 2022; Laskar и др., 2004).

С учетом этих параметров, а также в соответствии с алгоритмами (14) и (21) построены графики дисбаланса энергии зон полярных дней и ночей для Арктики и Антарктики, приведенные на рис. 6. Графики охватывают период от  $-700$  тыс. лет в прошлом до  $+100$  тыс. лет в будущем.

Графики приведены в условных единицах и отражают зависимость энергобаланса от  $\Delta i$  и  $e \cos \lambda$ . Для перевода в джоули значения, приведенные на графиках, необходимо умножить на коэффициент  $0.01334 E_C$ , где  $E_C = 5.5 \times 10^{24}$  Дж — годовая инсоляция Земли.

Представленные результаты расчета энергетического дисбаланса полярных шапок Земли получены в рамках принятой выше модели, в которой годовой баланс инсоляции полярного дня и излучения полярной ночи оцениваются в зависимости от параметров орбиты Земли.

Положительный годовой энергобаланс приводит к повышению температуры и таянию “шапки”, отрицательный годовой баланс — к понижению температуры и росту “шапки”. Осреднение процесса на большом интервале времени приводит к изменению температуры в окрестности соответствующих полярных шапок. Поэтому правильность рассмотренной модели может подтверждаться путем сравнения приведенных на рис. 6 графиков дисбаланса энергии с графиками изменения реальных температур на том же интервале времени в Антарктике и в Арктике. Результаты такого сравнения приведены на рис. 7 и рис. 8.

На рис. 7 приведены два наложенных друг на друга графика — график температур Антарктики, полученный в результате анализа ледовых кернов на куполе С, и график энергобаланса Антарктики (см. рис. 6).

Сравнение этих графиков демонстрирует синхронность изменения графика температуры, оцененной по анализу кернов, и графика дисбаланса энергии южной полярной шапки, полученного в соответствии с предлагаемой моделью. Разумеется, здесь не может быть полного совпадения, так как график дисбаланса энергии основан на влиянии на него только космических факторов. График температур учитывает не только космические факторы, но и факторы, вносимые на Земле океаном, атмосферой и пр. В этом смысле график температур является более полным и более точным. С другой стороны, в результаты обработки кернов вносятся методические ошибки измерений и моделей оценивания температуры. Однако синхронность обоих графиков показывает явную зависимость температуры Антарктики от космического энергопотока зон полярного дня и ночи, так как он первичен.

На рис. 8 для интервала времени от 120 тыс. лет в прошлом до 10 тыс. лет в прошлом (на горизонтальной оси возраст льда от 10 до 120 тыс. лет)

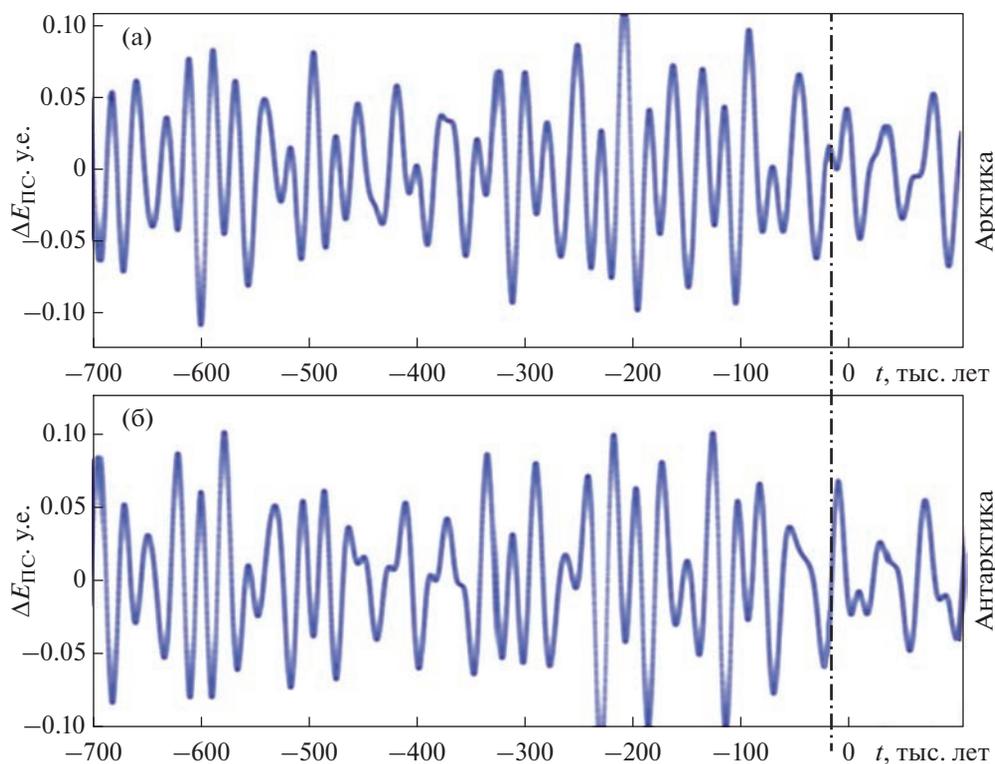


Рис. 6. Графики дисбаланса энергии зон полярных суток для Арктики (а) и Антарктики (б).

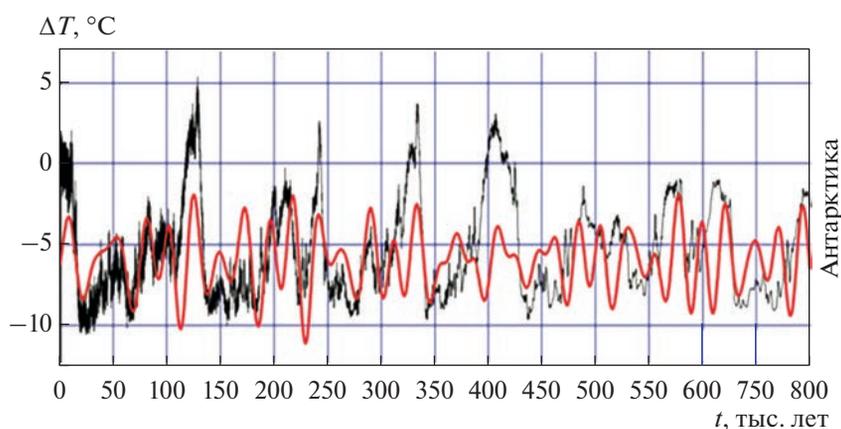


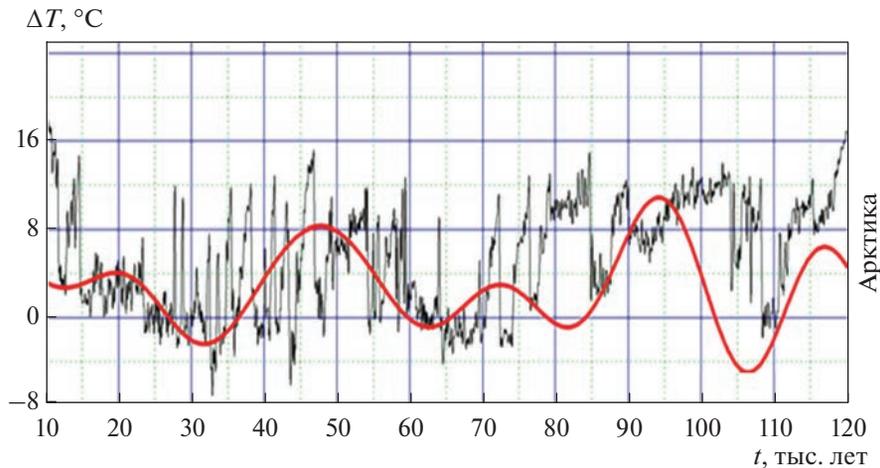
Рис. 7. Вариации температуры в Антарктике (черная кривая), оцененные по анализу ледовых кернов на куполе С, и энергодисбаланс Антарктики (красная кривая).

приведены два аналогичных наложенных друг на друга графика для Арктики:

- фрагмент графика дисбаланса энергии северной шапки (рис. 6);
- график температуры полярной зоны Северного полушария, полученный по результатам анализа кернов из Гренландии.

Из-за большого числа всплесков на графике температур, его синхронность с графиком дисбаланса энергии полярной шапки не столь очевид-

на, как для графиков южной шапки (см. рис. 7). Высокая, по сравнению с Южным полушарием, частота температурных всплесков в Северном полушарии является, видимо, следствием более сильного влияния в Северном полушарии земных энергетических регуляторов (неоднородность подстилающей поверхности из-за большей площади материков в Северном полушарии по сравнению с Южным полушарием). На графике изменения температуры в Арктике (рис. 8) выделяют-



**Рис. 8.** Вариации температуры в Арктике, оцененные по анализу ледовых кернов, взятых в Гренландии (черная кривая), и энергодисбаланса Арктики (красная кривая). Горизонтальная ось — это возраст льда, соответствующий интервалу времени от 120 до 10 тыс. лет до нашего времени.

ся всплески амплитудой до 8–10°C. Такие же и даже бóльшие температурные всплески наблюдались и в Антарктике (см. рис. 7), однако там их частота была значительно ниже, чем в Арктике.

### ИЗМЕНЕНИЕ РАЗМЕРОВ ПОЛЯРНЫХ ШАПОК

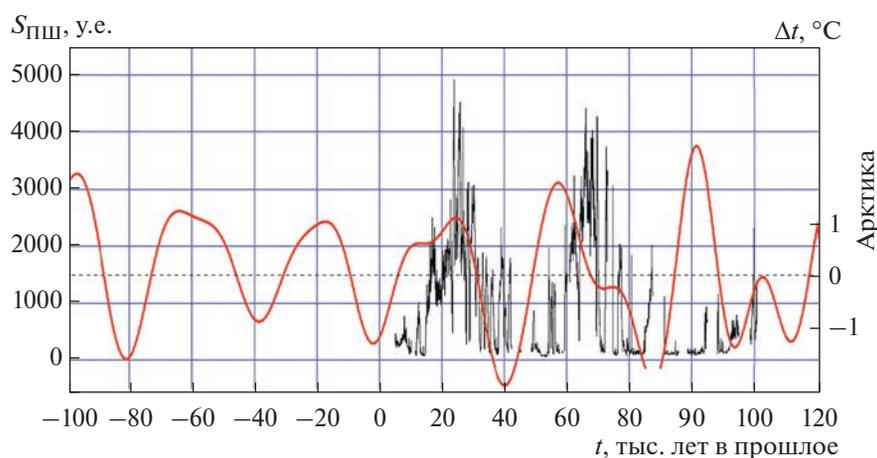
Дисбаланс энергии зон полярных ночей, в зависимости от изменения угла наклона  $\Delta i$ , эксцентриситета  $e$  и угла прецессии  $\lambda$  в соответствии с алгоритмами (14) и (21), должен приводить или к понижению температуры и бóльшему оледенению в соответствующей полярной области и к росту полярной шапки. Или, наоборот, — к потеплению в полярной области и уменьшению соответствующей полярной шапки относительно ее средней величины. Увеличение или уменьшение объемов льда пропорционально интегралу от дисбаланса энергии.

Значения интеграла дисбаланса энергии зон полярных дней и ночей являются оценками космической составляющей регулирования изменения размеров полярных шапок. А изменения интеграла дисбаланса энергии косвенно характеризуют изменения размеров полярных шапок. На эту составляющую изменения размеров полярных шапок могут накладываться и другие внутренние факторы изменений в климатической системе, например, изменения в общей циркуляции атмосферы или изменения в теплообмене океан–атмосфера, влияющие на тепловой баланс в области полярных шапок. На рис. 9 и 10 для Северного и Южного полушарий приведены графики изменения космических составляющих размеров полярных шапок —  $S_{\text{ПШ}}$  (в сопоставимых условных единицах) относительно их среднего

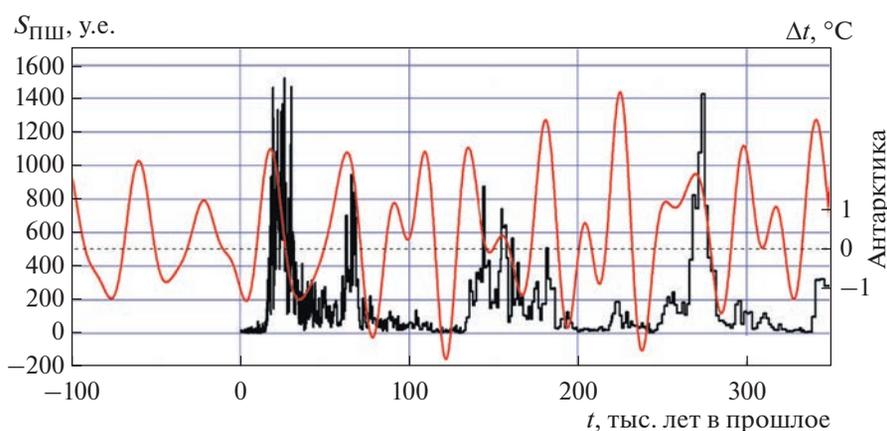
значения, на которые наложены известные графики концентрации пыли во льду Гренландии (рис. 9) и на куполе С в Антарктиде (рис. 10). На рис. 9 и 10 по горизонтальной оси положительные значения — это возраст льда в тысячелетиях в кернах, по которым получены сведения о пыли, т.е. время в тысячелетиях в прошлом. А отрицательные значения на горизонтальной оси — это будущее время в тысячелетиях.

По данным (Ruth и др., 2003) по количеству пыли во льду в те или иные годы можно судить об интервалах времени усиления или ослабления оледенений в высоких широтах. Пыль откладывается, в основном, в период оледенений (Ruth и др., 2003), поэтому увеличение концентрации пыли будем рассматривать в качестве косвенного показателя оледенения и роста полярных шапок в соответствующем полушарии.

На рис. 9 видно, что высокая концентрация пыли действительно имела место в периоды усиления дисбаланса энергии 20–30 тыс. лет назад и 60–70 тыс. лет назад, т.е. в периоды усиления космической составляющей роста полярных шапок. Это означает, что предложенный показатель космической составляющей усиления или ослабления оледенения в области полярных шапок действительно работает. Однако были случаи, когда, в соответствии с космической составляющей, должно было идти усиление оледенения, но концентрация пыли в этот период оказалась близка к нулю, значит, усиления оледенения в этот период времени не было. Так, например, на интервале 95–110 тыс. лет назад (рис. 9) космический фактор создавал благоприятные условия для усиления оледенения, но концентрация пыли была близка к нулю — усиления оледенения не было. Объяснение этого противоречия заключается в



**Рис. 9.** График космической составляющей размеров северной полярной шапки (в условных единицах) относительно ее среднего значения (красная кривая) и график концентрации пыли во льду Гренландии (черная кривая).



**Рис. 10.** График космической составляющей размеров южной полярной шапки (в условных единицах) относительно ее среднего значения (красная кривая) и график концентрации пыли во льду Антарктики (черная кривая).

том, что кроме космической составляющей существуют еще земные регуляторы изменений полярных шапок. По данным анализа кернов, взятых в Гренландии, в период 95–110 тыс. лет назад, вопреки уменьшению инсоляции, наблюдалось повышение температуры в Арктике, не связанное с космическими факторами. В отмеченный интервал времени внутренние факторы изменений в климатической системе, видимо, были сильнее.

Аналогично, в Южном полушарии (рис. 10) в течение многих тысячелетий космическая составляющая состояния южной полярной шапки указывала на периоды усиления оледенений и их ослабления в соответствии с изменениями другого независимого показателя оледенения — концентрации пыли во льду Антарктики. Но 95–110 тыс. лет назад космический фактор оледенения оказался не главным из-за повышения температуры, вызванного внутренними перераспределениями тепла в климатической системе.

Таким образом, можно сделать вывод, что реальное изменение оледенения определяется как космическим фактором, так и земными. При отсутствии сильных повышений температуры, обусловленных земными регуляторами, степень оледенения полярных шапок, в основном, определяется космическим фактором регулирования. Однако другие, чисто внутренние процессы в климатической системе, приводящие к повышению температуры, могут замедлить или вовсе остановить рост оледенения.

Дополнительной проверкой правильности получения результатов может быть их сравнение с известным состоянием оледенения в ближайшем прошлом и в настоящее время. Известно, например, что максимум последнего оледенения в Северном полушарии приходился на период 20–30 тыс. лет назад. А затем, до настоящего времени шло уменьшение северной полярной шапки. Это медленное уменьшение продолжается до

сих пор и полностью согласуется с изменением космической составляющей регулятора оледенений (см. рис. 9). На рис. 9 также показаны ожидаемые под влиянием космического фактора изменения оледенений на предстоящие тысячелетия. Соответственно, можно предположить, что таяние северной полярной шапки будет продолжаться еще ~3 тыс. лет, а затем начнется новое оледенение, если в этот процесс не вмешается какой-либо дополнительный фактор.

Площадь южной полярной шапки в настоящее время меньше среднего значения. В соответствии с изменением космического фактора (рис. 9–10), можно ожидать, что далее оледенение в Южном полушарии будет усиливаться в течение последующих около 20 тыс. лет, если в процесс не вмешается потепление, обусловленное другими факторами.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В качестве одного из космических регуляторов климата Земли рассмотрен дисбаланс энергии инсоляции зон полярного дня и энергии излучения зон полярной ночи, влияющий на вековое изменение размеров полярных шапок. Определена зависимость энергетического дисбаланса зон полярных дней и ночей от параметров орбиты Земли: наклона, эксцентриситета, угла прецессии.

2. Проведено сравнение полученных графиков дисбаланса энергии зон полярных дней и ночей для Южного и Северного полушарий с известными графиками температур полярных областей, оцененных по результатам анализа ледовых кернов, взятых в Антарктиде и Гренландии. Отмечена синхронность графиков температуры Антарктики и Арктики, оцененной по анализу ледовых кернов с полученными графиками энергобаланса полярных зон Антарктики и Арктики.

3. Получены алгоритмы определения многовековых колебаний размеров полярных шапок Земли относительно их средних значений, обусловленных дисбалансом энергопотока зон полярных дней и ночей, в зависимости от наклона, эксцентриситета и угла прецессии.

4. Предложенный метод определения влияния космических факторов на климат, проверенный по объективным данным прошлого, позволяет

осуществлять прогноз многовековых будущих климатических изменений.

5. Сделано предположение, что в обозримом будущем изменения параметров орбиты Земли и наклона оси ее вращения по отношению к плоскости эклиптики, а также прецессии, на протяжении ближайших трех тысячелетий будут способствовать медленному таянию северной полярной шапки. Затем снова появится тенденция для нового роста северной полярной шапки. Предполагается также, что в Южном полушарии уже сформировалась тенденция усиления оледенения. Под влиянием космического фактора она будет усиливаться в течение последующих 20 тыс. лет.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аванесов Г.А., Михайлов М.В.* Человек и климат // Со-  
времен. проблемы дистанционного зондирования  
Земли из космоса. 2022. Т. 19. № 3. С. 9–20.  
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2022-19-3-9-20>
- Миланкович М.* Математическая климатология и ас-  
трономическая теория колебания климата. М.:  
ГОНТИ, 1939. 194 с.
- Михайлов М.В., Константинов И.А.* Новое представле-  
ние вектора состояния и уравнений движения кос-  
мических аппаратов. Экономические по времени и  
памяти высокоточные алгоритмы интегрирования  
уравнений движения // XXII Научно-техническая  
конференция РКК “Энергия”, сборник докладов,  
ноябрь 2021. Королев Московской области.
- Berger A.* Milankovitch Theory and Climate, Article // *Rev.*  
*Geophys.* 1988. V. 26. № 4. P. 624–657.
- EPICA community members.* Eight glacial cycles from an  
Antarctic ice core // *Nature.* 2004. V. 429. P. 623–628.  
<https://doi.org/10.1038/nature02599>
- Laskar J., Robutel P., Joutel F., Gastineau M., Correia A.C.M.,  
Levrard B.* A long term numerical solution for the inso-  
lation quantities of the Earth // *Astron. and Astrophys.*  
2004. V. 428. № 1. P. 261–285.  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041335>
- Luthi D., Le Floch M., Bereiter B., Blunier T., Barnola J.-M.,  
Siegenthaler U., Raynaud D., Jouzel J., Fischer H.,  
Kawamura K., Stocker T.F.* High-resolution carbon di-  
oxide concentration record 650000–800000 years be-  
fore present // *Nature.* 2008. V. 453. P. 379–382.  
<https://doi.org/10.1038/nature06949>
- Ruth U., Wagenbach D., Steffensen J.P., Bigler M.* Continu-  
ous record of microparticle concentration and size dis-  
tribution in the central Greenland NGRIP ice core  
during the last glacial period // *J. Geophys. Res.: At-  
mosphere.* 2003. V. 108. № D3. id. 4098.  
<https://doi.org/10.1029/2002JD002376>

УДК 523.3:528.27:523.9-464

## АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ ЛУНЫ И ВОЗМОЖНОЙ ДИНАМИКИ ЕЕ НЕДР

© 2023 г. Н. А. Чуйкова<sup>а</sup>, \*, Л. П. Насонова<sup>а</sup>, \*\*, Т. Г. Максимова<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва, Россия

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

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

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 02.05.2023 г.

Принята к публикации 17.05.2023 г.

Для раннего этапа развития Луны определены топография ее поверхности и возможное распределение аномалий плотности в ее недрах. Найдено распределение аномалий силы притяжения и гравитационного потенциала в различных слоях верхней мантии, обусловленное гравитационным воздействием аномальных структур коры и мантии. Анализ полученных результатов приводит к выводу о возможности конвективных движений в расплавленных электропроводящих слоях коры и мантии, которые могли создать древнее магнитное поле. Для современного состояния плотностного строения Луны также определены гравитационные аномалии в различных слоях, которые могут привести к твердотельной конвекции в некоторых затвердевших областях Луны.

**Ключевые слова:** Луна, эволюция, гравитационный потенциал, сила притяжения, динамика лунных недр, конвекция

**DOI:** 10.31857/S0320930X23060038, **EDN:** DCIPBU

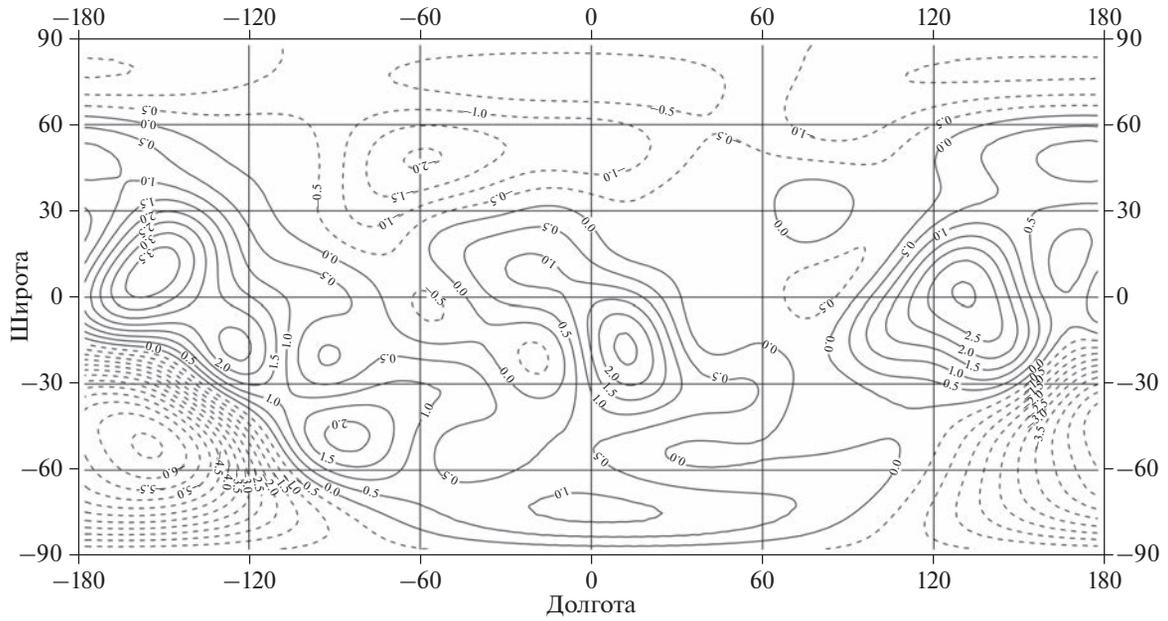
### ВВЕДЕНИЕ

Анализ доставленных на Землю образцов лунного грунта позволил сделать некоторые выводы об эволюции Луны, наиболее полный обзор которых дан в книге (Жарков, 1983). Однако после 1994 г. исследования Луны продолжались сразу несколькими странами (Япония, Китай, Индия, США) в течение 2007–2013 гг. Были отправлены к Луне тяжелые спутники с научной аппаратурой, которые проделали огромную работу. В статье “Луна” из книги (Бережной и др., 2017, С. 65–105) довольно подробно изложены результаты современных исследований Луны с помощью тяжелых спутников и научной аппаратуры на них (1994–2013 гг.). В этой же статье есть и анализ эволюции Луны и возможной динамики ее недр на ранней стадии эволюции Солнечной системы на основе космических исследований. Кроме того, анализ эволюции Луны есть в книгах (Рускол, 1975; Сагитов, 1979; Галкин, 1988), а также в докладах на Московских международных симпозиумах по исследованиям Солнечной системы в 2017–2022 гг. Что же касается современных статей в рецензируемых журналах, посвященных той же тематике (Vogoraev и др., 2021; Wu и др., 2019; Kuskov и др., 2019 и др.), то в них рассмотрены только вопросы эволюции Луны, однако вопросы динамики недр Луны в них не рассматривались.

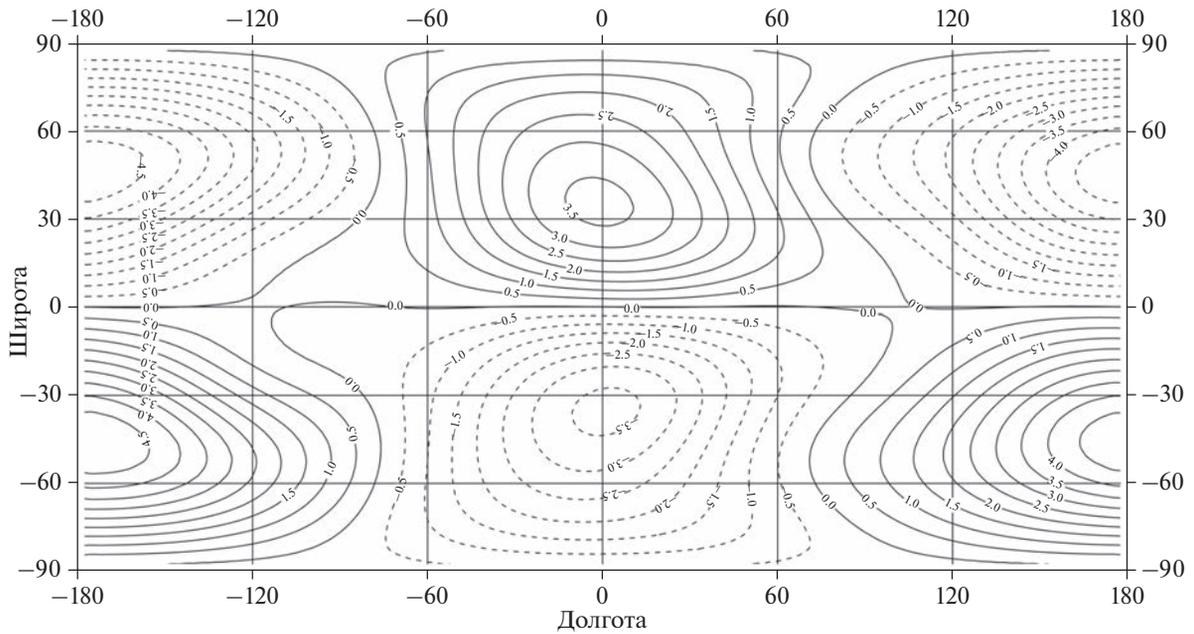
### АНОМАЛИИ ПОТЕНЦИАЛА И СИЛЫ ПРИТЯЖЕНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ СЛОЯХ КОРЫ И МАНТИИ ЛУНЫ

Наши выводы об эволюции Луны и возможной динамике ее недр сделаны на основе анализа построенных карт аномалий потенциала и силы притяжения в различных слоях Луны (см. рис. 3–12). Расчет аномалий потенциала и силы притяжения делался в квадратичном приближении (Насонова, Чуйкова, 2007) на основе аномалий плотности в этих слоях (Чуйкова и др., 2020, рис. 4–8), полученных нами путем использования нового решения обратной задачи гравиметрии (Chujkova и др., 2014), проверенного нами для Земли.

Полученные нами ранее (Чуйкова и др., 2020) аномальные плотностные структуры коры и мантии Луны вызывают аномалии как потенциала, так и силы притяжения в различных слоях коры и мантии, что могло привести к конвективным движениям в расплавленных электропроводящих слоях мантии, которые могли создать древнее магнитное поле. Анализ образцов грунта, доставленных с Луны, показал, что их магнетизм весьма разнороден для различных образцов (Жарков, 1983), что приводит к выводу о невозможности механизма гидромагнитного динамо для древней Луны.



**Рис. 1.** Высоты изостатически скомпенсированного рельефа Луны для ее раннего этапа развития. Сечение изолиний 0.5 км, диапазон изменения ((-6.6) – 3.9) км.

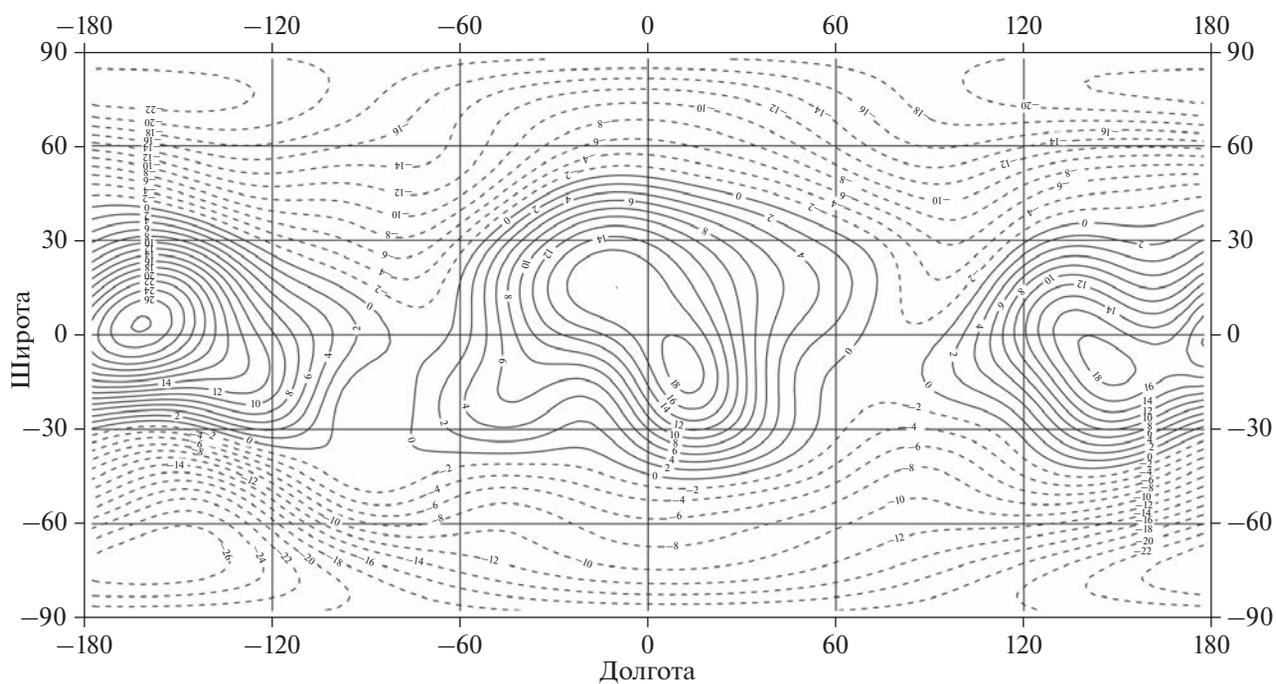


**Рис. 2.** Распределение аномальных масс в коре на глубинах 0–10 км для раннего этапа развития Луны, приведенных к плотности простого слоя на средней глубине 2.71 км. Сечение изолиний  $0.5 \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>. Диапазон изменений ((-4.923) – 4.945)  $\times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>.

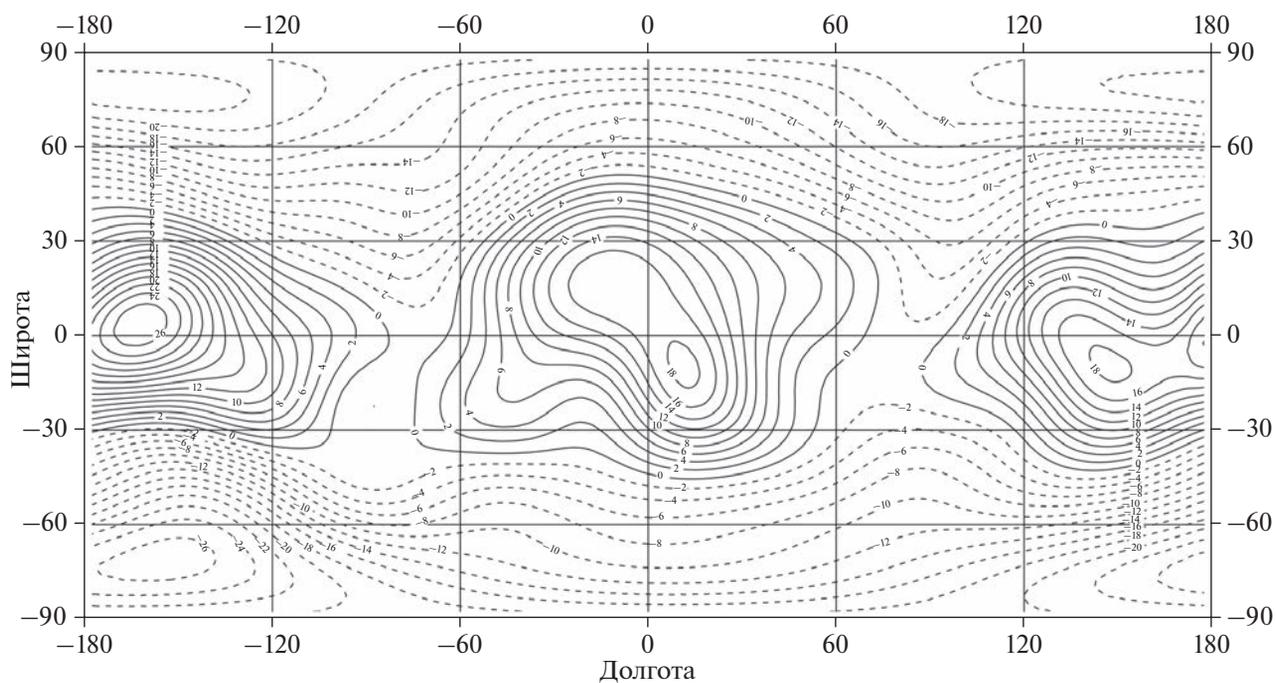
В линейном приближении латерально распределенные аномальные массы представляются в виде простого слоя непрерывной плотности, распределенного на поверхности сферы. В этом случае между коэффициентами разложения аномалий плотности простого слоя по сферическим

функциям и стоксовыми постоянными, обусловленными вкладом слоя, существует линейная связь (Дубошин, 1961):

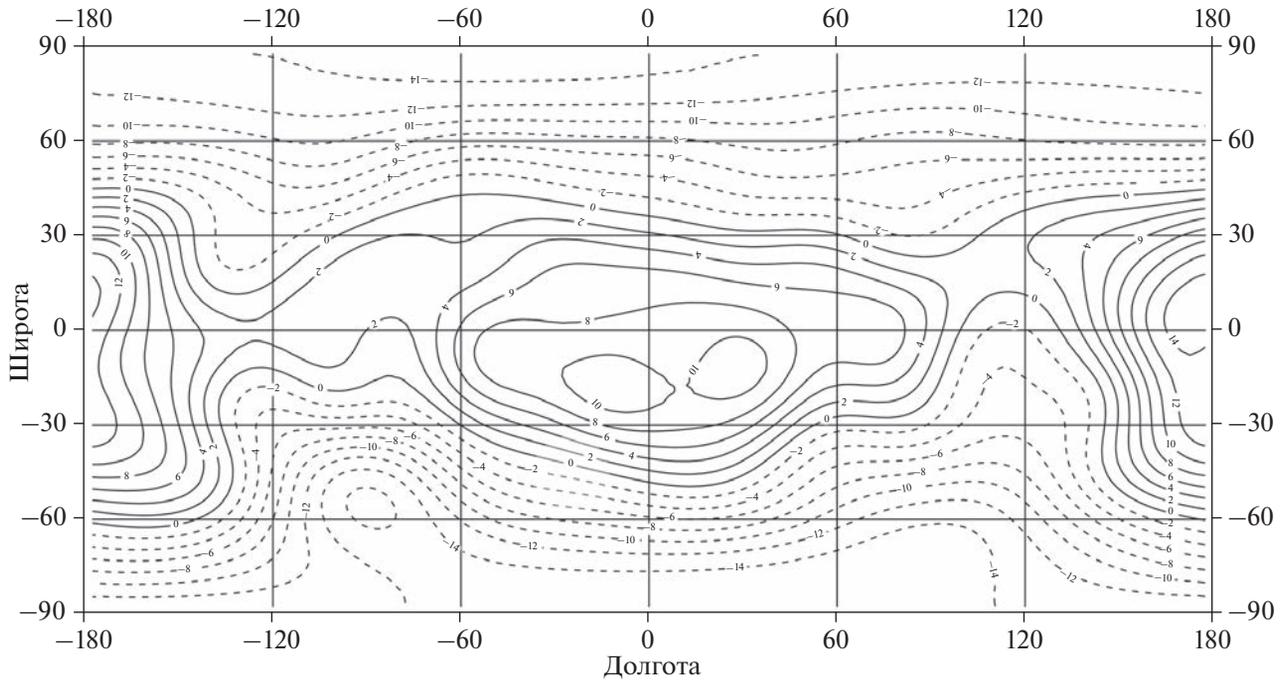
$$\begin{Bmatrix} \Delta C_{nm}^{(s)} \\ \Delta D_{nm}^{(s)} \end{Bmatrix} = \frac{3}{2n+1} \left( \frac{R_s}{R_0} \right)^2 \frac{\Delta \sigma_s}{\sigma R_0} \left( \frac{R_s}{a} \right)^n \begin{Bmatrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{Bmatrix},$$



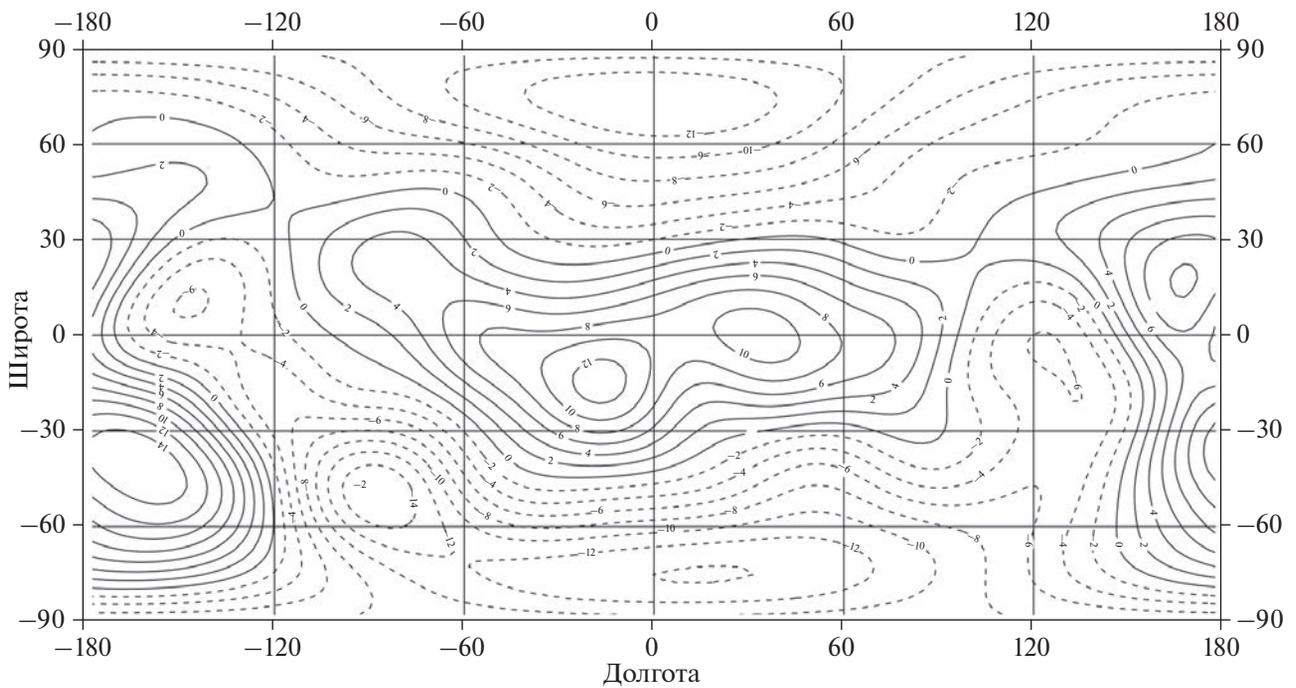
**Рис. 3.** Относительные аномалии гравитационного потенциала на средней поверхности рельефа Луны при  $R_1 = 1737.15$  км. Сечение изолиний  $2 \times 10^{-5} V_0$ ,  $V_0 = g_0 R_0$ ,  $g_0 = 1.62$  м/с<sup>2</sup>,  $R_0 = 1737.4$  км. Диапазон изменений  $((-27.8) - 28.3) \times 10^{-5} V_0$ .



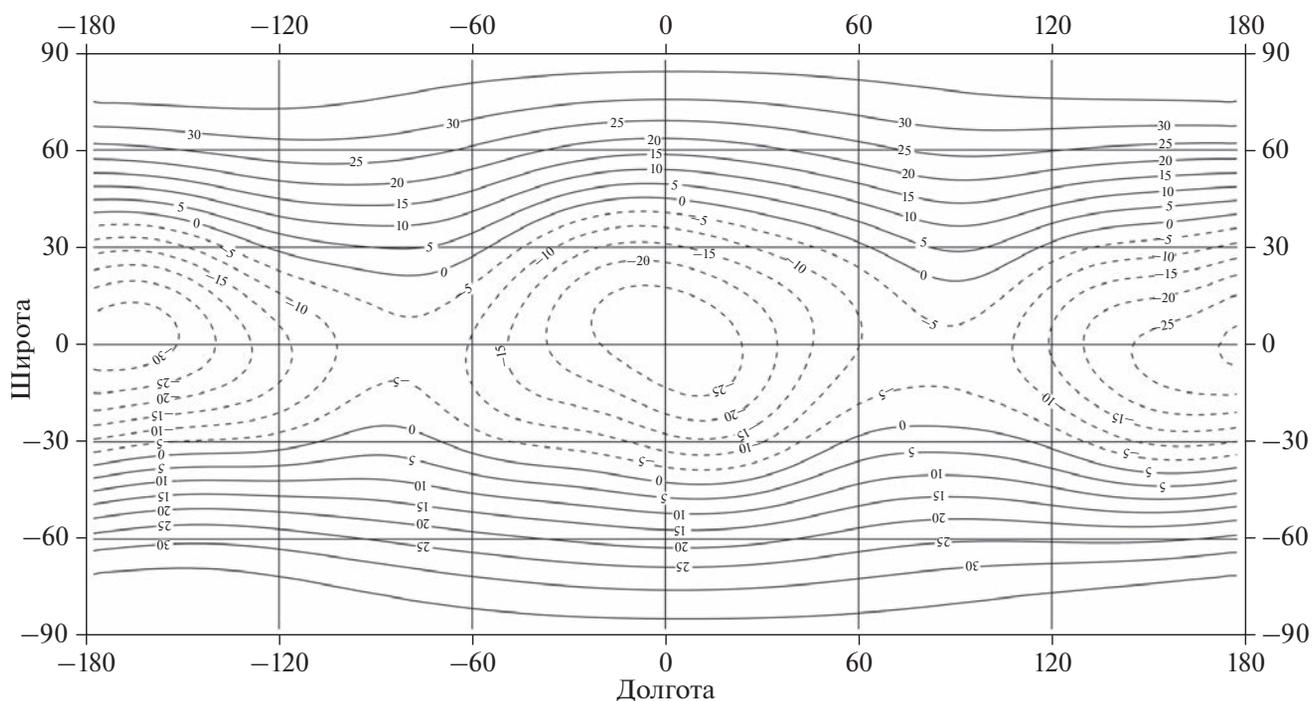
**Рис. 4.** Относительные аномалии гравитационного потенциала в коре на средней глубине 2.71 км относительно  $R_0$ . Сечение изолиний  $2 \times 10^{-5} V_0$ . Диапазон изменений  $((-27.0) - 27.7) \times 10^{-5} V_0$ .



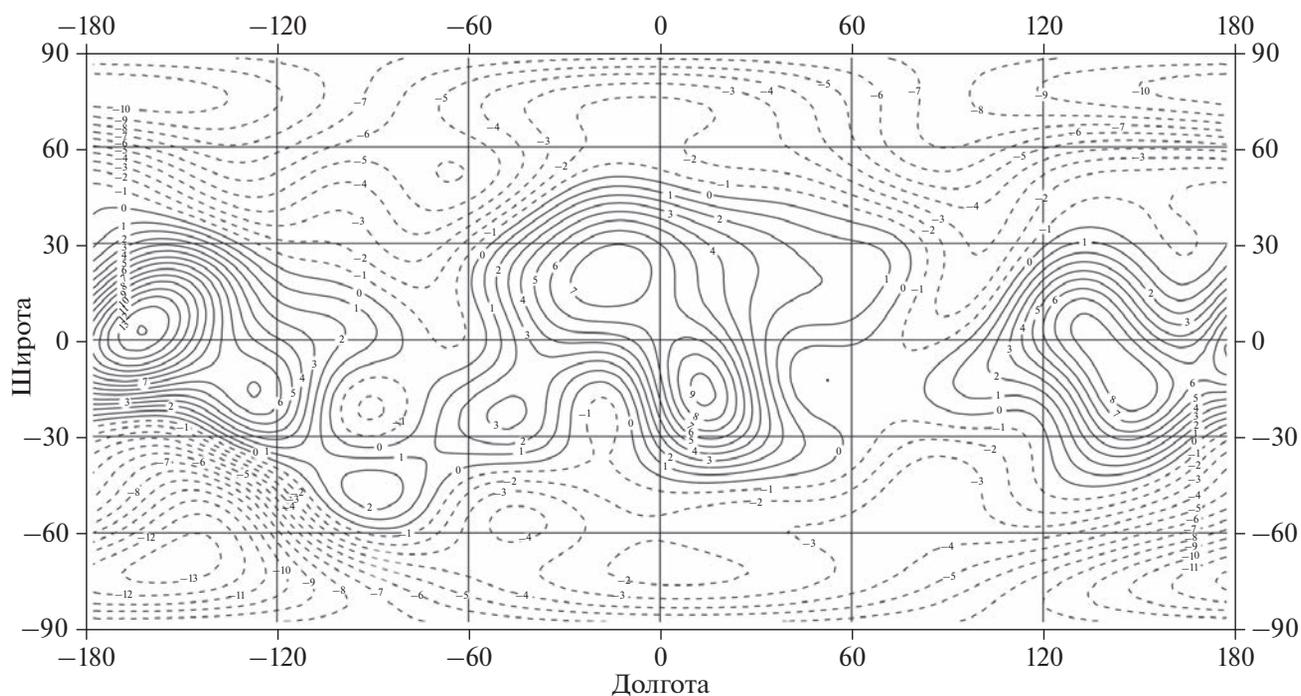
**Рис. 5.** Относительные аномалии гравитационного потенциала в верхней мантии на средней глубине 91.1 км относительно  $R_0$ . Сечение изолиний  $2 \times 10^{-5} V_0$ . Диапазон изменений  $((-16.6) - 15.3) \times 10^{-5} V_0$ .



**Рис. 6.** Относительные аномалии гравитационного потенциала в верхней мантии на средней глубине 156.8 км относительно  $R_0$ . Сечение изолиний  $2 \times 10^{-5} V_0$ . Диапазон изменений  $((-15.9) - 15.6) \times 10^{-5} V_0$ .



**Рис. 7.** Относительные аномалии гравитационного потенциала на границе между верхней и нижней мантией на глубине 528.2 км относительно  $R_0$ . Сечение изолиний  $5 \times 10^{-6} V_0$ . Диапазон изменений  $((-33.2) - 38.4) \times 10^{-6} V_0$ .



**Рис. 8.** Относительные аномалии силы притяжения на средней поверхности рельефа Луны при  $R_1 = 1737.15$  км. Сечение изолиний  $10^{-4} g_0$ . Диапазон изменений  $((-13.6) - 14.1) \times 10^{-4} g_0$ .

где  $s$  – номер слоя ( $s = 1-7$ ),  $\Delta C_{nm}^{(s)}, \Delta D_{nm}^{(s)}$  – вклад в стоксовые постоянные для слоя  $s$ ;  $R_s, \Delta\sigma_s$  – сред-

ний радиус и средняя плотность слоя;  $R_0, \bar{\sigma}, a$  – средние радиус, плотность и большая полуось эллипсоида планеты (для Луны  $a = R_0$ );

$$\Delta\sigma_s H_s(\varphi, \lambda) = \Delta\sigma_s \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left( \bar{A}_{nm}^{(s)} \cos m\lambda + \bar{B}_{nm}^{(s)} \sin m\lambda \right) \bar{P}_{nm}(\sin \varphi)$$

– представление аномалий плотности простого слоя в виде разложения по нормированным сферическим функциям степени  $n \leq N$ ;  $\Delta\sigma_1, H_1$  – средняя плотность и высоты эквивалентного (т.е. приведенного к однородной плотности  $\Delta\sigma_1 = 2.55 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>) рельефа относительно среднего радиуса  $R_0$ ;  $\Delta\sigma_s = 0.35 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $H_s$  – средние скачки аномалий плотности на поверхностях компенсации рельефа и высоты поверхностей относительно среднего радиуса  $R_s$ ;  $\Delta m_s = \Delta\sigma_s H_s$  – аномальные массы, распределенные в коре и в мантии и условно отнесенные к среднему радиусу  $R_s$  (согласно средней глубине изостатической компенсации, полученной в (Чуйкова и др., 2020)):  $\left\{ \begin{matrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{matrix} \right\}$  –

коэффициенты разложения  $h_s = \frac{H_s(\varphi, \lambda)}{R_s}$  по нормированным сферическим функциям.

Суммарный вклад аномальных структур коры и мантии во внешний гравитационный потенциал и силу притяжения определяется тогда следующими выражениями:

$$\Delta V_e(r, \varphi, \lambda) = \frac{fM_0}{r} \sum_{s=1}^7 \sum_{n=1}^N \left( \frac{a}{r} \right)^n Y_n^{(s)}(\varphi, \lambda), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Delta g_e(r, \varphi, \lambda) &= -\frac{\partial V_e}{\partial r} = \\ &= \frac{fM_0}{r^2} \sum_{s=1}^7 \sum_{n=1}^N (n+1) \left( \frac{a}{r} \right)^n Y_n^{(s)}(\varphi, \lambda), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $M_0$  – масса Луны,

$$\begin{aligned} Y_n^{(s)}(\varphi, \lambda) &= \\ &= \sum_{m=0}^n \left( \Delta C_{nm}^{(s)} \cos m\lambda + \Delta D_{nm}^{(s)} \sin m\lambda \right) \bar{P}_{nm}(\sin \varphi), \end{aligned}$$

$\bar{P}_{nm}(\sin \varphi)$  – нормированные по Каула присоединенные функции Лежандра (Чуйкова и др., 2006).

Аналогичным образом можно определить вклад этих же структур во внутреннее гравитационное поле в коре и в мантии. Так, при расчете аномалий гравитационного поля в верхней коре (при  $R_1 < r < R_0$ ) вклад рельефа ( $s = 1$ ) определяется формулами:

$$\Delta V_i(r, \varphi, \lambda) = \frac{fM_0}{R_s} \sum_{n=1}^N \left( \frac{r}{R_s} \right)^n Y_n^{(s)}(\varphi, \lambda), \quad (3)$$

$$\Delta g_i(r, \varphi, \lambda) = -\frac{fM_0}{R_s^2} \sum_{n=1}^N n \left( \frac{r}{R_s} \right)^{n-1} Y_n^{(s)}(\varphi, \lambda). \quad (4)$$

Вклад остальных слоев ( $s = 2-7$ ) определяется формулами, аналогичными формулам (1) и (2), нужно только заменить их для внутреннего потенциала и силы притяжения:

$$\Delta V_i(r, \varphi, \lambda) = \frac{fM_0}{R_s} \sum_{s=2}^7 \sum_{n=1}^N \left( \frac{r}{R_s} \right)^n Y_n^{(s)}(\varphi, \lambda), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Delta g_i(r, \varphi, \lambda) &= -\frac{\partial V_i}{\partial r} = \\ &= -\frac{fM_0}{R_s^2} \sum_{s=2}^7 \sum_{n=1}^N n \left( \frac{r}{R_s} \right)^{n-1} Y_n^{(s)}(\varphi, \lambda), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{где } \left\{ \begin{matrix} \Delta C_{nm}^{(s)} \\ \Delta D_{nm}^{(s)} \end{matrix} \right\} = \frac{3}{2n+1} \left( \frac{R_s}{R_0} \right)^3 \frac{\Delta\sigma_s}{\bar{\sigma}} \left\{ \begin{matrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{matrix} \right\}, \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{matrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{matrix} \right\}_1 = \frac{1}{R_s} \left\{ \begin{matrix} \bar{A}_{nm}^{(s)} \\ \bar{B}_{nm}^{(s)} \end{matrix} \right\} \quad (8)$$

– коэффициенты разложения  $h_s = H_s(\varphi, \lambda)/R_s$  по нормированным сферическим функциям.

В реальности массы рельефа и, тем более, аномальные массы, обусловленные скачком плотности на границах слоев Луны, являются не простым сферическим слоем, а распределенными по высоте относительно эллипсоида относимости  $r'_j$ . В этом случае при представлении внешнего поля для  $s = 1, 2$  формулами (1) и (2) коэффициенты разложения определяются интегрированием по массам рельефа в квадратичном приближении:

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{matrix} \Delta C_{nm}^{(s)} \\ \Delta D_{nm}^{(s)} \end{matrix} \right\} &= \frac{\Delta\sigma_s}{(2n+1)M_0} \iiint r'^{n+2} \bar{P}_{nm} \times \\ &\times (\sin \varphi') \cos m\lambda' r' d\lambda' d\sin \varphi', \quad \text{где} \\ \int r'^{n+2} dr' &= \frac{r_j^{n+3}}{n+3} \left[ \left( 1 + \frac{H_s}{r_j} \right)^{n+3} - 1 \right] \approx \\ &\approx R_s^{n+3} \left[ \frac{H_s}{R_s} + \frac{n+2}{2} \left( \frac{H_s}{R_s} \right)^2 + \alpha(n+2) \frac{H_s}{R_s} \bar{P}_2(\sin \varphi) \right] \end{aligned}$$

$r'_j = R_s(1 - \alpha \bar{P}_2(\sin \varphi))$ ,  $\alpha = \frac{2}{3}e \approx 10^{-3}$ ,  $e$  – сжатие эллипсоида относимости (для Луны  $e = 0$ ).

При учете квадратичных членов и эллипсоидальности поверхности относимости в формуле (8) возникают дополнительные члены, а именно

$$\begin{Bmatrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_1 + \frac{n+2}{2} \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_2 + \alpha(n+2) \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_3, \quad (9)$$

где первый член (индекс 1) соответствует коэффициентам разложения функции  $h_s$  (т.е. линейному приближению), член с индексом 2 соответствует коэффициентам разложения функции  $(h_s)^2$ , а с индексом 3 – коэффициентам разложения функции  $h_s \bar{P}_2(\sin \varphi)$ . При расчете сил притяжения на эллипсоиде, подобно расположенном относительно эллипсоида относимости, коэффициенты, учитывающие эллипсоидальность (с индексом 3), в квадратичном приближении отсутствуют.

Аналогичным образом можно получить формулы и для внутреннего поля, где в выражениях (3), (4), (7) вместо (9) следует использовать формулу (10):

$$\begin{Bmatrix} a_{nm}^{(s)} \\ b_{nm}^{(s)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_1 - \frac{n-1}{2} \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_2 + \alpha(n-1) \begin{Bmatrix} a_{nm} \\ b_{nm} \end{Bmatrix}_3. \quad (10)$$

Сравнивая формулы (6) совместно с (9) и (4) совместно с (10), мы видим, что вклад квадратичных членов во внешнюю и внутреннюю силу притяжения одинаков по знаку и отличается только множителем  $(n+1)(n+2)$  для внешнего поля и  $n(n-1)$  для внутреннего. Вклад же линейных членов и членов, учитывающих эллипсоидальность, противоположен по знаку для внешней и внутренней сил притяжения.

Формулы, позволяющие выразить коэффициенты  $\{a_{nm}, b_{nm}\}_2, \{a_{nm}, b_{nm}\}_3$  через  $\{a_{nm}, b_{nm}\}_1$ , были получены нами путем математического моделирования символьных вычислений в математических пакетах компьютерной алгебры (Насонова, Чуйкова, 2007).

#### АНОМАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ РЕЛЬЕФА И АНОМАЛЬНЫЕ МАССЫ В КОРЕ И МАНТИИ ЛУНЫ НА ГЛУБИНАХ 0–530 км

Определено возможное распределение аномалий плотности в недрах Луны. Для этой цели применено разработанное нами новое решение некорректной обратной задачи гравиметрии, проверенной для Земли и Марса. Суть его заключается в том, что на основе только космических данных о гравитационном поле и рельефе планеты однозначно определяются глубины изостатической компенсации для ряда гармоник разложения высот рельефа по сферическим функциям. Показано, что возможная изостатическая компенсация рельефа осуществляется в интервале глубин 0–530 км.

Определены наиболее вероятные глубины компенсации в этом интервале на этих глубинах. Для остальных гармоник были выбраны два других варианта: компенсация на двух уровнях, первым из которых является средняя глубина коры в 2.7 км; возможные глубины для второго уровня определены из анализа результатов, полученных для изостатически скомпенсированных гармоник (Чуйкова и др., 2020).

Для раннего этапа развития Луны ((4–4.57) × 10<sup>9</sup> лет назад) нами были определены топография ее поверхности и возможное распределение плотности в ее недрах. Рис. 1 и рис. 2 соответствуют самому раннему периоду истории Луны, когда большая часть Луны была в расплавленном состоянии и силы плавучести превосходили силы вязкости. Распределения аномалий плотности в коре и мантии на глубинах (20–280, 528.2 км) (Чуйкова и др., 2020) соответствуют более позднему периоду, когда аномальные массы, соответствующие изостатической компенсации масс рельефа, из расплавленного состояния перешли в твердое состояние (т.е. отвердели). Для глубин больше 530 км, по-видимому, эта часть мантии соответствует более древним, не подверженным плавлению слоям Луны (Nakamura, 1983; Хаббард, 1987).

Что же касается приповерхностных отвердевших слоев Луны на глубинах 0–10 км, то очевидно, что они были разрушены ударами метеоритов и комет в более поздние времена и никак не компенсированы, а создают напряжения в теле Луны (Чуйкова и др., 2020). Исключение составляет бассейн Южный полюс – Эйткен, который, по-видимому, образован в результате удара крупного небесного тела в более раннее время (~4 × 10<sup>9</sup> лет назад) и изостатически скомпенсирован вплоть до средней глубины 238 км (Чуйкова и др., 2020). Кроме того, его падение, по-видимому, привело к повороту Луны относительно линии Земля–Луна, что могло привести к смещению к северу приливного горба Луны, образованного в ранние времена (рис. 2), и к изменению карты высот рельефа Луны (рис. 1) по сравнению с первоначальным временем (измененной к тому же к настоящему времени из-за ударов метеоритов и комет). Так, современные точные расчеты для высот рельефа относительно центра масс показывают смещение центра фигуры Луны относительно центра масс от Земли на расстоянии 1774.0 м, смещение к западу на 730.7 м и смещение к северу на расстояние 238.1 м. Общее смещение  $\Delta r = 1933.2$  м при  $\varphi = 7.1^\circ$  и при  $\lambda = -158.5^\circ$  з.д. (Чуйкова и др., 2019).

Распределение аномальных масс в коре на глубинах 20–50 км, в верхней мантии на глубинах 60–170 км, в переходном слое верхняя–средняя мантия на глубинах 190–280 км и на границе средняя–нижняя мантия на глубине 528.2 км приведено в статье (Чуйкова и др., 2020), см. рис. 4–8.

**АНОМАЛИИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА И СИЛЫ ПРИТЯЖЕНИЯ**

На рис. 3–7 представлены карты аномалий потенциала  $V$  на различных глубинах.

На рис. 8–12 представлены карты аномалий силы притяжения  $g$  на различных глубинах.

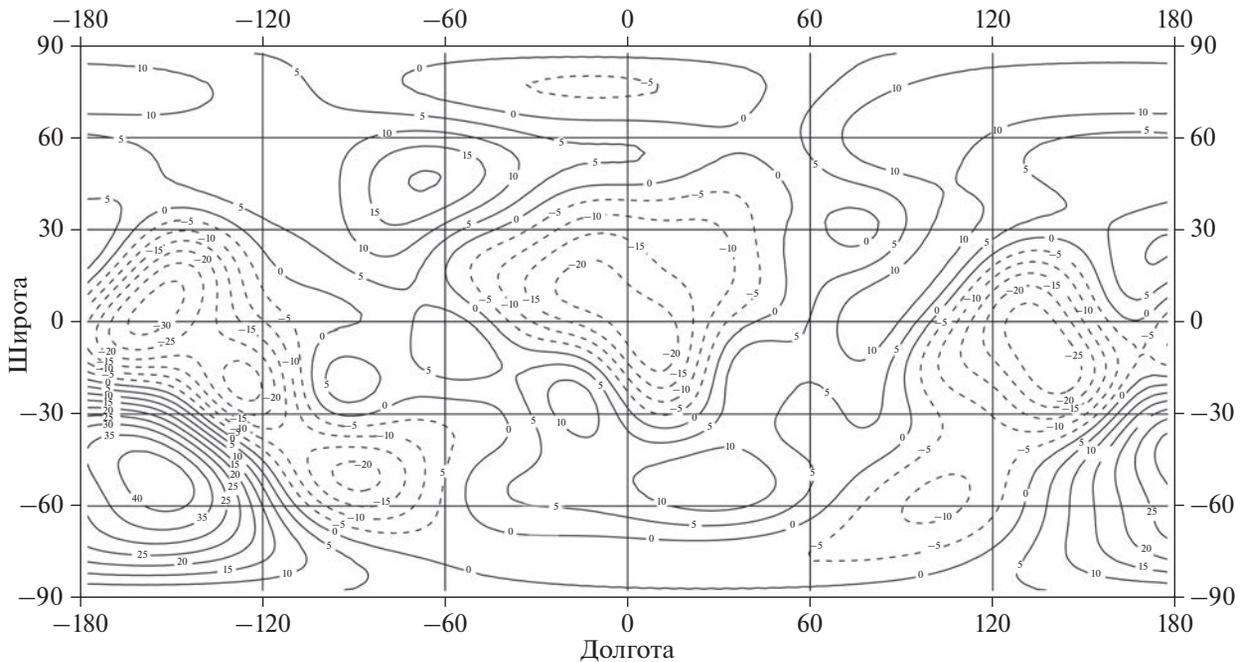
Из сравнения рис. 3–12 видно, что различные регионы Луны имеют довольно различающиеся аномалии гравитационного поля на разных глубинах, что может привести к конвективным движениям в различных слоях Луны.

**КОНВЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ И МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ В КОРЕ И МАНТИИ ЛУНЫ**

Конвективные движения возможны, если есть силы, вызывающие латеральные движения вещества. В газовых и жидких оболочках планет (и Солнца) в качестве таких сил выступают силы Кориолиса, возникающие при радиальных движениях в сферических оболочках. Во внутренних оболочках в качестве таких сил могут выступать латеральные аномалии гравитационного потенциала. В итоге возникают энергетически выгодные движения для тяжелых компонент субдуцирующего блока вниз к центру Луны (в силу действия закона гравитационной дифференциации), но и латеральные перемещения в сторону максимума потенциала, а для легких компонент плюма — движения в сторону минимума потенциала.

Построенные на основе полученных нами раньше аномалий плотности в различных слоях Луны (Чуйкова и др., 2020) карты аномалий силы притяжения и потенциала на различных глубинах (рис. 3–12) приводят к выводу о возможности конвективных движений в мантии Луны в ранние периоды истории Луны, когда большая часть Луны была в расплавленном состоянии. Так, латеральные движения (рис. 3–7) максимальны на поверхности и в верхнем слое коры (рис. 3, рис. 4), затем убывают в мантии и меняют свой знак при пересечении верхней и нижней мантии на глубине 528.2 км (рис. 7). Радиальные движения, обусловленные дифференциацией компонент вещества коры и мантии (рис. 8–12), аномалии скоростей которых максимальны в верхнем слое коры (рис. 9) и затем убывают в мантии и меняют свой знак при пересечении верхней и нижней мантии на глубине 528.2 км (рис. 12). Причем характер аномалий сильно меняется при пересечении различных границ в коре и мантии. Все это приводит к выводу, что локальные поля магнитных аномалий, обусловленные наличием электропроводящих веществ (например, железа) (Паркинсон, 1986), весьма разнородны в различных участках лунной коры и мантии, что соответствует анализу лунных образцов грунта.

Также интересно отметить, что расчет аномалий гравитационного потенциала в аномальных зонах показывает четкую корреляцию картины латерального распределения потенциала (рис. 6, рис. 7) с распределением аномальных масс на



**Рис. 9.** Относительные аномалии силы притяжения на внутренней поверхности простого слоя (см. рис. 2) на средней глубине 2.71 км относительно  $R_0$ . Сечение изолиний  $5 \times 10^{-4} g_0$ . Диапазон изменений  $(-32.4) - 43.6) \times 10^{-4} g_0$ .

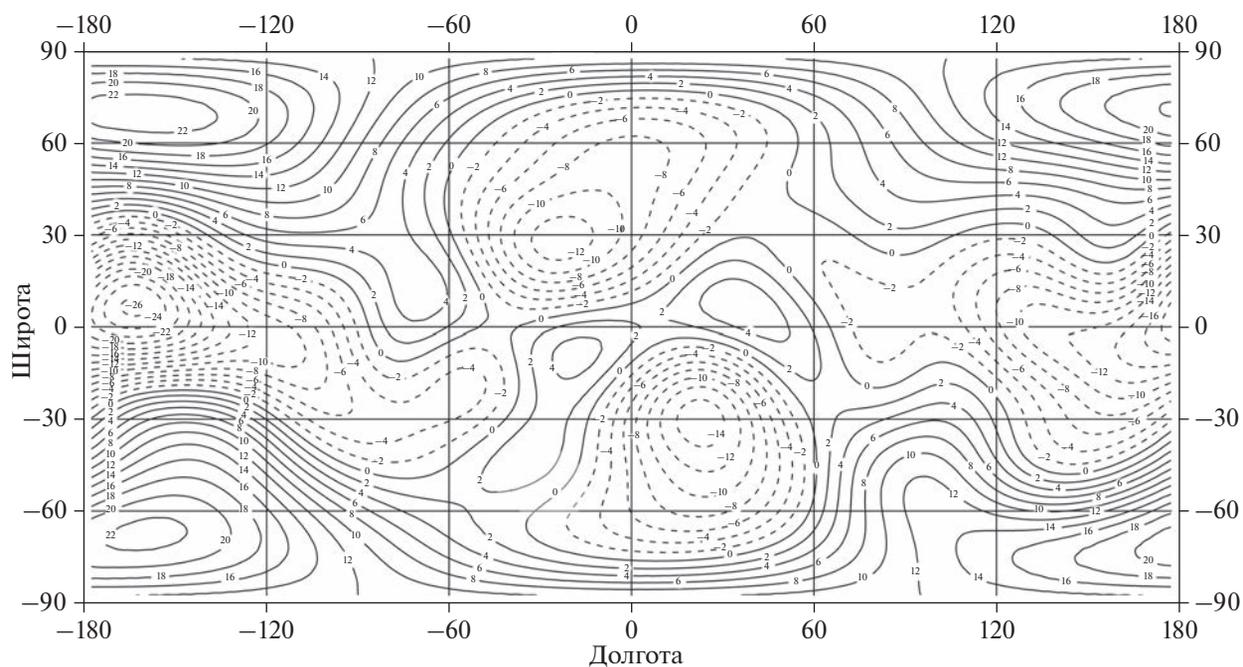


Рис. 10. Относительные аномалии силы притяжения на внутренней поверхности простого слоя (рис. 4) на средней глубине 91.1 км относительно  $R_0$ . Сечение изолиний  $2 \times 10^{-4} g_0$ . Диапазон изменений  $((-26.5) - 23.2) \times 10^{-4} g_0$ .

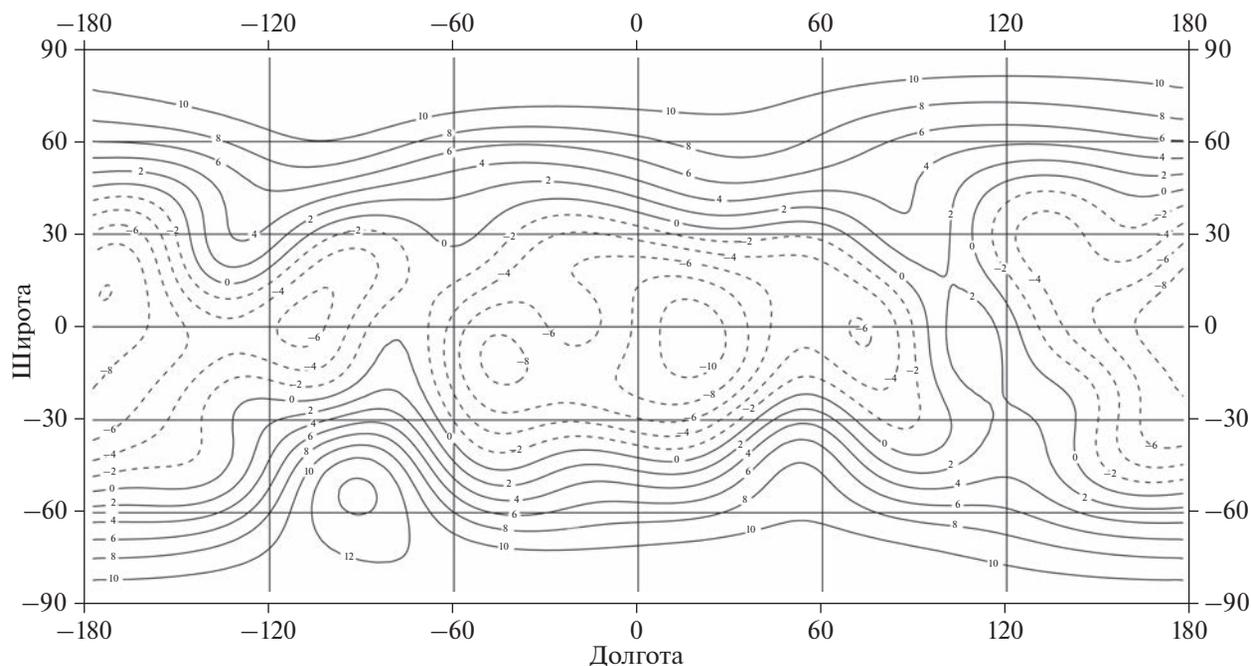


Рис. 11. Относительные аномалии силы притяжения на внутренней поверхности простого слоя (рис. 5) на средней глубине 156.8 км относительно  $R_0$ . Сечение изолиний  $2 \times 10^{-4} g_0$ . Диапазон изменений  $((-11.2) - 14.5) \times 10^{-4} g_0$ .

этих же глубинах. Это свидетельствует о том, что распределение аномальных масс слоя устойчиво к гравитационному воздействию аномальных масс на других уровнях и определяется потенциа-

лом только масс слоя. Причем анализ аномалий притяжения между слоями (рис. 8, рис. 9), ответственных за вариации скорости дифференциации между слоями, приводит к выводу, что положитель-

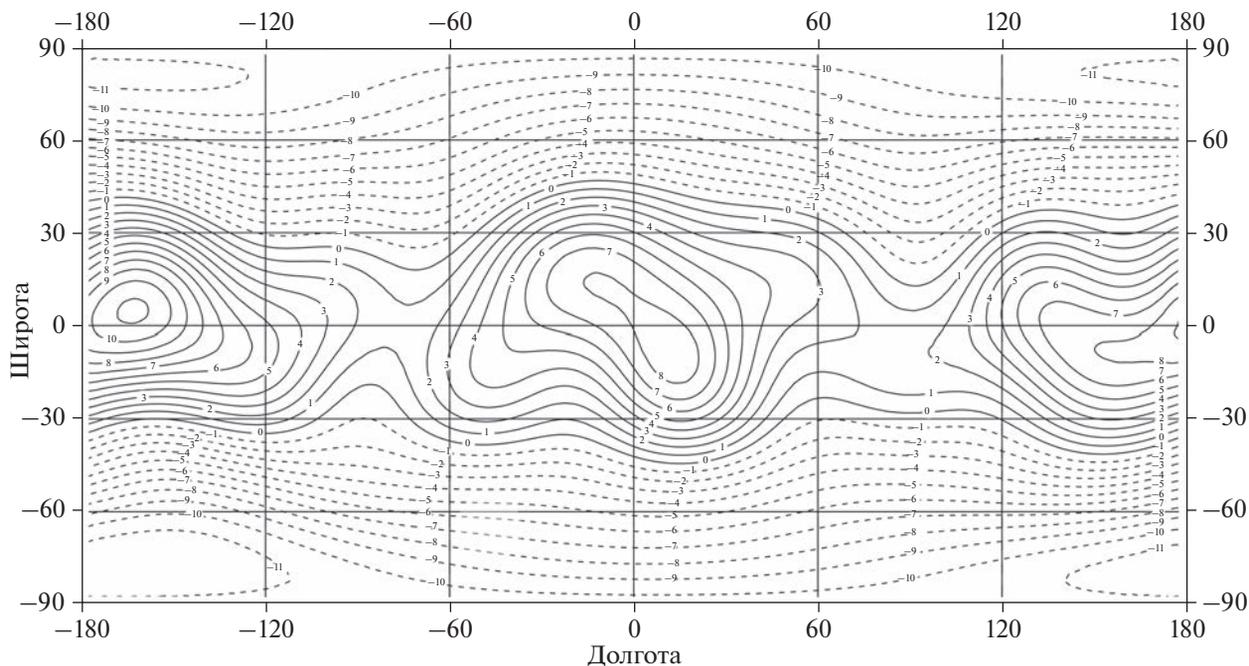


Рис. 12. Относительные аномалии силы притяжения на внутренней поверхности границы средняя-нижняя мантия (рис. 7) на средней глубине 528.2 км относительно  $g_0$ . Сечение изолиний  $10^{-4} g_0$ . Диапазон изменений  $((-11.9) - 11.2) \times 10^{-4} g_0$ .

ные аномалии плотности и потенциала поддерживаются за счет меньшей скорости дифференциации ниже слоя, а отрицательные аномалии — за счет меньшей скорости дифференциации выше слоя. Все это может свидетельствовать о том, что отклонения внутреннего строения Луны (а также планет) от равновесного, образовавшиеся в начальный период формирования Луны (а также планет), могут оставаться стабильными в течение долгого периода существования Солнечной системы, несмотря на стремление любой замкнутой системы к равновесному состоянию. Можно также отметить, что горизонтальная компонента скорости течения, обусловленная вариациями потенциала, максимальна в средних частях слоя и может только усиливать вариации плотности со временем, а вертикальная компонента максимальна вблизи границ слоев.

Что же касается современного состояния плотностного строения Луны, то неравномерное гравитационное поле может отражать флуктуации плотности, обусловленные твердотельной конвекцией в глубинных недрах Луны (Хаббард, 1987). Чтобы данные по тепловому потоку (Keihm, Langseth, 1977) пришли в согласие с сейсмическими данными (Nakamura, 1983), Хаббард предположил, что недра Луны до сих пор могут быть активными, несмотря на то, что над ними располагается мощная упругая литосфера.

Подробный анализ эволюции Луны дан в книге (Жарков, 1983). В истории эволюции Луны им

выделены пять периодов. Первый период формирования макроструктуры лунных недр продолжался примерно  $1.1 \times 10^8$  лет, начиная с момента образования Луны ( $4.57 \times 10^9$  лет назад) и закончился  $4.46 \times 10^9$  лет назад. Следующий период завершился  $3.86 \times 10^9$  лет назад и связан с началом образования круговых морей. Окончание периода датируется временем ударного образования Моря Дождей ( $3.86 \times 10^9$  лет назад). В этот период в Луне протекали разнообразные процессы, как эндогенные, так и экзогенные, которые привели к стабилизации Луны как планетного тела. Третий период в эволюции Луны длился примерно  $10^8$  лет ( $(4-3.9) \times 10^9$  лет назад) и связан с ударным образованием круговых бассейнов и завершился формированием материков. Четвертый период (от  $3.9 \times 10^9$  до  $3.16 \times 10^9$  лет назад) связан с заполнением лунных морей базальтовой лавой и завершился образованием масконов. Его особенностью является затухание тектонической активности Луны. В последующие периоды лик Луны не менялся за счет эндогенных процессов. Эрозия лунной поверхности в последние  $3 \times 10^9$  лет обусловлена только метеоритной бомбардировкой, которая не стерла главных событий в жизни Луны. Жарков сделал также и подробный анализ приливной эволюции лунной орбиты (Жарков, 1983).

Полный анализ эволюции Луны и возможной динамики ее недр сделан в книге (Сагитов, 1979). В истории эволюции Луны выделяются три фазы:

догеологическая (4.6 млрд лет назад произошла дифференциация пород в недрах Луны и образование первичной коры); магматическая (4.3 млрд лет назад образовался слой реголита от падения планетезималий; 4.0 млрд лет назад образовались впадины округлой формы (будущие круговые моря), обрамленные кольцевыми горами, по трещинам с глубин ~400 км изливался (3.8–3.2 млрд лет назад) расплавленный базальт, образуя моря и Океан Бурь). Высокая вулканическая активность закончилась 3.0 млрд лет назад, образовалась толстая литосфера с глубиной нижней границы ~1000 км.

Экзогенная фаза началась, когда ослабла роль внутренней энергии (за счет распада радиоактивных элементов). Затухала сейсмическая активность и началась метеоритная бомбардировка, но эндогенные процессы остались, только уменьшилась их роль. Следы недавних лавовых излияний видны на валах поздних крупных кратеров. Признаки вулканизма наблюдались и в наши дни в виде выхода газов из недр в кратерах Тихо, Аристарх и других.

Аналогичный анализ эволюции Луны сделан также в книге (Галкин, 1988). Выводы Галкина опираются как на результаты анализа лунных образцов грунта, так и на замеры электромагнитных и гравитационных полей, теплового потока, скоростей сейсмических волн, наблюдения скоротечных явлений. Интенсивная конвекция в недрах Луны в прошлом могла быть источником магнитного поля, обнаруженного в лунных образцах. В настоящее время тектоническая жизнь Луны парализуется мощной литосферой. В разогретой астеносфере могут существовать конвективные потоки, но они слабы и в состоянии вызвать лишь редкие, слабые истечения газов. Однако открытие и изучение энергичных тектонических лунотрясений, наблюдения быстро проходящих явлений на поверхности, высокий тепловой поток и истечение инертных газов из недр Луны показали, что в лунных недрах еще идут активные процессы.

Некоторые наблюдатели отмечали изменение деталей поверхности в районе кратера Альфонс и выделение газа из центральной горки этого кратера. Указание на былую тектоническую активность служит знаменитая Прямая Стена в Море Облаков; этот 125-километровый уступ высотой 200–300 м, вероятно, образован при перемещении плит лунной коры (Бережной и др., 2017).

Следует отметить, что в статье (Кусков и др., 2018) приведены аргументы, которые отвергают возможное формирование Луны из вещества примитивной мантии Земли. Наиболее убедительные гипотезы образования Луны из некоторого первоначального роя частиц и тел, двигаю-

щихся по геоцентрической орбите, представлены в книге (Рускол, 1975).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что эволюция недр Луны за время ее существования в основном происходила в слоях Луны до глубины 530 км. Конвективные движения, обусловленные аномалиями гравитационного потенциала и силы притяжения в различных слоях мантии Луны, могли привести к локальным полям магнитных аномалий (Паркинсон, 1986). Сделанные выводы об эволюции Луны и возможной динамике ее недр основаны на результатах анализа образцов лунного грунта и гравитационного поля за 1969–1987 гг.

Итоги исследований других авторов отражены в докладах на Московских международных симпозиумах по исследованиям Солнечной системы в 2017–2022 гг. Однако в научных программах симпозиумов в основном представлены результаты анализа данных научной аппаратуры и планы освоения Луны и ее ресурсов в последующие годы. Проблемы эволюции Луны отражены только в нескольких докладах на симпозиуме в 2022 г. (Voropaev, Krivenko, 2022; Yongliao Zou и др., 2022; Kronrod и др., 2022), а также в докладах на симпозиумах: в 2017 г. (Kronrod и др., 2017; Gusev и др., 2017), в 2018 г. (Head, Vilson, 2018), в 2019 г. (Head, Vilson, 2019; Voropaev, Dnestrovsky, 2019). Кроме того, эти проблемы были рассмотрены в статьях (Voropaev и др., 2021; Wu и др., 2019; Kronrod и др., 2019), а также есть статьи других авторов в рецензируемых журналах (Kuskov и др., 2019; Wu и др., 2019; Zuber и др., 2013). Все результаты в этих статьях получены на основе данных о гравитационном поле и рельефе Луны. Однако вопросы динамики недр Луны в них не рассмотрены. По-видимому, наиболее подробной и точной для гравитационного поля Луны является современная модель (KA Grail mission), полученная по данным слежения системы спутник-спутник (Zuber и др., 2013).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бережной А.А., Бусарев В.В., Ксанфомалити Л.В., Сурдин В.Г. (ред.-сост.), Холшевников К.В.* Солнечная система. М.: Физматлит, 2017. 460 с.
- Галкин И.Н.* Внеземная сейсмология. М.: Наука, 1988. С. 102–124.
- Дубошин Г.Н.* Теория притяжения. М.: Физматгиз, 1961. С. 258–261.
- Жарков В.Н.* Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983. С. 396–404.
- Кусков О.Л., Кронрод Е.В., Кронрод В.А.* Геохимические ограничения на “холодные” и “горячие” модели внутреннего строения Луны: валовый состав // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 6. С. 481–494.

- Насонова Л.П., Чуйкова Н.А.* Аномалии внешнего и внутреннего гравитационного поля изостатически уравновешенной коры Земли в квадратичном приближении // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ., астроном. 2007. № 6. С. 61–68.
- Паркинсон У.* Введение в геомагнетизм. М.: Мир, 1986. 528 с.
- Рускол Е.Л.* Происхождение Луны. М.: Наука, 1975. С. 130–153.
- Сагитов М.У.* Лунная гравиметрия. М.: Наука, 1979. С. 389–403.
- Хаббард У.* Внутреннее строение планет. М.: Мир, 1987. С. 174–195.
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г.* Аномалии внутреннего гравитационного поля в коре и верхней мантии Земли // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ., астроном. 2006. № 4. С. 48–56.
- Чуйкова Н.А., Насонова Л.П., Максимова Т.Г.* Определение глобальных плотностных неоднородностей и напряжений внутри Луны // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 4. С. 325–336. (*Chujkova N.A., Nasonova L.P., Maximova T.G.* Determination of global density inhomogeneities and stresses inside the Moon // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 4. P. 295–306.)
- Чуйкова Н.А., Родионова Ж.Ф., Максимова Т.Г., Гришаккина Е.А.* Анализ высот рельефа Луны и корреляционной связи рельефа с гравитационным полем; предварительные выводы о глобальных плотностных неоднородностях коры Луны // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 3. С. 174–184. (*Chujkova N.A., Rodionova Zh.F., Maximova T.G., Grishakina E.A.* Analysis of lunar terrain altitudes and correlation links between the terrain and gravitational field; preliminary conclusions on the global density inhomogeneities of the lunar crust // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № 3. P. 161–171.)
- Chujkova N.A., Nasonova L.P., Maximova T.G.* The new method to found the anomalous internal structure of terrestrial planets and its test on the Earth // IAG Symp. Ser. 2014. V. 144. Chapter 195. P. 209–219. Proc. 3rd Internat. Gravity Field Service (IGFS), Shanghai, China, June 30–July 6. 2014. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-39820-4>.
- Gusev A., Hanada H., Kosov A., Ping J., Vasilyev M.* Spin-orbital evolution and interior of the Moon: past, modern, future // Abstracts of the Eight Moscow Sol. Syst. Symp. 2017. P. 268–270.
- Head J., Vilson L.* Lunar basaltic volcanic eruptions: gas release patterns and variations in lava vesicularity: fissure, Mare flows, and ring moat dome structure (RMDS) morphology. Abstracts of the Ninth Moscow Sol. Syst. Symp. 2018. P. 164–166.
- Head J., Vilson L.* Rethinking lunar mare basalt regolith formation: New concepts of lava flow protolith and evolution of regolith thickness and internal structure // Abstracts of the Tenth Moscow Sol. Syst. Symp. 2019. P. 103–106.
- Keihm S.J., Langseth M.G.* Lunar thermal regime to 300 km // Proc. 8th Lunar Sci. Conf. 1977. P. 499–514.
- Kronrod E.V., Matsumoto K., Kuskov O., Kronrod V., et al.* Lunar internal structure models consistent with seismic and selenodetic (GRAIL and LLR) data and thermodynamic constraints // Abstracts of the Eight Moscow Sol. Syst. Symp. 2017. P. 271–273.
- Kronrod E.V., Kronrod V.A., Kuskov O.L.* Thermal evolution of the Moon with geophysical constraints // Abstracts of the Thirteen Moscow Sol. Syst. Symp. 2022. P. 181–183.
- Kuskov O.L., Kronrod E.V., Kronrod V.A.* Effect of thermal state on the mantle composition and core size of the Moon // Geochem. Intern. 2019. V. 57. P. 605–620.
- Nakamura Y.* Seismic velocity structure of the lunar mantle // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 677–686.
- Voropaev S.A., Dnestrovskiy A. Yu.* Features of the fossil tidal bulge formation for the early Moon // Abstracts of the Tenth Moscow Sol. Syst. Symp. 2019. P. 116–118.
- Voropaev S.A., Dnestrovskii A. Yu., Marov M. Ya.* Features of the fossil tidal bulge formation for the early Moon // Doklady Physics. Pleiades Publ., 2019. V. 64. P. 80–83.
- Voropaev S.A., Nugmanov I.I., Dushenko N.V., Kuz'mina T.G., Korochantsev A.V., Senin V.G., Eliseev A., Jianguo Y.* Relationship between the H5 chondrite composition, structure and mechanical properties from the example of NWA12370 and Pultusk // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 5. P. 409–419.
- Voropaev S.A., Krivenko A.P.* Some features of the early Moon' degassing // Abstracts of the Thirteen Moscow Sol. Syst. Symp. 2022. P. 99–101.
- Wu W.R., Liu J.Z., Tang Y.N., Yu D., Yu G., Zhang J.H.* China Lunar Exploration Program // J. Deep Space Exploration. 2019. V. 6(5). P. 405–416.
- Zou Y.L., Liu J.Z., Lin Y.T., Du A.M., Jia Y.Z., Zhang J.H., Xu L., Wang C.* Studying lunar evolution based on comprehensive physical field exploration for International Lunar Research Station program // Abstracts Thirteen Moscow Sol. Syst. Symp. 2022. P. 129–131.
- Zuber M.T., Smith D.E., Watkins M.M., Asmar S.W., Konopliv A.S., Lemoine F.G., Melosh H.J., Neumann G.A., Phillips R.J., Solomon S.C., Wieczorek M.A., Williams J.G., Goossens S.J., Kruizinga G., Mazarico E., Park R.S., Dah-Ning Yuan D.-N.* Gravity field of the Moon from the Gravity Recovery and Interior Laboratory (GRAIL) mission // Science. 2013. V. 339. № 6120. P. 668–671. <https://doi.org/10.1126/science.1231507>

УДК 523.44

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ: ПРОЕКТ ОДИССЕЯ-АСТЕРОИДЫ

© 2023 г. Е. Н. Слюта<sup>а</sup>\*, А. Е. Шаханов<sup>б</sup>, Р. В. Ельников<sup>с</sup>

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

<sup>б</sup>Акционерное общество “Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина”,  
Московская область, Химки, Россия

<sup>с</sup>Научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики, Москва, Россия

\*e-mail: slyuta@geokhi.ru

Поступила в редакцию 11.05.2023 г.

После доработки 09.06.2023 г.

Принята к публикации 13.06.2023 г.

В работе рассмотрены приоритетные научные задачи изучения малых тел Солнечной системы, выбраны наиболее перспективные объекты для исследования с борта космического аппарата с пролетной траектории и доставки грунта на Землю и разработаны предложения по предварительному составу научной аппаратуры для дистанционных методов исследования астероидов. Предложена долговременная и поэтапная российская научная программа исследования малых тел Солнечной системы с помощью космических аппаратов с электроракетным двигателем. Проект задуман таким образом, чтобы с использованием меньшего числа аппаратов исследовать наибольшее число интересных с научной точки зрения астероидов. Разработан проектный облик малого космического аппарата для исследования приближающихся к Земле астероидов с пролетной траектории и основного космического аппарата для исследования с пролетной траектории металлических астероидов Главного пояса и для доставки грунта. Представлен баллистический анализ пролета пяти приближающихся к Земле астероидов и трех металлических астероидов в Главном поясе, а также баллистический анализ миссии по доставке грунта с астероида Главного пояса. Рассматривается вариант доставки грунта и с применением ядерного буксира Зевс.

**Ключевые слова:** космический аппарат, электроракетный двигатель, малые тела Солнечной системы, астероиды, околоземные астероиды, металлические астероиды, пролетная траектория, возврат грунта, ядерный буксир Зевс

DOI: 10.31857/S0320930X23060075, EDN: BXMKRX

### ВВЕДЕНИЕ

Астероид – малое тело Солнечной системы, находящееся на гелиоцентрической орбите, преимущественно между орбитами Марса и Юпитера (Главный пояс астероидов). Главный пояс включает большинство астероидов и располагается в области околосолнечного пространства от 2.1 до 4.3 а. е.

Размеры астероидов – от десятков метров (условно) до ~1000 км. Известно около тысячи астероидов с размерами более 30 км, из них около 250 имеют размеры более 100 км. С поперечником меньше 30 км обнаружены далеко не все астероиды, так как по подсчетам около 1 млн объектов должны иметь диаметр 1 км и более. К настоящему времени в каталоге IAUMPC (Международный астрономический союз, Центр малых планет – International Astronomical Union, Minor Planet Center) только в Главном поясе астероидов зарегистриро-

вано около 1181000 объектов (IAUMPC, 2023). В каталоге IAUMPC обозначение астероидов с уже известными параметрами орбит состоит из порядкового номера его открытия и названия, предложенного первооткрывателем. Обозначение же остальных астероидов с пока еще не полными орбитальными характеристиками состоит из года открытия и двух букв, указывающих дату первого наблюдения. На основе современных представлений об орбитах в Главном поясе выделяются группы астероидов Афины (Athene) и Гильды (Hilda); расположенные в точках Лагранжа L4 и L5 Юпитера группы астероидов Греки (Greek) и Троянцы (Trojan); приближающиеся к Земле группы астероидов (NEAs) Атиры (Atiras), Атоны (Atens), Аполлоны (Apollos) и Амуры (Amors).

По спектральным характеристикам астероиды подразделяются на несколько основных оптических классов или типов. Спектральным аналогом в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне

астероидов S-класса являются обыкновенные хондриты (Chapman, 1996; Burbine, 2000; Burbine, Binzel, 2002; Burbine и др., 2002). Частицы реголита, доставленные космическим аппаратом (КА) *Науабуса* с астероида S-типа 25143 Итокава (Itokawa), по составу относятся к обыкновенным хондритам LL-типа (Nakamura и др., 2011). Наличие нанофазы восстановленного металлического железа в продуктах ударного плавления на поверхности минералов преобразовывает спектр обыкновенных хондритов в классический спектр астероидов класса S (Chapman, 1996; Noguchi и др., 2011). Средняя плотность S-астероидов с известной массой соответствует  $2.92 \text{ г/м}^3$  (Слюта, 2014).

Спектральным аналогом астероидов C-класса в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах преимущественно являются углистые хондриты (Burbine, 2000; Burbine, Binzel, 2002; Burbine и др., 2002). Средняя плотность C-астероидов с известной массой составляет  $1.79 \text{ г/см}^3$  (Слюта, 2014).

Наблюдаемый по спектральным и альбедным данным состав подавляющего большинства астероидов M-типа, которые характеризуются присутствием на поверхности металлов со следами различных силикатов, достаточно хорошо согласуется с составом железных метеоритов, палласитов и энстатитовых хондритов (Lupishko, Belskaya, 1989; Fornasier и др., 2011). Содержание металлической компоненты в астероидах M-типа может варьировать от 25 до 100% (Shepard и др., 2010). Металлические астероиды M-типа были сгруппированы в классе X с астероидами с похожими спектрами, но без данных по альбедо (Tholen, 1989; Tholen, Varucci, 1989; Belskaya, Lagerkvist, 1996).

Среди астероидов диаметром больше 13 км астероиды X-типа составляют 24%, S-типа – 20% и C-типа – 56% (Mothe-Diniz и др., 2003). Классы S и X по своим спектральным характеристикам отчетливо разделяются на отдельные группы. А классы X и C такого отчетливого разделения между собой не имеют (Bus, Binzel, 2002) и лишь использование альбедо в качестве дополнительной характеристики позволяет их различать. Астероиды класса C, как правило, характеризуются только темным (низким) альбедо, тогда как альбедо астероидов класса X характеризуется широким диапазоном значений. Классы C и X также характеризуются похожим пространственным распределением в Главном поясе, их количество возрастает в сторону внешней области пояса (Chauvineau и др., 1991). Напротив, распределение астероидов S-типа характеризуется противоположной тенденцией, их количество во внешней области Главного пояса сокращается.

По своему валовому составу астероиды подразделяются на каменные (силикатные), металлические и, возможно, ледяные. Каменные астероиды состоят из хондритов, углистых хондритов,

энстатитовых хондритов, ахондритов, эвкритов, говардитов и т.д. Ледяные астероиды, которые могут иметь кометную природу, тоже могут различаться по своему химическому составу, например, состоять преимущественно из водяного льда, либо со значительной добавкой экзотических льдов ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{CO}$  и др.).

Исследование астероидов с борта КА началось с запуска зонда *Galileo* (NASA, США). КА впервые пролетел рядом с астероидом 951 Гаспра (*Gaspra*) в 1991 г. (Belton и др., 1992). Были получены первые изображения астероида, определенные фотометрические свойства поверхности, подтверждающие сходство с каменными астероидами S-типа, изучены структурные особенности астероида и возраст его образования, оценена мощность рыхлого слоя реголита в десятки метров. В 1993 г. КА *Galileo* с пролетной траектории исследовал S-астероид 243 Ида (*Ida*), впервые обнаружив у астероида спутник, который получил имя *Дактиль* (*Dactyl*) (Belton и др., 1994; 1996). Спектральные характеристики поверхности астероида и его спутника оказались схожи, но не идентичны. Толщина реголита на поверхности астероида Ида оценивается в 20–100 м с неоднородным распределением по поверхности, а возраст астероида в 2 млрд лет (Belton и др., 1996).

В 1997 г. КА *NEAR Shoemaker* (NASA, США) с пролетной траектории впервые получил детальные изображения астероида C-типа 253 *Матильда* (*Matilde*) (Veverka и др., 1997), состоящего из углистых хондритов с характерной высокой (около 40%) пористостью и низкой плотностью (Britt, Consolmagno, 2000). В 2000–2001 гг. КА *NEAR Shoemaker* также впервые исследовал приближающийся к Земле S-астероид 433 *Эрос* (*Eros*), на который была осуществлена изначально не запланированная первая мягкая посадка (Veverka и др., 1999; 2001). С помощью лазерного высотомера была создана трехмерная модель фигуры астероида (Zuber и др., 2000), уточнены его орбитальные и физические характеристики, а с помощью рентгеновского и гамма-спектрометров определен химический состав поверхности астероида (Trombka и др., 2000).

В 1999 г. КА *DeepSpace 1* (NASA, США) пролетел на расстоянии 25 км от астероида Q-типа 9969 *Брайль* (*Braille*), который обладает высокой плотностью и состоит в основном из оливина и пироксена (Soderblom и др., 1999). К сожалению, в момент сближения с астероидом неверно сработала система определения направления на астероид и изображения астероида были получены лишь на расстоянии около 14000 км. В 2000 г. КА *Cassini-Huygens* (NASA-ESA, США-Европейский союз) с пролетной траектории на расстоянии 1.6 млн км получил первые изображения астероида S-типа 2685 *Мазурский* (*Masursky*) и оценил его диаметр в 15–20 км (Hayes-Gehrke и др., 2023).

В 2002 г. зонд Stardust-NexT (NASA, США) сблизился на расстоянии около 3000 км с небольшим астероидом S-типа 5535 Аннафранк (Annefrank) в Главном поясе, получив более 70 фотоснимков поверхности этого небесного тела (Hillier и др., 2011). Снимки позволили уточнить форму и размер астероида ( $6.6 \times 5.0 \times 3.4$  км), альбедо (0.18–0.24) и др. характеристики.

Стартовавший в 2004 г. КА Rosetta (ESA, Европейский союз) совершил пролет астероидов 2857 Штейнс (Steins) и 21 Лютеция (Lutetia). Астероид Штейнс стал первым астероидом E-типа, исследованным с борта КА. Скорость КА относительно астероида составляла 8.6 км/с. В результате пролета на расстоянии около 800 км были определены орбитальные и физические характеристики астероида Штейнс и его спектральные характеристики, получены изображения сильно кратерированной поверхности (Jorda и др., 2012). А при пролете астероида Лютеция впервые был исследован с борта КА астероид спектрального класса M, к которому принадлежат и металлические астероиды, но исследованные химический и минеральный составы поверхности астероида оказались преимущественно энстатит-хондритовыми (Coradini и др., 2011).

В 2011–2012 гг. американский КА Dawn (NASA, США) исследовал самый яркий наблюдаемый с Земли астероид 4 Веста (Vesta). Данные миссии позволили выделить такие детали рельефа, как кратеры, купола, борозды, равнины, уступы, гряды (Russell и др., 2012). По результатам исследований построена топографическая карта поверхности, минералогическая карта, карты распределения водорода, гидратированных минералов, ударных кратеров и др. (Roatsch и др., 2012; 2013).

В марте 2016 г. КА Dawn вышел на орбиту вокруг самого крупного астероида в Солнечной системе 1 Церера (Ceres) и обнаружил на карликовой планете действующий криовулканизм (Russell и др., 2016). Следует отметить, что еще в работах (Слюта, Воропаев, 1993; Slyuta, Voropaev, 1997) было показано, что Церера обладает характерной для планетного тела равновесной фигурой, но при этом характеризуется очень низкими значениями девиаторных напряжений, ответственных за гравитационную деформацию астероида, что указывает на валовый состав с очень низким пределом прочности и текучести, находящимся между значениями для водяного льда и углистых хондритов. Эти выводы согласуются с данными, полученными КА Dawn (Marchi и др., 2019). По результатам экспедиции Dawn была составлена полная геологическая карта Цереры (Williams и др., 2018).

В 2005 г. КА Hayabusa (JAXA, Япония) достиг астероида Итокава S-типа, который принадлежит к группе приближающихся к Земле астероидов

(Fujiwara и др., 2006; Nakamura и др., 2011). Это первый КА, который доставил на Землю образцы грунта астероида и шестой автоматический КА после Луны-16, Луны-20, Луны-24, Genesis и Stardust-NEXT, доставивший внеземное вещество на Землю. Также это был первый в истории мягкий контакт с поверхностью астероида. Впервые появилась возможность сравнить состав метеоритов и вещества, доставленного на Землю с астероида. Кроме научных исследований было проведено тестирование новейших технологий в области ионных двигателей, автономной и оптической навигации, космической связи и перемещения по объектам с низкой гравитацией.

В 2012 г. китайский зонд Chang'e2 успешно выполнил пролет и съемку астероида 4179 Тутаис (Toutatis), входящего в группу Аполлонов. КА прошел от цели на расстоянии 3.2 км с относительной скоростью 10.73 км/с (Zheng и др., 2016). Были сделаны снимки поверхности астероида с разрешением от 5 до 83 м.

КА Hayabusa 2 прибыл к приближающемуся к Земле астероиду S-типа 162173 Рюгу (Ryugu) в 2018 г. По результатам дистанционных исследований было определено относительно ровное и безопасное место забора грунта в экваториальной области (Watanabe и др., 2019). В феврале 2019 г. КА опустился на поверхность астероида, произвел забор грунта (Morota и др., 2020) и в декабре 2022 г. успешно доставил ценные образцы грунта на Землю (Tachibana и др., 2014; Yokoyama и др., 2023). В том же 2018 г. 31 декабря другой КА OSIRIS-REx (Origins, Spectral Interpretation, Resource Identification, and Security—Regolith Explorer) (NASA, США) прибыл к еще одному приближающемуся к Земле астероиду V-типа 101955 Бенну (Bennu) с задачей отобрать около 60 г грунта и доставить на Землю (Lauretta и др., 2019). Дистанционные исследования астероида с борта КА показали, что поверхностный материал Бенну был изменен под воздействием космического выветривания, содержит большое количество органического материала и имеет признаки воздействия жидкой воды в прошлом (Simon и др., 2020). Также, как и астероид Рюгу, Бенну образовался из обломков, выброшенных в результате столкновения с более крупным родительским астероидом, и имеет рыхлую структуру (rubble pile). 20 октября 2020 г. КА OSIRIS-REx успешно отобрал образцы грунта астероида и 10 мая 2021 г. отправился к Земле. Капсула с грунтом должна приземлиться в США в пустыне штата Юта 24 сентября 2023 г. Это первая миссия США по возвращению образца астероида на Землю.

Таким образом, за 32 года 11 КА США, Японии, ESA и Китая исследовали 15 астероидов S, C, E, V и M-типа, и с трех из этих астероидов (S-, C- и V-типа) был осуществлен возврат грунта на

Землю. И каждая миссия была первой: первый исследованный астероид, первый исследованный астероид данного типа, первая посадка на астероид, первый возврат образцов грунта, первые образцы грунта с астероида данного типа и т.д.

К сожалению, среди отечественных космических проектов с советских времен полностью отсутствуют программы исследования малых тел Солнечной системы — комет и астероидов. В рамках данной работы была поставлена задача разработать проект долговременного, систематического и постепенно наращиваемого исследования малых тел Солнечной системы с учетом современного состояния отечественных фундаментальных космических исследований.

### ПРОБЛЕМА ПРОИСХОЖДЕНИЯ И РАННЕЙ ЭВОЛЮЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ АСТЕРОИДОВ

Астероиды, в большинстве своем, представляют допланетную стадию развития вещества Солнечной системы и углубление понимания этой фазы развития — это главная научная мотивация продолжения и расширения их исследований и наиболее приоритетная задача. Например, проблема происхождения и ранней эволюции металлических астероидов является одной из фундаментальных проблем космохимии и планетологии, которая тесно связана с современными представлениями об истории формирования Солнечной системы и последующей эволюции малых и планетных тел.

В настоящее время накопилось достаточно данных, которые противоречат устоявшейся с середины прошлого века парадигме, что железные метеориты являются продуктами фракционной кристаллизации единого расплавленного ядра дифференцированного родительского тела (Lovering, 1957), которое в результате столкновительной эволюции было разрушено и послужило источником всех железных метеоритов. Первое предположение о том, что различные химические системы в железных метеоритах могут быть результатом эволюции не одного дифференцированного планетарного тела, а множества малых тел астероидного размера, было высказано почти сразу же (Fish и др., 1960). Большое разнообразие в железных метеоритах микроструктурных деталей, а также различное содержание Ni, C, P и других элементов, включая редкие, также оказалось невозможно объяснить расплавленным железным ядром одного или даже нескольких родительских тел (Wasson, 1967; 1969; 1970a; 1970b; 1974; Wasson, Kimberlin, 1967; Wasson, Schaudy, 1971).

Железные метеориты подразделяются на 16 химических групп (Scott, Wasson, 1975), но предполагается, что многие химические типы же-

лезных метеоритов не представлены на Земле и их число может достигать более 50 (Scott, 1978). Тем не менее даже изученные химические группы железных метеоритов представляют собой дискретные, т.е. не связанные между собой химические и петрологические системы, а химический состав имеет тесную “генетическую” связь со структурными типами и подтипами и отражает различную химическую и петрологическую историю и условия их образования (Scott, Wasson, 1975). При этом каждая из химических групп также характеризуется разной тепловой историей и скоростью охлаждения (Goldstein, Short, 1967; Markowski и др., 2005).

Также было установлено, что скопления металла в группе железных метеоритов ПЕ образовались не в результате частичного или полного плавления, а в процессе сегрегации частиц металла в силикатной матрице (Wasserburg и др., 1968). Конденсация железных и силикатных частиц и фракционирование металл-силикат происходили на стадии протопланетного облака (Gordon, 1970), или даже на стадии протосолнечного облака (Wasson, 1970a). Предполагается, что во время консолидации агрегатов силикатных и металлических частиц и образования родительских тел метеоритов под воздействием высокой температуры проходила перекристаллизация металлических частиц в твердом, но горячем и пластичном состоянии, которые концентрировались в межзерновом пространстве менее пластичной и более твердой силикатной матрицы, с образованием и постепенным ростом кристаллов при медленном охлаждении. В общих чертах процесс сегрегации металлических частиц напоминает современную технологию спекания порошковых металлических агрегатов и 3D-печать металлических деталей, минуя стадию полного или даже частичного плавления.

Вероятно, родительские тела железных метеоритов могут быть остатками таких планетезималей, которые образовались в зоне планет земного типа, но в результате последующей столкновительной эволюции и пертурбации орбит частично были рассеяны в область Главного пояса, где они являются чужаками (Bottke и др., 2006). По данным изотопного анализа долго- и короткоживущих радионуклидов родительские тела железных метеоритов, т.е. металлические астероиды, образовались на 1–2 млн лет раньше, чем родительские тела обычных хондритов (Kleine и др., 2005; Baker и др., 2005; Bizzarro и др., 2005), что, по-видимому, указывает на их обособленное от силикатных тел образование во времени и, возможно, в пространстве.

Формирование металлического ядра в дифференцированном астероидном теле возможно только в результате гравитационной деформации

(Слюта, Воропаев, 2015). Гравитационная деформация сопровождается объемным сжатием и уплотнением вещества, закрытием пор и трещин, и развитием характерных структур пластической деформации и статических двойников. Наблюдаемая высокая пористость в железных метеоритах, достигающая 5% (Кринов, 1955), а также полное отсутствие структурных признаков статической деформации указывают на то, что родительские тела этих метеоритов никогда не подвергались гравитационной деформации (Слюта, 2013).

Очевидно, что смена парадигмы происхождения металлических астероидов может привести к пересмотру многих устоявшихся представлений, и прежде всего, условий и процессов конденсации и формирования первичных металлических и силикатных планетезималей, которые могли быть обособлены в пределах протопланетного облака и в пространстве, и во времени. В свою очередь, это может привести и к пересмотру стартовых условий формирования планетных тел земного типа.

Решение этой фундаментальной научной проблемы напрямую связано с детальным исследованием металлических астероидов космическими аппаратами, включая доставку на Землю и исследование химического, минерального и изотопного состава комплексных образцов металлических астероидов. Под комплексными образцами подразумевается керн, содержащий коренные породы астероида и вышележающую стратифицированную колонку реголита. Одной из особенностей безатмосферных малых тел является наличие на поверхности рыхлого слоя реголита, сформированного в результате метеоритной бомбардировки и столкновений на протяжении почти всей геологической истории этих тел, т.е. с момента образования самого астероида. Рыхлый слой реголита имеет собственную стратиграфическую и геохимическую историю, которая отражает столкновительную эволюцию не только данного астероида, но и всего семейства, к которому принадлежит этот астероид. Следует также учитывать, что микрометеоритная бомбардировка и космическое выветривание изменяют спектральные свойства частиц реголита на поверхности, что создает определенные проблемы при идентификации типов метеоритов к тому или иному оптическому классу астероидов. Основным методом опробования основных типов астероидов предполагает колонковое бурение на глубину в первые метры и возврат отобранной колонки реголита и пород астероида на Землю. Для опробования следует выбирать места, где мощность реголита не превышает нескольких десятков сантиметров или одного–двух метров. В таких местах возможен отбор стратифицированной колонки реголита на всю его мощность, включая керн подстилающих первичных пород астероида, что позволит получить информацию о его полной геологической и

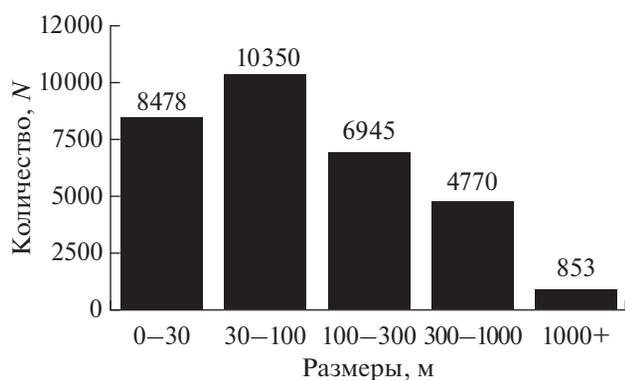
столкновительной истории. Исследование химического и изотопного состава чужого вещества в реголите, а также распределение космогенных элементов и изотопов в различных слоях реголита позволят проследить историю предполагаемой миграции этих тел из одной зоны аккреции в другую.

#### НАУЧНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИБЛИЖАЮЩИХСЯ К ЗЕМЛЕ АСТЕРОИДОВ

В отличие от астероидов Главного пояса, приближающиеся к Земле астероиды (Near-Earth asteroids) составляют отдельную популяцию астероидов с орбитами, пересекающимися с орбитой Земли. В зависимости от параметров орбит выделяется группа астероида 163693 Атир (Atira) с большими полуосями  $a < 1.0$  а. е. и перигелием  $Q < 0.983$  а. е., группа астероида 2062 Атон (Aton) с  $a < 1.0$  а. е. и  $Q < 0.983$  а. е., группа астероида 1862 Аполлон (Apollo) с  $a > 1.0$  а. е. и  $q < 1.017$  а. е., и группа астероида 1221 Амур (Amor) с  $a > 1.0$  а. е. и  $1.017 < q < 1.3$  а. е. Среди этих групп выделяются также потенциально опасные астероиды (Potentially Hazardous Asteroids, PHAs) с минимальным расстоянием пересечения земной орбиты, равным или меньше 0.05 а. е., размером меньше 140 м и звездной величиной ( $H$ ), равной или больше 22 по данным каталога JPL Center for Near Earth Objects (CNEOS JPL NEO Groups, 2023).

По данным каталога IAUMPC (IAUMPC, 2023) на настоящий момент известно почти 32000 приближающихся к Земле астероидов (рис. 1), из них группа Амура составляет около 32%, группа Аполлона около 62%, группа Атона около 6% и группа Атиры около 2% (Morbidelli и др., 2002). Самый крупным является астероид 1036 Ганимед (Ganymed) с диаметром 38.5 км. Астероиды Эрос и 3552 Дон Кихот (DonQuijote) имеют размеры около 20 км, а все остальные меньше 10 км.

Приближающиеся к Земле астероиды являются наиболее близкими и относительно легко достижимыми мишенями для КА. Исследование с КА этой популяции астероидов преследует решение двух основных научных проблем. Первая проблема связана с оценкой астероидной опасности для Земли и разработкой сценариев и технологий заблаговременного устранения этой опасности, например, изменением орбиты астероида. С этой целью 26 сентября 2022 г. был проведен первый успешный кинетический ударный эксперимент DART по изменению орбиты спутника Диморфос (Dimorphos) диаметром 151 м, вращающегося вокруг астероида 65803 Дидимос (Didymos) диаметром 780 м (Daly и др., 2023). Система астероида со спутником была выбрана для того, чтобы наземные телескопы могли количественно оценить отклонение астероида, вызванное кинетическим ударом КА. Космический аппарат ударил астеро-

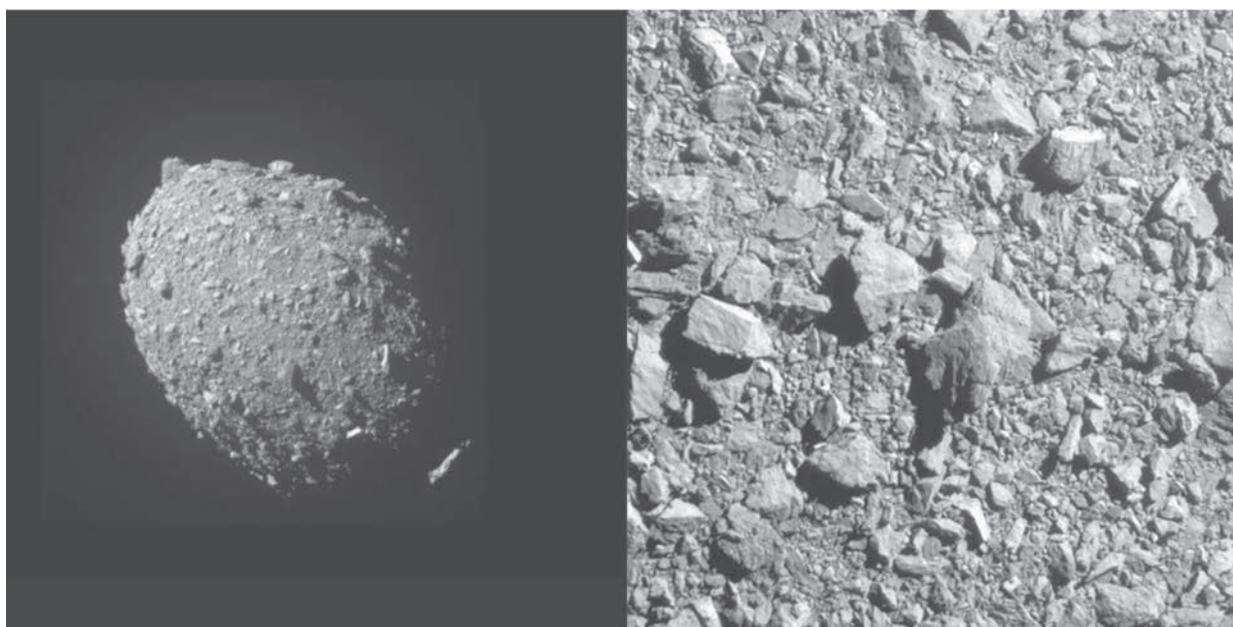


**Рис. 1.** Гистограмма распределения приближающихся к Земле астероидов по размерам по данным (CNEOS JPL Discovery Statistics, 2023).

ид со скоростью 6.14 км/с. После столкновения образовался выброс материала с массой около 1000 т, который сформировал протяженный на десятки тысяч км хвост из обломков и пыли. Большое количество выброшенного материала объясняется рыхлой внутренней структурой (rubble pile) астероида (рис. 2). Из-за отдачи этого выброса Диморфос получил дополнительный импульс почти в 4 раза больше, чем от удара КА (Cheng и др., 2023). Орбитальный период обращения спутника Диморфос после удара увеличился не на 7 мин, как планировалось, а на 33 мин (Thomas и др., 2023).

Для оценки планируемого изменения орбиты астероида в результате кинетического удара очень важно знать точные параметры орбиты объекта, его размеры, форму, массу, состав, строение и физические свойства, которые можно исследовать с пролетной траектории КА. По своему строению или внутренней структуре малые тела подразделяются на три основных типа – монолитные или когерентные (coherent), бинарные (contact binaries), состоящие из двух или нескольких обломков, и рыхлые (rubble pile) (Слюта, 2014). Эксперимент DART показал, что в зависимости от разного строения астероидов следует ожидать значительную разницу в количестве и массе выбросов и, соответственно, разную величину дополнительного реактивного импульса отдачи. Предполагается, что при кинетическом ударе по когерентному объекту, аналогичному по строению астероиду Эрос или Гаспра (рис. 3), масса и объем выброса будет значительно меньше, чем у объекта с рыхлой структурой. Соответственно, эффект воздействия кинетического удара КА при прочих равных параметрах также должен быть значительно меньше.

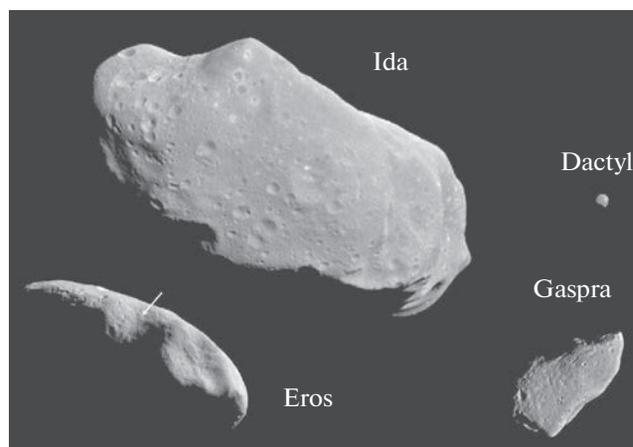
Вторая научная задача исследования приближающихся к Земле астероидов также, как и при изучении любых малых тел Солнечной системы, включая астероиды Главного пояса, связана с изучением состава примитивного и первичного вещества на допланетной стадии развития Солнечной системы, из которого формировались планеты. В последнее время изучение органиче-



**Рис. 2.** Фото спутника Диморфос (Dimorphos) астероида Дидимос (Didymos) с характерной рыхлой структурой (слева) и изображение поверхности спутника, сделанное камерой КА DART за 1.8 с до столкновения (справа). NASA/Johns-HopkinsAPL.

ских соединений в неизменном первичном веществе малых тел также тесно связано с исследованием происхождения жизни. В декабре 2022 г. японский КА Hayabusa 2 доставил на Землю 5.4 г вещества с приближающегося к Земле С-астероида Рюгу диаметром около 1 км (Tachibana и др., 2014; Yokoyma и др., 2022). Состав образцов оказался аналогичен углистому хондриту типа CI, прототипом которого является метеорит Ивуна (Ivuna) (Yokoyma и др., 2022), упавший в 1938 г. в Танзании. Это очень редкий тип метеоритного вещества, которое имеет состав фотосферы Солнца и считается самым примитивным и малоизмененным веществом Солнечной системы. Метеоритное вещество подверглось нагреву и разрушению в верхних слоях атмосферы Земли, а после падения — геохимическому и биохимическому выветриванию и разрушению первичного вещества и минералов на поверхности Земли в течение многих лет, пока метеориты не были найдены. В отличие от измененного вещества метеоритов, доставленные образцы по химическому разнообразию первозданного вещества, конечно, отличаются значительно.

Материал Рюгу содержит около 3% углерода по весу, и этот углерод распределен в десятках тысяч различных органических соединений, химическое разнообразие которых намного больше, чем в биологических образцах. Многие из этих соединений характеризуются аномальными отношениями Н/Д и изотопов азота, которые образовались еще в результате фракционирования в холодных межзвездных облаках до формирования Солнечной системы (Yabuta и др., 2023). Большинство органических соединений сформировалось в условиях жидкой воды в родительском теле, в котором примерно через 3 млн лет после его формирования, вероятно, в результате распада короткоживущих радионуклидов внутренняя температура повысилась примерно до  $(37 \pm 10)^\circ\text{C}$  (Yokoyma и др., 2022), расплавила частицы водяного льда и охладилась только через несколько млн лет. В углистом материале в обилии присутствуют ароматические углеводороды, гетероциклические ароматические соединения, алифатические амины и др. (Nagaoka и др., 2023). Среди аминокислот присутствуют также встречающиеся в земной биологии глицин, аланин и валин, но все в виде рацемических смесей (в равном количестве с правым и левым вращением — хиральностью), что указывает на их абиогенное происхождение (Nagaoka и др., 2023). Обнаружен также урацил — один из четырех азотистых оснований, составляющих РНК, а также витамин В3 (никотиновая кислота), играющий важную роль в обмене веществ (Oba и др., 2023). Много карбоновых кислот (таких, как уксусная кислота), большое количество менее растворимых макромолекулярных органических веществ, включая разнообраз-



**Рис. 3.** Фото с КА Galileo и NEAR (NASA) S-астероидов: Ида (диаметр  $59.8 \times 25.4 \times 18.6$  км) со спутником Дактиль (диаметр  $1.6 \times 1.4 \times 1.2$  км), Эрос (диаметр  $35.1 \times 11.3 \times 7.0$  км) и Гаспра (диаметр  $18.2 \times 10.5 \times 8.9$  км). Астероиды показаны в едином масштабе. Стрелкой на астероиде Эрос показано место посадки КА NEAR.

ную смесь полициклических ароматических соединений, и т.д., и т.д. Таким образом, огромное разнообразие органических соединений, являющихся необходимым фундаментом для пребиотиков и зарождения жизни, формировалось на астероидах С-типа и разносилось по всей Солнечной системе, включая и Землю. Пожалуй, впервые получены надежные данные, подтверждающие гипотезу панспермии. И основным инструментом в этих исследованиях происхождения жизни является доставка космическими аппаратами образцов вещества с астероидов и комет и изучение их в лабораторных условиях.

### ВЫБОР МИШЕНЕЙ ИЗ ГЛАВНОГО ПОЯСА АСТЕРОИДОВ

Приоритетные объекты для исследования с борта КА на основе рассмотренных в разделах “Проблема происхождения...” и “Научные проблемы...” научных проблем исследования малых тел выбраны из трех основных классов астероидов: наиболее приоритетными для исследования в данном проекте являются металлические астероиды (табл. 1), следующие по приоритетности С-астероиды (преимущественно углистые хондриты) (табл. 2) и менее приоритетные S-астероиды (обыкновенные хондриты) (табл. 3). Списки объектов в таблицах расставлены по приоритетности — наиболее интересные объекты для исследования в табл. 1, 2 и 3 расставлены по порядковому номеру. Жирным шрифтом выделена группа наиболее приоритетных для исследования объектов в каждом списке (табл. 1, 2, 3). В группе металлических астероидов (табл. 1) это астероиды, ме-

**Таблица 1.** Список приоритетности металлических астероидов, состав которых был подтвержден радарными данными (№ 1–10) (Слюта, 2013) и предполагаемые по спектральным и альбедным характеристикам металлические и металл-силикатные астероиды (№ 11–24)

№ п/п	Астероид	Диаметр, км	Средний диаметр, км	$b/a$	$c/a$	Плотность, г/см <sup>3</sup>
1	16 Psyche	279 × 232 × 189	226 ± 23	0.77	0.60	4.5 ± 1.4
2	55 Pandora	–	66.7	0.83	0.69	–
3	69 Hesperia	135 × 106 × 98	110	0.79	0.70	–
4	129 Antigone	152 × 109 × 95	113 ± 17	0.72	0.63	–
5	216 Kleopatra	217 × 94 × 81	135 ± 5.8	0.43	0.37	6.92(3.6 ± 0.4)
6	347 Pariana	–	51 ± 5	0.74	0.57	–
7	758 Mancunia	–	85 ± 7	–	–	–
8	779 Nina	–	77 ± 2	–	–	–
9	785 Zwetana	57 × 46 × 45	49	0.80	0.79	–
10	872 Holda	–	30	–	–	–
11	22 Kalliope	–	162 ± 3	–	–	3.35
12	77 Frigga	–	69	–	–	–
13	97 Klotho	–	83 ± 5	–	–	–
14	92 Undina	–	126	–	–	–
15	110 Lydia	–	89 ± 9	–	–	–
16	184 Deiopea	–	66	–	–	–
17	337 Devosa	–	59	–	–	–
18	417 Suevia	–	40	–	–	–
19	741 Botolphia	–	29	–	–	–
20	1122 Nieth	–	12	–	–	–
21	1124 Stroobantia	–	25	–	–	–
22	1146 Biarmia	–	31	–	–	–
23	1355 Magoeba	–	13	–	–	–
24	3447 Burhalter	–	16	–	–	–

таллический состав которых был подтвержден методом радиолокационного зондирования (Слюта, 2013). В группах C- и S-астероидов жирным шрифтом выделены преимущественно объекты (табл. 2, 3), которые характеризуются наибольшим количеством известных параметров по данным дистанционных исследований (орбитальные характеристики, размеры, форма, состав, плотность (масса)) (Слюта, 2014). По мере выбывания приоритетного объекта из-за недоступности по баллистическим параметрам на дату старта, в качестве мишени выбирается следующий объект по списку приоритетности с доступными орбитальными параметрами на заданный момент времени.

## ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ПРОЕКТУ

В основу разрабатываемого проекта закладывалось долговременное, систематическое и постепенно наращиваемое исследование малых тел Солнечной системы отечественными КА. Конеч-

но, учитывалось и современное непростое состояние фундаментальных отечественных космических исследований, которое пока не позволяет начинать разработку миссий сразу с флагманских проектов, например, по доставке грунта с малых тел. Постоянное изменение даты стартов КА в текущей Федеральной космической программе (ФКП) также пока не позволяет разработку проектов по исследованию короткопериодических комет (с периодом обращения менее 200 лет) по понятным баллистическим причинам, когда смещение даты старта сразу обнуляет весь проект и затраты. В отличие от комет, список приоритетности взаимозаменяемых мишеней при исследовании астероидов такой вариант полностью исключает. Проект разбит на три этапа и задуман таким образом, чтобы с использованием меньшего числа аппаратов исследовать наибольшее число интересных с научной точки зрения астероидов.

1. Облет и исследование нескольких околоземных астероидов с помощью малого КА, выводимого

**Таблица 2.** Список приоритетности астероидов С-типа (Слюта, 2014)

№ п/п	Астероид	Средний радиус, км	$b/a$	$c/a$	Плотность, г/см <sup>3</sup>
1	10 Hygiea	214.5	0.78	0.76	2.19 ± 0.42
2	511 Davida	168.5	0.90	0.81	2.43 ± 0.79
3	52 Europa	156	0.91	0.87	1.52 ± 0.39
4	31 Euphrosyne	140	0.91	0.57	1.18 ± 0.61
5	104 Klymene	133	0.63	0.63	
6	107 Camilla	118.5	0.75	0.74	2.28 ± 0.29
7	324 Bamberga	115	0.93	0.93	1.52 ± 0.20
8	451 Patientia	115	0.98	0.95	1.60 ± 0.80
9	13 Egeria	114	0.89	0.89	1.70 ± 0.86
10	19 Fortuna	110	0.86	0.82	1.85 ± 0.35
11	423 Diotima	108.5	0.93	0.92	1.39 ± 0.50
12	45 Eugenia	107	0.91	0.74	1.34 ± 0.29
13	88 Thisbe	100	0.96	0.81	3.44 ± 0.84
14	36 Atalante	52	0.78	0.78	
15	38 Leda	58	0.86	0.86	
16	41 Daphne	91	0.83	0.68	2.03 ± 0.32
17	50 Virginia	50	0.87	0.87	
18	53 Kalypso	57.5	0.83	0.83	
19	54 Alexandra	85.5	0.87	0.79	3.50 ± 2.11
20	66 Maja	35	0.60	0.50	
21	85 Io	78.5	0.98	0.94	1.31 ± 0.77
22	90 Antiope A	43.9	0.94	0.89	1.28 ± 0.04
23	90 Antiope B	41.9	0.93	0.89	1.28 ± 0.04
24	93 Minerva	73	0.99	0.96	1.83 ± 1.10
25	94 Aurora	82	0.90	0.90	
26	102 Miriam	39.5	0.75	0.75	
27	109 Felicitas	45	0.95	0.95	
28	111 Ate	68	0.91	0.91	1.15 ± 0.32
29	121 Hermione	93.5	0.63	0.63	1.4 + 0.5/–0.2
30	127 Johanna	59	0.85	0.85	3.75 ± 1.68
31	128 Nemesis	94	0.91	0.91	1.82 ± 0.79
32	130 Elektra	94.5	0.85	0.77	1.84 ± 0.22
33	137 Meliboea	72	0.84	0.76	
34	145 Adeona	76	0.92	0.92	1.18 ± 0.34
35	165 Loreley	80	0.98	0.89	
36	173 Ino	79.5	0.96	0.87	2.23 ± 1.47
37	175 Andromache	53.5	0.83	0.83	
38	194 Prokne	76	0.88	0.88	1.03 ± 0.16
39	211 Isolda	72	0.92	0.92	2.54 ± 1.41
40	266 Aline	55	0.91	0.91	
41	313 Chaldaea	48	0.80	0.80	
42	360 Carlota	58	0.66	0.44	
43	372 Palma	97.5	0.96	0.88	1.40 ± 0.18

Таблица 2. Окончание

№ п/п	Астероид	Средний радиус, км	$b/a$	$c/a$	Плотность, г/см <sup>3</sup>
44	405 Thia	63	0.87	0.87	1.44 ± 0.30
45	444 Gypsis	82	0.87	0.72	
46	488 Kreusa	75	0.83	0.83	1.10 ± 0.54
47	490 Veritas	65.5	0.78	0.78	
48	505 Cava	53	0.82	0.68	
49	554 Peraga	51	0.82	0.82	1.40 ± 0.15
50	654 Zelinda	64	0.77	0.77	1.23 ± 0.19
51	690 Wratislavia	70	0.89	0.62	
52	694 Ekard	46	0.89	0.78	
53	776 Berbericia	76	0.89	0.88	1.18 ± 1.46
54	804 Hispania	61	0.80	0.80	2.93 ± 1.06
55	914 Palisana	39	0.85	0.85	
56	1963 Bezovec	23	0.57	0.57	

мого в околоземное космическое пространство, как попутная полезная нагрузка. Исследование изучаемых околоземных астероидов осуществляется с пролетных траекторий (без выхода КА на орбиту сопровождения астероида).

2. Задача облета и исследования трех крупных металлических астероидов из состава Главного астероидного пояса. Изучение астероидов осуществляется с пролетных орбит без выравнивания гелиоцентрических скоростей астероида и КА. В рамках данной миссии предполагается, что КА выводится в космическое пространство как основная (целевая) полезная нагрузка.

3. Задача доставки образцов вещества с поверхности одного или нескольких астероидов Главного пояса на Землю. В данном случае рассматривается задача замкнутого перелета Земля–астероид–Земля. КА выводится в космическое пространство как основная полезная нагрузка.

#### МАЛЫЙ КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ (МКА)

Учитывая, что транспортные операции в дальнем космосе являются очень энергозатратными с точки зрения необходимых запасов топлива на борту КА, в проекте впервые рассматривается применение для дальних перелетов электроракетных двигателей (ЭРД) на базе стационарных плазменных двигателей СПД-100ВУ производства ОКБ “Факел” Госкорпорации “Роскосмос”. ЭРД имеют высокий удельный импульс тяги и позволяют существенно сократить величину необходимых запасов топлива (рабочего тела) на борту КА для дальних перелетов. Такие двигатели впервые были применены еще полвека назад в

СССР и до сих пор широко используются в отечественных КА в составе корректирующих двигательных установок, но в качестве маршевых двигателей широкого применения пока не нашли.

Для облета нескольких околоземных астероидов на первом этапе проекта разработан проектный облик МКА с маршевой ЭРДУ (МКА-ЭРДУ), который состоит из космической платформы с модульно-блочной структурой и комплекса научной аппаратуры (КНА). Основным конструктивно-силовым элементом платформы является негерметичный приборный контейнер – прямоугольный параллелепипед, бескаркасно собранный из отдельных модулей, представляющих собой трехслойные сотопанели, состоящие из углепластиковых обшивок повышенной теплопроводности и алюминиевого сотозаполнителя, с предусмотренными посадочными местами для установки целевой или служебной аппаратуры. К панелям по оси  $+X$  и  $-X$  крепится силовая композитная ферма, предназначенная для размещения баков хранения ксенона и топливного бака для хранения гидразина (рис. 4).

Внутренние стороны панелей  $\pm Z$ ,  $\pm Y$  использованы для размещения приборов служебной аппаратуры. Нижняя грань панели  $-X$  служит для установки переходного адаптера с системой отделения, на эту же грань производится установка модуля ориентации двигателя СПД-100ВУ, верхняя грань этой панели обеспечивает установку блока хранения ксенона и блока управления и подачи ксенона. Верхняя и нижняя грани панели  $+X$  предполагают размещение комплекса научной аппаратуры (рис. 5). На панели  $+Z$  установлены остронаправленная антенна (ОНА) и приводы

Таблица 3. Список приоритетности астероидов S-типа (Слюта, 2014)

№ п/п	Астероид	Средний радиус, км	<i>b/a</i>	<i>c/a</i>	Плотность, г/см <sup>3</sup>
1	<b>675 Ludmilla</b>	<b>175</b>	<b>0.96</b>	<b>0.78</b>	
2	<b>15 Eunomia</b>	<b>130</b>	<b>0.71</b>	<b>0.59</b>	<b>3.54 ± 0.20</b>
3	<b>3 Juno</b>	<b>122</b>	<b>0.83</b>	<b>0.61</b>	<b>2.13 ± 0.62</b>
4	<b>29 Amphitrite</b>	<b>109.5</b>	<b>0.93</b>	<b>0.93</b>	<b>2.38 ± 0.51</b>
5	<b>7 Iris</b>	<b>104</b>	<b>0.90</b>	<b>0.76</b>	<b>2.66 + 2.55/–0.87</b>
6	<b>532 Herculina</b>	<b>102</b>	<b>0.91</b>	<b>0.76</b>	<b>2.12 ± 0.53</b>
7	<b>6 Hebe</b>	<b>96</b>	<b>0.95</b>	<b>0.89</b>	<b>3.81 ± 0.50</b>
8	<b>9 Metis</b>	<b>85</b>	<b>0.79</b>	<b>0.59</b>	<b>3.60 ± 0.87</b>
9	<b>39 Laetitia</b>	<b>79.5</b>	<b>0.78</b>	<b>0.67</b>	<b>2.47 ± 0.63</b>
10	<b>20 Massalia</b>	<b>75.5</b>	<b>0.86</b>	<b>0.64</b>	<b>3.71 ± 1.05</b>
11	<b>349 Dembowska</b>	<b>71.5</b>	<b>0.82</b>	<b>0.62</b>	<b>2.23 ± 1.01</b>
12	<b>8 Flora</b>	<b>70.5</b>	<b>0.94</b>	<b>0.84</b>	
13	<b>12 Victoria</b>	<b>58.5</b>	<b>0.82</b>	<b>0.71</b>	<b>2.45 ± 0.67</b>
14	17 Thetis	46.5	0.81	0.79	4.48 ± 1.48
15	18 Melpomene	74	0.85	0.77	2.15 ± 0.88
16	23 Thalia	53	0.90	0.69	3.07 ± 0.31
17	25 Phocaea	38	0.85	0.53	2.21 ± 0.44
18	28 Bellona	55	0.79	0.66	3.95 ± 1.28
19	32 Pomona	41	0.78	0.71	
20	37 Fides	55	0.91	0.87	
21	42 Isis	53.5	0.93	0.86	2.78 ± 0.93
22	43 Ariadne	32.5	0.66	0.50	
23	60 Echo	30	0.85	0.85	2.78 ± 0.33
24	63 Ausonia	54	0.60	0.58	3.46 ± 0.86
25	79 Eurynome	34	0.93	0.90	
26	101 Helena	33	0.89	0.89	
27	115 Thyra	41.5	0.93	0.81	
28	158 Koronis	19.5	0.75	0.51	
29	167 Urda	21	0.84	0.78	
30	182 Elsa	22	0.52	0.52	
31	192 Nausikaa	47	0.77	0.70	
32	196 Philomela	73	0.98	0.98	2.48 ± 1.02
33	198 Ampella	26.5	0.82	0.82	
34	208 Lacrimosa	22	0.85	0.65	
35	218 Bianca	31	0.60	0.39	
36	230 Athamantis	56.5	0.90	0.88	2.69 ± 0.43
37	264 Libussa	25	0.82	0.82	
38	270 Anahita	24	0.81	0.61	
39	277 Elvira	14.5	0.69	0.63	
40	306 Unitas	24.5	0.81	0.71	
41	311 Claudia	13.5	0.55	0.48	
42	321 Florentina	15.5	0.72	0.55	
43	354 Eleonora	83	0.83	0.76	3.73 ± 1.39
44	376 Geometria	18.5	0.94	0.91	
45	534 Nassovia	18.5	0.81	0.58	

Таблица 3. Окончание

№ п/п	Астероид	Средний радиус, км	$b/a$	$c/a$	Плотность, г/см <sup>3</sup>
46	584 Semiramis	28	0.93	0.65	2.74 ± 0.56
47	622 Esther	15	0.60	0.60	
48	674 Rachele	45	0.91	0.91	
49	720 Bohlinia	18.5	0.76	0.55	
50	1036 Ganymed	20.5	0.99	0.83	

солнечных батарей (СБ), которые обеспечивают их вращение вокруг оси, коллинеарной оси  $Y$  базовой строительной системы координат аппарата (рис. 6). Каждая панель солнечных батарей состоит из четырех створок и представляет собой трехслойные сотопанели с установленными на них фотопреобразователями. Масса полезной нагрузки (КНА) составляет 39 кг, масса рабочего тела (ксенон) — 280 кг, масса топлива (гидразин) и газа наддува — 20 кг, общая масса заправленного МКА — 709.18 кг (табл. 4).

#### ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ СОСТАВ КОМПЛЕКСА НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ (КНА) ДЛЯ ПРОЛЕТНОГО МКА

Предложение по предварительному составу КНА включает следующие научные приборы:

1. Оптическая мультиспектральная ТВ-камера.
2. Спектрометр видимого и инфракрасного диапазонов.
3. Пылеударный масс-спектрометр.

4. Радиолокационный комплекс.

5. Трехосевой феррозондовый магнитометр.

Основной задачей оптической мультиспектральной ТВ-камеры является панорамная ТВ-съемка поверхности астероида и съемка с высоким разрешением в различных диапазонах видимого спектра. В качестве наиболее совершенного прототипа с известными габаритно-весовыми характеристиками могут рассматриваться две дублирующие оптические камеры (Framing Camera), успешно отработавшие при исследовании астероидов Веста и Церера с борта КА Dawn (Sierks и др., 2011). Камеры представляют собой отдельно размещенные две черно-белые ПЗС-матрицы (1024 × 1024 пикселя) с двумя объективами — короткофокусным ( $D = 19$  мм) для панорамной съемки и длиннофокусным ( $F = 150$  мм) для съемки с высоким разрешением. Каждая ПЗС-камера имела набор из семи узкополосных цветных фильтров + пустое поле. Поле зрения у каждой камеры  $5.5^\circ \times 5.5^\circ$ , выдержки от 0.001 с до 3.5 ч. Общий вес камер составляет 11 кг (5.5 кг каждая), размеры — 422 × 196 × 215 мм. Камеры использовались для съемки поверхности астероидов, а также для ориентирования вблизи них.

Научной задачей спектрометра в видимом и инфракрасном диапазонах является изучение и картирование минерального состава поверхности астероида в виде распределения главных породообразующих минералов, а также наличие связанной, гидратной или в свободном состоянии воды и гидроксильной группы  $\text{OH}^-$  на поверхности частиц реголита астероида. В качестве прототипа может быть рассмотрен также успешно отработавший спектрометр видимого и инфракрасного диапазонов (VIR — Visible and Infrared Mapping Spectrometer) на борту КА Dawn (De Sanctis и др., 2011). Инструмент является модификацией спектрометров, применявшихся на космических зондах Rosetta (ESA, NASA) и VenusExpress (ESA). Его вес составляет 2.4 кг, а размеры 200 × 221 мм. Инструмент регистрирует интенсивность освещения каждого пикселя матрицы для 400 различных длин волн в видимом и инфракрасном диапазонах. Состоит из телескопа Шафера и спектрометра Оффнера. Последний имеет два сенсора: видимого излучения и инфракрасный. Первый

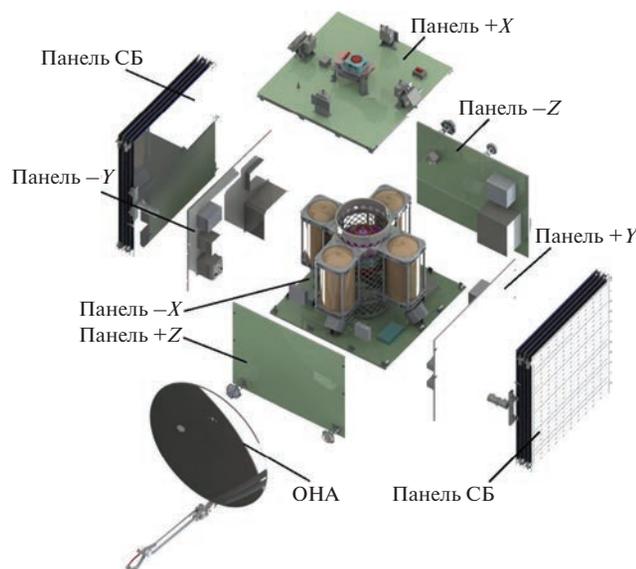


Рис. 4. Схема расположения панелей МКА-ЭРДУ по осям  $\pm X$ ,  $\pm Y$ ,  $\pm Z$ . Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

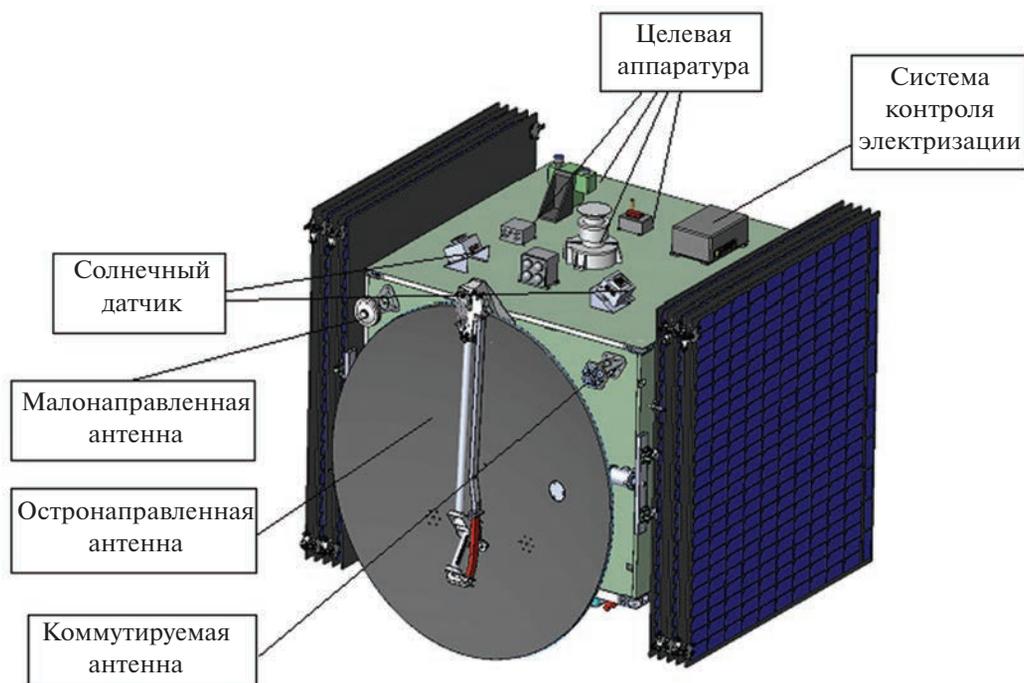


Рис. 5. Транспортное положение МКА-ЭРДУ (общий вид). Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

чувствителен к длинам волн 0.25–1 мкм, второй – 1–5 мкм (De Sanctis и др., 2011).

Основной задачей пылеударного масс-спектрометра (ПМС) является измерение скорости, массы, химического и минерального состава и траектории (т.е. орбитальных характеристик) микрометеороидов (космической пыли), которые окружают и сопровождают астероиды и когда-то были частью этого тела, но в результате метеоритной бомбардировки были выбиты с его поверхности, что также успешно продемонстрировал эксперимент DART (Graykowski и др., 2023). Данные по химическому и минеральному составу пыли в дополнение к спектральной съемке поверхности тела с помощью ТВ- и ИК-спектрометров позволяют получить более полную информацию о химическом и минеральном составе самого астероида во время его пролета без посадки на его поверхность. Еще одной важной задачей, которая также может быть решена с помощью этого прибора, является исследование пылевой структуры Солнечной системы (орбитальные характеристики пылевых поясов, их химический и минеральный состав) во время перелета КА в пояс астероидов. Проект пылеударного масс-спектрометра разрабатывается в ГЕОХИ РАН на основе детектора космической пыли ионизационного типа МЕТЕОР-Л для КА Луна-26, предназначенного для изучения распределения метеорных тел по массе, скорости и эволюции пылевой компоненты вокруг Луны (Слюта и др., 2021). Масса прибора ПМС не превышает 5 кг.

Научной задачей радиолокационного комплекса являются исследование внутренней и подповерхностной структуры астероида и оценка электромагнитных свойств грунта, локализация мест с высокой проводимостью, изучение крупномасштабных нарушений поверхности и регистрация электромагнитной радиации в астероидном пространстве. В качестве прототипа рассматривается радиолокационный комплекс РЛК-Л, который разрабатывается ИРЭ РАН для орбитального лунного КА Луна-26. Прибор состоит из двух подповерхностных зондирующих радаров – Радар-20 и Радар-200 (Юшкова и др., 2018). Радар-20, зондируя астероид в диапазоне от 17.5 до 22.5 МГц, позволит определить структуру астероида до глубин в несколько сотен метров и первых километров с вертикальным разрешением не хуже 25 м. Отраженный сигнал на этих частотах не зависит от температуры на поверхности. Радаром-200, ра-



Рис. 6. Рабочее положение МКА-ЭРДУ (общий вид). Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

**Таблица 4.** Сводка масс элементов МКА-ЭРДУ

№ п/п	Наименование	Масса, кг
1	Комплекс научной аппаратуры	39.00
2	Бортовой комплекс управления	40.20
3	Бортовой радиокомплекс и антенно-фидерная система	17.58
4	Система электроснабжения	102.00
5	Электроракетная двигательная установка с рабочим телом	363.60
6	Двигательная установка системы ориентации и стабилизации	62.00
7	СОТР (датчики, нагреватели, ЭВТИ, угловые тепловые трубы)	7.00
8	Бортовая кабельная сеть	11.00
9	Конструкция	55.00
10	Кронштейны, мелкие детали, стандарты	5.00
11	Резерв	6.80
ИТОГО	Масса заправленного КА	709.18
	Масса не заправленного КА	409.18

ботающим в диапазоне 175–225 МГц в моноста- тическом режиме, предполагается исследование свойств поверхности и вертикального распре- деления физических характеристик в верхних слоях до десяти метров глубиной с вертикальным разре- шением около 1 м (Юшкова и др., 2018). Параметры отраженного радиолокационного сигнала зави- сят от расстояния от КА до поверхности астерои- да, типа сигнала, его длительности и частотного диапазона, от электромагнитных свойств облучае- мого грунта на поверхности и в неоднородном от- ражающем слое.

Трехосевой феррозондовый магнитометр пред- назначен для измерения магнитного поля астерои- да и межпланетного магнитного поля на этапе перелета КА. Датчик прибора устанавливается на выносной штанге, а электроника – в другой части аппарата. Например, магнитометр на борту КА NEAR включал датчик, установленный на кон- струкции облучателя антенны с высоким коэф- фициентом усиления, и позволял использовать восемь выбираемых уровней чувствительности в диапазоне от 4 до 65536 нТл (Lohg и др., 1997).

#### БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МИССИИ ПО ОБЛЕТУ ПРИБЛИЖАЮЩИХСЯ К ЗЕМЛЕ АСТЕРОИДОВ

В отличие от выбора мишеней Главного пояса астероидов согласно спискам приоритетности (табл. 1–3), выбор мишеней среди приближаю- щихся к Земле астероидов осуществляется на дату запланированного старта в соответствии с основ- ным баллистическим принципом – пролет и ис- следование как можно большего количества при- ближающихся к Земле астероидов в течение од- ной миссии.

Рассматриваемая схема полета предполагает, что МКА с помощью ракеты-носителя (РН) и хи- мического разгонного блока (ХРБ) вместе с основ- ной полезной нагрузкой выводится на некоторую околоземную орбиту искусственного спутника Земли (ОИСЗ). На данной орбите происходит разделение ХРБ, основного (целевого) КА и МКА, предназначенного для исследования асте- роидов. В некоторой точке стартовой орбиты происходит включение ЭРДУ МКА. Дальнейшее его движение осуществляется под действием си- лы тяги ЭРДУ. На геоцентрическом участке дви- жения ЭРДУ не выключается (траектория не со- держит пассивных участков), вектор тяги ЭРДУ в каждый момент времени направлен по вектору геоцентрической скорости МКА. При этом тра- ектория движения МКА напоминает собой рас- кручивающуюся спираль. Окончание геоцентри- ческого участка “раскрутки” осуществляется в момент достижения параболической скорости (относительно Земли) (табл. 5).

Анализ гелиоцентрического участка движения можно разделить на два этапа:

1. Выбор околоземных астероидов-целей и по- следовательности их пролета. Цепочка астерои- дов выбиралась из условия облета наибольшего числа астероидов за 6 лет.

2. Последовательный анализ серии участков движения МКА: Земля–астероид, астероид– астероид под действием тяги ЭРДУ.

Выбор последовательности облета астероидов осуществлялся следующим образом. Случайным образом генерировался набор шести кеплеров- ских элементов некоторой гелиоцентрической орбиты (так называемой орбиты фазирования):

- большая полуось (в интервале от 0.85 до 1.15 а. е.);
- эксцентриситет (в интервале от 0 до 0.15);

**Таблица 5.** Характеристики геоцентрического участка движения МКА

Параметр	Значение
Продолжительность маневра, сут.	271.64674
Характеристическая скорость маневра, км/с	3.54552
Масса МКА в момент набора параболической скорости, кг	526.51279
Планетоцентрическое удаление конечной точки геоцентрического участка, км	1350916.724
Число витков траектории “раскрутки”	172.16551
Остаток рабочего тела на борту МКА в момент набора параболической скорости, кг	133.48721

- наклонение (в интервале от  $0^\circ$  до  $3^\circ$ );
- долгота восходящего узла (в интервале от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ );
- аргумент перицентра (в интервале от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ );
- время прохождения перицентра (от 59000 до 60000 MJD).

Для каждого набора элементов в интервале времен по MJD от 59945.5 до 63598 определялись моменты времени наименьшего сближения КА, находящегося на орбите фазирования, и каждого из околоземных астероидов из каталога JPL Center for NEO Studies (CNEOS) (CNEOS, 2023), элементы орбит которых определены с достаточной точностью.

В момент наименьшего сближения определялась величина скорости астероида относительно КА. Если наименьшее сближение КА и астероида не превышало 1 млн км и относительная скорость астероида не превышала 8 км/с, то такой пролет предварительно считался близким к КА. Считалось, что данный астероид может быть достигнут КА, двигающимся в окрестности орбиты фазирования под действием силы тяги ЭРДУ. Количество пролетов для каждого варианта орбит фазирования сохранялось. В результате выбиралась орбита фазирования, характеризующаяся наибольшим числом пролетов астероидов.

Далее, в рамках метода грависфер нулевой протяженности рассматривалась совокупность гелиоцентрических участков: Земля – точка выхода на орбиту фазирования, точка выхода на орбиту фазирования – первый астероид, первый астероид – второй астероид и т.д.

На каждом гелиоцентрическом участке предполагалось, что КА может двигаться под действием силы тяги ЭРДУ. Выбираемые законы управления вектором тяги на каждом из участков позволяют обеспечивать точный пролет астероидов и производить их исследования с малых пролетных расстояний.

Выявление законов управления вектором тяги ЭРДУ осуществлялось с использованием принципа максимума Понтрягина (Понтрягин и др., 1976). Управление состоит в нахождении ориен-

тации вектора тяги КА в каждый момент времени, а также в выборе моментов включения и выключения двигателя. Величина тяги ЭРДУ, а также удельный импульс постоянны.

Краевые задачи решались с использованием алгоритма HYBRD (More и др., 1984) при использовании случайного начального приближения по выбираемым параметрам задачи. Дата выхода из грависферы Земли, а также момент выхода на гелиоцентрическую орбиту фазирования оптимизировались, даты пролета астероидов были зафиксированы – они были получены в рамках предыдущего этапа анализа.

Анализ гелиоцентрического движения КА был выполнен для эпохи выхода КА из грависферы Земли в 2026 г. Полет в эпоху 2026 г. позволяет обеспечить пролет пяти околоземных астероидов (табл. 6).

Суммарная длительность полета (вместе с раскруткой у Земли) составила 2180.6 сут (5.97 года). Суммарные затраты рабочего тела ЭРДУ – 247.547 кг. Суммарное моторное время ЭРДУ – 12090.277 ч.

## КА ДЛЯ ОБЛЕТА АСТЕРОИДОВ ГЛАВНОГО ПОЯСА

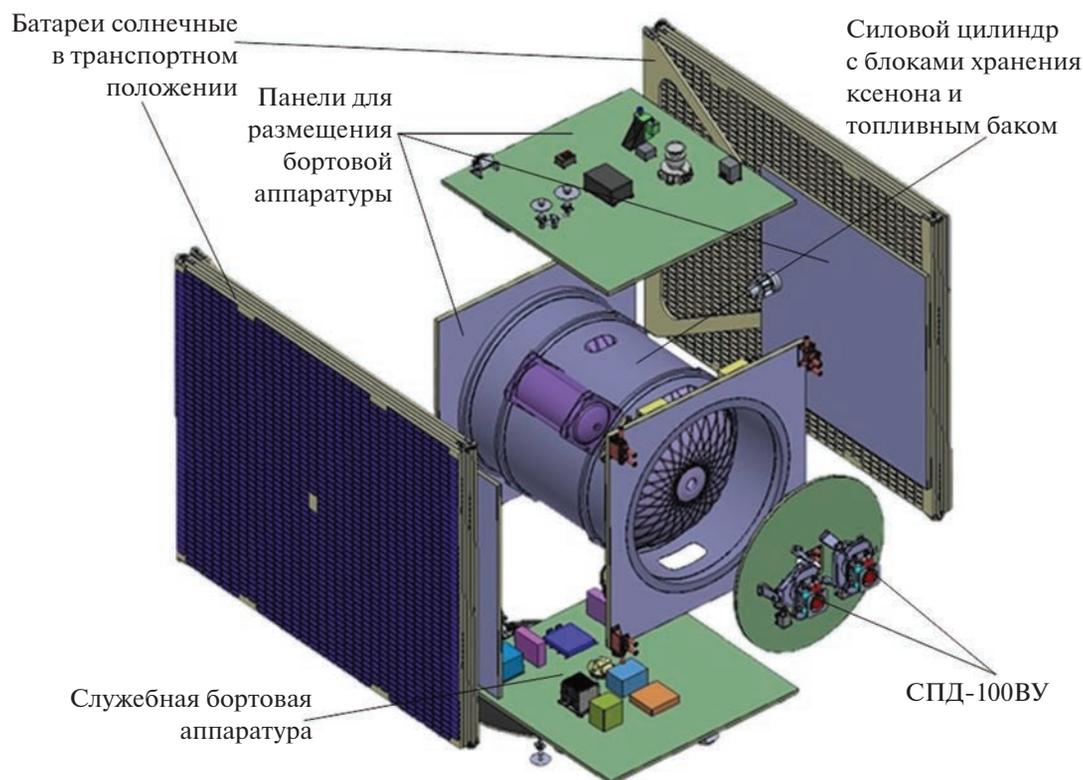
Для облета астероидов Главного пояса на втором этапе проекта разработан проектный облик КА с маршевой ЭРДУ (КА-ЭРДУ), который выводится в космическое пространство как основная (целевая) полезная нагрузка. В составе космической транспортной системы для выведения КА на отлетную гиперболическую траекторию используются РН Союз-2 этапа модернизации 1Б и ХРБ Фрегат-МТ. КА-ЭРДУ также состоит из космической платформы и КНА. Основным конструктивно-силовым элементом КА-ЭРДУ является центральный силовой цилиндр и негерметичный приборный контейнер для размещения бортовой аппаратуры (рис. 7). На силовом цилиндре размещаются блоки хранения ксенона, топливный бак ЖРДУ и шар-баллоны с газом наддува, в нижней части к силовому цилиндру крепится панель ЭРДУ с размещенными на ней двумя СПД-100ВУ. Панели приборного контейнера со-

**Таблица 6.** Основные характеристики гелиоцентрического участка движения МКА для эпохи 2026 г.

Событие	Дата	Масса КА, кг	Остаток рабочего тела на борту КА, кг	Скорость пролета относительно астероида, км/с
Выход из грависферы Земли	11.01.2026	526.51279	133.487	—
Выход на гелиоцентрическую орбиту фазирования	02.12.2026	481.527	101.527	—
Пролет 2007 VV6	22.01.2028	477.230	97.230	5.431
Пролет 2007 UY1	19.02.2029	471.656	91.656	6.391
Пролет 2011 YD29	03.05.2029	465.918	85.918	7.130
Пролет 2005 YR3	05.06.2030	461.255	81.255	7.386
Пролет 2007 RT12	04.04.2031	412.452	32.452	7.289

ставляют единую конструктивно силовую схему с центральным силовым цилиндром и представляют собой трехслойные сотопанели, состоящие из углепластиковых обшивок повышенной теплопроводности и алюминиевого сотозаполнителя, с предусмотренными посадочными местами для бортовой аппаратуры. Каждая панель солнечных батарей состоит из пяти створок и представляет собой трехслойные сотопанели с установленными

ми на них фотопреобразователями (рис. 8, 9). Масса рабочего тела (ксенона) — 770 кг, масса топлива (гидразин) с газом наддува — 50 кг, общая масса заправленного КА — 1848 кг (табл. 7). Масса полезной нагрузки (КНА) составляет до 200 кг, поэтому КНА, рассмотренный в разделе “Предварительный состав комплекса...”, может быть существенно расширен.

**Рис. 7.** Схема конструкции КА-ЭРДУ. Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

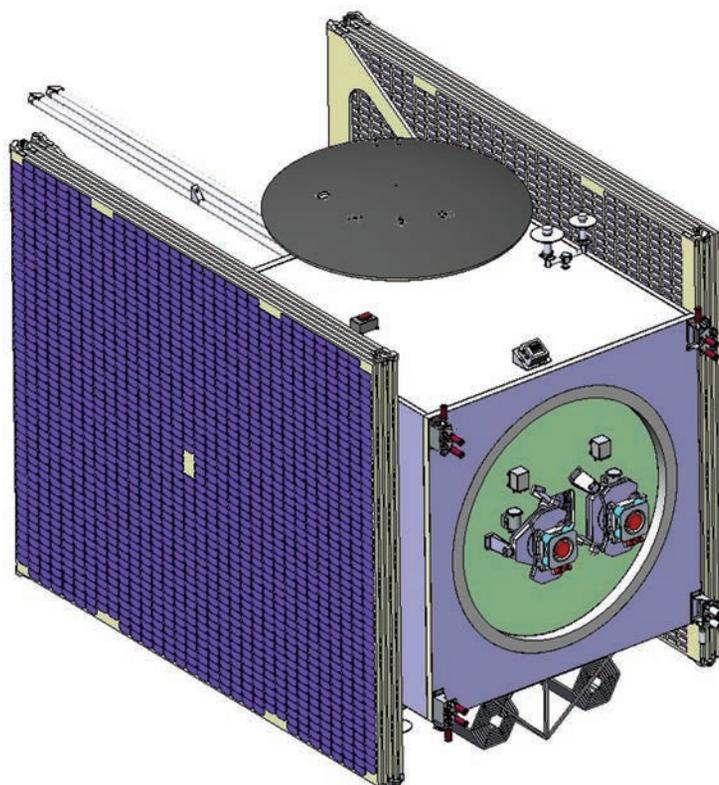


Рис. 8. КА-ЭРДУ в транспортном положении. Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

### БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МИССИИ ПО ОБЛЕТУ АСТЕРОИДОВ ГЛАВНОГО ПОЯСА

КА выводится в космическое пространство как основная (целевая) полезная нагрузка. Для выведения КА на отлетную гиперболическую траекторию используются РН Союз-2 этапа модернизации 1б и ХРБ Фрегат-МТ. Масса головного блока на низкой опорной околоземной орбите в качестве исходных данных принята равной 8240 кг. Опорная орбита — эллиптическая с высотой апогея 240 км и высотой перигея 200 км, отсчитываемые от поверхности сферической Земли радиусом 6371 км. Наклонение опорной орбиты —  $51.7^\circ$ . Масса переходного адаптера РБ-КА 49 кг.

В состав головного блока входит ХРБ Фрегат-МТ, переходный адаптер полезной нагрузки (ПН) и собственно полезная нагрузка — исследовательский КА. Конечная масса ХРБ с учетом невырабатываемых остатков топлива и газов составляет 1030 кг. Масса переходного адаптера — 49 кг. Удельный импульс тяги химической двигательной установки РБ принят равным 333.2 с. В состав ЭРДУ КА входят два двигателя СПД-100ВУ, работающих одновременно (табл. 8).

Гелиоцентрический участок движения КА включает в себя один гравитационный маневр у Земли. Были проанализированы различные по-

следовательности облета приоритетных металлических астероидов (табл. 1). Наиболее экономичным вариантом из рассмотренных (с точки зрения затрат рабочего тела), оказался маршрут: Земля—Земля—55 Пандора (Pandora)—16 Психея (Psyche)—69 Гесперия (Hesperia).

На начальном этапе, в рамках метода грависфер нулевой протяженности в рамках методики

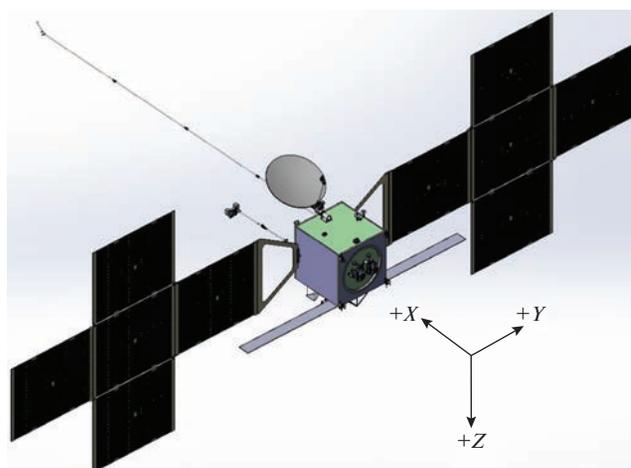


Рис. 9. КА-ЭРДУ в рабочем положении. Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

**Таблица 7.** Сводка масс элементов КА-ЭРДУ

№ п/п	Наименование	Масса, кг
1	Комплекс научной аппаратуры	200.00
2	Бортовой комплекс управления	52.10
3	Бортовой радиокомплекс и антенно-фидерная система	20.00
4	Система электроснабжения	264.00
5	Электроракетная двигательная установка с рабочим телом	908.30
6	Жидкостная двигательная установка	106.50
7	СОТР (датчики, нагреватели, ЭВТИ, угловые тепловые трубы)	7.00
8	Бортовая кабельная сеть	11.00
9	Конструкция	60.00
10	Кронштейны, мелкие детали, стандарты	30.00
11	Резерв	189.00
12	Общая масса заправленного КА	1848.00
13	Общая масса не заправленного КА	1028.00

(Константинов, Мин Тэйн, 2012) был проведен анализ маршрута Земля–Земля–астероид Pandora. В результате этого анализа были получены оценки даты старта от Земли, вектор гиперболического избытка скорости отлета от Земли, определяющий энергетические затраты ХРБ и стартовую массу КА, также была определена дата выполнения гравитационного маневра у Земли и время перелета Земля–Pandora. Также было выявлено, что движение КА на участке Земля–Pandora может быть полностью пассивным (без учета коррекции траектории).

С использованием полученных результатов в качестве начального приближения, был проанализирован участок гелиоцентрического перелета Земля–Земля с малой тягой. Задача нахождения оптимального управления сводилась к решению краевой задачи в рамках принципа максимума Понтрягина (Понтрягин и др., 1976). Дата старта от Земли и величина гиперболического избытка скорости отлета оптимизировалась, дата вторичного подлета к Земле для гравитационного маневра была зафиксирована. Вектор гелиоцентрической скорости КА в момент подлета к Земле

**Таблица 8.** Основные характеристики СПД-100ВУ

Характеристика	Значение
Тяга, мН	89.24
Потребляемая электрическая мощность, кВт	1.35
Удельный импульс, с	1600
Тяговый КПД, %	52
Ресурс, ч	Более 1500
Масса, кг	5

был найден в рамках предыдущего этапа с использованием методики (Константинов, Мин Тэйн, 2012). Постановка задачи оптимального управления соответствует той, что дана в разделе "Баллистический анализ миссии по облету приближающихся...". Отличие заключается лишь в краевых условиях задачи. Основные результаты анализа геоцентрического участка приведены в табл. 9.

Последовательно были проанализированы участки движения: Пандора–Психея и Психея–Гесперия. Как и в предыдущем случае, рассматривалась задача оптимального управления в рамках принципа максимума. Начальные условия движения для каждого последующего участка (радиус-вектор КА, вектор его гелиоцентрической скорости, масса КА, момент времени начала участка) получались из анализа предыдущего участка.

Внешним оптимизируемым параметром задачи являлось время перелета на участках: Пандора–Психея и Психея–Гесперия. Основные результаты анализа гелиоцентрических участков движения для КА с ЭРДУ на базе СПД-100ВУ представлены в табл. 10 (рис. 10). Суммарные затраты рабочего тела ЭРДУ для данного перелета составили 715.740 кг. Моторное время ЭРДУ – 17478.488 ч, суммарная длительность полета – 3115.136 сут (8.53 года).

#### БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МИССИИ ПО ДОСТАВКЕ ВЕЩЕСТВА АСТЕРОИДОВ НА ЗЕМЛЮ

В качестве примера цели космической миссии рассматривается доставка вещества с астероида С-типа 10 Hygiea (табл. 2). Рассматривается задача замкнутого перелета Земля–астероид–Земля.

**Таблица 9.** Основные результаты анализа геоцентрического участка движения для КА с ЭРДУ на базе СПД-100ВУ

Характеристика	Значение
Величина гиперболического избытка скорости отлета от Земли, км/с	1.236
Импульс скорости ХРБ (при условии старта из апогея опорной орбиты), км/с	3.297
Гравитационные потери и потери на управление (2.5% от величины импульса), км/с	0.082
Масса головного блока после выдачи отлетного импульса, кг	2928.928
Масса рабочего топлива РБ, кг	5311.072
Масса КА на гиперболической отлетной траектории (стартовая масса КА), кг	1849.928

**Таблица 10.** Основные характеристики гелиоцентрических участков движения КА с ЭРДУ на базе СПД-100ВУ

Событие	Дата (Юлианская дата)	Масса КА, кг
Выход из грависферы Земли	21 декабря 2025 04:28:10.970 UTC (2461030.68623808)	1849.928
Гравитационный маневр у Земли	3 апреля 2027 10:29:49.690 UTC (2461498.93738067)	1606.152
Пролет 55 Pandora	22 мая 2028 20:39:09.305 UTC (2461914.36052436)	1606.152
Пролет 16 Psyche	3 марта 2030 23:24:45.523 UTC (2462564.47552689)	1296.480
Пролет 69 Hesperia	2 июля 2034 07:43:48.541 UTC (2464145.82208959)	1134.188

КА выводится в космическое пространство как основная полезная нагрузка. В составе космической транспортной системы для выведения КА на отлетную гиперболическую траекторию используется РН Союз-2 этапа модернизации 1б и ХРБ Фрегат-МТ. В состав ЭРДУ КА входят два двигателя СПД-100Д, работающих одновременно (табл. 11).

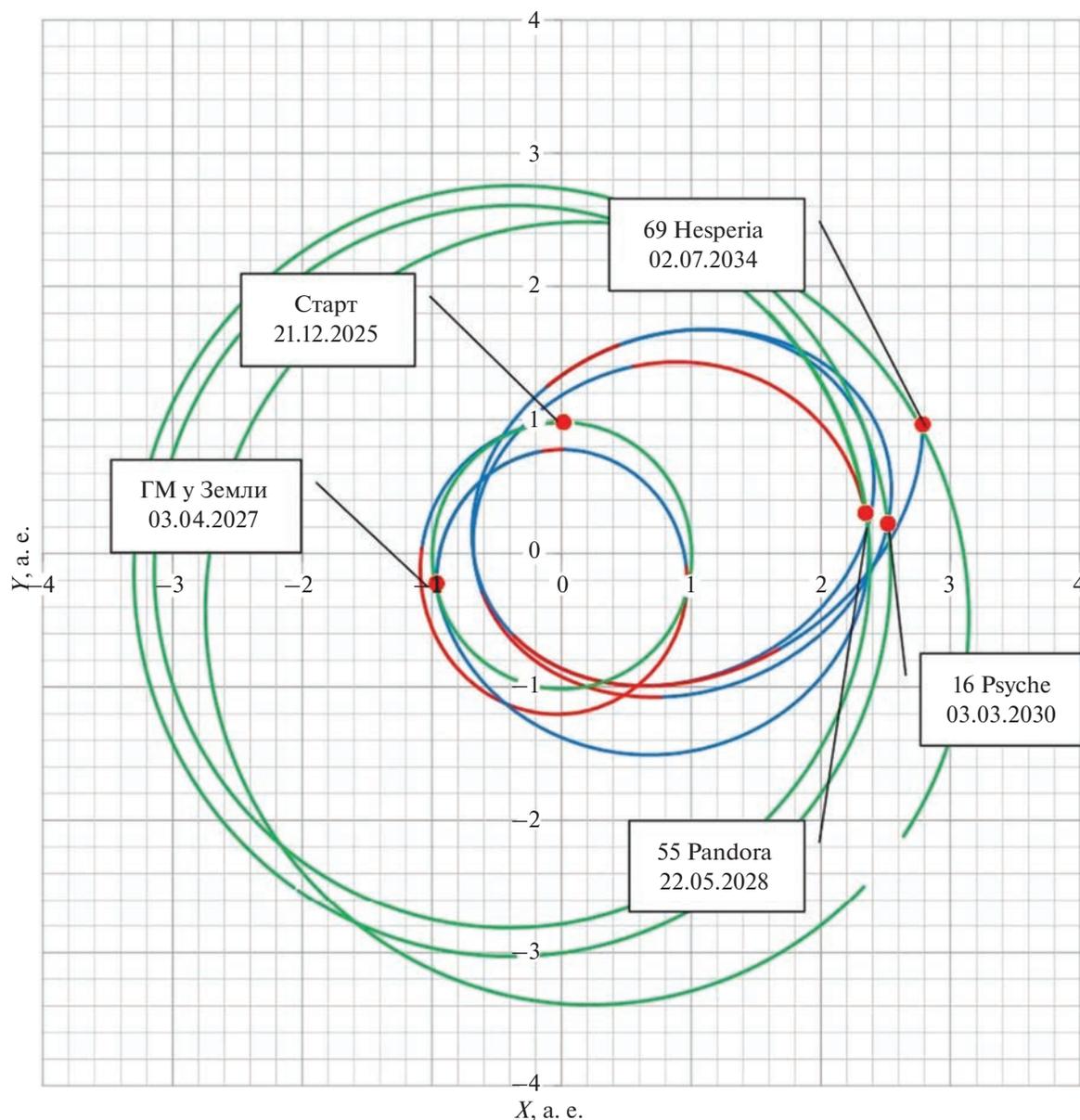
Основные исходные данные, использовавшиеся для анализа данного варианта космической миссии, аналогичны исходным данным, принятым для анализа по облету астероидов Главного пояса (см. раздел “Баллистический анализ миссии по облету астероидов...”). Рассматривалась следующая схема гелиоцентрического перелета: старт от Земли; выполнение гравитационного маневра у Марса, целью которого является повышение перигелия гелиоцентрической орбиты КА;

подлет к астероиду с выравниванием гелиоцентрических скоростей астероида и КА; далее следует участок работы КА в окрестности астероида (движение КА по орбите астероида) и последний этап – перелет от астероида к Земле.

Так же, как и в предыдущем случае, сначала был выполнен приближенный анализ гелиоцентрического перелета Земля–Марс–астероид в соответствии с методикой (Константинов, Мин Тэйн, 2012). При этом было выявлено, что начальный этап гелиоцентрического перелета (Земля–Марс) является полностью пассивным (ДУ КА может быть включена лишь для коррекции перелетной траектории к Марсу). Гиперболический избыток скорости отлета от Земли к Марсу составил 3.116 км/с. Зная эту величину, удалось получить основные характеристики геоцентриче-

**Таблица 11.** Основные характеристики СПД-100Д

Характеристика	Значение
Тяга, мН	80
Потребляемая электрическая мощность, кВт	2.106
Удельный импульс, с	2660
Тяговый КПД, %	52
Масса, кг	5.6



**Рис. 10.** Проекция гелиоцентрической траектории на плоскость эклиптики для КА с ЭРДУ на базе СПД-100ВУ. Красным цветом отмечены активные участки траектории КА, синим — пассивные, зеленым — орбиты Земли и астероидов. Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

ского участка движения и стартовую массу КА (табл. 12).

Траектория движения Марс–астероид содержит три активных участка, разделенные двумя пассивными. Задача нахождения законов управления вектором тяги КА сводилась с использованием принципа максимума для решения краевой задачи. Момент отлета от Марса был получен с использованием методики (Константинов, Мин Тэйн, 2012) и зафиксирован, а длительность перелета к астероиду оптимизировалась как внешний перебираемый параметр задачи. Траектория перелета астероид–Земля также анализировалась с помощью принципа максимума. При этом скоро-

сти КА и Земли не выравниваются, и КА входит в атмосферу Земли с гиперболической скоростью. Дата старта от астероида и время перелета к Земле являются внешними оптимизируемыми параметрами (табл. 13, рис. 11). Суммарные затраты рабочего тела ЭРДУ составляют 551.453 кг, моторное время ЭРДУ – 24974.013 ч, суммарная длительность полета – 4208.302 сут (11.522 года).

#### ЯДЕРНЫЙ БУКСИР ЗЕВС И ДОСТАВКА ГРУНТА С АСТЕРОИДОВ

Для реализации третьего этапа проекта для доставки грунта астероидов из Главного пояса кро-

**Таблица 12.** Основные результаты анализа геоцентрического участка движения

Характеристика	Значение
Величина гиперболического избытка скорости отлета от Земли, км/с	3.116
Импульс скорости ХРБ при старте в апоцентре опорной орбиты с учетом гравитационных потерь и потерь на управление, км/с	3.753
Масса рабочего топлива РБ, кг	5627.419
Масса КА на гиперболической отлетной траектории (стартовая масса КА), кг	1533.581

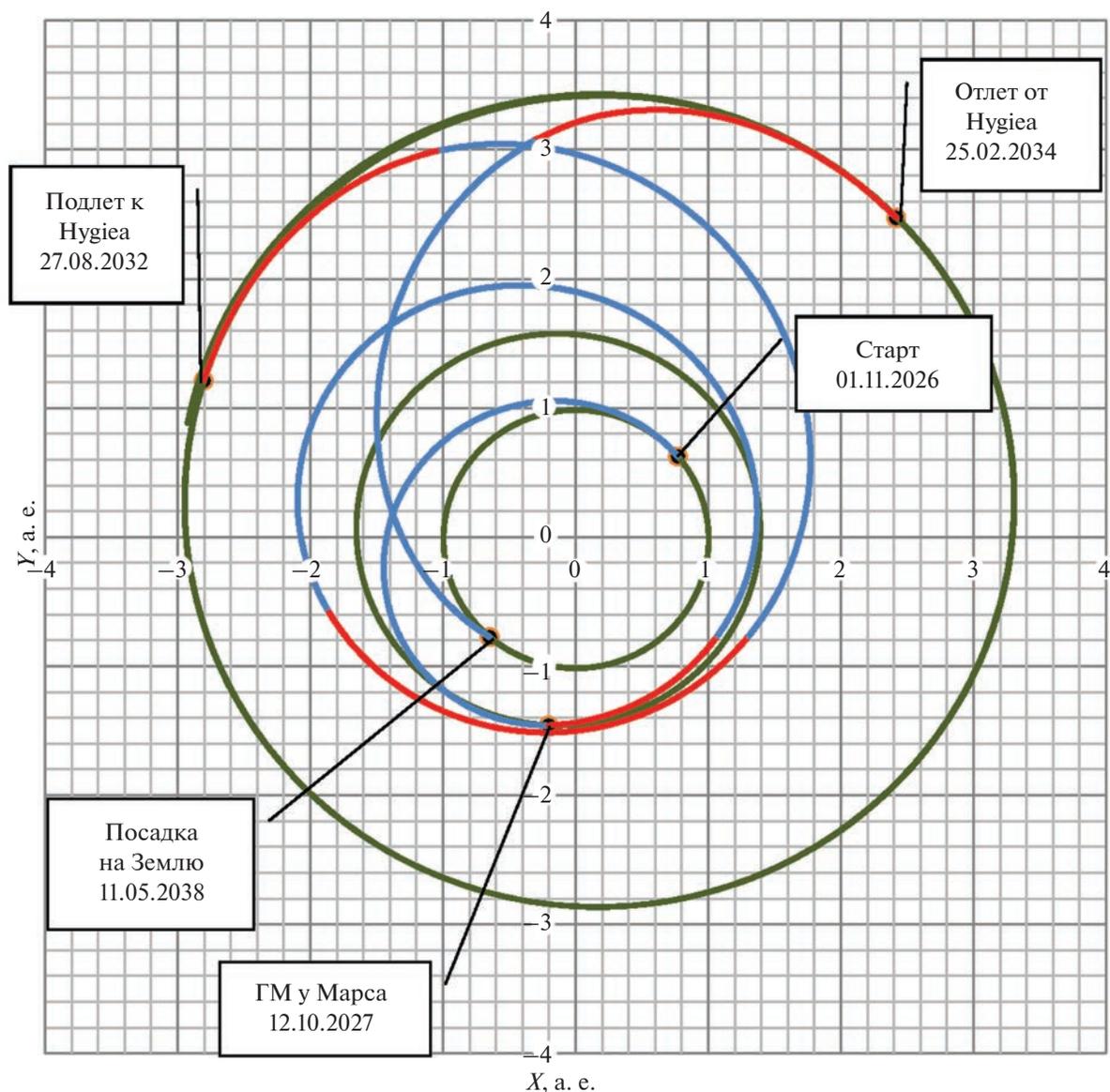
**Таблица 13.** Основные характеристики гелиоцентрического участка движения КА

Событие	Дата (Юлианская дата)	Масса КА, кг
Старт	1 ноября 2026 г. (2461 346.41912087)	1533.581
Гравитационный маневр у Марса	12 октября 2027 г. (2461 690.84337418)	1533.581
Подлет к астероиду 10 Hygiea	27 августа 2032 г. (2463471.70181934)	1188.651
Старт от астероида 10 Hygiea к Земле	25 февраля 2034 г. (2464018.78095151)	1188.651
Вход в атмосферу Земли	11 мая 2038 г. (2465 554.720941478)	982.128

ме КА-ЭРДУ (см. раздел “КА для облета...”) также рассматривается транспортно-энергетический модуль (ТЭМ), он же ядерный буксир Зевс, первый орбитальный образец которого будет готов после 2030 г. В ТЭМ маршевая двигательная установка (МДУ) состоит из блока ЭРДУ мощностью до нескольких десятков киловатт и с удельным импульсом 7000 с (Афанасьев, 2022). Энергетическим сердцем ТЭМ является ядерный реактор мощностью от 0.5 МВт, который обеспечивает электроэнергией ЭРДУ, служебную аппаратуру и полезную нагрузку.

Ядерная силовая установка с электрической мощностью 1 МВт позволит обеспечить тягу ЭРДУ до 20 Н и необходимое ускорение многотонного буксира для полета в пояс астероидов в течение нескольких месяцев. В качестве полезной нагрузки ТЭМ рассматривается несколько (пять или более) автономных взлетно-посадочных (ВП) КА-ЭРДУ с грунтозаборным (буровым) устройством и КНА для исследования с орбиты и на поверхности астероида. После достижения ядерным буксиром объекта-мишени в расчетной точке

траектории полета ВП КА отстыковывается и в автономном режиме производит коррекцию траектории, посадку на поверхность астероида, бурение и забор грунта, взлет и доставку капсулы с грунтом на Землю. Возможен и комбинированный вариант, когда ВП КА после забора грунта и старта с объекта в расчетной точке траектории полета стыкуется с ядерным буксиром, который на орбите ожидания собирает все или часть ВП КА с грунтом и доставляет их на околоземную или окололунную орбиту, откуда капсулы с грунтом доставляются на Землю. В другом сценарии после доставки ВП КА в пояс астероидов ядерный буксир может продолжить полет и доставить ВП КА для исследования и забора грунта в группе троянских астероидов Юпитера, а потом осуществить доставку КА для исследования галилеевых спутников Юпитера (Ио, Европы, Ганимеда или Каллисто). Очевидно, что разработка ядерного буксира Зевс выведет исследование и освоение Солнечной системы и дальнего космоса на новый уровень, который недоступен для современных транспортных космических систем.



**Рис. 11.** Общий вид гелиоцентрической траектории КА с доставкой вещества астероида на Землю. Красным цветом отмечены активные участки траектории КА, синим — пассивные, зеленым — орбиты Земли, Марса и астероида. Цветной рисунок доступен в электронной версии статьи.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с приоритетными научными задачами исследования малых тел Солнечной системы на современном этапе сформирован приоритетный список астероидов Главного пояса, который позволяет в зависимости от даты старта КА производить замену мишеней.

На первом этапе планируется облет и исследование нескольких околоземных астероидов, во втором этапе облет и исследование трех крупных металлических астероидов Главного пояса, и на третьем этапе планируется доставка на Землю образцов вещества с поверхности астероидов Главного пояса.

Для первого этапа разработан проектный облик малого космического аппарата массой до одной тонны, который за одну миссию смог бы исследовать с пролетной траектории несколько (5–6) выбранных околоземных астероидов. Запуск МКА планируется осуществить в качестве попутной нагрузки с другим космическим аппаратом, например, — системы Глонасс. Для второго этапа разработан проектный облик более тяжелого КА массой две тонны, который планируется запустить ракетой Союз-2.1б и разгонным блоком Фрегат-МТ к металлическим астероидам Главного пояса для их исследования с пролетной траектории. Окончательно на этом этапе цели из приоритет-

ного списка могут быть выбраны непосредственно перед запуском, исходя из баллистических условий. К примеру, среди них может быть астероид Пандора диаметром 66 км, или Гесперия диаметром 110 км, или др.

В ходе третьего этапа программы планируется запуск ракетой Союз КА-ЭРДУ к выбранному астероиду в Главном поясе, посадка на него, бурение и доставка грунта через несколько лет обратно на Землю. На третьем этапе для доставки грунта с нескольких астероидов также рассматривается ядерный буксир Зевс. Ядерный буксир может нести в качестве полезной нагрузки сразу несколько автономных взлетно-посадочных аппаратов с грунтозаборным устройством. Для оценки различных сценариев доставки грунта с поверхности астероидов на третьем этапе и выбора оптимальных проектов с учетом габаритно-весовых и баллистических характеристик, а также для разработки предложений по комплексу научной аппаратуры и грунтозаборных устройств для посадочных аппаратов в зависимости от полезной нагрузки потребуется проведение дальнейших исследований.

Отличительной чертой всех планируемых миссий станет использование в них электроракетных двигателей СПД-100ВУ производства ОКБ “Факел” (Роскосмос) в качестве главной силовой установки, или разрабатываемых и испытываемых в настоящее время более перспективных ЭРДУ, которые в исследовании дальнего космоса гораздо более эффективны и экономичны, чем химические ракетные двигатели.

При создании космических аппаратов планируется широкое использование приборов, блоков и технических решений, имеющих летную квалификацию и находящихся на завершающих стадиях наземной отработки. При создании бортовых систем будет частично применена аппаратура, разрабатываемая в настоящее время в рамках лунной программы, для обеспечения работы электроракетных двигателей планируется использовать приборы (блоки), хорошо зарекомендовавшие себя на отечественных геостационарных спутниках связи. Каждый последующий КА будет создаваться с учетом опыта изготовления и отработки предыдущего.

На заседании подсекции “Планеты и малые тела Солнечной системы” Совета РАН по космосу 19.05.2022 г., где присутствовали представители институтов РАН, АО “НПО Лавочкина” и АО “ЦНИИмаш”, этот проект был отобран и рекомендован в качестве ведущего проекта для рассмотрения на бюро Совета РАН по космосу для внесения его в Федеральную космическую программу (ФКП) на 2026–2036 гг. Если проект Одиссея-Астероиды будет внесен в новую Федеральную космическую программу на 2026–2036 гг.,

первый этап планируется реализовать в период с 2026 по 2030 гг., а второй и третий этапы с 2030 по 2036 гг. Это новый космический проект на следующее десятилетие. Оценочная стоимость в ценах 2022 г. первого этапа (эскизный проект, разработка рабочей документации, испытания макетов и опытных изделий) составляет 6.5 млрд рублей, второго этапа — 10 млрд рублей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афанасьев И.* Буксир ложится на курс // Русский космос. 2022. № 4. С. 10–15.
- Константинов М.С., Мин Тейн.* Анализ сложных схем полета к Сатурну с использованием гравитационных маневров и импульсов скорости в глубоком космосе // Электронный журнал “Тр. МАИ”. 2012. № 52. <http://trudymai.ru/published.php?ID=29458>
- Кринов Е.Л.* Основы метеоритики. 1955. М.: Гос. издат. технико-теоретической лит. 392 с.
- Понтрягин Л.С., Болтянский В.Г., Гамкрелидзе Р.В., Мищенко Е.Ф.* Математическая теория оптимальных процессов. М.: Наука, 1976. 392 с.
- Слюта Е.Н., Воропаев С.А.* Малые и планетные тела Солнечной системы. Критическая масса ледяных тел // Астрон. вестн. 1993. Т. 27. № 1. С. 71–82. (*Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Small and planetary bodies of the Solar system: The critical mass for icy bodies // Sol. Syst. Res. 1993. V. 27. № 1. P. 55–64.)
- Слюта Е.Н.* Физико-механические свойства и гравитационная деформация металлических астероидов // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 2. С. 122–140. (*Slyuta E.N.* Physicomechanical Properties and Gravitational Deformation of Metallic Asteroids // Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 2. P. 109–126.)
- Слюта Е.Н.* Форма малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 3. С. 234–256. (*Slyuta E.N.* Shape of small Solar system bodies // Sol. Syst. Res. 2014. V. 48. № 3. P. 217–238.)
- Слюта Е.Н., Воропаев С.А.* История проблемы и аналитическое решение для гравитационной деформации малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2015. Т. 49. № 2. С. 131–147. (*Slyuta E.N., Voropaev S.A.* Gravitational deformation of small bodies of the Solar system: History of the problem and its analytical solution // Sol. Syst. Res. 2015. V. 49. № 2. P. 123–138.)
- Слюта Е.Н., Высоккин В.В., Иванов В.В., Маковчук В.Ю., Назаров А.И., Погонин В.И., Роскина Е.Г., Сафронов В.В., Тацкий Л.П.* Прибор МЕТЕОР-Л на лунном орбитальном аппарате Луна-26: детектор космической пыли // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 5. С. 444–453. (*Slyuta E.N., Vysochkin V.V., Ivanov V.V., Makovchuk V.Yu., Nazarov A.I., Pogonin V.I., Roskina E.A., Safronov V.V., Tatsiy L.P.* METEOR-L device on the lunar orbital vehicle Luna-26: Space dust detector // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 5. P. 437–445.)
- Юшкова О.В., Гаврик А.Л., Марчук В.Н., Юшков В.В., Смирнов В.М., Лаптев М.А., Чернышев Б.В., Дутышев И.Н., Лебедев В.П., Медведев А.В., Петрукович А.А.* Бистатическая радиолокация в проекте Луна-Ресурс // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 4.

- C. 291–304. (Yushkova O.V., Gavrik A.L., Marchuk V.N., Yushkov V.V., Smirnov V.M., Laptev M.A., Chernyshev B.V., Dutsyhev I.N., Lebedev V.P., Medvedev A.V., Petrukovich A.A. Bistatic radar detection in the Luna-Resurs mission // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 4. P. 287–300.)
- Belton M.J.S., Veverka J., Thomas P., Hefenstein P., Simonelli D., Chapman C., Davies M.E., Greeley R., Greenberg R., Head J., Murchie S., Klaasen K., Johnson T.V., McEwen A., Morrison D., Neukum G., Fanale F., Anger C., Carr M., Pilcher C. Galileo encounter with 951 Gaspra: First pictures of an asteroid // *Science*. 1992. V. 257. P. 1647–1652.
- Belton M.J.S., Chapman C.R., Veverka J., Klaasen K.P., Harch A., Greeley R., Greenberg R., Head III J.W., McEwen A., Morrison D., Thomas P.C., Davies M.E., Carr M.H., Neukum G., Fanale F.P., Davis D.R., Anger C., Gierasch P.J., Ingersoll A.P., Pilcher C.B. First images of asteroid 243 Ida // *Science*. 1994. V. 265. P. 1543–1547.
- Baker J., Bizzarro M., Wittig N., Connelly J., Haack H. Early planetesimal melting from an age of 4.5662 Gyr for differentiated meteorites // *Nature*. 2005. V. 436. P. 1127–1131.
- Belskaya I.N., Lagerkvist C.I. Physical properties of M class asteroids // *Planet. and Space Sci.* 1996. V. 44. P. 783–794.
- Belton M.J.S., Veverka J., Thomas P., Hefenstein P., Simonelli D., Chapman C., Davies M.E., Greeley R., Greenberg R., Head J., Murchie S., Klaasen K., Johnson T.V., McEwen A., Morrison D., Neukum G., Fanale F., Anger C., Carr M., Pilcher C. Galileo encounter with 951 Gaspra: First pictures of an asteroid // *Science*. 1992. V. 257. P. 1647–1652.
- Belton M.J.S., Chapman C.R., Veverka J., Klaasen K.P., Harch A., Greeley R., Greenberg R., Head III J.W., McEwen A., Morrison D., Thomas P.C., Davies M.E., Carr M.H., Neukum G., Fanale F.P., Davis D.R., Anger C., Gierasch P.J., Ingersoll A.P., Pilcher C.B. First images of asteroid 243 Ida // *Science*. 1994. V. 265. P. 1543–1547.
- Belton M.J.S., Chapman C.R., Klaasen K.P., Harch A.P., Thomas P.C., Veverka J., McEwen A.S., Pappalardo R.T. Galileo's encounter with 243 Ida: An overview of the imaging experiment // *Icarus*. 1996. V. 120. P. 1–19.
- Bizzarro M., Baker J.A., Haack H., Lundgaard K.L. Rapid timescales for accretion and melting of differentiated planetesimals inferred from 26Al–26Mg chronometry // *Astrophys. J.* 2005. V. 632. P. L41–L44.
- Bottke W.F., Nesvorny D., Grimm R.E., Morbidelli A., O'Brien D.P. Iron meteorites as remnants of planetesimals formed in the terrestrial planet region // *Nature*. 2006. V. 439. P. 821–824.
- Britt D.T., Consolmagno G.J. The porosity of dark meteorites and the structure of low-albedo asteroids // *Icarus*. 2000. V. 146. P. 213–219.
- Burbine T.H. Forging Asteroid-Meteorite Relationships through Reflectance Spectroscopy // PhD Dissertation. Massachusetts Institute of Technology. 2000. 303 p.
- Burbine T.H., Binzel R.P. Small main-belt asteroid spectroscopic survey in the near-infrared // *Icarus*. 2002. V. 159. P. 468–499.
- Burbine T.H., McCoy T.J., Meibom A., Gladman B., Keil K. Meteoritic parent bodies: Their number and identification // *Asteroids III* / Eds: Bottke W.F., Cellino A., Paolicchi P., Binzel R. Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 653–667.
- Bus S.J., Binzel R.P. Phase II of the small main-belt asteroid spectroscopic survey: A feature-based taxonomy // *Icarus*. 2002. V. 158. P. 146–177.
- Chapman C.R. S-type asteroids, ordinary chondrites, and space weathering: The evidence from Galileo's flybys of Gaspra and Ida // *Meteoritics*. 1996. V. 31. P. 699–725.
- Chauvineau B., Mignard F., Farinella P. The lifetime of binary asteroids vs gravitational encounters and collisions // *Icarus*. 1991. V. 94. P. 299–310.
- Cheng A.F., Agrusa H.F., Barbee B.W., Meyer A.J., Farnham T.L., Raducan S.D., Richardson D.C., Dotto E., Zinzi A., Corte V.D., Statler T.S., Chesley S., Naidu S.P., Hirabayashi M., Li J.-Y., Egg S., and 69 co-authors. Momentum transfer from the DART mission kinetic impact on asteroid Dimorphos // *Nature*. 2023. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-05878-z>
- CNEOS <https://cneos.jpl.nasa.gov/about/cneos.html>.
- CNEOS JPL Discovery Statistics. 2023. <https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/size.html>.
- CNEOS JPL NEO Groups. 2023. [https://cneos.jpl.nasa.gov/about/neo\\_groups.html](https://cneos.jpl.nasa.gov/about/neo_groups.html).
- Coradini A., Capaccioni F., Erard S., Arnold G., De Sanctis M.C., Filacchione G., Tosi F., Barucci M.A., Capria M.T., Ammannito E., and 39 co-authors. The surface composition and temperature of asteroid 21 Lutetia as observed by ROSETTA/VIRTIS // *Science*. 2011. V. 334(6055). P. 492–494.
- Daly R.T., Ernst C.M., Barnouin O.S., Chabot N.L., Rivkin A.S., Cheng A.F., Adams E.Y., Agrusa H.F., Abel E.D., Alford A.L., and 91 co-authors. Successful kinetic impact into an asteroid for planetary defense // *Nature*. 2023. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-05810-5>
- De Sanctis M.C., Coradini A., Ammannito E., Filacchione G., Capria M.T., Fonte S., Magni G., Barbis A., Bini A., Dami M., Fikai-Veltroni I., Preti G., and VIR Team. The VIR spectrometer // *Space Sci. Rev.* 2011. V. 163. P. 329–369.
- Fish R.A., Goles G.G., Anders E. The record in the meteorites. III. On the development of meteorites in asteroidal bodies // *Astrophys. J.* 1960. V. 132. P. 243–258.
- Fornasier S., Clark B.E., Dotto E. Spectroscopic survey of X-type asteroids // *Icarus*. 2011. V. 214. P. 131–146.
- Fujiwara A., Kawaguchi J., Yeomans D.K., Abe M., Mukai T., Okada T., Saito J., Yano H., Yoshikawa M., Scheeres D.J., Barnouin-Jha O., Cheng A.F., Demura H., Gaskell R.W., Hirata N., Ikeda H., Kominato T., Miyamoto H., Nakamura A.M., Nakamura R., Sasaki S., Uesugi K. The rubble-pile asteroid Itokawa as observed by Hayabusa // *Science*. 2006. V. 312. P. 1330–1334.
- Goldstein J.I., Short J.M. The iron meteorites, their thermal history and parent bodies // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. P. 1733–1770.
- Gordon R.B. Mechanical properties of iron meteorites and the structure of their parent planets // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 439–447.

- Graykowski A., Lambert R.A., Marchis F. Cazeneuve D., Dalba P.A., Esposito T.M., Peluso D.C., Sgro L.A., Blaclard G., Borot A., Malvache A., Marfisi L., Powell T.M. and 31 co-authors. Light curves and colors of the ejecta from Dimorphos after the DART impact // *Nature*. 2023. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-05852-9>
- Hayes-Gehrke M., Khan Raiden, Shijia Liao, Siegel Tucker, Vincent Jorin, DeBoy Stephen, Guenterberg Evan, Hamilton Drew, Hopkins Brain, Katz Ilan, Sargent Robert, Storey Cameron, Zhang Gary, Brincaat Stephen M., Mifsud Martin. Lightcurve analysis of asteroid 2685 Masursky // *Minor Planet Bull.* 2023. V. 50. № 1. P. 11.
- Hillier J.K., Bauer J.M., Buratti B.J. Photometric modeling of asteroid 5535 Annefrank from Stardust observations // *Icarus*. 2011. V. 211. P. 546–552.
- IAU Minor Planet Center. 2023. <https://www.minorplanet-center.net/>
- Jorda L., Lamy P.L., Gaskell R.W., Kaasalainen M., Groussin O., Besse S., Fauray G. Asteroid (2867) Steins: Shape, topography and global physical properties from OSIRIS observations // *Icarus*. 2012. V. 221. P. 1089–1100.
- Kleine T., Mezger K., Palme H., Scherer E. Tungsten isotopes provide evidence that core formation in some asteroids predates the accretion of chondrite parent bodies // 36th Lunar and Planet. Sci. Conf., Houston. 2005. Abstract #1431.
- Lauretta D.S., Della Giustina D.N., Bennett C.A., Golish D.R., Becker K.J., Balram-Knutson S.S., Barnouin O.S., Becker T.L., Bottke W.F., Boynton W.V., Campins H., Clark B.E., Connolly H.C. Jr, Drouot d'Aubigny C.Y., Dworkin J.P., Emery J.P., Enos H.L., Hamilton V.E., Hergenrother C.W., Howell E.S., Izawa M.R.M., Kaplan H.H., Nolan M.C., Rizk B., Roper H.L., Scheeres D.J., Smith P.H., Walsh K.J., Wolner C.W.V., and The OSIRIS-REx Team. The unexpected surface of asteroid (101955) Bennu // *Nature*. 2019. V. 568. P. 55–60.
- Lohr D.A., Zanetti L.J., Anderson B.J., Potemra T.A., Hayes J.R., Gold R.E., Henshaw R.M., Mobley F.F., Holland D.B., Acuña M.H., Scheifele J.L. NEAR Magnetic Field Investigation, Instrumentation, Spacecraft Magnetism and Data Access // *Space Sci. Rev.* 1997. V. 82. P. 255–281.
- Lovering J.F. Differentiation in the iron-nickel core of a parent meteorite body // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1957. V. 12. P. 238–252.
- Lupishko D.F., Belskaya I.N. On the surface composition of the M-type asteroids // *Icarus*. 1989. V. 78. P. 395–401.
- Marchi S., Raponi A., Prettyman T.H., De Sanctis M.C., Castillo-Rogez J., Raymond C.A., Ammannito E., Bowling T., Ciarniello M., Kaplan H., Palomba E., Russell C.T., Vinogradoff V., Yamashita N. An aqueously altered carbon-rich Ceres // *Nature Astron.* 2019. V. 3. P. 140–145.
- Markowski A., Quitté G., Kleine T., Halliday A.N. Tungsten isotopic constraints on the formation and evolution of iron meteorite parent bodies // 36th Lunar and Planet. Sci. Conf., Houston, 2005. Abstract #1308.
- Morbidelli A., Bottke Jr W.F., Froeschlé Ch., Michel P. Origin and evolution of Near-Earth Objects // *Asteroids III* / Eds: Bottke W.F., Jr.). Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P. 409–422.
- More J.J., Sorensen D.C., Hillstro K.E., Garbow B.S. The MINPACK project // *Sources Dev. Math. Softw.* 1984. P. 88–111.
- Morota T., Sugita S., Cho Y., Kanamaru M., Tatsumi E., Sakatani N., Honda R., Hirata N., Kikuchi H., Yamada M. and 85 co-authors. Sample collection from asteroid (162173) Ryugu by Hayabusa2: Implications for surface evolution // *Science*. 2020. V. 368. P. 654–659.
- Mothe-Diniz T., Carvano J.M., Lazzaro D. Distribution of taxonomic classes in the main belt of asteroids // *Icarus*. 2003. V. 162. P. 10–21.
- Nakamura T., Noguchi T., Tanaka M., Zolensky M.E., Kimura M., Tsuchiyama A., Nakato A., Ogami T., Ishida H., Uesugi M., Yada T., Shirai K., Fujimura A., Okazaki R., Sandford S.A., Ishibashi Y., Abe M., Okada T., Ueno M., Mukai T., Yoshikawa M., Kawaguchi J. Itokawa dust particles: A direct link between S-type asteroids and ordinary chondrites // *Science*. 2011. V. 333. P. 1113–1116.
- Naraoka H., Takano Y., Dworkin J.P. Oba Y., Hamase K., Furusho A., Ogawa N.O., Hashiguchi M., Fukushima K., Aoki D., and 105 co-authors. Soluble organic molecules in samples of the carbonaceous asteroid (162173) Ryugu // *Science*. 2023. V. 379(6634). <https://doi.org/10.1126/science.abn9033>
- Noguchi T., Nakamura T., Kimura M., Zolensky M.E., Tanaka M., Hashimoto T., Konno M., Nakato A., Ogami T., Fujimura A., Abe M., Yada T., Mukai T., Ueno M., Okada T., Shirai K., Ishibashi Y., Okazaki R. Incipient space weathering observed on the surface of Itokawa dust particles // *Science*. 2011. V. 333. P. 1121–1125.
- Oba Y., Koga T., Takano Y. Ogawa N. O., Ohkouchi N., Sasaki K., Sato H., Glavin D. P., Dworkin J. P., Naraoka H., and 22 co-authors and Hayabusa2-initial analysis SOM team. Uracil in the carbonaceous asteroid (162173) Ryugu // *Nature Commun.* 2023. V. 14. P. 1292. <https://doi.org/10.1038/s41467-023-36904-3>
- Russell C.T., Raymond C.A., Coradini A., McSween H.Y., Zuber M.T., Nathues A., De Sanctis M.C., Jaumann R., Konopliv A.S., Preusker F., Asmar S.W., Park R.S., Gaskell R., Keller H.U., Mottola S., Roatsch T., Scully J.E.C., Smith D.E., Tricarico P., Toplis M.J., Christensen U.R., Feldman W.C., Lawrence D.J., McCoy T.J., Prettyman T.H., Reedy R.C., Sykes M.E., Titus T.N. Dawn at Vesta testing the protoplanetary paradigm // *Science*. 2012. V. 336. P. 684–686.
- Russell C.T., Raymond C.A., Ammannito E., Buczkowski D.L., De Sanctis M.C., Hiesinger H., Jaumann R., Konopliv A.S., McSween H.Y., Nathues A., Park R.S., Pieters C.M., Prettyman T.H., McCord T.B., McFadden L.A., Mottola S., Zuber M.T., Joy S.P., Polanskey C., Rayman M.D., Castillo-Rogez J.C., Chi P.J., Combe J.P., Ermakov A., Fu R.R., Hoffmann M., Jia Y.D., King S.D., Lawrence D.J., Li J.Y., Marchi S., Preusker F., Roatsch T., Ruesch O., Schenk P., Villarreal M.N., Yamashita N. Dawn arrives at Ceres: Exploration of a small volatile-rich world // *Science*. 2016. V. 353. P. 1008–1010.
- Roatsch Th., Kersten E., Matz K.-D., Preusker F., Scholten F., Jaumann R., Raymond C.A., Russell C.T. High resolution Vesta High Altitude Mapping Orbit (HAMO) atlas derived from Dawn framing camera images // *Planet. and Space Sci.* 2012. V. 73. P. 283–286.

- Roatsch Th., Kersten E., Matz K.-D., Preusker F., Jaumann R., Raymond C.A., Russell C.T. High-resolution Vesta Low Altitude Mapping Orbit atlas derived from Dawn framing camera images // *Planet. and Space Sci.* 2013. V. 85. P. 293–298.
- Scott E.R.D., Wasson J.T. Classification and properties of iron meteorites // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1975. V. 13. P. 527–546.
- Scott E.R.D. Primary fractionation of elements among iron meteorites // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1978. V. 42. P. 1447–1458.
- Shepard M.K., Clark B.E., Ockert-Bell M., Nolan M.C., Howell E.S., Magri C., Giorgini J.D., Benner L.A.M., Ostro S.J., Harris A.W., Warner B.D., Stephens R.D., Mueller M. A radar survey of M- and X-class asteroids. II. Summary and synthesis // *Icarus.* 2010. V. 208. P. 221–237.
- Sierks H., Keller H.-U., Jaumann R., Michalik H., Behnke T., Bubenhausen F., Büttner I., Carsenty U., Christensen U., Enge R., Fiethe B., Gutierrez Marques P., Hartwig H., Krüger H., Kühne W., Maue T., Mottola S., Nathues A., Reiche K.-U., Richards M.L., Roatsch T., Schröder S.E., Szemeréy I., Tschneitscher M. The Dawn Framing Camera // *Space Sci. Rev.* 2011. V. 163. P. 263–327.
- Simon A.A., Kaplan H.H., Hamilton V.E., Lauretta D.S., Campins H., Emery J.P., Barucci M.A., DellaGiustina D.N., Reuter D.C., Sandford S.A., Golish D.R., Lim L.F., Ryan A., Rozitis B., Bennett C.A. Widespread carbon-bearing materials on near-Earth asteroid (101955) Bennu // *Science.* 2020. V. 370(6517). P. 1–8.
- Slyuta E.N., Voropaev S.A. Gravitational deformation in shaping asteroids and small satellites // *Icarus.* 1997. V. 129. P. 401–414.
- Soderblom L.A., Boice D.C., Britt D., Brown R.H., Buratti B.J., Hicks J., Hillier M., Lee R., Meier R., Nelson J., Oberst T., Owen A., Rivkin W., Sandel A., Stern N., Thomas R., Yelle V.R. Deep Space 1 MICAS observations of 9969 Braille // *Bull. Astron. Soc.* 1999. V. 31. № 4. P. 1127. id. 34.03.
- Tachibana S., Abe M., Arakawa M., Fujimoto M., Iijima Y., Ishiguro M., Kitazato K., Kobayashi N., Namiki N., Okada T., Okazaki R., Sawada H., Sugita S., Takano Y., Tanaka S., Watanabe S., Yoshikawa M., Kuninaka H. The Hayabusa2 Project team. Hayabusa2: Scientific importance of samples returned from C-type near-Earth asteroid (162173) 1999 JU3 // *Geochem. J.* 2014. V. 48(6). P. 571–587.
- Tholen D.J. Asteroid taxonomic classifications // *Asteroids II* / Eds: Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 1139–1150.
- Tholen D.J., Barucci M.A. Asteroids taxonomy // *Asteroids II* / Eds: Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 298–315.
- Thomas C.A., Naidu S.P., Scheirich P., Moskovitz N. A., Pravec P., Chesley S. R., Rivkin A. S., Osip D. J., Lister T. A., Benner L.A.M., Brožović M., and 38 co-authors. Orbital period change of Dimorphos due to the DART kinetic impact // *Nature.* 2023. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-05805-2>
- Trombka J.I., Squyres S.W., Brückner J., Boynton W.V., Reedy R.C., McCoy T.J., Gorenstein P., Evans L.G., Arnold J.R., Starr R.D., Nittler L.R., Murphy M.E., Mikheeva I., McNutt R.L., McClanahan T.P., McCartney E., Goldsten J.O., Gold R.E., Floyd S.R., Clark P.E., Burbine T.H., Bhangoo J.S., Bailey S.H., Petaev M. The elemental composition of Asteroid 433 Eros: Results of the NEAR-Shoemaker X-ray spectrometer // *Science.* 2000. V. 289. P. 2101–2105.
- Veverka J., Thomas P., Harch A., Clark B., Bell III J.F., Carcich B., Joseph J., Chapman C., Merline W., Robinson M., Malin M., McFadden L.A., Murchie S., Hawkins III S.E., Farquhar R., Izenberg N., Cheng A. NEAR's flyby of 253 Mathilde: Images of a C asteroid // *Science.* 1997. V. 278. P. 2109–2114.
- Veverka J., Thomas P.C., Bell III J.F., Bell M., Carcich B., Clark B., Harch A., Joseph J., Martin P., Robinson M., Murchie S., Izenberg N., Hawkins E., Warren J., Farquhar R., Cheng A., Dunham D., Chapman C., Merline W.J., McFadden L., Wellnitz D., Malin M., Owen W.M., Jr., Miller J.K., Williams B.G., Yeomans D.K. Imaging of asteroid 433 Eros during NEAR's flyby reconnaissance // *Science.* 1999. V. 285. P. 562–564.
- Veverka J., Farquhar B., Robinson M., Thomas P., Murchie S., Harch A., Antreasian P.G., Chesley S.R., Miller J.K., Owen W.M., Jr., Williams B.G., Yeomans D., Dunham D., Heyler G., Holdridge M., Nelson R.L., Whittenburg K.E., Ray J.C., Carcich B., Cheng A., Chapman C., Bell III J.F., Bell M., Bussey B., Clark B., Domingue D., Gaffey M.J., Hawkins E., Izenberg N., Joseph J., Kirk R., Lucey P., Malin M., McFadden L., Merlinek W.J., Peterson C., Prockter L., Warren J., Wellnitz D. The landing of the NEAR-Shoemaker spacecraft on asteroid 433 Eros // *Nature.* 2001. V. 413. P. 390–393.
- Wasserburg G.J., Sanz H.G., Bence A.E. Potassium-feldspar phenocrysts in the surface of Colomera, an iron meteorite // *Science.* 1968. V. 161. P. 684–687.
- Wasson J.T. The chemical classification of iron meteorites. 1. A study of iron meteorites with low concentrations of gallium and germanium // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1967. V. 31. P. 161–175.
- Wasson J.T., Kimberlin J. The chemical classification of iron meteorites. 2. Irons and pallasites with germanium concentrations between 8 and 100 ppm // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1967. V. 31. P. 2065–2077.
- Wasson J.T. The chemical classification of iron meteorites. 3. Hexahedrites and other irons with germanium concentrations between 80 and 200 ppm // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1969. V. 55. P. 859–874.
- Wasson J.T. The chemical classification of iron meteorites. 4. Irons with Ge concentrations greater than 190 ppm and other meteorites associated with group I // *Icarus.* 1970a. V. 12. P. 407–423.
- Wasson J.T. Ni, Ga, Ge and Ir in the metal of iron meteorites with silicate inclusions // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1970b. V. 34. P. 957–969.
- Wasson J.T., Schaudy R. The chemical classification of iron meteorites. 5. Groups IIIc and III d and other irons with germanium concentrations between 1 and 25 ppm // *Icarus.* 1971. V. 14. P. 59–70.
- Wasson J.T. Meteorites: Classification and properties // *Minerals and Rocks* V. 10. New York: Springer-Verlag New York Inc., 1974. 327 p.
- Watanabe S., Hirabayashi M., Hirata N., Hirata Na., Noguchi R., Shimaki Y., Ikeda H., Tatsumi E., Yoshikawa M.,

- Kikuchi S., and 78 co-authors.* Hayabusa2 arrives at the carbonaceous asteroid 162173 Ryugu – A spinning top-shaped rubble pile // *Science*. 2019. V. 364. P. 268–272.
- Williams D.A., Buczkowski D.L., Mest S.C., Scully J.E.C., Platz T., Kneissl T.* Introduction: The geologic mapping of Ceres // *Icarus*. 2018. V. 316. P. 1–13.
- Yabuta H., Cody G.D., Engrand C., Kebukawa Y., De Gregorio B., Bona L., Remusat L., Stroud R., Quirico E., Nittler L., and 120 co-authors.* Macromolecular organic matter in samples of the asteroid (162173) Ryugu // *Science*. 2023. V. 379(6634).  
<https://doi.org/10.1126/science.abn9057>
- Yokoyama T., Nagashima K., Nakai I. Young E. D., Abe Y., Aléon J., Alexander C. M. O'D., Amari S., Amelin Y., Bajor K., and 139 co-authors.* Samples returned from the asteroid Ryugu are similar to Ivuna-type carbonaceous meteorites // *Science*. 2023. V. 379(6634).  
<https://doi.org/10.1126/science.abn7850>
- Zheng C., Ping J., Wang M.* Hierarchical classification for the topography analysis of asteroid (4179) Toutatis from the Chang'E-2 images // *Icarus*. 2016. V. 278. P. 119–127.
- Zuber M.T., Smith D.E., Cheng A.F., Garvin J.B., Aharonson O., Cole T.D., Dunn P.J., Guo Y., Lemoine F.G., Neumann G.A., Rowlands D.D., Torrence M.H.* The shape of 433 Eros from the NEAR-Shoemaker laser rangefinder // *Science*. 2000. V. 289. P. 2097–2101.

УДК 523.68-36

## ОСОБЕННОСТИ ДЕГАЗАЦИИ УГЛИСТОГО ХОНДРИТА MURCHISON (CM2) В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 200–800°C

© 2023 г. С. А. Воропаев<sup>а</sup>\*, Н. В. Душенко<sup>а</sup>, В. С. Федулов<sup>а</sup>, А. В. Корочанцев<sup>а</sup>

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

\*e-mail: voropaev@geokhi.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 02.04.2023 г.

Изучена дегазация вещества углистого хондрита Murchison (тип CM2) на специально сконструированной для этих задач установке. Представлены результаты экспериментальных исследований по ступенчатому нагреву (без накопления газов) и изотермическому отжигу образцов метеорита с определением состава выделяемых газов методами газовой хроматографии в интервале температур от 200 до 800°C. Для учета сорбированной воды дополнительно изучена дегазация при 50 и 110°C. Получены ИК-спектры метеорита Murchison после отжига при разных температурах, и на их основе прослежен ход тепловой деструкции. Проведено сравнение с результатами дегазации обыкновенного хондрита Челябинск (тип LL5) и показано существенное увеличение выделения углеродсодержащих газов для метеорита Murchison.

**Ключевые слова:** метеориты, дегазация, углистые хондриты, Murchison, Луна, углерод, ресурсы

**DOI:** 10.31857/S0320930X23050067, **EDN:** OLCOBQ

### ВВЕДЕНИЕ

Углистые хондриты выделяются в отдельный метеоритный класс на основе нескольких хорошо установленных критериев (Mason, 1963). Самым важным среди них является то, что в отличие от других метеоритов, которые также могут содержать много углерода, в углистых хондритах он присутствует в форме органических соединений. В них обнаружен почти весь спектр углеродистых веществ, известных на Земле. В углистых хондритах найдены алифатические и ароматические углеводороды, карбоксильные кислоты, спирты и карбонильные соединения, производные формальдегида: этиленгликоль, глицериновая кислота, дигидроксиацетон, амины и даже аминокислоты (Engel, Marko, 1997). Наконец, помимо этих легко извлекаемых соединений с низким молекулярным весом основная часть углерода этих метеоритов находится в форме нерастворимого макромолекулярного вещества неопределенной структуры. В зависимости от типа углистых хондритов, т.е. CI, CM, CV и др., это нерастворимое вещество может составлять от примерно 70% до практически всего метеоритного углерода (Hayes, 1967). Атомное отношение C/(C + H + N + O) для нерастворимого органического вещества метеорита Orgueil (тип CI1) равно 0.505, а для хондрита Murchison (тип CM2) – 0.53.

Органические соединения в углистых хондритах не имеют ничего общего с живой материей. Ни одно из этих веществ не проявляет оптической активности. Все они существенно обогащены изотопами <sup>13</sup>C и <sup>15</sup>N по сравнению с земными биогенными аналогами (Epstein и др., 1987). Большинство ученых склоняется к тому, что часть этих веществ была синтезирована в солнечной небуле и/или в межзвездной среде. В качестве моделей происходивших там процессов предлагаются реакции Фишера–Тропша, пиролиз и ионно-молекулярные реакции. Затем эти первичные соединения видоизменялись в процессах водного и теплового преобразований. Не последнюю роль тут сыграло и прохождение ударных волн. Было показано, что ударное нагревание газовых смесей (CH<sub>4</sub> + NH<sub>3</sub> + H<sub>2</sub>O) в лабораторных условиях дает высокий выход аминокислот (Bar-Nun, Shaviv, 1975), а ударное воздействие на CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub> приводит к синтезу легких углеводородов (Sugisaki и др., 1994). Из бензола при небольших ударных давлениях (до 0.6 ГПа) были получены полициклические ароматические углеводороды (ПАУВ) с атомными весами, охватывающими диапазон от 128 (нафталин) до 306 (тетрафенил). Подобными весами обладает большинство видов ПАУВ, зарегистрированных в углистых хондритах и частицах межпланетной пыли. Более того, количественные соотношения некоторых структурных изомер-

ров ПАУВ, образовавшихся из бензола при ударной нагрузке, приблизительно соответствовали отношениям, обнаруженным в метеорите Murchison (Mimura, 1995).

Летучие элементы, которыми так богаты углистые хондриты и кометы, могли высвобождаться во время ударов метеоритов о Землю и входить в формирующуюся атмосферу нашей планеты. Например, хондриты группы CI содержат порядка 2.7–4.5 мас. % углерода, 0.12–0.18 мас. % азота и 0.6–0.8 мас. % водорода, что соответствует содержанию в метеорите 5–7 мас. % воды (Hayes, 1967; Napon и др., 1998). В пользу гипотезы, что углерод и вода в верхней оболочке Земли происходят из источника, аналогичного веществу углистых хондритов, может свидетельствовать и изотопный состав углерода и других элементов углистых хондритов (Галимов и др., 1982; Turekjan, Clark, 1996). С метеоритами на Землю могли доставляться и некоторые предбиологические молекулы. В углистых хондритах зарегистрировано более пятидесяти аминокислот. В метеорите Murchison (CM2) обнаружены аланин, глутаминовая кислота, аспарагиновая кислота; в углистых метеоритах Orgueil (CI1), Murchison (CM2) и Murray (CM2) обнаружен аденин. При этом концентрация аминокислот в метеоритах может достигать 0.006% по массе (Shock, Schulte, 1990).

Тем не менее, несмотря на особый интерес к внеземной органике углистых хондритов, общий весовой вклад ее в веществе незначителен. Так, для Murchison была определена следующая концентрация органических соединений по категориям (Botta, Vada, 2002): аминокислоты – 17–60 ppm; алифатические углеводороды  $\approx$  35 ppm; ароматические углеводороды – 3319 ppm; карбоновые кислоты  $\approx$  300 ppm; сульфокислоты – 68 ppm; спирты, гидрокарбоновые и фосфононовые кислоты  $\approx$  2–10 ppm. Основную массу вещества составляют преобразованные филлосиликаты, силикатные хондры в матрице мелкодисперсной пыли и вторичные минералы, такие как доломит, магнетит и сульфиды (Zolensky и др., 1993; Venedix и др., 2003). Данный состав в силу его рыхлости обуславливает слабую прочность, и, большей частью, углистые хондриты при прохождении плотных атмосфер планет земной группы разрушались и сгорали, выделяя летучие соединения. Впоследствии химическое выветривание изверженных пород газами первичной атмосферы фиксировало летучие в метаморфизованных породах. По всей видимости, другой механизм переноса работал при аккреции и более позднем выпадении углистых хондритов на раннюю Луну, обладавшую слабой транзитной атмосферой. Большинство астероидов достигало лунной поверхности не разрушаясь, вещество углистых хондритов при ударе испарялось и/или дегазиро-

вало, после чего сорбировалось частицами пыли и осаждалось на поверхность.

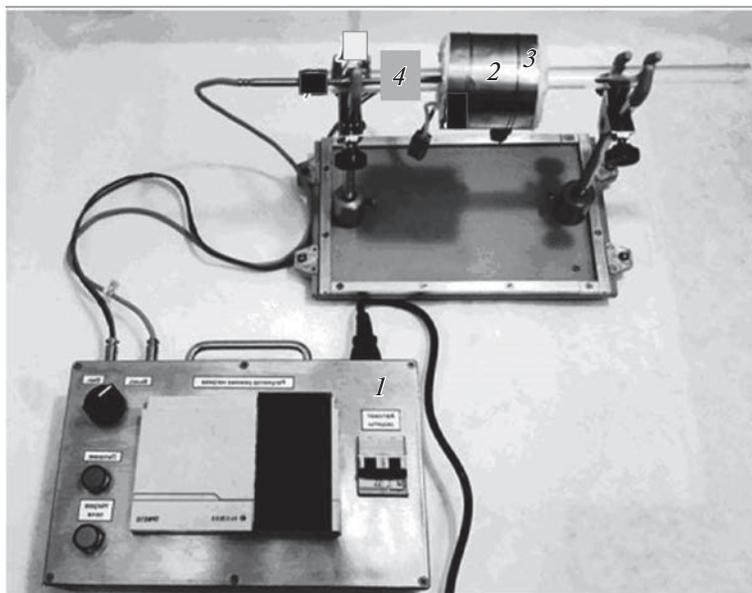
В связи с этим мы хотим провести серию экспериментов по дегазации углистых хондритов различных типов (CM, CV и CO), используя наработки, сделанные при исследовании обыкновенных хондритов (Маров и др., 2019). Выбранные типы метеоритов хорошо изучены и характеризуются разной степенью теплового и гидротермального преобразования их родительских тел. Сравнение минералогического состава, особенностей происхождения и продуктов дегазации углистых хондритов позволит лучше оценить общий состав и формы нахождения летучих в лунном реголите.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕГАЗАЦИИ

Несмотря на обилие расчетных моделей, непосредственно экспериментальных попыток воспроизвести дегазацию внеземного вещества при нагреве имеется достаточно скромное количество. В частности, это, конечно, связано с трудностью метеоритного вещества для деструктивных экспериментов и методов анализа. Из подобных исследований можно выделить работу (Gooding, Muenow, 1977), в которой производился нагрев образца метеорита Holbrook класса H6, с выделением CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CO, Ar, He, N<sub>2</sub>, S<sub>2</sub> и низкомолекулярных углеводородов (C<sub>6–7</sub>). Нагрев до 1300°C проводился в ячейке Кнудсена с пониженным давлением при постоянном мониторинге состава летучих компонентов на масс-спектрометре. Аналогичным образом в работе (Muenow и др., 1995) были нагреты несколько образцов обыкновенных хондритов (типы L3, LL3 и H3) до температуры 1300°C. Среди выделившихся летучих компонентов были установлены H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, CO, CO<sub>2</sub> и др.

Дегазация углистого хондрита Murchison (CM2) использовалась при калибровке пиролитического масс-спектрометра VAPoR (NASA) для анализа *in situ* летучих в лунном реголите (Kate, Richardson, 2010). Нагрев до 1400°C проводился в ячейке Кнудсена в вакууме с анализом состава газов на масс-спектрометре, количество оценивалось косвенно по измерениям их парциальных давлений. Данный подход, наряду с очевидными преимуществами (изучение изотопного состава), содержит и существенные недостатки – в частности, невозможность разделить соединения с одинаковыми молекулярными массами, например, CO и N<sub>2</sub>. Высокие температуры использовались для выделения кислорода и благородных газов из силикатов, что было показано на лунных образцах, доставленных КА Apollo-16.

Для точного анализа дегазации метеоритов лучше воспользоваться методами газовой хрома-



**Рис. 1.** Общий вид прибора: 1 – электронный блок управления; 2 – индукционный нагреватель (печь); 3 – защитный диск из теплоизоляционной ваты; 4 – кварцевая лодочка с загружаемым образцом.

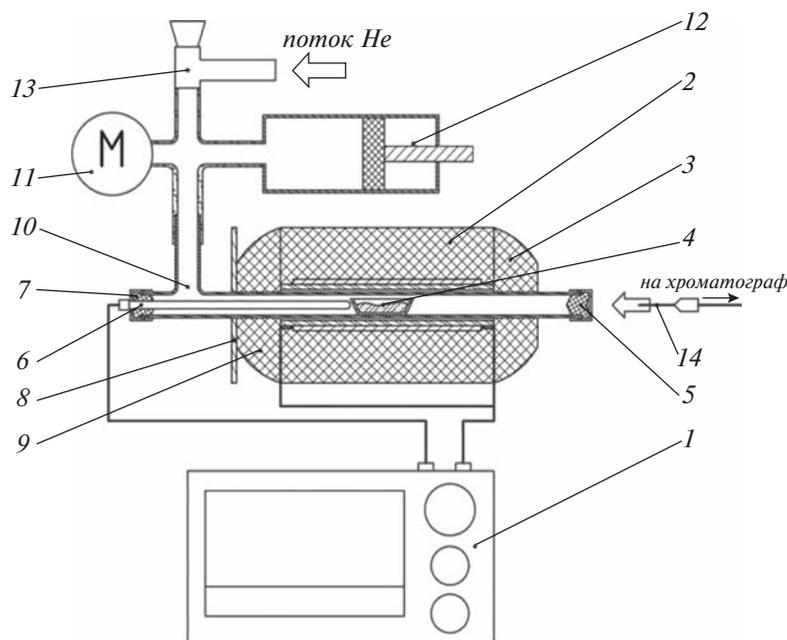
тографии с пиролитической приставкой. В основном используется ступенчатый нагрев одной навески с дискретным повышением температуры от 100 до 1300°C и задержкой 20–30 мин на каждом этапе (Mortimer и др., 2015; Верховский, 2017). Предварительный отжиг или иная очистка вещества, как правило, не проводится. Полагается, что газы, выделяющиеся в интервале температур 50–150°C, содержат все земные загрязнения как слабо связанные и легко десорбируемые. При этом, в случае протекания обратимых химических реакций, на ранних стадиях нагрева возможно отложение химически устойчивых соединений (например, сажи) с их последующим разложением при более высоких температурах. Все это затрудняет корректную оценку содержания газов и кинетики их выделения.

Для устранения отмеченных недостатков мы использовали как изотермический отжиг навесок перемолотого и высушенного вещества Murchison (при температурах 200, 500 и 800°C), так и ступенчатый нагрев при температурах от 50 до 800°C без накопления газов. Для изучения дегазации был сконструирован специальный прибор (Стенников и др., 2019), внешний вид показан на рис. 1. Подготовленный порошок хранился в эксикаторе, чтобы избежать дополнительной сорбции атмосферной воды и газов. В случае изотермического нагрева проба вещества дополнительно прокаливается длительное время (до двух часов) при температуре 100°C, с продувкой гелием и контролем состава отходящих газов на газовом хроматографе – до исчезновения примесей земного воздуха. Впервые такой метод был нами успешно опробо-

ван для исследования дегазации метеоритов Челябинск (LL5), Aba Panu (L3) и других обыкновенных хондритов типов LL, L и H, соответственно (Маров и др., 2019). В случае ступенчатого нагрева высушенная измельченная проба бралась непосредственно из эксикатора, без дополнительной начальной продувки. Максимальная температура нагрева в обоих случаях была 800°C, так как при более высоких температурах азот начинает реагировать с водородом и происходит спекание частиц, что затрудняет интерпретацию результатов измерений.

Прибор разработан для прокаливания небольшого объема вещества в цельном реакторе из кварцевого стекла, детальная принципиальная схема представлена на рис. 2. Для создания инертной атмосферы используется гелий, который также используется на хроматографе для собственной очистки между анализами проб. Перед проведением эксперимента реактор предварительно прогревается и продувается гелием.

Измельченный образец метеорита в кварцевой лодочке (4) объемом 3 мл помещается в реактор объемом 80 мл в центр нагревателя (2), затем система запирается вакуумной пробкой из резины (5), которая позволяет без нарушения герметичности вводить иглу газоплотного шприца (14). Закрытая система затем продувается гелием до исчезновения следов атмосферных газов, что проверялось периодическим отбором газов через шприц с помощью хроматографа и занимало около трех часов. Подача гелия на вакуумный натекаль (13) из баллона осуществляется через редуктор и регулируется таким образом, чтобы давление внутри си-



**Рис. 2.** Принципиальная схема прибора: 1 – электронный блок управления; 2 – индукционный нагреватель (печь); 3, 9 – защитный диск из теплоизоляционной ваты МКРР; 4 – кварцевая лодочка с загружаемым образцом; 5, 7 – вакуумная пробка из резины со стопором для отбора газа; 6 – термопара; 8 – теплоотражающий экран; 10 – основное тело кварцевого реактора; 11 – манометр; 12 – резервуар для выравнивания давления в замкнутом контуре с поршнем; 13 – вакуумный накататель; 14 – игла газоплотного шприца.

стемы примерно равнялось атмосферному ( $1.1 \pm 0.1$  бар), что регистрируется по манометру (11). После того, как система оказывается очищенной от атмосферных газов и установлен фон, осуществляется нагрев образца до необходимой температуры. Скорость нагрева регулировалась с помощью блока управления (1) и составляла  $4.5^\circ\text{C}/\text{с}$ ; температура внутри системы определялась термопарой из устойчивого к окислению при высоких температурах сплава Nicobell D (6), находящейся в непосредственной близости рядом с кварцевой лодочкой. Благодаря высокой скорости нагрева, система доводилась до требуемой температуры не более чем за 3 мин.

После установления требуемого температурного режима к системе подсоединяется игла газоплотного шприца и происходит отбор газов (объем 500 мкл) либо через 15 мин (изотермический нагрев), либо через 30 мин (ступенчатый нагрев). Интервалы между отборами газов обусловлены скоростью работы хроматографа: 9 мин занимает время анализа и 6 мин – очистка хроматографа и подготовка к следующему анализу. В процессе ступенчатого нагрева отбор газов производится в конце интервала при фиксированной температуре, перед каждым последующим повышением температуры реактор полностью продувался гелием. В итоге, было получено 9 точек со значениями концентраций газов, выделенных порошком Murchison за 30 мин при фиксированной темпе-

ратуре, без накопления. Несмотря на то, что в реакторе создавалась атмосфера гелия без примесей, отбор газов через газоплотный шприц все же приносит некоторое загрязнение, так как атмосферный воздух в небольшом количестве находится в самой игле. Это было учтено во время градуировки хроматографа и при обработке результатов.

Анализ состава летучих компонентов происходил на газовом хроматографе “Кристал-Люкс 4000М”, который позволяет определять содержание веществ с точностью до миллионных долей (ppm) при установленной градуировке прибора. Использовались: капиллярная колонка HP-PLLOT/Q 30 м  $\times$  0.537 мм  $\times$  40.0 мкм (ПФД, ДТП-2); колонка СаА, молекулярные сита 2 м  $\times$  3 мм  $\times$  0.25–0.177 мм (ДТП-1); газ-носитель – гелий; давление на входе в колонку 1 атм., сброс – 5 мл/мин, поддув в детекторы – 20 мл/мин, температура испарителя –  $110^\circ\text{C}$ ; температура детекторов –  $210^\circ\text{C}$ . Программируемый режим работы обеспечивал прогрев колонки при  $40^\circ\text{C}$  в течение 6 мин, с последующим нагревом со скоростью  $30^\circ\text{C}/\text{мин}$  до нужной температуры. В обоих вариантах измерений колонки находились в термостате при температуре  $200^\circ\text{C}$ . Объем каждой пробы составлял примерно 500 мкл. В работе использовались три различных детектора на основные газы – ПФД ( $\text{H}_2\text{S}$ ), ДТП-1 ( $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}$ ) и ДТП-2 ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ).

Анализ содержания  $\text{SO}_2$ , благородных газов и сложных углеводов требует дополнительной насадочной колонки и будет произведен в последующих работах. Важно отметить, что в обычных хондритах много троилита ( $\text{FeS}$ ), а в углистых хондритах еще и органических соединений с серой в качестве гетероатомов. При недостаточном прогреве разделительной колонки сера осаждается на сорбенте, и со временем постепенно меняются его рабочие свойства. Времена выхода различных газов начинают сближаться, а сигналы частично перекрываются. Все это со временем может привести к существенному уменьшению площадей сигналов, достаточных для уверенной обработки и, соответственно, к занижению количественных оценок. Чтобы устранить эту проблему, мы прокалили необходимый набор разделительных колонок при высокой температуре в муфельной печи ( $340^\circ\text{C}$ , 4 ч) и продули гелием, чтобы убрать следы термического разложения серы с сорбента. Затем все колонки были проверены на стандартных поверочных газовых смесях, чтобы убедиться в полном восстановлении их пригодности. Во всех экспериментах с метеоритом Murchison (и, повторно, с Челябинским метеоритом) мы использовали “чистые” колонки только один раз, чтобы устранить возможные искажения, вносимые откладываемой серой.

Для изучения десорбции летучих соединений с поверхности минералов нами был использован инфракрасный Фурье-спектрометр ФТ-801 с инфракрасным микроскопом МИКРАН-2 (НПО Симекс, Новосибирск). Интересной особенностью данного прибора является собственно ИК-микроскоп, который позволяет снимать спектры отражения с участка объекта исследования площадью не более 300 мкм, тем самым позволяя определять различный состав включений в матрице образца. Также, используемый нами инфракрасный Фурье-спектрометр ФТ-801 укомплектован приставкой НПВО (нарушенного полного внутреннего отражения), изготовленной из монокристалла селенида цинка ( $\text{ZnSe CVD}$ ). Приставка позволяет успешно проводить неразрушающие экспресс-исследования мономинеральных частиц, фрагментов горных пород, а также различных жидкостей и пастообразных образцов. Приставка предназначена для измерения методом нарушенного полного внутреннего отражения с одновременной визуализацией микрообъекта на встроенном и на внешнем мониторах, а также методом зеркально-диффузного отражения с углом падения  $45^\circ$  при верхнем расположении образца. Приставка позволяет регистрировать спектры без трудоемкой подготовки проб, а система визуального контроля исследуемой поверхности с встроенным минимонитором высокой четкости повышает эффективность при работе с малоразмерными образцами — фрагментами

тонких волокон, микрочастицами и т.п. Высокое качество и повторяемость результатов достигается благодаря отсутствию влияния толщины слоя вещества на форму спектра и интенсивность пика поглощения. Излучение при отражении от кристалла НПВО проникает в поверхностный слой образца на глубину около 10 мкм, не изменяя его исходные физико-химические свойства. Это особенно важно для исследований внеземного вещества метеоритов редких типов или лунного грунта.

## СОСТАВ И ДИНАМИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ГАЗОВ

В первом варианте дегазации с углистым хондритом Murchison были проведены три серии экспериментов с изотермической выдержкой при различных температурах,  $T$ : 200, 500 и  $800^\circ\text{C}$ . В каждой серии использовался раздробленный (зерна 2–3 мм, в керамической ступке) и перетертый на шаровой мельнице (зерна  $\sim 100$  мкм) порошок вещества Murchison. После предварительной продувки отбор газа для анализа осуществлялся через 15 мин после подъема температуры до установленной величины. При статическом методе коэффициент диффузии газов из зерен,  $D(T)$ , является постоянной величиной, что упрощает анализ результатов. Ниже, в табл. 1, приведено удельное содержание (мкг/г) основных выделяемых газов при изотермическом отжиге метеорита на 15-й мин. Настройка и калибровка прибора позволяют определять содержание веществ с точностью до миллионных долей (ppm) с показателем точности (границы, в которых находится погрешность результатов измерений, полученных по методике измерений)  $\pm \delta = 1\%$ .

При температурах отжига 200 и  $500^\circ\text{C}$  основными выделяемыми газами являются  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  ( $\approx 98\%$ ), в то время как содержание метана, угарного газа и других фиксируется существенно меньше ( $\approx 2\%$ ). Но содержание газов резко меняется при температуре отжига  $800^\circ\text{C}$ : угарный газ составляет почти  $2/3$  от общего количества выделяемых газов и существенно возрастают доли  $\text{H}_2$  и  $\text{H}_2\text{S}$ .

Во втором варианте дегазации углистый хондрит Murchison подвергался ступенчатому нагреву от 50 до  $800^\circ\text{C}$ , с шагом в  $100^\circ\text{C}$ . В каждой серии использовался раздробленный (зерна 2–3 мм, в керамической ступке) и перетертый на шаровой мельнице (зерна  $\sim 100$  мкм) порошок. Предварительный отжиг и продувка гелием вещества Murchison не делались, чтобы избежать разложения филлосиликатов и оценить содержание сорбированной воды из атмосферы. Отбор газа для анализа осуществлялся через 30 мин после подъема температуры до установленной величины. После

**Таблица 1.** Содержание газов при изотермическом отжиге Murchison (после 15 мин)

Газ	Удельное содержание газа, мкг/г		
	$T = 200^\circ\text{C}$	$T = 500^\circ\text{C}$	$T = 800^\circ\text{C}$
H <sub>2</sub>	4.98 ± 0.05	58.9 ± 0.5	372 ± 3
N <sub>2</sub>	352 ± 3	92.8 ± 0.9	503 ± 5
CH <sub>4</sub>	8.19 ± 0.08	284 ± 2	197 ± 2
CO	109 ± 1	327 ± 3	10200 ± 100
CO <sub>2</sub>	4640 ± 40	6730 ± 60	4040 ± 40
H <sub>2</sub> S	8.46 ± 0.08	199 ± 2	543 ± 5
COS	10.9 ± 0.1	2.13 ± 0.02	7.39 ± 0.07
H <sub>2</sub> O	2890 ± 20	3230 ± 30	3350 ± 30

**Таблица 2.** Содержание газов при ступенчатом нагреве Murchison (после 30 мин)

Газ	Удельное содержание газа, мкг/г									
	$T = 50^\circ\text{C}$	$T = 110^\circ\text{C}$	$T = 200^\circ\text{C}$	$T = 300^\circ\text{C}$	$T = 400^\circ\text{C}$	$T = 500^\circ\text{C}$	$T = 600^\circ\text{C}$	$T = 700^\circ\text{C}$	$T = 800^\circ\text{C}$	Всего, $T = 200\text{--}800^\circ\text{C}$
H <sub>2</sub>	0	0	0	2.61 ± 0.02	2.23 ± 0.02	6.07 ± 0.06	5.58 ± 0.05	31.1 ± 0.3	22.7 ± 0.2	70.4 ± 0.7
N <sub>2</sub>	199 ± 2	177 ± 1	765 ± 7	448 ± 4	449 ± 4	649 ± 6	247 ± 2	253 ± 2	251 ± 2	3060 ± 30
CH <sub>4</sub>	0	0	29.5 ± 0.3	7.17 ± 0.07	115 ± 1	64.9 ± 0.6	12.2 ± 0.1	8.51 ± 0.08	1.12 ± 0.01	238 ± 2
CO	0	0	0	12.9 ± 0.1	39.8 ± 0.4	65.8 ± 0.6	65.1 ± 0.6	1290 ± 10	4630 ± 40	6110 ± 60
CO <sub>2</sub>	0	0	1440 ± 10	3910 ± 30	5250 ± 50	5260 ± 50	4660 ± 40	5910 ± 60	3370 ± 30	29800 ± 300
H <sub>2</sub> S	0	0	0	0	2.06 ± 0.02	7.53 ± 0.07	6.87 ± 0.06	7.47 ± 0.07	3.55 ± 0.03	27.5 ± 0.2
COS	0	0.063 ± 0.001	0.92 ± 0.01	1.77 ± 0.01	0.51 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.41 ± 0.01	1.59 ± 0.01	2.1 ± 0.02	7.53 ± 0.07
H <sub>2</sub> O	588 ± 5	3140 ± 30	3440 ± 30	3450 ± 30	3540 ± 30	3190 ± 30	3640 ± 30	1950 ± 20	422 ± 4	19600 ± 200

анализа, перед каждым подъемом температуры, реактор продувался гелием, чтобы избежать эффекта накопления газов и химического преобразования минералов. Ниже, в табл. 2, приведено удельное содержание (мкг/г) основных выделяемых газов при ступенчатом нагреве метеорита на 30-й мин. выдержки вещества Murchison при указанной температуре.

Ступенчатый нагрев позволяет лучше оценить динамику выделения отдельных газов, особенно слабо взаимодействующих между собой или с минералами. Например, для азота (N<sub>2</sub>) выделяются два пика концентрации при температурах 200 и 500°C. В первом случае это связано с разложением органики, а во втором с дегидратацией филлосиликатов (Gilmour и др., 2019). Также, обращает на себя внимание пик концентрации углекислого газа (CO<sub>2</sub>) при температуре 700°C, что связано с термическим разложением карбонатов. Существенный рост концентрации угарного газа (CO) при температуре 700–800°C указывает на протекание реакции Белла–Будуара



В химической термодинамике для выяснения направления реакций в заданных условиях используют уравнение изотермы Вант-Гоффа, связывающее изменение свободной энергии системы (энергии Гиббса) в ходе реакции с температурой и значениями фактических и равновесных соотношений концентраций реагирующих веществ:

$$\Delta G_T = R \times T \times [\ln(\Pi_\phi) - \ln(K_p)],$$

где  $\Delta G_T$  – изменение энергии Гиббса при протекании реакции, Дж;  $R$  – газовая постоянная, равная 8.314 Дж (моль К);  $T$  – температура, К;  $\Pi_\phi$ ,  $K_p$  – произведения фактических и равновесных концентраций реагирующих веществ. Применительно к реакции (1)  $K_p$  имеет следующий вид

$$\lg(K_p) = -9001/T + 9.28. \quad (2)$$

В области высоких температур (>700°C) реакция протекает необратимо в сторону образования монооксида углерода ( $K_p > 1$ ), а при низких температурах (<600°C) – в противоположном направлении ( $K_p < 1$ ). Особенностью данной реакции является то, что границы обратимости реакции располагаются в сравнительно узком температур-

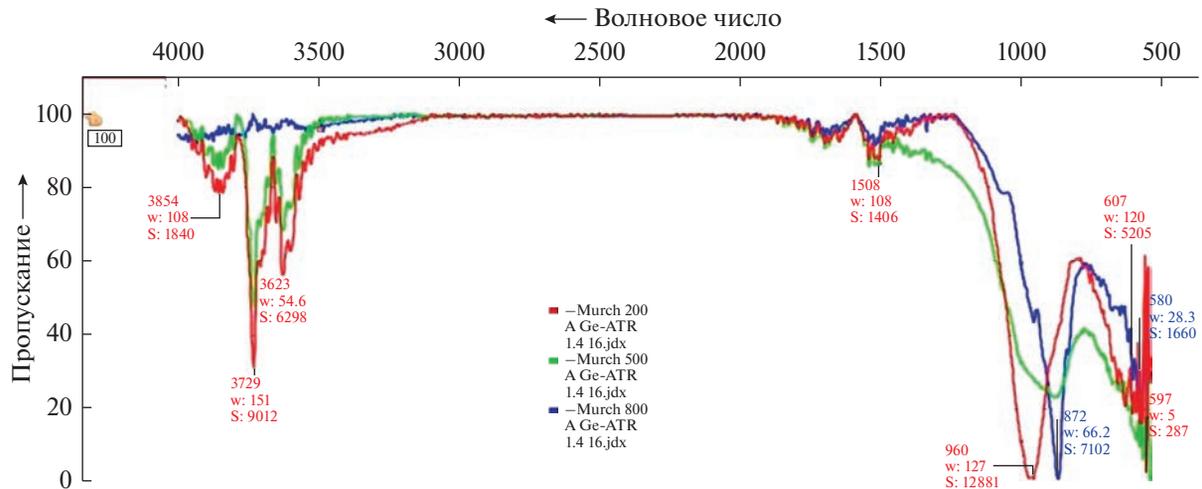
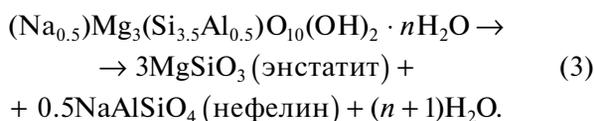


Рис. 3. Нормированные ИК-спектры метеорита Murchison на пропускание после отжига при различных температурах: красный – 200°C; зеленый – 500°C; синий – 800°C.

ном диапазоне (600–700°C), реализуемом в экспериментах по дегазации, поэтому это необходимо учитывать. В нашем варианте ступенчатого отжига с продувкой реактора перед каждым повышением температуры мы существенно уменьшаем возможность отложения сажи при низких температурах и ее повторной дегазации при высоких.

Ступенчатый нагрев позволяет отдельно оценить содержание слабо- и сильно связанной воды –  $\text{H}_2\text{O}^-$  и  $\text{H}_2\text{O}^+$ , соответственно. В химическом анализе метеоритов  $\text{H}_2\text{O}^-$  высвобождается при нагреве до 110°C и, в основном, является физически сорбированной водой на поверхности частиц.  $\text{H}_2\text{O}^+$  выделяется при высоких температурах и представляет собой более сильно химически связанную воду в виде –ОН групп гидратированных минералов и молекулярной воды, находящейся в кристаллической решетке силикатов между плоскостями (Breger, Chandler, 1969). В табл. 2, в итоговом столбце указано содержание именно  $\text{H}_2\text{O}^+$ , которое составляет почти 2 вес. %. По-видимому, это связано с высоким содержанием филлосиликатов в Murchison – около 70% по массе (Zolensky и др., 1993). В таком случае выделение воды может происходить по реакции дегидратации сапонита, типичного представителя филлосиликатов углистых хондритов



Использованный нами вариант дегазации при ступенчатом нагреве без накопления может служить примером открытой системы – а именно, относительно медленного нагрева хондритов в

сильно трещиноватой и пористой среде, когда выделяемые газы покидают зону реакции.

## ИК-СПЕКТРОСКОПИЯ ВЕЩЕСТВА

В ГЕОХИ РАН на инфракрасном Фурье-спектрометре ФТ-801 с помощью НПВО приставки были получены спектры пропускания сухих остатков вещества Murchison после отжига (см. рис. 3). Съемка выполнялась в диапазоне 4000–400  $\text{cm}^{-1}$  (2.5–25  $\mu\text{m}$ ) с разрешением 2  $\text{cm}^{-1}$ . Для измерения порошки измельченных образцов помещались в камеру приставки в горизонтальном положении на зеркальную пластинку селенида цинка. Воздух в камере очищался от паров воды и углекислого газа, при этом перед каждым измерением снимался опорный ИК-спектр фона для последующего вычитания.

Под воздействием ИК-излучения в молекулах адсорбированных соединений возникают вращательно-колебательные движения атомов, которые вызывают поглощение энергии в разных частях ИК-области спектра. В случае с простыми (неорганическими) соединениями полосы поглощения на их спектрах могут быть приписаны конкретным колебаниям связей в их молекулах. Более сложные (органические) соединения имеют в спектре полосы с возможным наложением и смещением, связанным с межмолекулярным взаимодействием. В этом случае можно выделить группы полос, которые возникли преимущественно за счет колебаний связей в участках структуры сходного строения. Вклад остальной части молекулы в эти сигналы относительно мал и им можно пренебречь. Такие узкие интервалы длин волн называются характеристическими или групповыми.

При колебаниях атомов в молекулах могут изменяться преимущественно или длины связей, или углы между связями. Первый тип колебаний называется валентным, второй — деформационным. Четкое разделение на валентные и деформационные колебания применимо только для линейных молекул. В нелинейных молекулах в каждом колебании принимают участие соседние связи и прилежащие углы, т.е. чисто валентных или чисто деформационных колебаний не существует. В табл. 3 перечислены основные сигналы, характерные для ИК-спектров связей O—H, C—H и других часто встречающихся групп. При их интерпретации использовались работы (Fysh и др., 1984; Cloutis, 1989).

Положительной особенностью метода ИК-спектроскопии является то, что полосы поглощения одного и того же вида колебаний атомной группы различных веществ располагаются в определенном диапазоне ИК-спектра (например, 3720–3550  $\text{см}^{-1}$  — диапазон валентных колебаний групп —OH; 3050–2850  $\text{см}^{-1}$  — групп —CH, —CH<sub>2</sub>, —CH<sub>3</sub> органических веществ). Точное положение максимума полосы поглощения атомной группы в пределах этого диапазона указывает на природу вещества (так, максимум 3710  $\text{см}^{-1}$  свидетельствует о наличии групп —OH, а максимум 3030  $\text{см}^{-1}$  — о присутствии групп =C—H ароматических структур).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Структурные изменения, происходящие с веществом углистого хондрита при отжиге с возрастанием температуры, находят свое отражение в закономерной смене его спектральных характеристик. Инфракрасные спектры пропускания всех трех остатков Murchison характеризуются присутствием полос поглощения, вызванных колебаниями связей между атомами в алифатических и ароматических структурах, а также кислородсодержащих группах. На наличие в этих веществах алифатических структур указывают наиболее интенсивные линии в области 1460–1375  $\text{см}^{-1}$ , вызванные деформационными колебаниями связей. При этом маятниковые колебания CH<sub>2</sub> групп в открытых длинных углеводородных цепях приводят к поглощению в области 720–730  $\text{см}^{-1}$ . Ароматические структуры на спектрах представлены полосой поглощения в области 1600  $\text{см}^{-1}$  (валентные колебания C=C связей) и достаточно интенсивной полосой в области 960–850  $\text{см}^{-1}$ . Последний сигнал вызван деформационными колебаниями связей C—H в ароматических кольцах с различным количеством замещенных атомов водорода. Выделение значительного количества водорода при 500 и 800°C хорошо прослеживается по смещению данной полосы в ИК-спектре.

Среди кислородсодержащих групп в веществе Murchison присутствуют гидроксильные (3600–3100  $\text{см}^{-1}$ ), карбоксильные и карбонильные (1710–1695  $\text{см}^{-1}$ ) группы. В целом, отожженное вещество метеорита отличается высокой отражательной способностью и прозрачностью в средней ИК-области спектра (3000–2000  $\text{см}^{-1}$ ), что, по-видимому, связано с относительно высоким содержанием водорода (особенно алифатических групп) и структурной неупорядоченностью. При переходе отжига от 200 к 800°C спектральные характеристики меняются довольно сильно. В первую очередь это заметно для интервала 4000–3500  $\text{см}^{-1}$ , где находятся линии поглощения хемосорбированной воды, а точнее, гидроксильной группы —OH, способной сильно поглощать излучение в данной ИК-области спектра. Вследствие своей полярности эти группы обычно взаимодействуют друг с другом или с другими полярными группами, образуя внутримолекулярные и межмолекулярные водородные связи. Гидроксильные группы, не участвующие в образовании водородных связей, обычно, дают в спектре узкие полосы, а связанные группы — интенсивные широкие полосы поглощения при более низких частотах. Величина сдвига частот определяется прочностью водородной связи. По ИК-спектру заметно, что даже при температуре отжига 500°C вещество Murchison сохраняет значительное количество гидроксильных групп, и только при 800°C они полностью уходят. Данные по дегазации H<sub>2</sub>O подтверждают это наблюдение.

Интересно сравнить содержание выделяющихся газов у разных типов метеоритов, например, обыкновенных и углистых хондритов, при одинаковой температуре отжига. Мы свели вместе данные дегазации хорошо изученного метеорита Челябинск (обыкновенный хондрит, тип LL5) (см. Галимов и др., 2013; Воропаев и др., 2013) и наших исследований метеорита Murchison (углистый хондрит, тип CM2) в общей табл. 4.

Известно, что филлосиликаты, типичные для углистых хондритов, легко теряют сорбированную воду при нагреве до 100°C (Yokoyma и др., 2022) и структурную при более высоких температурах. По-видимому, то, что количество выделяемых воды и азота при дегазации двух типов хондритов при быстром нагреве сопоставимо, определяется минеральным составом более устойчивых к нагреву силикатов, т.е. H<sub>2</sub>O, удерживаемой в кристаллической решетке. Содержание же газов, выделяющихся при разложении сложных органических соединений у метеорита Murchison, на 1–2 порядка выше, что особенно заметно для угарного газа, CO.

Использованный нами вариант изотермической дегазации может служить примером закрытой системы — например, резкого нагрева хон-

**Таблица 3.** Характерные полосы поглощения связей в ИК-спектрах основных групп

Положение сигнала, см <sup>-1</sup>	Интерпретация полос поглощения
Сигналы обертоновые и комбинационные, вызванные растяжениями и изгибами связей	
4650–4600	Комбинационный сигнал растяжения ароматических связей С–Н и С=C
4397	Комбинационный сигнал асимметричного растяжения и симметричного изгиба связей С–Н в СН <sub>2</sub> группах
4334–4328	Комбинационный сигнал асимметричного растяжения и симметричной деформации связей С–Н в СН <sub>3</sub> группах
4257–4254	Комбинационный сигнал симметричного растяжения и симметричного изгиба связей С–Н в СН <sub>3</sub> группах
4169, 4067–4062	Связан с колебаниями связей С–Н в СН <sub>2</sub> группах
Валентные колебания связей О–Н	
3610, 3550–3520	В свободных молекулах Н <sub>2</sub> О и не связанных водородными связями ОН группах
3460–3425	В фенольных, спиртовых и карбоксильных группах, ассоциированных водородными связями, а также связанных молекулах Н <sub>2</sub> О. Возможно влияние колебания N–H
3290–3280	В карбоксильных группах, связанных водородными связями
3190–3170	В карбоксильных гидроксильных группах, связанных водородными связями
Валентные колебания связей С–Н	
3055–3043	В ароматических структурах
2960–2950	Асимметричные в конечных СН <sub>3</sub> группах алифатических структур
2932–2920	Асимметричные в группах СН <sub>2</sub> и группах СН <sub>3</sub> , связанных с ароматическими кольцами
2870–2860	Симметричные в конечных СН <sub>3</sub> группах алифатических структур
2857–2854	Симметричные в СН <sub>2</sub> группах
2730–2725	В Аг <sub>3</sub> СН или альдегидных группах (RCHO)
Валентные колебания связей С–О и С–С	
1715–1695	Валентные колебания связей С=О карбоксильных и карбонильных групп в структурах типа альдегидов, кетонов, карбоновых кислот и сложных ароматических эфиров
1675	Валентные колебания не связанных водородными связями С=О групп хиноидных структур
1604–1596	Валентные колебания С=C связей в ароматических структурах и их гетероциклических аналогах, а также в непредельных (олефиновых) структурах. Не исключены колебания С=О групп, сопряженных с ароматическим кольцом и ассоциированных водородной связью
1466–1440	Асимметричные деформации групп СН <sub>2</sub> и СН <sub>3</sub> . Возможен вклад колебаний связей С=C ароматических структур, поскольку для простых ароматических соединений известна полоса на 1500 см <sup>-1</sup>

Таблица 3. Окончание

Положение сигнала, см <sup>-1</sup>	Интерпретация полос поглощения
1379–1374	Деформационные симметричные (плоскостные) колебания конечных групп CH <sub>3</sub> . На сигнал также могут влиять деформация OH групп и растяжение связей C–O
Неоднозначное отнесение	
1320–1310	Полосы вызваны наложением сигналов от валентных колебаний C–O (карбок-сила) и C–C связей, от деформационных изгибов OH групп в структурах типа фенолов, эфиров и спиртов, а также от плоскостных деформационных колебаний связей C–H ароматических структур
1270	
1170–1150	
1035–1020	
975–936	
Внеплоскостные деформационные колебания связей C–H ароматических структур с различной степенью замещения	
873–861	C одним изолированным атомом H
852–851, 835–831, 815–804	C двумя соседними незамещенными атомами H
759–741	C четырьмя соседними незамещенными атомами H
727–720	Маятниковые колебания групп CH <sub>2</sub> в открытых алифатических цепях – (CH <sub>2</sub> ) <i>n</i> -, где <i>n</i> > 4

Таблица 4. Изотермическая дегазация метеоритов Murchison и Челябинск (800°C, после 15 мин)

Газ	Содержание газа, мкг/г	
	Челябинск	Murchison
H <sub>2</sub>	17.6 ± 0.1	372 ± 3
N <sub>2</sub>	699 ± 7	503 ± 5
CH <sub>4</sub>	11.7 ± 0.1	197 ± 2
CO	32.3 ± 0.3	10200 ± 100
CO <sub>2</sub>	544 ± 5	4040 ± 40
H <sub>2</sub> S	8.82 ± 0.08	543 ± 5
COS	0	7.39 ± 0.07
H <sub>2</sub> O	2030 ± 20	3350 ± 30

дритов, захороненных в реголите, при ударном воздействии.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты анализа содержания и состава отдельных выделяемых газов при изотермическом отжиге и ступенчатом нагреве углестого хондрита Murchison (CM2) от 200 до 800°C без накопления. Данный способ дегазации показал ряд преимуществ по сравнению с известным методом сжигания в кислороде со ступенчатым повышением температуры, где все углеродсодержащие соединения переводятся в CO<sub>2</sub>. Нам уда-

лось отдельно измерить содержание ряда газов, таких как CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, COS, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и H<sub>2</sub>S, при различных температурах от 200 до 800°C. Сравнение с изученным нами ранее обыкновенным хондритом типа LL5 (Челябинск) выявило увеличение содержания выделяемых из метеорита Murchison углеродсодержащих газов в 10–300 раз. Например, для CO<sub>2</sub> дегазация увеличилась от 544 до 4045 мкг/г, а для CO – от 32 до 10218 мкг/г (при температуре 800°C). Это связано, очевидно, как с общим увеличением содержания углерода – от 300 ppm до 2 мас. % – так и с увеличением доли сложных органических соединений. Детальное исследование протекания пиролиза внеземной органики Murchison, включающее изотопный анализ углерода и кислорода выделяющихся газов, является предметом другой работы. Отсутствие данных по SO<sub>2</sub>, Ar, Xe и углеводородным соединениям не означает, что эти летучие не выделяются при дегазации Murchison. Технически, в силу своих сорбционных особенностей, они требуют другой тип хроматографических колонок для разделения. Поэтому анализ SO<sub>2</sub> и благородных газов запланирован после установки насадочных колонок в последующих работах.

Показательной оценкой масштабов аккумуляции воды и летучих на Луне являются результаты уникального эксперимента NASA, проведенного в 2009 г. космическим зондом LCROSS (Schultz и др., 2010). Разгонный блок ракеты был направлен на поверхность Луны в кратер Кабеус, находящийся примерно в 100 км от ее Южного полю-

са. Аппарат пролетел через выброшенное облако газа и пыли, анализируя его химический состав. Одновременно наблюдения велись с радиометром DLR с борта лунного орбитального спутника LRO. Совместными усилиями было определено наличие порядка 143–167 кг воды в виде пара и льда, что позволило оценить массовую долю водного льда в реголите от 3 до 8%. В целом, спектроскопические данные, полученные с приборами LRO, выявили наличие 570 кг угарного газа, 140 кг молекулярного водорода, 160 кг кальция, 120 кг ртути и 40 кг магния. По данным зонда LCROSS в поднятом облаке обнаружили также следы натрия, аммиака, гидроксильных групп, углекислого газа и серебра.

В настоящее время предполагаются два основных источника воды, газов и летучих соединений на Луне – миграция вещества в ранней Солнечной системе (Маров, Ипатов, 2023) и дегазация лунной мантии (Li и др., 2021). При этом механизмы накопления и удержания газов в лунном реголите сложны и до конца не выяснены. Предложенная модель “ловушек холода” для углекислого газа и воды (температура сублимации CO<sub>2</sub> – 78°C, водяного льда – 15°C), вызывает сомнения для случая угарного газа (температура кипения CO – 191°C). Ответ на эти вопросы могут дать совместный изотопный/газовый анализ и оценка величины кинетических изотопных эффектов при дегазации. Таким образом, мы хотели бы подчеркнуть важность наших экспериментов для лучшего понимания возможных источников летучих на Луне и корректной оценки валового содержания и состава летучих в реголите.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-17-00120, <https://rscf.ru/project/21-17-00120/>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Верховский А.Б.* Происхождение изотопно-легкого азота в метеоритах // *Геохимия*. 2017. Т. 55. № 11. С. 969–983.
- Воропаев С.А., Севастьянов В.С., Елисеев А.А., Петухов Д.И.* Идентификация зерен кальцита в метеорите Челябинск методами рамановской спектроскопии // *Геохимия*. 2013. Т. 51. № 7. С. 654–663.
- Галимов Э.М., Банникова Л.А., Барсуков В.Л.* О веществе, сформировавшем верхнюю оболочку Земли // *Геохимия*. 1982. Т. 32. № 4. С. 473–489.
- Галимов Э.М., Колотов В.П., Костицын Ю.А., Кононкова Н.А.* Результаты вещественного анализа метеорита Челябинск // *Геохимия*. 2013. Т. 51. № 7. С. 580–601.
- Маров М.Я., Воропаев С.А., Ипатов С.И., Слюта Е.Н.* Формирование Луны и ранняя эволюция Земли: М.: Изд. URSS, 2019. 314 с.
- Маров М.Я., Ипатов С.И.* Процессы миграции в Солнечной системе и их роль в эволюции Земли и планет // *УФН*. 2023. Т. 193. № 1. С. 2–32.
- Стенников А., Воропаев С., Федулов В., Душенко Н., Наймушин С.* Экспериментальное исследование состава продуктов дегазации метеорита Челябинск (LL5) // *Астрон. вестн.* 2019. Т. 53. № 3. С. 214–223. (Stennikov A., Voropaev S., Fedulov V., Dushenko N., Naimushin S. Experimental study of the product composition of the Chelyabinsk meteorite (LL5) // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 3. P. 199–207.)
- Bar-Nun A., Shaviv A.* Dynamics of the chemical evolution of Earth's primitive atmosphere // *Icarus*. 1975. V. 24. № 2. P. 197–210.
- Benedix G.K., Leshin L.A., Farquhar J., Jackson T., Thiemens M.H.* Carbonates in CM2 chondrites: Constraints on alteration conditions from oxygen isotopic compositions and petrographic observations // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2003. V. 67. № 8. P. 1577–1588.
- Botta O., Bada J.* Extraterrestrial organic compounds in meteorites // *Surv. Geophys.* 2002. V. 23. № 1. P. 411–467.
- Breger I.A., Chandler J.C.* Determination of fixed water in rocks by infrared absorption // *Anal. Chem.* 1969. V. 41. № 3. P. 506–510.
- Cloutis E.A.* Spectral reflectance properties of hydrocarbons: Remote sensing implications // *Science*. 1989. V. 245. № 4. P. 165–168.
- Engel M.H., Marko S.A.* Isotopic evidence for extraterrestrial non-racemic amino acids in the Murchison meteorite // *Nature*. 1997. V. 389. № 2. P. 265–268.
- Epstein E., Krishnamurthy R.V., Yuen G.U.* Unusual stable isotope ratios in amino acid and carboxylic acid extracts from the Murchison meteorite // *Nature*. 1987. V. 326. № 1. P. 477–479.
- Fysh S.A., Swinkels D.A.J., Fredericks P.M.* Near-Infrared diffuse reflectance spectroscopy of coal // *Appl. Spectroscopy*. 1984. V. 39. № 1. P. 354–357.
- Gilmour C.M., Herd C.D., Beck P.* Water abundance in the Tagish Lake meteorite from TGA and IR spectroscopy: Evaluation of aqueous alteration // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2019. V. 54. № 9. P. 1951–1972.
- Gooding J.L., Muenow D.W.* Experimental vaporization of the Holbrook chondrite // *Meteoritics*. 1977. V. 12. № 4. P. 401–408.
- Hanon P., Robert F., Chaussidon M.* High carbon concentrations in meteoritic chondrules: A record of metal-silicate differentiation // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1998. V. 62. № 1. P. 903–913.
- Hayes J.M.* Organic constituents of meteorites – a review // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. № 11. P. 1395–1440.
- Kate L.L., Richardson M.N.* VAPoR – Volatile Analysis by Pyrolysis of Regolith – an instrument for in situ detection of water, noble gases, and organics on the Moon // *Planet. and Space Sci.* 2010. V. 58. № 6. P. 1007–1017.
- Li Q., Zhou K., Xiao Z., Lin Y., Tang Q.* Two-billion-year-old volcanism on the Moon from Chang'e-5 basalts // *Nature*. 2021. V. 600. № 1. P. 54–58.
- Mason B.* The carbonaceous chondrites // *Space Sci. Rev.* 1963. V. 1. № 4. P. 621–646.

- Mimura K.* Synthesis of polycyclic aromatic hydrocarbons from benzene by impact shock: Its reaction mechanism and cosmochemical significance // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1995. V. 59. № 5. P. 579–591.
- Mortimer J., Verchovsky A.B., Anand M., Gilmour I., Pillinger C.T.* Simultaneous analysis of abundance and isotopic composition of nitrogen, carbon, and noble gases in lunar basalts: Insights into interior and surface processes on the Moon // *Icarus.* 2015. V. 255. № 1. P. 3–17.
- Muenow D., Keil K., McCoy T.J.* Volatiles in unequilibrated ordinary chondrites: Abundances, sources and implications for explosive volcanism on differentiated asteroids // *Meteoritics.* 1995. V. 30. № 1. P. 639–645.
- Schultz P.H., Thompson R.G., Chen M.N.* The LCROSS cratering experiment // *Science.* 2010. V. 330. № 6003. P. 468–472.
- Shock E.I., Schulte M.D.* Summary and implications of reported amino acid concentrations in the Murchison meteorite // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1990. V. 54. № 13. P. 3159–3173.
- Sugisaki R., Mimura K., Kato M.* Shock synthesis of light hydrocarbon gases from H<sub>2</sub> and CO: Its role in astrophysical processes // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21. № 12. P. 1031–1034.
- Turekjan K.K., Clark S.P.* Inhomogeneous accumulation of the Earth from the primitive solar nebula // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 1996. V. 6. № 5. P. 346–348.
- Yokoyama T., Nagashima K., Nakai I., Young E.* Samples returned from the asteroid Ryugu are similar to Ivuna-type carbonaceous meteorites // *Science.* 2022. V. 379. № 6634. P. 123–127.
- Zolensky M., Barrett R., Browning L.* Mineralogy and composition of matrix and chondrule rims in carbonaceous chondrites // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1993. V. 57. № 14. P. 3123–3148.

УДК 523.68-36

## ОСОБЕННОСТИ ДЕГАЗАЦИИ УГЛИСТОГО ХОНДРИТА ALLENDE (CV3) В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 200–800°C

© 2023 г. С. А. Воропаев<sup>а</sup>, \*, Н. В. Душенко<sup>а</sup>, А. П. Кривенко<sup>а</sup>, В. С. Федулов<sup>а</sup>,  
К. М. Рязанцев<sup>а</sup>, А. В. Корочанцев<sup>а</sup>

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

\*e-mail: voropaev@geokhi.ru

Поступила в редакцию 03.09.2022 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 02.04.2023 г.

Изучена дегазация вещества углистого хондрита Allende (тип CV3) на специально сконструированной для этих задач установке. Представлены результаты экспериментальных исследований по ступенчатому нагреву (без накопления газов) и изотермическому отжигу образцов метеорита с определением состава выделяемых газов методами газовой хроматографии в интервале температур от 200 до 800°C. Для учета сорбированной воды дополнительно изучена дегазация при 50 и 110°C. Получены КР- и ИК-спектры как первичного вещества Allende, так и вещества после его отжига при трех температурах: 200, 500 и 800°C. На их основе прослежен ход теплового преобразования вещества родительского тела метеорита и получена оценка максимальной температуры метаморфизма. Проведено сравнение с результатами дегазации углистого хондрита другого типа – Murchison (тип CM2).

**Ключевые слова:** метеориты, дегазация, углистые хондриты, Allende, Луна, углерод, ресурсы

**DOI:** 10.31857/S0320930X23050079, **EDN:** OLDUNC

### ВВЕДЕНИЕ

С 1969 г., когда группа CV3 была выделена и описана после падения метеорита Allende в Мексике, хондриты типа CV3 сыграли важную роль в изучении метеоритов (Van Schmus, Wood, 1967). Получение в распоряжение геохимиков порядка 200 кг тугоплавких включений, богатых Са–Al (CAI) и около двух тонн, сопутствующих хондру и матричного материала, определили последующий 20-летний период химических, минералогических и изотопных исследований углистых хондритов (MacPherson и др., 1985). По окончании этого периода наши представления о процессах в солнечной туманности, происхождении хондритов и их компонентов, а также классификация метеоритов значительно изменились. Поскольку углистые хондриты менее изменены, чем другие хондриты, а также потому, что Allende содержит многочисленные крупные CAI и хондры (см. рис. 1), метеорит Allende быстро стал одним из наиболее полно изученных метеоритов к настоящему времени.

Вначале исследования CAI из Allende подтверждали разработанную ранее теорию равновесной конденсации минералов хондр из горячего околосолнечного газа (Larimer, Anders, 1967). Химические и минералогические исследования показали, что CAI действительно были первыми кон-

денсатами из горячей солнечной туманности (Grossman, 1972). Но последующие подробные минералогические и изотопные исследования опровергли этот вывод и показали, что примененные модели равновесной конденсации для понимания генезиса хондритов более ограничено, чем первоначально предполагалось, и что большинство компонентов хондритов прошли сложную историю формирования. Целый ряд исследователей показали важность астероидных процессов в образовании углистых хондритов (Zolensky и др., 2008; Brearley, Krot, 2012). Разнообразие данных, особенно изотопных, в конечном итоге привело к общему мнению, что CAI и хондры являются продуктами завершенных локальных циклов кратковременных высокотемпературных процессов в солнечной туманности (Aleon и др., 2018). CAI представляют собой первые конденсаты этих сложных событий, в то время как хондры образовались позже в результате плавления ранее образовавшегося вещества (Asphaug и др., 2011). Происхождение материала матрицы метеоритов остается до конца неясным: второстепенные компоненты являются досолнечными, в то время как основная часть представляет собой сложную смесь материала, образующегося в результате как небулярных, так и астероидных процессов (Bizzarro и др., 2017).



**Рис. 1.** Срез метеорита Allende: внешний вид исследуемого образца.

McSween первый отметил значительное минералогическое, химическое и модальное разнообразие хондритов типа CV3 по сравнению с хондритами типа CO3 (McSween, 1977). Он разделил хондриты типа CV3 на окисленные и восстановленные подгруппы в соответствии с содержанием в них металлического Fe, Ni и магнетита. McSween предположил, что Allende, окисленный хондрит типа CV3, подвергся умеренному метаморфизму, но отметил, что метаморфизм сам по себе не может объяснить неоднородность хондритов типа CV3. Несколько особенностей отличают метеорит Allende от других хондритов типа CV3 окисленной подгруппы, включая очень низкое содержание филлосиликатов, высокое содержание крупнозернистого железистого матричного оливина и обильные фаялитовые оливиновые каймы вокруг зерен форстерита. Детальные петрографические и минералогические работы А. Крота показали, что родительское тело Allende было значительно разогрето и его вещество испытало ряд процессов теплового и водного метаморфизма (Krot и др., 1995; 2019).

В то время как основную массу углистых хондритов типов CI и CM составляют филлосиликаты и реликтовые силикатные хондры в матрице мелкодисперсной углистой пыли, для типа CV характерны преобразованные филлосиликаты и вторичные минералы, такие как высоко-кальциевые пироксены, нефелин, Fe-Ni сульфиды и другие продукты отложения из газового флюида. В связи с этим мы провели серию экспериментов по дегазации углистых хондритов различных типов (CM и CV), используя наработки, сделанные

при исследовании обыкновенных хондритов (Маров и др., 2019). Выбранные для сравнения метеориты Allende и Murchison хорошо изучены и характеризуются разной степенью теплового и гидротермального преобразования их родительских тел. Сравнение минералогического состава и продуктов дегазации этих углистых хондритов позволит лучше понять особенности их происхождения.

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Несмотря на обилие расчетных моделей, непосредственно экспериментальных попыток воспроизвести дегазацию внесемного вещества при нагреве наблюдается достаточно скромное количество. В частности, это, конечно, связано с трудностью метеоритного вещества для деструктивных экспериментов и методов анализа. Из подобных исследований можно выделить работу (Gooding, Muenow, 1977), в которой производился, нагрев образца метеорита Holbrook класса H6, с выделением  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , CO, Ar, He,  $\text{N}_2$ ,  $\text{S}_2$  и низкомолекулярных углеводородов ( $\text{C}_{6-7}$ ). Нагрев до  $1300^\circ\text{C}$  проводился в ячейке Кнудсена с пониженным давлением при постоянном мониторинге состава летучих компонентов на масс-спектрометре. Аналогичным образом в работе (Muenow и др., 1995) были нагреты несколько образцов обыкновенных хондритов (типы L3, LL3 и H3) до температуры  $1300^\circ\text{C}$ . Среди выделившихся летучих компонентов были установлены  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ , CO,  $\text{CO}_2$  и др. В настоящее время при дегазации метеоритов в основном используется ступенчатый нагрев одной навески с дискретным повышением температуры от 100 до  $1300^\circ\text{C}$  и задержкой 20–30 мин на каждом этапе (Mortimer и др., 2015; Верховский, 2017). Предварительный отжиг или иная очистка вещества, как правило, не проводится. Полагается, что газы, выделяющиеся в интервале температур 50– $150^\circ\text{C}$ , содержат все земные загрязнения как слабо связанные и легко десорбируемые. При этом, в случае протекания обратимых химических реакций, на ранних стадиях нагрева возможно отложение химически устойчивых соединений (например, сажи) с их последующим разложением при более высоких температурах. Все это затрудняет корректную оценку содержания газов и кинетики их выделения.

Для устранения отмеченных недостатков мы использовали как изотермический отжиг навесок перемолотого вещества Allende (при температурах 200, 500 и  $800^\circ\text{C}$ ), так и ступенчатый нагрев при температурах от 50 до  $800^\circ\text{C}$  без накопления газов. В случае изотермического нагрева, проба вещества дополнительно прокаливалась длительное время (до двух часов) при температуре  $100^\circ\text{C}$  с продувкой гелием и контролем состава отходящих газов на газовом хроматографе — до исчезно-

вения примесей земного воздуха. Впервые такой метод был нами успешно опробован для исследования дегазации метеоритов Челябинск (LL5), Аба Рапу (L3) и других обыкновенных хондритов типов LL, L и H, соответственно. В случае ступенчатого нагрева измельченная проба использовалась непосредственно, без дополнительной начальной продувки. Максимальная температура нагрева в обоих случаях была 800°C, так как при более высоких температурах азот начинает реагировать с водородом и происходит спекание частиц, что затрудняет интерпретацию результатов измерений.

Для изучения дегазации углистых хондритов был сконструирован специальный прибор, внешний вид и схема устройства представлены в предыдущих работах (Маров и др., 2019). Прибор создан для прокаливания небольшого объема вещества в реакторе из цельного кварцевого стекла в инертной атмосфере гелия, который также используется в газовом хроматографе. Закрытая система продувается гелием до исчезновения следов атмосферных газов, что проверялось периодическим отбором газов через шприц с помощью хроматографа и занимало около двух часов. Скорость нагрева регулировалась с помощью блока управления и составляла 4.5°C/с; температура внутри системы определялась термопарой из устойчивого к окислению при высоких температурах сплава Nicobell D, находящейся в непосредственной близости рядом с кварцевой лодочкой. Благодаря высокой скорости нагрева система доводилась до требуемой температуры не более чем за 3 мин.

Анализ состава летучих компонентов происходил на газовом хроматографе “Кристал-Люкс 4000М”, который позволяет определять содержание веществ с точностью до миллионных долей (ppm) при установленной градуировке прибора. Использовались: капиллярная колонка HP-PLLOT/Q 30 м × 0.537 мм × 40.0 мкм (ПФД, ДТП-2); колонка СаА, молекулярные сита 2 м × 3 мм × 0.25–0.177 мм (ДТП-1); газ-носитель – гелий; давление на входе в колонку 1 атм., сброс – 5 мл/мин, поддув в детекторы – 20 мл/мин, температура испарителя – 110°C; температура детекторов – 210°C. Программируемый режим работы обеспечивал прогрев колонки при 40°C в течение 6 мин, с последующим нагревом со скоростью 30°C/мин до нужной температуры. В обоих вариантах измерений колонки находились в термостате при температуре 200°C. Объем каждой пробы составлял примерно 500 мкл. В работе использовались три различных детектора на основные газы – ПФД (H<sub>2</sub>S), ДТП-1 (H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, CO) и ДТП-2 (CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O). Анализ содержания SO<sub>2</sub>, благородных газов и сложных углеводородов требует дополнительной насадочной колонки и будет выполнен в последующих работах. Для устранения возможных

искажений откладываемой серой используемые колонки предварительно прокаливались в муфельной печи.

Для изучения десорбции летучих соединений с поверхности минералов нами был использован инфракрасный Фурье-спектрометр ФТ-801 с ИК-микроскопом МИКРАН-2 (НПО Симекс, Новосибирск). Интересной особенностью данного прибора является особенно ИК-микроскоп, который позволяет получать спектры поглощения с участка объекта исследования площадью не более 300 мкм, тем самым позволяя определять различный состав включений в матрице образца. Детали конструкции прибора приведены в нашей предыдущей работе. Используемый инфракрасный Фурье-спектрометр ФТ-801 укомплектован приставкой НПВО (нарушенного полного внутреннего отражения), изготовленной из монокристалла селенида цинка (ZnSe CVD). Приставка предназначена для измерения методом нарушенного полного внутреннего отражения с одновременной визуализацией микрообъекта на встроенном и внешнем мониторах, а также методом зеркально-диффузного отражения с углом падения 45° при верхнем расположении образца. Высокое качество и повторяемость результатов достигаются благодаря отсутствию влияния толщины слоя вещества на форму спектра и интенсивность полос поглощения. Излучение при отражении от кристалла НПВО проникает в поверхностный слой образца на глубину около 10 мкм, не изменяя его исходные физико-химические свойства. Это особенно важно для исследований внеземного вещества метеоритов редких типов или лунного грунта.

Ценная информация о кристаллической структуре минералов может быть получена с помощью анализа их спектров комбинационного рассеяния (КР-спектры). Эффект неупругого рассеяния внешней электромагнитной волны за счет набора гармоник собственных колебаний решетки был открыт Раман в 1928 г. (Рамановский сдвиг) и широко используется при изучении минерального состава хондритов (Воропаев и др., 2013; Voropaev и др., 2022). КР-спектры углистого хондрита Allende (CV3) на ровном срезе (см. рис. 1) были получены в диапазоне 220–2500 1/см с помощью конфокального рамановского спектрометра Renishaw in Via, оснащенного твердотельным лазером с диодной накачкой с длиной волны 532 нм. Эталонная кремниевая пластина (520.7 ± 0.5 1/см) использовалась для калибровки прибора перед каждой серией измерений. Спектрометр оснащен микроскопом Leica DM2700 исследовательского класса с объективами ×5, ×20, ×50, ×100. Спектральное и пространственное разрешение составляли 1 1/см и 2 мкм, соответственно. Матрица детектора Renishaw Centrus 2945K7 (1040 × 256 пикселей) охлаждалась до –70°C с помощью модуля Пельтье.

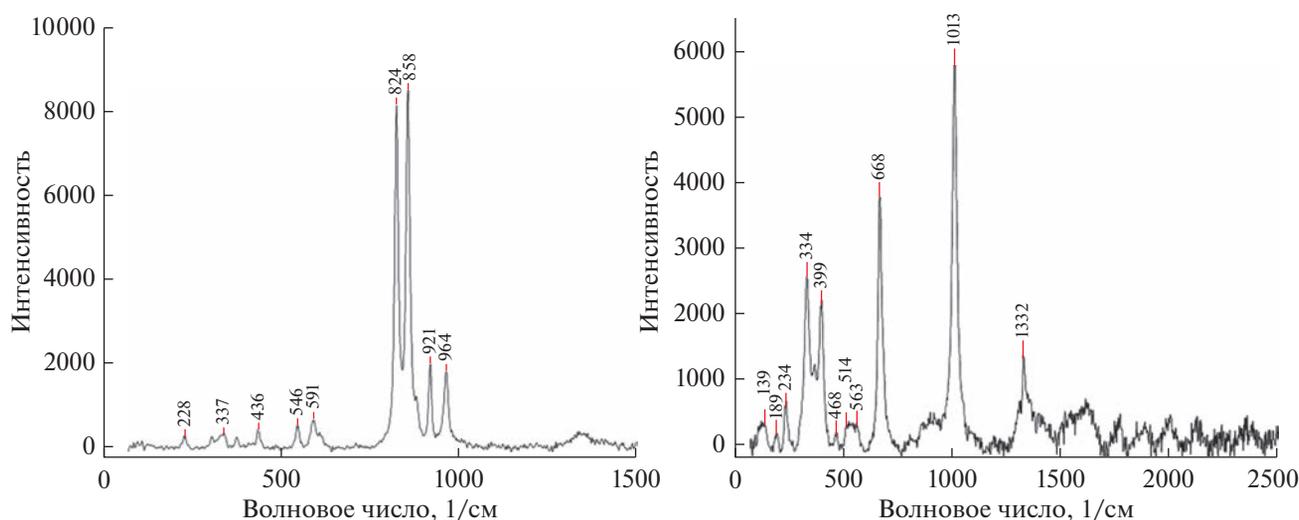


Рис. 2. КР-спектры первичных силикатов: оливин (слева), ортопироксен (справа).

Чтобы избежать нагрева, разрушения и даже сжигания вещества во время получения КР-спектров, мы использовали 5% от общей мощности лазера (~1 мВт, что соответствует плотности мощности лазера в ~0.625 мВт/мкм<sup>2</sup>). Такая величина лазерного воздействия на образец недостаточна, чтобы вызвать какие-либо термические изменения или повреждение образца. Время воздействия лазера составляло от 1 до 10 с, размер лазерного пятна около 2 мкм. В оптической части спектрометра использовалась дифракционная решетка 1200 линий/мм. Встроенное программное обеспечение Wire рамановского спектрометра Renishaw (версия Wire 5.2) использовалось для постобработки данных и оценки ширины на половине максимума (FWHM) для гармоник первого порядка.

### РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И МИНЕРАЛЬНЫЙ СОСТАВ

КР-спектры оливина легко распознать по характерному дублету пиков около 824 (DB1) и 858 (DB2) см<sup>-1</sup>, соответственно. При этом в ударно преобразованном оливине эти полосы сместятся, например, к 820 и 852 см<sup>-1</sup> при нагрузке до 45 ГПа (Farrell-Turner и др., 2005). Также на положение этих пиков оказывает значительное влияние содержание железа в составе минерала, и существуют соответственные калибровки по Fa# (Kuebler и др., 2006). Вспомогательные линии в спектре оливина заметны при 877, а также при 920 и 963 см<sup>-1</sup>, соответственно. Типичный КР-спектр для пироксена с низким содержанием Ca (ортопироксены) показывает три характерных пика, называемых пиком А, с рамановским сдвигом в интервале 230–390 см<sup>-1</sup>; пик В, в интервале 660–684 см<sup>-1</sup>; и

пик С в интервале 990–1013 см<sup>-1</sup> (Huang и др., 2000). Указанный диапазон определен по конечным членам твердого расплава, энстатит (En)–ферросилит (Fs).

Рамановская спектроскопия в целом подтвердила, что метеорит Allende может быть описан как углистый хондрит, сохранивший в матрице реликтовые силикатные хондры, состоящие в основном из высокомагнезильного оливина, (FeMg)<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>, и низкокальциевого пироксена, (FeMgCa)SiO<sub>3</sub>, см. рис. 2.

Оба минерала являются высокотемпературными предшественниками серии твердых расплавов магнезильно-железистых силикатов различных структурных типов. Например, форстерит и фаялит являются конечными членами ряда оливинов Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>–Fe<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>, а энстатит и ферросилит являются конечными членами ряда ортопироксенов MgSiO<sub>3</sub>–FeSiO<sub>3</sub>. Например, энстатит может быть получен из форстерита при избытке оксида кремния в следующей реакции



Вышеупомянутые силикаты являются типичными компонентами метеоритов и межзвездной пыли. Так, в 2005 г. форстерит был найден в кометной пыли, возвращенной с зондом Stardust (Lauretta и др., 2005). В 2011 г. мелкие кристаллы форстерита наблюдались с инфракрасным спектрографом космического телескопа Spitzer в облаках газа и пыли вокруг протозвезды HOPS-68 в созвездии Ориона (Potet и др., 2011).

КР-спектры показывают, что, помимо уцелевших силикатных хондр, основными минеральными фазами метеорита Allende являются вторичные силикаты – железистый оливин (Fa-оливин), высококальциевый (клино) пироксен и преобра-

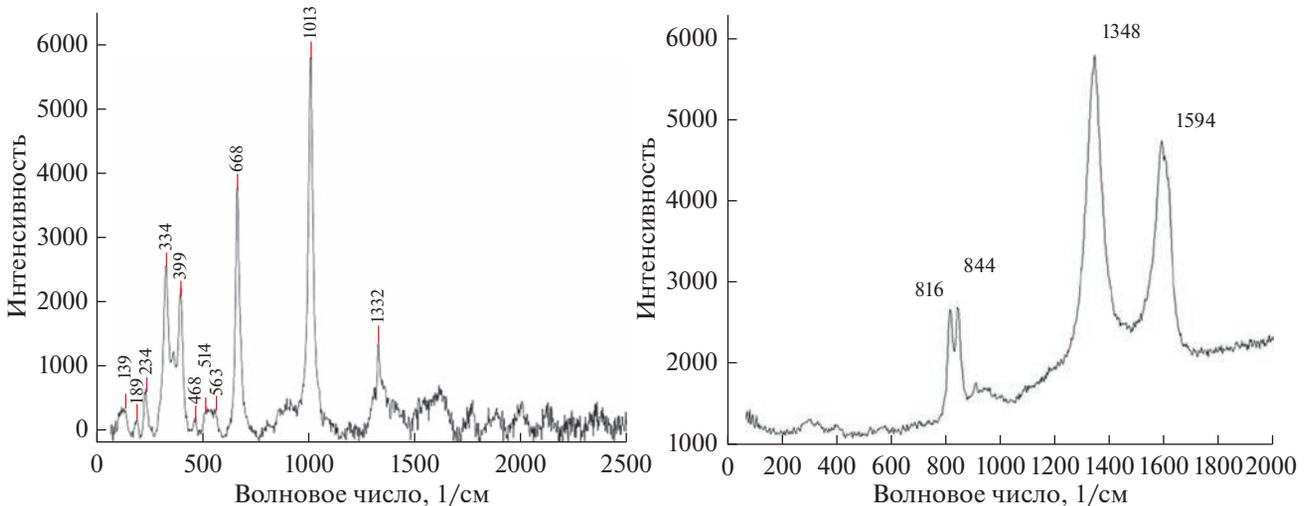
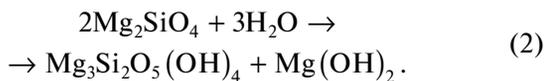
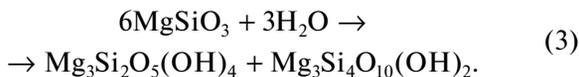


Рис. 3. КР-спектры вторичных минералов: филлосиликаты (слева), ПОВ (справа).

зованное органическое вещество (ПОВ), см. рис. 3. Обращает на себя внимание значительное смещение пика DB2 у Фа-оливина, от 858 до 874  $\text{см}^{-1}$ . Это указывает на сложный характер образования минерала: первоначальный высокомагнезиальный оливин под действием воды и температуры превратился в филлосиликаты (серпентин, брусит и др.) по реакции серпентизации



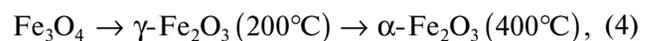
На это процесс также указывает преобразование ортопироксенов по схожей реакции с образованием серпентина и талька



Последующий нагрев привел к дегидратации филлосиликатов с удалением воды и миграцией в их структуру железа из газового флюида.

В предыдущей работе мы показали, что метеорит Murchison содержит большое количество органического вещества, в котором под действием нагрева идет возрастающее образование полиароматических соединений с последующей графитизацией. Структура графита характеризуется в его КР-спектре линиями G ( $\approx 1600 \text{ см}^{-1}$ ) и D ( $\approx 1350 \text{ см}^{-1}$ ), форма которых определяется степенью кристалличности (Busemann и др., 2007). В КР-спектрах Allende эти пики хорошо выражены, что свидетельствует о значительном нагреве его родительского тела.

Другим проявлением этого процесса может служить преобразование оксидов. Известно, что магнетит ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) с повышением температуры претерпевает следующие фазовые переходы (De-Boer, Selwood, 1954)



где маггемит ( $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) превращается в гематит ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ), начиная с  $400^\circ\text{C}$ . Полученный при заведомо слабом нагревании лазером КР-спектр одного из зерен показал присутствие гематита, см. рис. 4. Это означает, что температура родительского тела Allende заведомо превышала  $400^\circ\text{C}$ .

Что касается гидратированных оксидов железа, то в КР-спектрах гетита ( $\alpha\text{-FeOOH}$ ) всегда присутствуют линии 299, 385, 479, 550 и  $685 \text{ см}^{-1}$  (Faria и др., 1997). Спектр комбинационного рассеяния лепидокрокита ( $\gamma\text{-FeOOH}$ ) также был ранее тщательно исследован, и существует консенсус в отношении его наиболее важных линий 245, 373, 493 (плечо), 522 и  $650 \text{ см}^{-1}$  (плечо). Гетит и лепидокрокит образуются в корках выветривания

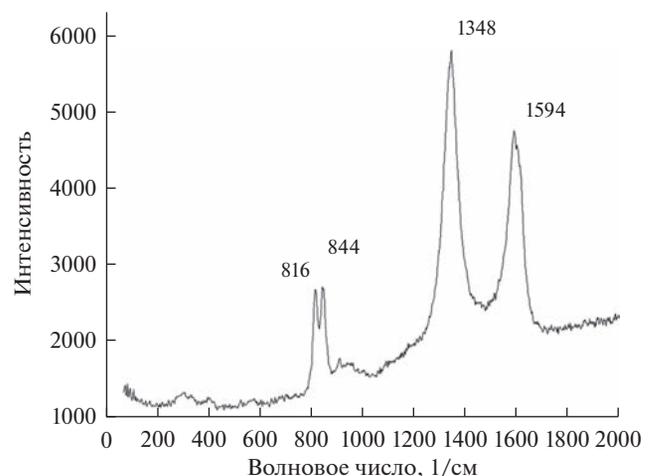


Рис. 4. КР-спектр гематита.

**Таблица 1.** Содержание газов при изотермическом отжиге Allende (после 15 мин)

Газ	Удельное содержание основных выделяемых газов, мкг/г		
	$T = 200^{\circ}\text{C}$	$T = 500^{\circ}\text{C}$	$T = 800^{\circ}\text{C}$
H <sub>2</sub>	0	26.1 ± 0.2	68.8 ± 0.6
N <sub>2</sub>	148 ± 1	38.6 ± 0.3	236 ± 2
CH <sub>4</sub>	0	15.4 ± 0.1	31.1 ± 0.3
CO	0	90.3 ± 0.9	1420 ± 10
CO <sub>2</sub>	114 ± 1	1420 ± 10	2040 ± 20
H <sub>2</sub> S	0	0	18.8 ± 0.1
COS	0.013 ± 0.001	0.019 ± 0.002	1.88 ± 0.01
H <sub>2</sub> O	1080 ± 10	1280 ± 10	1490 ± 10

основных и ультрамафитовых пород, зонах окисления (железных шляпках) в результате гидролиза Fe-содержащих минералов в ходе гидротермального низкотемпературного процесса. Эти линии не были обнаружены в спектре метеорита Allende, что свидетельствует о его слабом загрязнении после падения в земных условиях.

#### СОСТАВ И ДИНАМИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ГАЗОВ

В первом варианте дегазации с углистым хондритом Allende были проведены три серии экспериментов с изотермической выдержкой при различных температурах  $T$ : 200, 500 и 800°C. В каждой серии использовался раздробленный (зерна 2–3 мм, в керамической ступке) и перетертый на шаровой мельнице (зерна ~100 мкм) порошок вещества Allende. Отбор газа для анализа осуществлялся через 15 мин после двух часов отжига при температуре 100°C до исчезновения примесей сорбированных атмосферных газов. При статическом методе коэффициент диффузии газов из зерен,  $D(T)$ , является постоянной величиной, что упрощает анализ результатов. Ниже, в табл. 1, приведено удельное содержание (мкг/г) основных выделяемых газов при изотермической выдержке метеорита на 15-й мин. Настройка и калибровка прибора позволяют определять содержание веществ с точностью до миллионных долей (ppm) с показателем точности (границы, в которых находится погрешность результатов измерений, полученных по методике измерений)  $\pm\delta = 1\%$ .

При температурах отжига 200 и 500°C основными выделяемыми газами являются H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub> (~98%), в то время как азота, угарного газа и других фиксируется существенно меньше (~2%). Но, содержание газов резко меняется при температуре отжига 800°C: угарный газ составляет почти 1/3 от общего количества выделяемых газов и существенно возрастает доля N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и CH<sub>4</sub>.

Во втором варианте дегазации углистый хондрит Allende (CV3) подвергался ступенчатому нагреву от 50 до 800°C, с шагом в 100°C. Также использовался раздробленный (зерна 2–3 мм, в керамической ступке) и перетертый на шаровой мельнице (зерна ~100 мкм) порошок. Предварительный отжиг и продувка гелием вещества Allende не делались, чтобы избежать дополнительного разложения филлосиликатов и оценить содержание сорбированной воды из атмосферы. Отбор газа для анализа осуществлялся через 30 мин после подъема температуры до установленной величины. После анализа, перед каждым подъемом температуры, реактор продувался гелием, чтобы избежать эффекта накопления газов и химического преобразования минералов. Ниже, в табл. 2, приведено удельное содержание (мкг/г) основных выделяемых газов при ступенчатом нагреве вещества метеорита Allende на 30-й мин.

Ступенчатый нагрев позволяет лучше оценить динамику выделения отдельных газов, особенно слабо взаимодействующих между собой или с минералами. Например, для азота и воды выделяется пик концентрации при температуре 300°C. По-видимому, это связано с разложением вторичных филлосиликатов и/или серпентита. Также обращает на себя внимание отсутствие существенного роста концентрации угарного газа (CO) при температуре 700–800°C, характерного для метеорита Murchison. Это свидетельствует о значительных потерях углерода при прогреве родительского тела метеорита Allende. Ступенчатый нагрев позволяет отдельно оценить содержание слабо- и сильносвязанной воды (H<sub>2</sub>O<sup>-</sup> и H<sub>2</sub>O<sup>+</sup>), соответственно. В химическом анализе метеоритов, H<sub>2</sub>O<sup>-</sup> высвобождается при нагреве до 110°C и, в основном, является физически сорбированной водой на поверхности частиц. H<sub>2</sub>O<sup>+</sup> выделяется при высоких температурах и представляет собой более сильно химически связанную воду в виде –ОН групп гидратированных минералов и моле-

**Таблица 2.** Содержание газов при ступенчатом нагреве Allende (после 30 мин)

Газ	Удельное содержание основных выделяемых газов, мкг/г									
	$T = 50^{\circ}\text{C}$	$T = 110^{\circ}\text{C}$	$T = 200^{\circ}\text{C}$	$T = 300^{\circ}\text{C}$	$T = 400^{\circ}\text{C}$	$T = 500^{\circ}\text{C}$	$T = 600^{\circ}\text{C}$	$T = 700^{\circ}\text{C}$	$T = 800^{\circ}\text{C}$	всего, $T = 200\text{--}800^{\circ}\text{C}$
H <sub>2</sub>	0	0	0.619 ± 0.006	0.161 ± 0.001	0.471 ± 0.004	0.621 ± 0.006	0.083 ± 0.001	0.191 ± 0.002	0.406 ± 0.04	2.55 ± 0.02
N <sub>2</sub>	74.7 ± 0.7	0	215 ± 2	293 ± 2	215 ± 2	212 ± 2	157 ± 1	127 ± 1	182 ± 1	1410 ± 10
CH <sub>4</sub>	0	0	3.54 ± 0.03	0.73 ± 0.01	1.23 ± 0.01	1.51 ± 0.01	0	0	0	7.09 ± 0.07
CO	0	0	0	33.2 ± 0.3	49.2 ± 0.5	28.1 ± 0.2	61.3 ± 0.6	146 ± 1	451 ± 4	768 ± 7
CO <sub>2</sub>	7.51 ± 0.07	0	86.1 ± 0.8	383 ± 3	459 ± 4	317 ± 3	531 ± 5	288 ± 2	437 ± 4	2510 ± 20
H <sub>2</sub> S	0	0	0	0.011 ± 0.001	0	0	0	0	0	0.011 ± 0.001
COS	0	6.13 ± 0.06 × 10 <sup>-4</sup>	4.12 ± 0.04 × 10 <sup>-3</sup>	1.61 ± 0.01 × 10 <sup>-3</sup>	6.83 ± 0.06 × 10 <sup>-3</sup>	8.91 ± 0.08 × 10 <sup>-3</sup>	0.018 ± 0.001	0.039 ± 0.001	0.032 ± 0.001	0.41 ± 0.01
H <sub>2</sub> O	81.6 ± 0.8	218 ± 2	316 ± 3	428 ± 4	332 ± 3	101 ± 1	54.3 ± 0.5	46.6 ± 0.4	46.1 ± 0.4	1320 ± 10

кулярной воды, находящейся в кристаллической решетке силикатов между плоскостями (Breger, Chandler, 1969). В табл. 2, в итоговом столбце указано содержание именно H<sub>2</sub>O<sup>+</sup>, которое составляет около 0.13 вес. %. По-видимому, это связано с очень низким содержанием филлосиликатов в Allende после интенсивного метасоматизма (Krot и др., 1995).

Использованный нами вариант дегазации при ступенчатом нагреве без накопления может служить примером открытой системы — а именно, относительно медленного нагрева хондритов в сильно трещиноватой и пористой среде, когда выделяемые газы покидают зону реакции.

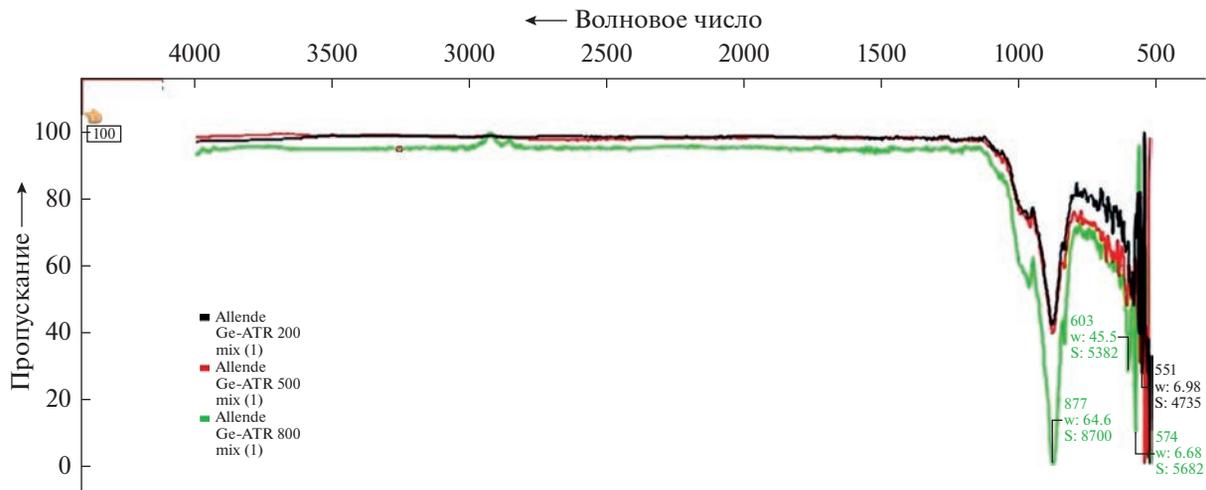
### ИК-СПЕКТРОСКОПИЯ

В ГЕОХИ РАН на инфракрасном Фурье-спектрометре ФТ-801 с помощью НПВО приставки

были получены спектры пропускания сухих остатков вещества Murchison после отжига (см. рис. 5). Съемка производилась в диапазоне 4000–400 см<sup>-1</sup> (2.5–25 мкм) с разрешением 2 см<sup>-1</sup>. Для измерения порошки измельченных образцов помещались в камеру приставки в горизонтальном положении на зеркальную пластинку селенида цинка. Воздух в камере очищался от паров воды и углекислого газа, при этом, перед каждым измерением снимался опорный ИК-спектр фона для последующего вычитания.

Обращает на себя внимание тот факт, что ИК-спектры веществ Allende после нагрева до 200 и 500°C практически идентичны. Изменения возникают лишь после нагрева до 800°C, что еще раз свидетельствует о значительном разогреве родительского тела.

До отжига мы сняли ИК-спектры отдельных зерен Allende с целью получения дополнительной



**Рис. 5.** Нормированные ИК-спектры метеорита Allende на пропускание после отжига при различных температурах: черный — 200°C; красный — 500°C; зеленый — 800°C.

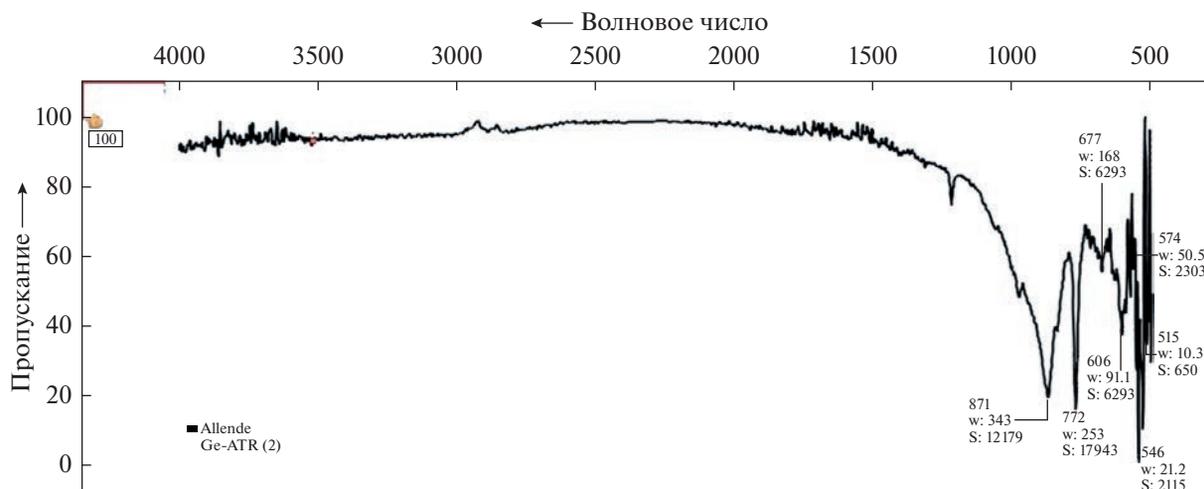


Рис. 6. ИК-спектр высокомагнезиального оливина.

информации недоступной методами КР-спектроскопии. Под воздействием инфракрасного излучения в молекулах адсорбированных соединений и некоторых групп атомов в кристаллической решетке минералов возникают вращательно-колебательные движения атомов, которые вызывают поглощение энергии в разных частях ИК-области спектра. В случае с простыми (неорганическими) соединениями, полосы поглощения на их спектрах могут быть приписаны конкретным колебаниям связей в их молекулах. Например, для высокомагнезиального оливина (см. рис. 6) можно отнести полосу высокой интенсивности, наблюдаемую при  $1230\text{ см}^{-1}$ , к связи Si-O в нефелине, что указывает на частичное гидротермальное преобразование оливина. Также, смектиты и серпентин ранее были обнаружены при анализе углистого хондрита Murchison (тип CM2).

Для ИК-спектров оливинов и пироксенов как силикатов, структурно сложенных из тетраэдров  $\text{SiO}_4$  различной степени упорядоченности, характерен вклад от колебаний связей в этой группе атомов. Максимум полосы поглощения возникает из-за основного колебания (сжатия–растяжения) связи Si–O при  $871\text{ см}^{-1}$  и имеет много полос-сателлитов с волновым числом при 837, 974 и  $606\text{ см}^{-1}$  (рис. 6 и 7). Сильная полоса поглощения дополнительно возникает в ИК-спектре пироксена при  $1075\text{ см}^{-1}$  и три дополнительные полосы были зарегистрированы при 995, 1145 и  $1160\text{ см}^{-1}$  для плагиоклаза (Lunning и др., 2016).

Полосы растяжения для воды и структурной группы OH наблюдались при 1645 и  $3667\text{ см}^{-1}$ , соответственно (рис. 6 и 7). Более того, относительно широкий полосовой профиль с несколькими пиками, сосредоточенными около  $1420\text{ см}^{-1}$ , может быть приписан карбонатному компоненту.

Пики алифатических углеводородов при 2831 и  $2884\text{ см}^{-1}$  могут быть отнесены к симметричным модам растяжения связей  $\text{CH}_3$  и  $\text{CH}_2$ , тогда как пик  $2997\text{ см}^{-1}$  характерен для асимметричных мод колебаний. Заметная полоса при  $1693\text{ см}^{-1}$  соответствует моде растяжения связи C=O, которая может быть связана с кетоном или соединением карбоновой кислоты. Поскольку эта полоса является слабой/широкой и плохо разрешенной, мы можем предположить, что соединений, несущих эту функциональную группу, присутствует в небольшом количестве. Более того, поскольку у нас отсутствуют полосы около 3030 и  $880\text{ см}^{-1}$ , характерные для ароматических соединений, можно предположить, что углистый хондрит Allende (тип CV3) не содержит ароматических соединений, что подтверждается и другими работами.

Более сложные органические соединения (углеводороды) показывают в своем ИК-спектре ряд характерных полос с возможным наложением и смещением, связанным с межатомным взаимодействием C, H, N, S и других гетероатомов. В этом случае можно выделить группы полос, которые возникли преимущественно за счет колебаний связей, типичных для алифатических, ароматических и других связей. Обзор таких мод проведен нами в предыдущей работе, посвященной органическому веществу углистого хондрита Murchison (тип CM2).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Структурные изменения, произошедшие с веществом родительского тела углистого хондрита Allende, нашли свое отражение в смене спектральных характеристик при экспериментах с отжигом его образцов. Инфракрасные спектры пропускания двух остатков Allende, изученных

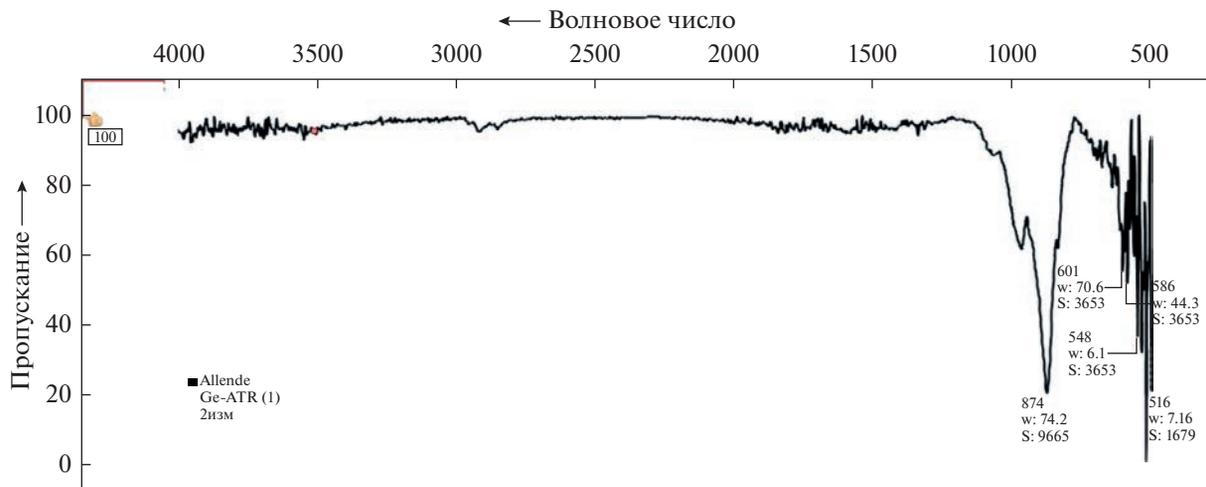


Рис. 7. ИК-спектр ортопироксена.

после нагрева при 200 и 500°C, практически идентичны и характеризуются присутствием только полос поглощения, обусловленных колебаниями связей Si–O в силикатных минералах. На наличие устойчивых к нагреву оливинов и пироксенов указывает наиболее интенсивная линия поглощения – около 871 см<sup>-1</sup>, обусловленная колебаниями сжатия-растяжения связей. Заметные изменения в ИК-спектре Allende наступают после нагрева до 800°C, причем возникают дополнительные полосы в области 2800–2990 см<sup>-1</sup>, характерной для колебаний в CH<sub>3</sub> и CH<sub>2</sub> группах алифатических структур. Это может свидетельствовать о начавшемся преобразовании керогеноподобного органического вещества Allende, устойчивого при более низких температурах.

Полученные КР-спектры минералов зерен и матрицы Allende также свидетельствуют о сложном многоэтапном процессе гидротермального преобразования родительского тела. Реликтовые силикатные хондры, состоящие в основном из высокомагнезиального оливина (Fo-оливин, форстерит) и низкокальциевого пироксена (пижонит), окружены каймами высокожелезистого оливина (Fa-оливин) и высококальциевого пироксена (диопсид). Эти вторичные минералы были образованы из филлосиликатов в ходе серпентизации хондр с их последующей дегидратацией. В ряде случаев КР-спектры прямо указывают на прекурсоры Fa-оливинов в силу значительного смещения второй линии DV2 (850 → 870 см<sup>-1</sup>), характерного дублета для оливинов. Примерную оценку максимальной температуры теплового метаморфизма (PMT), испытанного родительским телом Allende, можно получить с помощью рамановской термометрии линий G и D графитизированного органического вещества. Существует ряд моделей, использующих частоты  $\Omega_G$  и  $\Omega_D$ , их по-

луширины  $W_G$  и  $W_D$ , отношение интенсивностей линий  $I_D/I_G$  и другие параметры спектра. Наиболее простая модель (Busemann и др., 2007) связывает PMT и  $W_D$  соотношением

$$PMT(^{\circ}C) = 931 - 5.1W_D + 0.009 (W_D)^2. \quad (5)$$

Используя среднее значение  $W_D \approx 65$ , полученное из КР-спектров зерен Allende, его PMT по (5) можно оценить как 638°C.

Углеродное вещество родительского тела Allende (CV3) до разогрева было схожим по составу с менее преобразованным углистым хондритом Murchison (CM2), родительское тело которого было разогрето не больше 200°C. В ИК-спектрах Murchison среди полос кислородсодержащих групп присутствуют гидроксильные (3600–3100 см<sup>-1</sup>), карбоксильные и карбонильные (1710–1695 см<sup>-1</sup>) линии. В целом, отожженное вещество Murchison отличается высокой отражательной способностью и прозрачностью в средней ИК-области спектра (3000–2000 см<sup>-1</sup>), что, по-видимому, связано с относительно высоким содержанием водорода (особенно алифатических групп) и структурной неупорядоченностью. При переходе отжига от 200 к 800°C спектральные характеристики Murchison, в отличие от Allende, меняются довольно сильно. В первую очередь, это заметно для интервала 4000–3500 см<sup>-1</sup>, где находятся линии поглощения хемосорбированной воды, а точнее, гидроксильной группы –ОН, способной сильно поглощать излучение в данной ИК-области спектра. Вследствие своей полярности эти группы обычно взаимодействуют друг с другом или с другими полярными группами, образуя внутримолекулярные и межмолекулярные водородные связи. Гидроксильные группы, не участвующие в образовании водородных связей, обычно дают в спек-

**Таблица 3.** Сравнение содержаний газов в метеоритах Murchison и Allende при изотермическом отжиге 800°C (после 15 мин)

Газ	Содержание газа, мкг/г	
	Allende	Murchison
H <sub>2</sub>	68.8 ± 0.6	372 ± 3
N <sub>2</sub>	236 ± 2	503 ± 5
CH <sub>4</sub>	31.1 ± 0.3	197 ± 2
CO	1420 ± 10	10200 ± 100
CO <sub>2</sub>	2040 ± 20	4040 ± 40
H <sub>2</sub> S	18.9 ± 0.1	543 ± 5
COS	1.88 ± 0.01	7.39 ± 0.07
H <sub>2</sub> O	1490 ± 10	3350 ± 30

тре узкие полосы, а связанные группы – интенсивные широкие полосы поглощения при более низких частотах. Величина сдвига частот определяется прочностью водородной связи. По ИК-спектру Allende заметно, что даже при температуре отжига 500°C его вещество сохраняет значительное количество гидроксильных групп, и только при 800°C они полностью уходят.

Интересно сравнить содержание выделяющихся газов у столь различных по степени нагрева углистых хондритов при одинаковой температуре отжига, например, 800°C. Мы свели вместе данные по дегазации ранее изученного метеорита Murchison (тип CM2) и наши исследования метеорита Allende (тип CV3) в общей табл. 3.

Заметно существенно меньшее количество выделяемых газов в Allende по сравнению с Murchison из-за теплового и химического метасоматизма пород его родительского тела. Окислительная литология CV3, наблюдаемая в Allende, содержит большое количество пироксенов и андрадита, богатых Ca-Fe, но практически не содержит фаялита или филлосиликатов. Вместо этого распространены нефелин, содалит и различные типы фаялитового оливина с текстурой (Krot и др., 1998). Различие между восстановительными и окислительными литологиями отражается в содержании водорода, метана и серосодержащих газов, таких как H<sub>2</sub>S и COS.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты анализа содержания и состава отдельных выделяемых газов при изотермическом отжиге и ступенчатом нагреве углистого хондрита Allende (тип CV3) от 200 до 800°C без накопления. Данный способ дегазации пока-

зал ряд преимуществ по сравнению с известным методом сжигания в кислороде со ступенчатым повышением температуры, где все углеродсодержащие соединения переводятся в CO<sub>2</sub>. Нам удалось отдельно измерить содержание ряда газов, таких как CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, COS, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и H<sub>2</sub>S, при различных температурах – 200, 500 и 800°C. Сравнение с изученным нами ранее углистым хондритом типа CM2 (Murchison) выявило уменьшение содержания выделяемых из Allende углеродсодержащих газов в 2–10 раз. Например, для CO<sub>2</sub> дегазация уменьшилась от 4042 до 2044 мкг/г, а для CO – от 10218 до 1425 мкг/г (при температуре 800°C). Значительно уменьшилась количество выделяемых Allende серосодержащих газов: для H<sub>2</sub>S от 543 до 18.9 мкг/г, а для COS – от 7.4 до 1.88 мкг/г (при температуре 800°C). Очевидно, это обусловлено значительным нагревом родительского тела Allende (до 600°C) и выносом летучих серосодержащих соединений возникшим газовой-жидкостным флюидом. Отсутствие данных по SO<sub>2</sub>, Ag, Xe и углеводородным соединениям не означает, что эти летучие не выделяются при дегазации Allende. Технически, в силу своих сорбционных особенностей, они требуют другой тип хроматографических колонок для разделения. Поэтому анализ SO<sub>2</sub> и благородных газов запланирован после установки насадочных колонок в последующих работах.

Преобразованное органическое вещество (ПОВ) в измененных нагревом и/или ударными воздействиями углистых хондритах типов CM и CV является распространенным соединением в их мелкозернистой матрице. Количественное понимание процессов метаморфизма, связанных с ПОВ, дает дополнительную информацию об истории эволюции их родительских тел. Рамановская спектроскопия показала себя как минимально разрушающий метод для определения степени полимеризации и графитизации органического вещества. Характеристики КР-спектров ПОВ полезны для количественной оценки максимальной температуры метаморфизма (PMT), что дополняет подходы, основанные на минералогии и петрологии. В данной работе мы провели общее исследование методами рамановской и ИК-спектроскопии ряда минеральных зерен и матрицы Allende для оценки структурных преобразований в ходе нагрева его родительского тела и оценили величину PMT как 638°C. КР-спектры оксидов косвенно подтверждают эту оценку PMT, поскольку их фазовые переходы зависят от температуры. ИК-спектроскопия незаменима в определении состава аморфных веществ, углеводородов и сорбированных соединений (де)гидратирован-

ных минералов, т.е. там, где методы рамановской спектроскопии плохо применимы.

Одним из источников воды, газов и летучих соединений для ранней Луны была миграция вещества в Солнечной системе (Маров, Ипатов, 2023). Наличие большого количества угарного газа, обнаруженного в эксперименте LCROSS (Schultz и др., 2010), указывает на участие в этих процессах углистых хондритов. При этом спорными остаются предложенные механизмы удержания газов и воды в лунном реголите при значительном нагреве поверхности в отсутствие атмосферы. Ответ на этот вопрос потребует расширения используемых методов за счет привлечения исследований изотопного состава углерода, азота и D/H, что позволит выделить вклад мантийного источника летучих для Луны.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-17-00120, <https://rscf.ru/project/21-17-00120/>.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Верховский А.Б.* Происхождение изотопно-легкого азота в метеоритах // *Геохимия*. 2017. Т. 55. № 11. С. 969–983.
- Воропаев С.А., Севастьянов В.С., Елисеев А.А., Петухов Д.И.* Идентификация зерен кальцита в метеорите Челябинск методами рамановской спектроскопии // *Геохимия*. 2013. Т. 51. № 7. С. 654–663.
- Маров М.Я., Воропаев С.А., Ипатов С.И., Слюта Е.Н.* Формирование Луны и ранняя эволюция Земли. М.: Изд-во URSS, 2019. 314 с.
- Маров М.Я., Ипатов С.И.* Процессы миграции в Солнечной системе и их роль в эволюции Земли и планет // *УФН*. 2023. Т. 193. № 1. С. 2–32.
- Aleon J., Marin-Carbonne J., McKeegan K.D., El Goresy A.* O, Mg, and Si isotope distributions in the complex ultrarefractory CAI Efremovka: Assimilation of ultrarefractory, FUN, and regular CAI precursor // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2018. V. 81. № 1. P. 48–81.
- Asphaug E., Jutzi M., Movshovitz M.* Chondrule formation during planetesimal accretion // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2011. V. 308. № 3. P. 369–379.
- Bizzarro M., Connelly J.A., Krot A.N.* Chondrules – Ubiquitous chondritic solids tracking the evolution of the solar protoplanetary disk // *Formation, evolution, and dynamics of young solar systems*. Astrophysics and Space Science Library. Cham, Switzerland: Springer Int. Publishing AG, 2017. P. 161–195.
- Brearley A.J., Krot A.N.* Metasomatism in the early Solar System: The record from chondritic meteorites // *Metasomatism and the chemical transformation of rock – Lecture notes in Earth system sciences / Eds Harlov D.E., Austrheim H.* Dordrecht, the Netherlands: Springer, 2012. P. 659–789.
- Breger I.A., Chandler J.C.* Determination of fixed water in rocks by infrared absorption // *Anal. Chem.* 1969. V. 41. № 3. P. 506–510.
- Busemann H., Alexander C., Nittler L.* Characterization of insoluble organic matter in primitive meteorites by microRaman spectroscopy // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2007. V. 42. № 7. P. 1387–1416.
- DeBoer F.E., Selwood P.W.* The activation energy for the solid state reaction  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  // *J. Am. Chem. Soc.* 1954. V. 76. № 12. P. 3365–3367.
- Farrell-Turner S., Reimold W.U., Nieuwoudt M., Erasmus R.M.* Raman spectroscopy of olivine in dunite experimentally shocked to pressures between 5 and 59 GPa // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2005. V. 40. № 9. P. 1311–1327.
- Faria D.L.A., Silva V., Oliveira M.T.* Raman microspectroscopy of some iron oxides and oxyhydroxides // *J. Raman Spectroscopy*. 1997. V. 28. № 3. P. 873–878.
- Gooding J.L., Muenow D.W.* Experimental vaporization of the Holbrook chondrite // *Meteoritics*. 1977. V. 12. № 4. P. 401–408.
- Grossman L.* Condensation in the primitive solar nebula // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1972. V. 36. № 2. P. 597–619.
- Huang E., Chen C.H., Huang T., Lin E.H., Xu J.* Raman spectroscopic characteristics of Mg-Fe-Ca pyroxenes // *Am. Mineralogist*. 2000. V. 85. № 2. P. 473–479.
- Krot A.N., Scott E.R.D., Zolensky M.E.* Mineralogic and chemical variations among CV3 chondrites and their components: Nebular and asteroidal processing // *Meteoritics*. 1995. V. 30. № 3. P. 748–775.
- Krot A.N., Petaev M.I., Scott E.R.D., Choi B.-G., Zolensky M., Keil K.* Progressive alteration in CV3 chondrites: More evidence for asteroidal alteration // *Meteoritics*. 1998. V. 33. № 9. P. 1065–1085.
- Krot A.N.* Refractory inclusions in carbonaceous chondrites: Records of early Solar System processes // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2019. V. 50. № 1. P. 1–45.
- Kuebler K.E., Jolliff Bradley L., Wang Alian, Haskin Larry A.* Extracting olivine (Fo–Fa) compositions from Raman spectral peak positions // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2016. V. 70. № 11. P. 6201–6222.
- Larimer J.W., Anders E.* Chemical fractionation of meteorites. 11. Abundance patterns and their interpretation // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. № 9. P. 1239–1270.
- Lauretta D., Keller L.P., Messenger S.* Interstellar dust and its analysis // *Science*. 2005. V. 309. № 6. P. 737–740.
- Lunning N., Corrigan K., McSween H.* CV and CM chondrite impact melts // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2016. V. 189. № 2. P. 338–358.
- MacSween H.Y.* Petrographic variations among carbonaceous chondrites of the Vigarano type // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1977. V. 41. № 12. P. 1777–1790.
- MacPherson G.J., Hashimoto A., Grossman L.* Accretionary rims on inclusions in the Allende meteorite // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1985. V. 49. № 14. P. 2261–2279.

- Mortimer J., Verchovsky A.B., Anand M., Gilmour I., Pillinger C.T.* Simultaneous analysis of abundance and isotopic composition of nitrogen, carbon, and noble gases in lunar basalts: Insights into interior and surface processes on the Moon // *Icarus*. 2015. V. 255. № 1. P. 3–17.
- Muenow D., Keil K., McCoy T.J.* Volatiles in unequilibrated ordinary chondrites: Abundances, sources and implications for explosive volcanism on differentiated asteroids // *Meteoritics*. 1995. V. 30. № 1. P. 639–645.
- Poteet C.A., Megeath S.T., Watson D.M.* Spitzer Space Telescope Infrared Spectrograph observations // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 32. № 3. P. 733–736.
- Schultz P.H., Thompson R.G., Chen M.N.* The LCROSS cratering experiment // *Science*. 2010. V. 330. № 6003. P. 468–472.
- Van Schmus W.R., Wood J.A.* A chemical-petrologic classification for the chondritic meteorites // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1967. V. 31. № 7. P. 747–765.
- Voropaev S., Boettger U., Pavlov S., Hanke F., Petukhov D.* Raman spectra of the Markovka chondrite (H4) // *J. Raman Spectroscopy*. 2022. V. 53. № 3. P. 463–471.
- Zolensky M.E., Krot A.N., Benedix G.* Record of low-temperature alteration in asteroids // *Rev. Mineralogy and Geochemistry*. 2008. V. 68. № 4. P. 429–463.

УДК 523-52

## ДЖИНСОВСКАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ БЕЗ СТОЛКНОВЕНИЙ С АНИЗОТРОПНЫМ ДАВЛЕНИЕМ

© 2023 г. А. В. Колесниченко\*

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

*\*e-mail: kolesn@keldysh.ru*

Поступила в редакцию 09.04.2023 г.

После доработки 04.05.2023 г.

Принята к публикации 14.05.2023 г.

Проблема самогравитационной неустойчивости астрофизической вращающейся плазмы в сильном магнитном поле с анизотропным тензором давления исследована на основе квазигидродинамических уравнений Чу–Голдбергера–Лоу (ЧГЛ), модифицированных за счет обобщенных законов политропы. С использованием общей формы дисперсионного соотношения, полученного методом возмущений нормальных мод, обсуждается распространение волн возмущения малой амплитуды в бесконечной однородной плазменной среде для поперечного, продольного и наклонного направлений по отношению к вектору магнитного поля. Показано, что различные политропные индексы и анизотропное давление не только изменяют классическое условие неустойчивости Джинса, но и вызывают появление новых неустойчивых областей. Получены модифицированные критерии неустойчивости Джинса для изотропных МГД-уравнений и анизотропных уравнений ЧГЛ за счет влияния политропных индексов на гравитационную и “шланговую” неустойчивости для астрофизической плазмы. Показано, что в случае продольной моды распространения волны возмущения критерий неустойчивости Джинса не зависит от равномерного вращения. При поперечном режиме распространения – наличие вращения уменьшает критическое число волны и оказывает стабилизирующее влияние на скорость роста неустойчивого режима.

**Ключевые слова:** плазменные неустойчивости, гравитационный критерий Джинса, уравнения ЧГЛ с обобщенными законами политропы

**DOI:** 10.31857/S0320930X23060051, **EDN:** GIOZFW

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается растущий интерес к изучению процессов неустойчивости гравитирующей плазмы без столкновений, в основном из-за большого числа астрофизических сред, содержащих магнитные поля, достаточно сильные для связи с ионизованным газом и характеризующихся плотностью, достаточно низкой для того, чтобы предотвратить изотропизацию давления относительно направления магнитного поля. Анизотропия давления (или температуры), являющаяся внутренней характеристикой плазмы без столкновений в сильном магнитном поле, имеет тенденцию развиваться в астрофизической плазме, в частности, при образовании намагниченных звезд и в аккреционных протопланетных дисках, на Солнце и в короне, в плазме звездного ветра, обтекающего Землю и другие планеты Солнечной системы, в магнитосфере и плазмосфере Земли с анизотропией температуры, в межпланетной плазме и т.д.

Как известно, в сильном магнитном поле появляется возможность гидродинамического описания разреженной бесстолкновительной плазмы. Система одножидкостных магнитогидродинамических уравнений идеальной плазмы Чу–Голдбергера–Лоу (ЧГЛ) (Chew и др., 1956) с анизотропным тензором давления и при использовании двойного адиабатического уравнения состояния, соответствует нулевому приближению решения кинетического уравнения Больцмана–Власова по малому параметру  $\epsilon \sim R_L/L$ , имеющему порядок отношения ларморовского радиуса ионов  $R_L$  к характерному масштабу  $L$  (см. Chew и др., 1956; Рудаков, Сагдеев, 1958). Условие малости параметра  $\epsilon$  практически выполняется в астрофизической плазме, например, в солнечном ветре (вблизи Земли  $\epsilon \sim 10^{-6}$ ), в ионосфере Земли (на высоте порядка 100 км  $\epsilon \sim 10^{-7}$ ).

Важно при этом подчеркнуть, что возможность гидродинамического описания намагни-

ченной плазмы без столкновений объясняется тем, что сильное магнитное поле, симметризуя распределение скоростей в ортогональной ему плоскости, по характеру действия на заряженные частицы вполне аналогично столкновениям. По этой причине гидродинамическое приближение оказывается возможным в силу существования механизма передачи давления дрейфовым током, текущим в космической плазме. Отличие от классической бесстолкновительной магнитогидродинамики состоит здесь в том, что в приближении Чу–Голдбергера–Лоу квазигидродинамическое уравнение движения модифицируется заменой шарового тензора  $\mathbf{P} = p\mathbf{I}$  со скалярным давлением  $p$  на тензор теплового давления

$$\mathbf{P} = p_{\perp}\mathbf{I} + (p_{\parallel} - p_{\perp})\mathbf{nn}, \quad (1)$$

который состоит из компонент давления  $p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$ , параллельных и перпендикулярных к направлению магнитного поля  $\mathbf{B}$ , соответственно (здесь  $\mathbf{n} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$  — единичный вектор, направленный вдоль магнитного поля, а  $\mathbf{I}$  — единичный тензор). Компоненты диагонализированного тензора давления (1) подчиняются следующим законам двойной политропы:  $p_{\parallel} \propto \rho^3/B^2$ ,  $p_{\perp} \propto \rho B$ , которые являются обобщениями обычного уравнения состояния. Смысл этих соотношений может быть истолкован следующим образом: при сжатии плазмы в направлении магнитного поля величины  $p_{\perp}$  и  $|\mathbf{B}|$  не изменяются; величины  $p_{\parallel}$  и  $\rho$  оказываются связанными адиабатическим законом с показателем адиабаты  $\gamma = 3$  в соответствии с тем, что увеличивается энергия одной продольной степени свободы; при сжатии плазмы в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, давление  $p_{\parallel}$  остается постоянным: согласно условию “вмороженности” магнитного поля в бесконечно проводящей плазме,  $B \propto \rho$ , следовательно, второе уравнение состояния может быть интерпретировано как адиабата с  $\gamma = 2$ , что свидетельствует об увеличении энергии двух степеней свободы в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{B}$  (см., например, Колесниченко, 2017).

Анизотропия давления порождает плазменные неустойчивости в зависимости от соотношения анизотропии, например,  $p > p_{\perp}$  и  $p_{\perp} > p$  для “шланговой” и “зеркальной” неустойчивостей, соответственно. Они ответственны за рост магнитной энергии и ускорение частиц. Предсказания на основе модели ЧГЛ, включая новые плазменные неустойчивости, также важны и для слабо намагниченных сред, поскольку даже слабого магнитного поля часто достаточно, чтобы изме-

нить движение заряженных частиц и, следовательно, увеличить анизотропию давления.

В рамках модели ЧГЛ были исследованы различные неустойчивости в межпланетной космической плазме, например, в магнитосферах и плазмосферах планет, в звездных аккреционных дисках с учетом тока Холла, пульсирующего тензора вязких и лучистых напряжений, эффектов радиационной теплопроводности, неоднородности магнитного поля и т.п. (Bhatia, 1968; Bhatia, Chhonka, 1985; Kalra, Hosking, 1970; Dzhililov и др., 2008; Ren и др., 2011; Cherkos, Tessema, 2013; Kaothekar, Chhajlani, 2013). В этих исследованиях плазма считалась полностью бесстолкновительной, при моделировании которой использовались уравнения ЧГЛ.

Вместе с тем, в целом ряде случаев существуют такие астрофизические ситуации (например, в переходных зонах в структуре плазменных астрофизических объектов), моделирование которых на основе этих уравнений обладает известными ограничениями, приводящими часто к результатам, заметно расходящимся с реальностью. Это затруднение отчасти было устранено в работе Abraham-Shrauner (1973), в которой ею была предложена модель анизотропной плазмы с новыми эвристическими политропными законами, включающими в себя как жидкостные МГД-уравнения для идеальной плазмы (Chandrasekhar, 1961; Hunter, 1972), так и жидкостные уравнения ЧГЛ для бесстолкновительной анизотропной плазмы.

Новые политропные законы для давления, являющиеся обобщением принятых в исходной теории ЧГЛ, имеют вид:

$$p_{\parallel} \propto \rho^{\beta}/B^{\alpha}, \quad p_{\perp} \propto \rho^{\varepsilon}B^{\nu}. \quad (2)$$

Из этих соотношений, при использовании конкретизированных значений индексов политропы, могут быть получены известные уравнения состояния, соответствующие различным видам плазмы; в случаях:

(i) если  $\alpha = 2$ ,  $\beta = 3$  и  $\varepsilon = \nu = 1$ , то получаются уравнения состояния для ЧГЛ, которые применимы к плазме без столкновений;

(ii) если  $\alpha = \nu = 0$  и  $\varepsilon = \beta = 5/3$ , то получаются уравнения состояния для магнитогидродинамики, которые применимы к идеальной плазменной среде с преобладанием столкновений;

(iii) если  $\alpha = \nu = 0$  и  $\varepsilon = \beta = 1$ , то получаются изотермические уравнения состояния для обоих давлений, применимые к ионно-акустическим модам;

(iv) если  $\alpha = 0$  и  $\beta = \varepsilon = \nu = 1$ , то получается изотермическое уравнение для параллельного

давления, действующего вблизи Солнца (Norderlinger, 1967).

Модифицированные новыми политропическими законами уравнения ЧГЛ также успешно использовались в целом ряде публикаций астрофизической направленности для изучения малоамплитудных гидромагнитных волн возмущения и нахождения новых критериев неустойчивости в анизотропных плазмах различного вида (в частности, в плотной квантовой холловской плазме, ультрарелятивистской плазме и т.п. (см., например, Gliddon, 1966; Bhatia, Chhonkar, 1985; Hau и др., 1993; Hau, Sonnerup, 1993; Wang, Hau, 2003; Chou, Hau, 2004; Hau, Wang, 2013; Prajapati, Chhajlani, 2010; Bhakta и др., 2017)).

Следует отметить, что наличие однородного вращения в гравитирующих системах считается наиболее важным явлением, играющим значительную роль в режиме гравитационной неустойчивости (см., например, Sharma, Singh, 1988; Chhajlani, Vyas, 1988; Argal и др., 2014). Большинство подобных исследований было проведено на основе МГД-уравнений, не охватывающих анизотропию давления, которой нельзя пренебрегать в присутствии сильного магнитного поля. А в случае использования моделей ЧГЛ анизотропной бесстолкновительной плазмы исследования проводились отдельно для вращающейся плазмы и плазмы, модифицированной за счет законов двойной политропы. Именно по этой причине, целью данной работы является совместное исследование в рамках модифицированного набора уравнений ЧГЛ неустойчивостей астрофизической плазменной системы с вращением и при учете обобщенных законов политропы. Для этого выводится дисперсионное соотношение, на основе которого получены различные видоизмененные критерии гравитационной неустойчивости Джинса (Jeans, 1902).

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ГИРОТРОПНОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим намагниченную бесстолкновительную астрофизическую плазменную систему с анизотропным тензором давления, которая, вращаясь с постоянной угловой скоростью  $\Omega$  ( $\Omega_x, 0, \Omega_z$ ), находится под влиянием постоянного сильного магнитного поля  $\mathbf{B}$ . В этом случае исходные уравнения звездной гидродинамики, записанные при отсутствии некоторых диссипативных эффектов, состоят из следующих модифицированных уравнений ЧГЛ в одножидкостном приближении (к которым добавляется эффект силы

Лоренца), уравнения Пуассона и уравнения индукции Фарадея (в идеальном пределе):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) \mathbf{V} = \\ = -\nabla \cdot \mathbf{P} - \rho \nabla \phi + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + 2\rho \mathbf{V} \times \Omega, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) \frac{p_{\parallel} B^{\alpha}}{\rho^{\beta}} = 0, \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) \frac{p_{\perp}}{\rho^{\varepsilon} B^{\nu}} = 0, \quad (7)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho. \quad (8)$$

Здесь  $\mathbf{B}$  — полоидальное магнитное поле, направленное вдоль оси  $\mathbf{i}_z$ ,  $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{i}_z$ ;  $\rho(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  — массовая плотность и скорость потока,  $G$  — гравитационный потенциал. Остальные символы имеют свои обычные значения. Заметим, что  $p_{\perp}(\mathbf{r}, t)$  и  $p_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$  в (1) в принципе должны быть суммированы по электронам и ионам (с отдельными давлениями для каждого вида частиц), в то время как  $\rho$  и  $\mathbf{V}$  (3)–(4) являются плотностью и скоростью потока ионов. Для простоты в этой работе мы ограничимся только ионным давлением (т.е.  $p_{\parallel} = p_{ion\parallel}$  и  $p_{\perp} = p_{ion\perp}$ ), что оправдано в пределе холодных электронов (Sharma и др., 2007). Мы также будем пренебрегать неидеальными поправками к уравнению индукции (5) (например, членом Холла), что вполне уместно в случае пренебрежения эффектами конечного ларморовского радиуса.

## ЛИНЕАРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Далее будем предполагать, что в начальном равновесном состоянии пространственно неограниченная анизотропная плазма является однородной. Одновременно будем считать, что магнитное поле, плотность плазмы, анизотропные газовые давления и скорость вращения невозмущенной среды являются постоянными величинами. В этом случае в линеаризованных уравнениях можно пренебречь всеми пространственными производными. Кроме этого, будем считать, что затухание малых возмущений пренебрежимо мало из-за омических потерь. При получении линеаризованных уравнений ограничимся также возмущениями только первого порядка по каждой из

физических переменных. Представим теперь физические переменные в виде:

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{V} = \mathbf{V}_0 (= 0) + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \delta\mathbf{P}(\mathbf{r}, t),$$

$$\mathbf{B} = B_0 \mathbf{i}_z + \mathbf{b}(\mathbf{r}, t), \quad \varphi = \varphi_0 + \delta\varphi(\mathbf{r}, t),$$

где слагаемые с индексом "0" описывают невозмущенные значения, а величины  $\mathbf{b} = [b_x(\mathbf{r}, t), b_y(\mathbf{r}, t), b_z(\mathbf{r}, t)]$ ,  $\mathbf{v} = [v_x(\mathbf{r}, t), v_y(\mathbf{r}, t), v_z(\mathbf{r}, t)]$ ,  $\delta\rho$ ,  $\delta\varphi$  и  $\delta\mathbf{P}$  представляют возмущения первого порядка от равновесных значений магнитного поля, гидродинамической скорости жидкости, массовой плотности жидкости, гравитационного потенциала и тензора давления, соответственно. Тогда, при выполнении всех необходимых условий, при удержании членов только первого порядка относительно малых возмущений и с учетом сделанных выше упрощающих предположений, система уравнения (1) и (3)–(8) принимает следующий линеаризованный вид:

$$\delta\mathbf{P} = \delta p_{\perp} \mathbf{I} + (\delta p_{\parallel} - \delta p_{\perp}) \mathbf{nn} + \\ + (p_{\parallel} - p_{\perp}) (\mathbf{n} \delta \mathbf{n} + \delta \mathbf{n} \mathbf{n}), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} = -\rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (10)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \cdot \delta\mathbf{P} - \rho_0 \nabla \delta\varphi + \\ + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}_0 + 2\rho_0 (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}), \quad (11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{B}_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}), \quad \nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (12)$$

$$\nabla^2 \delta\varphi = (4\pi G) \delta\rho, \quad (13)$$

$$\frac{\delta p_{\parallel}}{p_{\parallel}} = \beta \frac{\delta\rho}{\rho_0} - \alpha \frac{b_z}{B_0}, \quad (14)$$

$$\frac{\delta p_{\perp}}{p_{\perp}} = \varepsilon \frac{\delta\rho}{\rho_0} + \nu \frac{b_z}{B_0}, \quad (15)$$

где

$$\delta \mathbf{n} = (\mathbf{b} - \mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{b}) / B_0 \cdot \mathbf{n}_0 = \mathbf{i}_z. \quad (16)$$

Будем теперь предполагать, что все возмущенные величины  $\delta f(\mathbf{r}, t)$  изменяются по закону гармонических колебаний

$$\delta f(\mathbf{r}, t) \sim \delta f \exp(\omega t + i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}). \quad (17)$$

Здесь  $\delta f$  – независимая от времени и пространства малая амплитуда пульсаций;  $\mathbf{k} = k_x \mathbf{i}_x + k_z \mathbf{i}_z$  – волновой вектор, а  $k_x$  и  $k_z$  – волновые числа соответственно в направлениях  $x$  и  $z$ , так что  $k^2 = k_x^2 + k_z^2$ ;  $\omega$  – комплексная частота гармонических колебаний. Очевидно, что если частота  $\omega$

имеет ненулевую действительную часть, то имеется растущий режим и система будет неустойчивой. В случае, когда частота  $\omega$  является чисто мнимой, система представляет собой стабильную конфигурацию.

С учетом предположения (17) линеаризованная система дифференциальных уравнений (10), (12)–(15) перейдет в следующую систему алгебраических уравнений:

$$\omega = -i \rho_0 \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega}, \quad (18)$$

$$\frac{\mathbf{b}}{B_0} = i \left[ k_z \frac{\mathbf{v}}{\omega} - \mathbf{i}_z \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right], \quad i \mathbf{k} \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (19)$$

$$k^2 \delta\varphi = -i(4\pi G \rho_0) \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega}, \quad (20)$$

$$\frac{\delta p_{\parallel}}{p_{\parallel}} = i(\alpha - \beta) \frac{k_x v_x}{\omega} - i\beta \frac{k_z v_z}{\omega}, \quad (21)$$

$$\frac{\delta p_{\perp}}{p_{\perp}} = -i(\varepsilon + \nu) \frac{k_x v_x}{\omega} - i\varepsilon \frac{k_z v_z}{\omega}.$$

Уравнение для дивергенции  $\nabla \cdot \delta\mathbf{P}$ , входящей в линеаризованное уравнение движения (11), принимает тогда вид:

$$\nabla \cdot \delta\mathbf{P} = \left[ i \delta p_{\perp} k_x + i \frac{(p_{\parallel} - p_{\perp})}{B_0} b_x k_z \right] \mathbf{i}_x + \\ + \left[ i \frac{(p_{\parallel} - p_{\perp})}{B_0} b_y k_z \right] \mathbf{i}_y + \\ + \left[ i \delta p_{\parallel} k_z + \frac{(p_{\parallel} - p_{\perp})}{B_0} i b_x k_x \right] \mathbf{i}_z, \quad (22)$$

или, с учетом (19) и (21), записанной покомпонентно:

$$(\nabla \cdot \delta\mathbf{P})_x = \left[ (\varepsilon + \nu) p_{\perp} k_x^2 - (p_{\parallel} - p_{\perp}) k_z^2 \right] \frac{v_x}{\omega} + \\ + (\varepsilon p_{\perp}) k_x k_z \frac{v_z}{\omega},$$

$$(\nabla \cdot \delta\mathbf{P})_y = -(p_{\parallel} - p_{\perp}) k_z^2 \frac{v_y}{\omega}, \quad (23)$$

$$(\nabla \cdot \delta\mathbf{P})_z = (\beta p_{\parallel}) k_z^2 \frac{v_z}{\omega} + \\ + [(\beta - \alpha) p_{\parallel} - (p_{\parallel} - p_{\perp})] k_z k_x \frac{v_x}{\omega}.$$

При подстановке соотношений (18), (20) и (21) в линеаризованное уравнение движения (11) получим следующие три уравнения относительно компонент пульсаций скорости  $v_x, v_y, v_z$ :

$$\left\{ \omega^2 + (\mathbf{J}_{\perp}^2 + S_{\parallel}^2) k_x^2 + \Lambda k^2 \right\} v_x - \\ - (2\Omega_z \omega) v_y + (\mathbf{J}_{\perp}^2 k_x k_z) v_z = 0, \quad (24)$$

$$2\Omega_z v_x + (\omega + \Lambda k_z^2 / \omega) v_y - 2\Omega_z = 0, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} & \left[ \mathbf{J}_{\parallel}^2 - (\alpha + 1)S_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2 \right] k_x k_z v_x + \\ & + (2\Omega_x \omega) v_y + (\omega^2 + \mathbf{J}_{\parallel}^2 k_z^2) v_z = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь введены новые обозначения

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{\parallel}^2 &:= \beta S_{\parallel}^2 - 4\pi G\rho/k^2, \quad \mathbf{J}_{\perp}^2 := \varepsilon S_{\perp}^2 - 4\pi G\rho/k^2, \\ \Lambda &:= S_{\perp}^2 - S_{\parallel}^2 + c_a^2, \end{aligned} \quad (27)$$

имеющие следующие значения:  $S_{\perp} := \sqrt{p_{\perp}/\rho}$  и  $S_{\parallel} := \sqrt{p_{\parallel}/\rho}$  – скорости звука в перпендикулярном и параллельном направлении к магнитному полю, соответственно;  $c_a := B/\sqrt{4\pi\rho}$  – альвеновская скорость звука.

Система однородных линейных уравнений (24)–(26) для пульсаций скорости является исходной для дальнейшего анализа динамики малых возмущений в модели разреженной плазмы с анизотропным тензором давления. Эта система имеет решение, отличное от тривиального только в том случае, когда определитель

$$\begin{vmatrix} \omega^2 + (\mathbf{J}_{\perp}^2 + S_{\parallel}^2)k_x^2 + \Lambda k^2, & -2\Omega_z \omega, & \mathbf{J}_{\perp}^2 k_x k_z \\ 2\Omega_z, & \omega + \Lambda k_z^2 / \omega, & -2\Omega_x \\ \left[ \mathbf{J}_{\parallel}^2 - (\alpha + 1)S_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2 \right] k_x k_z, & 2\Omega_x \omega, & \omega^2 + \mathbf{J}_{\parallel}^2 k_z^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (28)$$

матрицы коэффициентов системы (24)–(26) равен нулю.

Опуская несложные выкладки, сразу приведем получаемое при этом общее дисперсионное соотношение для бесконечной однородной плазменной среды

$$\begin{aligned} & \left\{ \omega^2 + \left[ \mathbf{J}_{\perp}^2 + (\nu - 1)S_{\perp}^2 + S_{\parallel}^2 \right] k_x^2 + \Lambda k^2 \right\} \times \\ & \times \left\{ \left[ \omega + \frac{\Lambda}{\omega} k_z^2 \right] (\omega^2 + \mathbf{J}_{\parallel}^2 k_z^2) + 4\Omega_x^2 \omega \right\} + \\ & + 4\Omega_z \omega \left\{ \Omega_x \left[ \mathbf{J}_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2 - (\alpha + 1)S_{\parallel}^2 \right] k_x k_z + \right. \\ & + \Omega_z (\omega^2 + k_z^2 \mathbf{J}_{\parallel}^2) \left. \right\} + \mathbf{J}_{\perp}^2 \{ 4\Omega_x \Omega_z \omega - k_x k_z \times \\ & \times \left[ \mathbf{J}_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2 - (\alpha + 1)S_{\parallel}^2 \right] \left( \omega + \frac{\Lambda}{\omega} k_z^2 \right) \} k_x k_z = 0, \end{aligned} \quad (29)$$

которое лежит в основе исследования МГД-волн и различных свойств неустойчивости в замагниченной, самогравитирующей и вращающейся анизотропной плазме без столкновений при учете обобщенных законов двойной политропы. Аналитическое решение этого дисперсионного соотношения, представляющего собой алгебраическое уравнение шестого порядка по параметру  $\omega$ , в общем случае затруднительно. В работе (Kowal и др., 2011), посвященной анализу турбулентности в плазме без столкновений с использованием трехмерного моделирования уравнений ЧГЛ-МГД, получено численное решение дисперсионного соотношения типа (29), на основе которого были проанализированы новые волновые моды и изучен новый класс кинетических неустойчивостей, таких как “шланговые” и “зеркальные” неустойчивости. Вместе с тем дисперсионное соотношение (29) может быть существенно упрощено при

аналитическом рассмотрении по отдельности поперечных, продольных и косых волновых мод.

### ПОПЕРЕЧНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ВОЗМУЩЕНИЯ

В случае поперечного распространения колебательной волны возмущения, когда  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ , соотношение (29) принимает следующий вид

$$\begin{aligned} & (\omega^2 + 4\Omega_x^2) \left\{ \omega^2 + \left[ \mathbf{J}_{\perp}^2 + (\nu - 1)S_{\perp}^2 + S_{\parallel}^2 + \Lambda^2 \right] k^2 \right\} + \\ & + 4\Omega_z (\Omega_x + \omega^2 \Omega_z) = 0. \end{aligned} \quad (30)$$

Проанализируем это соотношение для двух расположений оси вращения  $\Omega$  системы – вдоль и поперек магнитного поля.

*Ось вращения параллельна магнитному полю,  $\Omega \parallel \mathbf{B}$*

Подставляя координаты  $\Omega_x = 0$  и  $\Omega_z = \Omega$  вектора угловой скорости вращения в уравнение (30), в результате получим простое алгебраическое уравнение

$$\omega^2 + \left[ (\varepsilon + \nu)S_{\perp}^2 + c_a^2 \right] k^2 + 4\Omega^2 - 4\pi G\rho = 0, \quad (31)$$

описывающее гравитационные моды, зависящие от политропных индексов и комбинированных эффектов вращения, самогравитации и магнитного поля. Условие существования положительного действительного корня уравнения (31), соответствующее неустойчивости моды самогравитирующей плазменной системы с анизотропным давлением, имеет вид  $\omega^2 > 0$ . Отсюда получаем модифицированный критерий Джинса

$$k^2 < \frac{4\pi G\rho - 4\Omega^2}{(\varepsilon + \nu)(p_{\perp}/\rho) + c_a^2}. \quad (32)$$

Из этого неравенства можно сделать следующий вывод: в случае поперечного распространения волны возмущения, направленной перпендикулярно к оси вращения плазменного облака ( $\mathbf{k} \perp \Omega$ ), вращение и магнитное поле стабилизируют гравитационную неустойчивость. Для бесстолкновительной вращающейся плазмы ЧГЛ, когда политропные индексы равны  $\nu = \varepsilon = 1$ , критерий (32) приобретает вид:

$$k^2 < 4 \frac{\pi G\rho - \Omega^2}{2(p_{\perp}/\rho) + c_a^2}, \quad (33)$$

а для МГД-плазмы ( $\nu = 0$ ,  $\varepsilon = 5/3$ ) получим критерий

$$k^2 < 4(\pi G\rho - \Omega^2)/(c_s^2 + c_a^2). \quad (34)$$

Здесь  $c_s = \sqrt{5/3 p_g/\rho}$  – адиабатическая скорость звука в идеальной плазме. Применительно к ионно-акустическим модам ( $\nu = 0$ ,  $\varepsilon = 1$ ), когда справедливы изотермические уравнения состояния для обоих давлений, имеет место следующий критерий неустойчивости разреженной плазмы

$$k^2 < 4 \frac{\pi G\rho - \Omega^2}{(p_{\perp}/\rho) + c_a^2}. \quad (35)$$

*Ось вращения перпендикулярна к магнитному полю,  $\Omega \perp \mathbf{B}$*

В этом случае дисперсионное соотношение (30) приводит к двум модам распространения возмущающей волны

$$\begin{aligned} & (\omega^2 + 4\Omega^2) \times \\ & \times \left\{ \omega^2 + [(\varepsilon + \nu)S_{\perp}^2 + c_a^2]k^2 - 4\pi G\rho \right\} = 0. \end{aligned} \quad (36)$$

Первый сомножитель (36), приравняемый к нулю,  $\omega^2 + 4\Omega^2 = 0$ , описывает стабильный затухающий режим, связанный с наличием вращения плазменной системы.

Приравняемый к нулю второй сомножитель, приводит к уравнению

$$\omega^2 + [(\varepsilon + \nu)S_{\perp}^2 + c_a^2]k^2 - 4\pi G\rho = 0, \quad (37)$$

из которого видно, что на этот гравитационный режим влияют политропные индексы, самогравитация и магнитное поле. В этом случае критерий неустойчивости задается выражением

$$k^2 < \frac{4\pi G\rho}{(\varepsilon + \nu)(p_{\perp}/\rho) + c_a^2}. \quad (38)$$

Таким образом, в случае продольного распространения волны возмущения, направленной перпендикулярно к оси вращения плазменного облака,  $\mathbf{k} \perp \Omega$ , вращение не влияет на состояние неустойчивости плазмы, которое зависит от самогравитации и значений политропных индексов  $\varepsilon$  и  $\nu$ , играющих важную роль в определении критического волнового числа Джинса<sup>1</sup>.

Критическое волновое число Джинса в рассматриваемом общем случае задается выражением

$$k_{cr} = 2\rho\sqrt{\pi G/[(\varepsilon + \nu)p_{\perp} + B^2/4\pi]}, \quad (39)$$

которое для МГД-уравнений и для набора уравнений ЧГЛ равно соответственно

$$k_{cr} = 2\rho\sqrt{\pi G/[5p_{\perp}/3 + B^2/4\pi]} \quad (40)$$

и

$$k_{cr} = 2\rho\sqrt{\pi G/[2p_{\perp} + B^2/4\pi]}. \quad (41)$$

Из этих выражений следует, что критическое волновое число Джинса для МГД-уравнений больше по сравнению с набором уравнений ЧГЛ.

## ПРОДОЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ВОЗМУЩЕНИЯ

В случае продольного распространения мелкомасштабной волны возмущения (когда  $k_x = 0$ ,  $k_z = k$ ) дисперсионное соотношение (29) принимает более простой вид:

$$\begin{aligned} & \omega \left( \omega + \frac{\Lambda}{\omega} k^2 \right) \left\{ \left[ \omega + \frac{\Lambda}{\omega} k^2 \right] (\omega^2 + J_{\parallel}^2 k^2) + 4\Omega_x^2 \omega \right\} + \\ & + 4\Omega_z^2 \omega (\omega^2 + k^2 J_{\parallel}^2) = 0. \end{aligned} \quad (42)$$

Проанализируем также это соотношение для двух расположений оси вращения плазменной системы – вдоль и поперек магнитного поля.

*Ось вращения параллельна магнитному полю,  $\Omega \parallel \mathbf{B}$*

Подставляя в (42) величины  $\Omega_x = 0$  и  $\Omega_z = \Omega$ , в результате получим следующее дисперсионное соотношение

<sup>1</sup> Напомним, что для неустойчивых волн возмущения частота  $\omega > 0$ , тогда как устойчивость соответствует условию  $\omega < 0$ . Эти два класса разделяет случай нейтральной устойчивости  $\omega = 0$ , что соответствует модам с критической длиной волны возмущения. Критическая длина волны возмущения  $\lambda_{cr} = 2\pi/k_{cr}$  (для идеального газа:  $k_{cr}^2 = \omega_{cr}^2/c_{gs}^2$ ,  $\omega_{cr}^2 = 4\pi G\rho$ ) является размером мельчайших “капель” рассматриваемой среды, которые могут удерживаться вместе собственным гравитационным притяжением.

$$(\omega^2 + \beta S_{\parallel}^2 k^2 - 4\pi G\rho) \left\{ \left[ \omega + \frac{\Lambda}{\omega} k^2 \right]^2 + 4\Omega^2 \right\} = 0. \quad (43)$$

Это уравнение описывает распространение в направлении магнитного поля продольной волны возмущения для плазмы без столкновений с анизотропным тензором давления и с модифицированными политропными индексами, ось вращения которой параллельна магнитному полю. Уравнение (43) содержит два независимых множителя, первый из которых описывает гравитационный режим, на который влияет политропный индекс  $\beta$ , в то время второй множитель не зависит от политропных индексов, но зависит от комбинированного эффекта, связанного с вращением и действием магнитным полем.

Приравненный к нулю первый множитель

$$\omega^2 + \beta S_{\parallel}^2 k^2 - 4\pi G\rho = 0 \quad (44)$$

приводит к следующему критерию гравитационной неустойчивости моды

$$k^2 < 4\pi G\rho^2 / \beta p_{\parallel}, \quad (45)$$

который зависит от самогравитации и значения политропного индекса  $\beta$ , играющего важную роль в определении критического волнового числа Джинса.

Критическое волновое число Джинса в этом случае задается выражением

$$k_{cr} = 2\rho\sqrt{\pi G/\beta p_{\parallel}}, \quad (46)$$

которое для МГД-уравнений ( $\beta = 5/3$ ) и для набора уравнений ЧГЛ ( $\beta = 3$ ) приводит соответственно к критериям

$$k_{cr} = 2\rho\sqrt{3\pi G/5p_{\parallel}} \text{ и } k_{cr} = 2\rho\sqrt{\pi G/3p_{\parallel}}.$$

Из этих выражений следует, что критическое волновое число Джинса для МГД-уравнений больше по сравнению с набором уравнений ЧГЛ.

Приравняем теперь к нулю второй множитель  $\left[ \omega + \Lambda k^2 / \omega \right]^2 + 4\Omega^2 = 0$  алгебраического уравнения (43). В результате получим

$$\omega^4 + 2[2\Omega^2 + \Lambda k^2]\omega^2 + \Lambda^2 k^4 = 0. \quad (47)$$

Это дисперсионное соотношение описывает гравитационный режим, включающий в себя влияние магнитного поля, анизотропного давления и вращения, но индексы политропы на него не влияют.

В случае, когда величина  $\Lambda = S_{\perp}^2 - S_{\parallel}^2 + c_a^2 > 0$ , все коэффициенты уравнения (47) будут положительными. Это означает, что биквадратный многочлен, заданный уравнением (47), будет иметь все корни с отрицательными вещественными частями (или комплексные корни с отрицательными

действительными частями) тогда и только тогда, когда все главные диагональные миноры матрицы Гурвица (см., например, Гантмахер, 2010) будут также положительными. Для того чтобы убедиться в выполнении критерия Рауса–Гурвица, выпишем все главные миноры для многочлена, заданного уравнением (47):

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= 1 > 0, \quad \Delta_2 = k^2(S_{\perp}^2 - S_{\parallel}^2 + c_a^2) > 0, \\ \Delta_3 &= 4\Omega^2 > 0, \quad \Delta_4 = 4\Omega^2(S_{\perp}^2 - S_{\parallel}^2 + c_a^2)^2 > 0. \end{aligned} \quad (48)$$

Поскольку все миноры положительны, то критерий Рауса–Гурвица удовлетворяется. А это означает, что система, представленная уравнением (47), будет в случае выполнения неравенства  $S_{\perp}^2 - S_{\parallel}^2 + c_a^2 > 0$  устойчивой.

Уравнение (47) может быть записано в виде биквадратного уравнения для фазовой скорости (так называемых шланговых мод) в виде:

$$v_{\phi}^4 + 2[2\Omega^2/k^2 + \Lambda]v_{\phi}^2 + \Lambda^2 = 0. \quad (49)$$

Это уравнение является дисперсионным уравнением для волн Альвена с фазовой скоростью  $v_{\phi} = \omega/k$ , модулированной вращением и анизотропным давлением в различных направлениях.

В случае отсутствия вращения ( $\Omega = 0$ ) оно сводится к простому уравнению  $(v_{\phi}^2 + \Lambda)^2 = 0$ , которое имеет решение

$$\begin{aligned} (v_{\phi})_{f,s} &= \pm\sqrt{S_{\parallel}^2 - S_{\perp}^2 - c_a^2} = \\ &= \pm\frac{1}{\sqrt{\rho}}\sqrt{p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2 - B^2/4\pi}. \end{aligned} \quad (50)$$

В отличие от изотропного случая ( $p_{\parallel}^2 = p_{\perp}^2$ ), фазовая скорость альвеновских волн определяется не только магнитным полем, но и анизотропным давлением плазмы. Если  $p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2 - B^2/4\pi = 0$ , то имеет место нераспространяющаяся мода (резонансный режим,  $\omega = 0$ ), что объясняется абсолютно неупругим возмущением силовых линий магнитного поля. Если справедливо неравенство

$$p_{\parallel}^2 > p_{\perp}^2 + B^2/4\pi, \quad (51)$$

то имеет место нераспространяющийся, неустойчивый режим. Эта неустойчивость, называется шланговой (firehose) неустойчивостью. Физический механизм этой неустойчивости связан с “вмороженностью” силовых линий магнитного поля в бесконечно проводящую плазму. Поскольку в этом случае частицы плазмы привязаны к силовым линиям, то при искривлении силовой линии возникает центробежная сила, пропорциональная энергии продольного движения частиц и стремящаяся увеличить искривление. Если продольное давление велико, то эта сила оказывается

больше, чем возвращающие силы, связанные с натяжением силовых линий. В результате силовая линия будет еще больше искривляться по аналогии с поведением шланга, по которому подается сильная струя воды. Таким образом, в однородной анизотропной плазме магнитогиродинамическая сдвиговая альвеновская волна может стать неустойчивой при выполнении условия (50). Заметим, что неустойчивость подобного типа возможна в плазме солнечного ветра (Abraham-Shrauner, 1973).

*Ось вращения перпендикулярна  
к магнитному полю,  $\Omega \perp \mathbf{B}$*

Подставляя  $\Omega_x = \Omega$  и  $\Omega_z = 0$  в соотношение (42), в результате получим следующее дисперсионное уравнение

$$\omega \left( \omega + \frac{\Lambda}{\omega} k^2 \right) \times \left\{ \left[ \omega + \frac{\Lambda}{\omega} k^2 \right] \left( \omega^2 + \mathbf{J}_{\parallel}^2 k^2 \right) + 4\Omega^2 \omega \right\} = 0, \quad (52)$$

или

$$\omega^6 + \omega^4 \left[ 2k^2 \Lambda^2 + \mathbf{J}_{\parallel}^2 k^2 + 4\Omega^2 \right] + \omega^2 \left[ k^4 \Lambda^4 + 2\mathbf{J}_{\parallel}^2 k^4 \Lambda^2 + 4\Omega^2 k^2 \Lambda^2 \right] + k^6 \Lambda^4 \mathbf{J}_{\parallel}^2 = 0. \quad (53)$$

Это уравнение описывает гравитационные режимы, зависящие от политропного индекса  $\beta$  и включающие эффекты магнитного поля и вращения. Критерий гравитационной неустойчивости плазменной анизотропной системы, вытекающий из уравнения (53), в случае положительности параметра  $\Lambda > 0$ , зависит от постоянного члена; когда  $k^2 \mathbf{J}_{\parallel}^2 < 0$  он имеет вид:

$$k^2 < 4\pi G\rho / \beta(p_{\parallel}/\rho), \quad (54)$$

что совпадает с критерием (45), полученным для случая продольного распространения волны возмущения, когда ось вращения системы параллельна магнитному полю.

Заметим, что в случае справедливости неравенств

$$\Lambda = S_{\perp}^2 - S_{\parallel}^2 + c_a^2 > 0, \quad (55)$$

$$\mathbf{J}_{\parallel}^2 k^2 = \beta S_{\parallel}^2 k^2 - 4\pi G\rho > 0,$$

уравнение (53) имеет мнимые корни, что является необходимым условием устойчивости системы.

## НАКЛОННОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ВОЗМУЩЕНИЯ

При рассмотрении поперечных и параллельных волн возмущения обращался в нуль последний член в общем дисперсионном соотноше-

нии (29), который может играть значительную роль при анализе наклонного распространения возмущенной волны и неустойчивости плазменной системы.

Пусть волна возмущения распространяется с волновым вектором

$$\mathbf{k} = k \sin \theta \mathbf{i}_x + k \cos \theta \mathbf{i}_z, \quad (56)$$

где  $\theta$  – угол распространения. Тогда, предполагая для простоты отсутствие вращения ( $\Omega = 0$ ), перепишем дисперсионное соотношение (29) в виде:

$$\begin{aligned} & (v_{\phi}^2 + \Lambda \cos^2 \theta) \times \\ & \times \left\{ \left[ v_{\phi}^2 + (\mathbf{J}_{\perp}^2 + (v-1)S_{\perp}^2 + S_{\parallel}^2) \sin^2 \theta + \Lambda \right] \times \right. \\ & \times (v_{\phi}^2 + \mathbf{J}_{\parallel}^2 \cos^2 \theta) + \\ & \left. + \mathbf{J}_{\perp}^2 \left[ (\alpha + 1)S_{\parallel}^2 - \mathbf{J}_{\parallel}^2 - S_{\perp}^2 \right] \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right\} = 0, \end{aligned} \quad (57)$$

где  $v_{\phi} = \omega/k$  – фазовая скорость волновых мод.

Это уравнение содержит два независимых множителя, первый из которых описывает режим, на который не влияют политропные индексы, в то время как второй множитель зависит как от политропных индексов, так и от эффектов, связанных с магнитным полем и самогравитацией.

Приравнявая к нулю первый множитель, получим следующее уравнение для фазовой скорости (так называемых шланговых мод)

$$v_{\phi}^2 - (S_{\parallel}^2 - S_{\perp}^2 - c_a^2) \cos^2 \theta = 0. \quad (58)$$

Уравнение (57) показывает, что на фазовую скорость этих мод индексы политропы не оказывают влияния. Решение этого уравнения

$$(v_{\phi})_{f,s} = \pm \sqrt{\frac{p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2 - B^2/4\pi}{\rho}} \cos^2 \theta \quad (59)$$

описывает волны (их обозначим меткой f,s), которые являются прототипами альвеновских колебаний в обычной изотропной магнитогиродинамике. Если

$$p_{\parallel}^2 > p_{\perp}^2 + B^2/4\pi, \quad (60)$$

то имеется положительный корень уравнения (48) и, следовательно, в этом случае развивается шланговая неустойчивость. Таким образом, критерий неустойчивости бесстолкновительной анизотропной плазменной системы при косом распространении волны возмущения совпадает, в частности, с критерием (41), справедливым для продольного распространения волны. Вместе с тем, решение (58) определяет всевозможные промежуточные режимы (при  $\theta \neq 0$ ) распространения волны для различных значений угла  $\theta$ . При поперечном режиме распространения волны (когда  $\theta = \pi/2$ ) это решение обращается в нуль. Ин-

кремент неустойчивости имеет максимум при параллельном распространении, когда  $\theta = 0$ .

Второй сомножитель уравнения (56) приводит к следующему биквадратному уравнению для зависящих от выбора политропных индексов фазовых скоростей:

$$v_{\phi}^4 + bv_{\phi}^2 + c = 0, \quad (61)$$

где

$$b = \left[ (\varepsilon + \nu)S_{\perp}^2 + c_a^2 \right] \sin^2 \theta + (\Lambda + J_{\parallel}^2) \cos^2 \theta, \quad (62)$$

$$c = J_{\parallel}^2 \cos^2 \theta \left[ (\varepsilon + \nu)S_{\perp}^2 + c_a^2 \right] \sin^2 \theta + \Lambda \cos^2 \theta + J_{\perp}^2 \left[ (\alpha + 1)S_{\parallel}^2 - S_{\perp}^2 - J_{\parallel}^2 \right] \sin^2 \theta \cos^2 \theta = 0. \quad (63)$$

Решение уравнения (60) имеет вид

$$(v_{\phi}^2)_{f,s} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4c}}{2}. \quad (64)$$

Заметим, что при  $\alpha = \nu = 0$  и  $\varepsilon = \beta = 5/3$  приведенные соотношения аналогичны стандартным изотропным МГД-дисперсиям для медленных (знак минус в уравнении (63)), промежуточных и быстрых режимов (знак плюс в уравнении (63)) в соответствии с упорядочением их фазовых скоростей. В изотропной МГД-плазме поведение корней (63) биквадратного уравнения обсуждалось во многих работах (см., например, Захаров, 1988), в которых приведены все три (быстрые, медленные и промежуточные или альвеновские) диаграммы фазовых скоростей. Подобные диаграммы представляют собой фазовые графики, построенные для характеристической фазовой скорости и значений угла распространения возмущений  $\theta$ , которые аналогичны диаграммам Фридриха в магнитогидродинамике. В работе (Abraham-Shrauner, 1973) приведены фазовые диаграммы для анизотропной плазмы при использовании обобщенных законов политропного давления.

Таким образом, полученное здесь дисперсионное уравнение (60) описывает как быстрые (f), медленные (s), так и промежуточные режимы распространения возмущенных волн в анизотропной самогравитирующей плазме. Очевидно, что учет гравитационного члена в уравнении (60) изменяет классические три моды гидромагнитных волн.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию гравитационной неустойчивости бесконечной вращающейся намагниченной плазмы без столкновений, с анизотропным давлением и при учете модифицированных законов двойной политропы. Основные уравнения рассматриваемой системы построены с использованием комбиниру-

ванной системы уравнений ЧГЛ и МГД. Общая дисперсионная система уравнений получена с помощью стандартного модового анализа путем построения линеаризованной системы уравнений. На ее основе обсуждаются волновые модовые решения и свойства неустойчивости в трех предельных случаях: для продольного волнового числа, для поперечного волнового числа, а также для наклонного распространения волны возмущения. Распространение волн возмущения рассматривается также как вдоль, так и поперек оси вращения.

Существование анизотропного давления приводит к появлению новых неустойчивых режимов. В частности, для поперечного режима распространения волны возмущения с осью вращения, параллельной направлению магнитного поля, наблюдается уменьшение критического волнового числа Джинса с ростом угловой скорости вращения, что означает стабилизирующее влияние вращения на систему. Было также получено, что область неустойчивости и величина критического волнового числа Джинса больше для системы уравнений ЧГЛ по сравнению с системой МГД-уравнений. В случае распространения возмущающей волны параллельно магнитному полю и с осью вращения, перпендикулярной магнитному полю, получены две отдельные моды, на которые влияют вращение и самогравитация. С целью выявления влияния вращения и самогравитации был выполнен также анализ косога распространения возмущающей волны в анизотропной плазменной системе и получен соответствующий критерий неустойчивости. При этом установлено, что классическое условие неустойчивости шланга остается неизменным из-за наличия равномерно-го вращения.

Проведенное исследование направлено на изучение разреженных астрофизических гравитационных систем (например, аккреционных протопланетных дисков, магнитосферы и плазмосферы Земли и экзопланет, плазмы звездного ветра, обтекающей Землю и другие планеты Солнечной системы и т.п.), где вращение, наряду с намагниченностью плазмы и анизотропией давления, должны быть значительными.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. М.: Физматлит, 2010. 463 с.
- Захаров В.Ю. Волны малой амплитуды в замагниченной плазме без столкновений // Вопросы магнитной гидродинамики плазмы без столкновений в сильном магнитном поле. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. 168 с.
- Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З. О квазигидродинамическом описании разреженной плазмы, находящейся в магнитном поле // Физика плазмы и проблемы

- управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 3. С. 268–277.
- Колесниченко А.В.* К описанию движения разреженной магнитосферной плазмы в сильном магнитном поле // Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2017. № 43. 32 с.
- Abraham-Shrauner B.* Small amplitude hydromagnetic waves for a plasma with a generalized polytrope law // *Plasma Physics*. 1973. V. 15. № 5. P. 375–385.
- Argal S., Tiwari A., Sharma P.K.* Jeans instability of a rotating self-gravitating viscoelastic fluid // *Europhys. Lett*. 2014. V. 108. id. 35003.
- Bhatia P.K.* Gravitational instability of a rotating anisotropic plasma with the inclusion of finite Larmor radius effect // *Z. Astrophysik*. 1968. V. 69. S. 363–367.
- Bhatia P.K., Chhonkar R.P.S.* Instability of rotating isotropic and anisotropic plasmas // *Astrophys. and Space Sci*. 1985. V. 114. P. 135–149.
- Bhakta S., Prajapati R.P., Dolai B.* Small amplitude waves and linear firehose and mirror instabilities in rotating polytropic quantum plasma // *Phys. Plasmas*. 2017. V. 24. id. 082113 (13 p.).
- Chandrasekhar S.* *Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability*. Clarendon, 1961. 585 p.
- Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E.* The Boltzmann equation and the one-fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions // *Proc. Roy. Soc. Lond. A*. 1956. V. 236. P. 112–118.
- Cherkos A.M., Tessema S.B.* Gravitational instability on propagation of MHD waves in astrophysical plasma // *J. Plasma Physics*. 2013. V. 79. № 5. P. 805–816.
- Chou M., Hau L.-N.* Magnetohydrodynamic waves and instabilities in homogeneous gyrotropic ultrarelativistic plasma // *Astrophys. J*. 2004. V. 611. № 2. P. 1200–1207.
- Chhajlani R.K., Vyas M.K.* Effect of thermal conductivity on the gravitational instability of a magnetized rotating plasma through a porous medium in the presence of suspended particles // *Astrophys. and Space Sci*. 1988. V. 145. P. 223–240.
- Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J.* Wave instabilities in an anisotropic magnetized space plasma // *Astron. and Astrophys*. 2008. V. 489. № 2. P. 769–772.
- Gliddon E.C.* Gravitational instability of anisotropic plasma // *Astrophys. J*. 1966. V. 145. P. 583–588.
- Hau L.-N., Phan T.-D., Sonnerup B.U.O., Paschmann G.* Double-polytropic closure in the magnetosheath // *Geophys. Res. Lett*. 1993. V. 20. № 20. P. 2255–2258.
- Hau L.-N., Sonnerup B.U.Ö.* On slow-mode waves in an anisotropic plasma // *Geophys. Res. Lett*. 1993. V. 2. № 17. P. 1763–1766.
- Hau L.-N., Wang B.-J.* Effects of Hall current and electron temperature anisotropy on proton fire-hose instabilities // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20. id. 102120 (9 p.).
- Hunter C.* Self-gravitating gaseous disks // *Ann. Rev. Fluid Mech*. 1972. V. 4. P. 219–242.
- Jeans J.H.* The stability of a spherical nebula // *Phil. Transact. Roy. Soc. London. Ser. A. Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*. 1902. V. 199. P. 1–53.
- Kalra G.L., Hosking R.J.* Effect of self-gravitation or finite ion mass on the stability of anisotropic plasma // *Astrophys. and Space Sci*. 1970. V. 9. P. 34–79.
- Kaothekar S., Chhajlani R.K.* Jeans instability of self-gravitating partially ionized Hall plasma with radiative heat loss functions and porosity // *AIP Conf. 2013. Proc*. V. 1536. P. 1288–1289.
- Kowal G., Falceta-Gonçalves D.A., Lazarian A.* Turbulence in collisionless plasmas: statistical analysis from numerical simulations with pressure anisotropy // *New J. Physics*. 2011. V. 13. P. 053001 (1–23).
- Noerdlinger P.D.* Anisotropic compression of a relativistic plasma // *Phys. Fluids*. 1967. V. 10. № 11. P. 2505.
- Prajapati R.P., Chhajlani R.K.* Effect of pressure anisotropy and flow velocity on Kelvin–Helmholtz instability of anisotropic magnetized plasma using generalized polytropic laws // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. id. 112108 (12 p.).
- Ren H., Ca J., Wu Z., Chu P.K.* Magnetorotational instability in a collisionless plasma with heat flux vector and an isotropic plasma with self-gravitational effect // *Phys. Plasmas*. 2011. V. 18. № 9. id. 092117 (10 p.).
- Sharma R.C., Singh B.* Gravitational instability of a rotating and partially-ionized plasma in the presence of variable magnetic field // *Astrophys. and Space Sci*. 1988. V. 143. P. 233–239.
- Sharma P., Quataert E., Hammett G.W., Stone J.M.* Electron heating in hot accretion flows // *Astrophys. J*. 2007. V. 667. P. 714–723.
- Wang B.J., Hau L.N.* MHD aspects of fire-hose type instabilities // *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2003. V. 108. № A12. id.1463 (12 p.).

## ДВИЖЕНИЕ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ В СФЕРЕ ХИЛЛА ЗВЕЗДЫ ПРОКСИМА ЦЕНТАВРА

© 2023 г. С. И. Ипатов\*

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

\*e-mail: siipatov@hotmail.com

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 11.05.2023 г.

Принята к публикации 23.05.2023 г.

Рассматривалось движение планетезималей, первоначально находившихся в зоне питания планеты Проксима Центавра  $c$ , на расстояниях от звезды от 500 а. е. до радиуса сферы Хилла звезды, равного 1200 а. е. В рассмотренной безгазовой модели основной выброс планетезималей из большей части зоны питания почти сформировавшейся планеты  $c$  на расстояния от звезды, большие 500 а. е., происходил в течение первых 10 млн лет. Только для планетезималей, первоначально находившихся на краях зоны питания планеты, доля планетезималей, впервые достигших 500 а. е. за время, большее 10 млн лет, была больше половины. Отдельные планетезимали могли достигать внешней части сферы Хилла звезды и через сотни миллионов лет. Около 90% планетезималей, впервые достигших 500 а. е. от звезды Проксима Центавра, впервые достигли 1200 а. е. от звезды менее, чем за 1 млн лет, при современной массе планеты  $c$ . При этом не более 2% планетезималей, имевших афелийные расстояния орбит между 500 и 1200 а. е., двигались по таким орбитам в течение более 10 млн лет (но менее нескольких десятков миллионов лет). При массе планеты, равной половине массы планеты  $c$ , доля планетезималей, увеличивших максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е. менее, чем за 1 млн лет, была около 70–80%. При современной массе планеты  $c$  среди планетезималей, впервые достигших 500 а. е. от звезды, доля планетезималей с эксцентриситетами орбит, большими 1, равнялась 0.05 и 0.1 при начальных эксцентриситетах их орбит  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно. Среди планетезималей, впервые достигших 1200 а. е. от звезды, эта доля была около 0.3 при обоих значениях  $e_0$ . Минимальные значения эксцентриситета орбит планетезималей, достигших 500 и 1200 а. е. от звезды, равнялись 0.992 и 0.995 соответственно. В рассмотренной модели во внешней части сферы Хилла звезды диск планетезималей был довольно плоским. Наклонения  $i$  орбит более 80% планетезималей, впервые достигших 500 или 1200 а. е. от звезды, не превышали  $10^\circ$ . При современной массе планеты  $c$  в среднем по всем вариантам расчетов доля таких планетезималей с  $i > 20^\circ$  не превышала 1%. Полученные результаты могут быть интересны для понимания движения тел в некоторых других экзопланетных системах, особенно в системах с одной доминирующей планетой. Они могут быть использованы для задания исходных данных для моделей эволюции диска тел во внешней части сферы Хилла звезды Проксима Центавра, которые учитывают гравитационные взаимодействия и столкновения тел между собой, а также влияние других звезд. Сильно наклоненные орбиты тел во внешней части сферы Хилла звезды Проксима Центавра могут быть только в основном за счет тел, пришедших в сферу Хилла извне. Радиус сферы Хилла звезды Проксима Центавра на порядок меньше радиуса внешней границы облака Хилла в Солнечной системе и на два порядка меньше радиуса сферы Хилла Солнца. Поэтому трудно ожидать существования у этой звезды столь же массивного аналога облака Оорта, как у Солнца.

**Ключевые слова:** Проксима Центавра, планетезимали, зона питания планеты, сфера Хилла, облака Хилла и Оорта

**DOI:** 10.31857/S0320930X2306004X, **EDN:** DDQLXU

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется изучению экзопланетных систем. Обзоры по этой тематике приведены, в частности, в (Маров, Шевченко, 2020; 2022). Система Проксима Центавра (Proxima Centauri) состоит из звезды с массой, равной 0.122 массы Солнца, и трех планет.

Звезда Проксима Центавра ( $\alpha$  Центавра С, Alpha Centauri C) является членом тройной звездной системы, в которую входит также двойная звезда Альфа Центавра АВ Centauri (Alpha AV), состоящая из двух звезд с массами, близкими к массе Солнца. Расстояние между звездами Проксима Центавра и Альфа Центавра АВ составляет около 12950 а. е. Масса наиболее крупной планеты

Проксима Центавра  $c$  равна  $m_c = 7m_E$  (где  $m_E$  – масса Земли). Большая полуось ее орбиты равна  $a_c = 1.489$  а. е. Две другие планеты – Проксима Центавра  $b$  и  $d$  – имеют меньшие массы и большие полуоси орбит:  $m_b = 1.17m_E$ ,  $a_b = 0.04875$  а. е.,  $a_d = 0.02895$  а. е. и  $m_d = 0.29m_E$ .

Schwarz и др. (2018) изучали движение экзокомет в системе Проксима Центавра при распределении наклонений  $i$  начальных орбит экзокомет в виде облака Оорта с  $0^\circ \leq i \leq 180^\circ$ . Перигелийные расстояния орбит экзокомет были меньше  $0.0485$  а. е., а начальные эксцентриситеты орбит были в диапазоне от  $0.95$  до  $0.9999$ . Начальные значения больших полуосей орбит экзокомет варьировались в разных сериях расчетов от  $1$  до  $1000$  а. е. Schwarz и др. (2018) считали большую полуось орбиты планеты Проксима Центавра  $b$  равной  $0.0485$  а. е., а большую полуось орбиты планеты Проксима Центавра  $c$  брали в диапазоне от  $0.06$  до  $0.3$  а. е. (для тестовых вычислений до  $0.7$  а. е.). Позднее было обнаружено, что большая полуось планеты  $c$  гораздо больше, чем считалось в расчетах в (Schwarz и др., 2018). В этих расчетах вероятности столкновений экзокомет с планетами были примерно одинаковыми для модели, которая рассматривала только гравитационное влияние звезды и планет, и для модели, в которой дополнительно учитывалось гравитационное влияние двойной звездной системы Альфа Центавра АВ. Для последней модели Schwarz и др. (2018) получили, что за  $2$  млн лет более  $3/5$  экзокомет с большими полуосями начальных орбит между  $990$  и  $1000$  а. е. достигли  $20000$  а. е. от звезды Проксима Центавра или столкнулись с ней.

Настоящая работа использует те же самые результаты моделирования эволюции орбит планетезималей, стартовавших из окрестности орбиты планеты Проксима Центавра  $c$ , что и (Ипатов, 2023; Ipatov, 2021; 2022; 2023). Она является завершающей работой в этой серии расчетов. В статье (Ипатов, 2023) рассматривались размеры зоны питания этой планеты  $c$  (включая изучение устойчивых орбит внутри этой зоны питания), а в статьях (Ipatov, 2021; 2022; 2023) оценивалась доставка планетезималей из этой зоны питания к внутренним планетам. В этих работах основное внимание уделялось движению планетезималей на расстояниях, меньших  $2$  а. е. от звезды. Ниже мы исследуем движение планетезималей из этой же зоны питания на расстояниях больших  $500$  а. е. Начальные данные во всех расчетах были одинаковыми, только рассматривалось движение тех же начальных планетезималей на разных расстояниях от звезды. Начальные эксцентриситеты орбит планетезималей равнялись  $0.02$  или  $0.15$ . В этих расчетах учитывалось гравитационное влияние звезды и планет  $c$  и  $b$ . Влияние газа не рассматривалось. Для рассмотренных начальных

данных считалось неважным каким именно образом сформировались достаточно крупные зародыши планет. В ряде работ (например, Lambrechts, Johansen, 2012; 2014; Morbidelli, 2020; Morbidelli и др., 2015; Wahlberg Jansson K., Johansen, 2014) считается, что при наличии газа в диске большую роль играла аккумуляция “гальки” (pebble accretion). В наших расчетах считалось, что орбита планеты  $c$  находится за линией льда, а орбита планеты  $b$  может находиться в зоне обитаемости. Ipatov (2021; 2022; 2023) исследовал доставку ледяных планетезималей из зоны питания планеты Проксима Центавра  $c$  к планетам Проксима Центавра  $b$  и  $d$ . Вероятность  $p_b$  столкновения планетезимали из зоны питания планеты  $c$  с планетой  $b$  оценивалась  $\sim 2 \times 10^{-4}$  и  $10^{-3}$  при начальных эксцентриситетах орбит планетезималей, равных  $0.02$  и  $0.15$  соответственно. Примерно такой же была вероятность столкновения планетезимали со звездой, а вероятность столкновения планетезимали с планетой  $d$  была, вероятно, меньше  $p_b$  не более, чем в два раза. Вероятность столкновения тел, мигрировавших из зон планет-гигантов, с Землей считается меньшей выше приведенных значений и в большинстве вариантов расчетов не превышала  $10^{-5}$  (Ipatov, 2020). Суммарная масса планетезималей, доставленных к планете  $b$  из зоны питания планеты  $c$ , оценивалась в диапазоне  $2 \times 10^{-3}m_E - 1.5 \times 10^{-2}m_E$ . При доле воды в планетезималах от  $0.05$  до  $0.5$  масса воды, доставленной к планете  $b$ , оценивалась порядка  $10^{-4}m_E - 10^{-2}m_E$  и, вероятно, превышала массу воды в земных океанах ( $2 \times 10^{-4}m_E$ ). Количество планетезималей, достигших расстояний от звезды, больших  $500$  а. е., было не меньше числа планетезималей, столкнувшихся с планетами.

Сфера Хилла звезды Проксима Центавра (относительно двойной звезды Альфа Центавра) равна  $1200$  а. е. (Schwarz и др., 2018). Так как звезда Проксима Центавра является членом тройной звездной системы, то радиус ее сферы Хилла на два порядка меньше, чем у Солнечной системы. Согласно (Чебогарев, 1964), радиус сферы Хилла Солнечной системы равен  $230000$  а. е. По оценкам Souami и др. (2020), этот радиус равен  $0.865$  пк, то есть  $178419$  а. е. В этой работе считалось, что Солнце движется по круговой орбите с большой полуосью равной  $25000$  световых лет, а масса галактического звездного диска равна  $2.32 \times 10^{11}$  массам Солнца. Эти авторы рассматривали и другие сферы (в том числе сферы Чебогарева и Лапласа). Внутри сферы Хилла находится облако Оорта. Расстояние от Солнца до нижней и верхней границ облака Оорта считается порядка  $10^3$  и  $10^5$  а. е. соответственно.

В настоящей работе сначала приводится обзор публикаций по формированию облака Оорта в

Солнечной системе. Далее говорится о результатах расчетов движения планетезималей во внешней части сферы Хилла звезды Проксима Центавра. Рассматривается безгазовая стадия формирования планетной системы. Обсуждаются времена, за которые максимальные расстояния планетезималей от звезды впервые достигали 500 а. е. Приводится распределение планетезималей, впервые достигших 500 и 1200 а. е. от звезды, по эксцентриситетам и наклонениям их орбит. Рассматривается время, за которое максимальные расстояния планетезималей от звезды увеличиваются с 500 до 1200 а. е. Приводятся оценки числа планетезималей, которые могли находиться на расстоянии от звезды от 500 до 1200 а. е. в некоторые моменты времени. Обсуждается возможность формирования аналогов облаков Хиллса и Оорта в системе Проксима Центавра.

### ОБЛАКА ХИЛЛСА И ООРТА В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

Облако Оорта считается источником многих комет (Емельяненко, 2018; Dones и др., 2004; 2015; Fouchard и др., 2020; Emel'yanenko и др., 2005; 2007; 2013). Согласно (Emel'yanenko и др., 2013), наблюдаемые кометы галлеевского типа, почти половина комет семейства Юпитера и более 90% кентавров (для которых  $5 < q < 28$  а. е.,  $a < 1000$  а. е.,  $q$  и  $a$  — это перигелийное расстояние и большая полуось орбиты, соответственно) пришли из облака Оорта. Внутреннюю (уплощенную) часть облака Оорта (от 1000–5000 до 20000 а. е.) называют облаком Хиллса (Hills, 1981). Некоторые ученые облаком Оорта называют только его внешнюю сферическую часть (от 20000 до 50000–200000 а. е.). Оценки границ облака Оорта могут отличаться в несколько раз в работах разных авторов. Согласно (Fouchard и др., 2020), при  $a < 6000$  а. е. облако Оорта довольно плоское, а при  $a > 8000$  а. е. — изотропное. В (Morbidelli, 2005) масса облака Оорта оценивается равной  $3m_E$ . Fernandez и Brunini (2000) полагали, что масса облака Оорта равна нескольким массам Земли и большая часть этой массы находится во внутреннем ядре облака.

Рассматривалось несколько моделей формирования облака Оорта. “Классическая” модель рассматривает выброс тел из зоны планет-гигантов при формировании Солнечной системы (Сафронов, 1969). Duncan и др. (1987) начинали свои расчеты с  $a = 2000$  а. е., наклонений  $i$  орбит, равных  $18^\circ$ , и перигелийных расстояний от 5 до 35 а. е. В расчетах учитывались возмущения планет, звезд и галактики. Интегрирование проводилось на интервале времени, равном 4.5 млрд лет. Был сделан вывод о том, что внутренняя часть облака Оорта ( $a < 20000$  а. е.) содержит примерно в 5 раз больше комет, чем при  $a > 20000$  а. е.

В (Dones и др., 2004) большие полуоси орбит начальных тел находились в диапазоне от 4 до 40 а. е., а их эксцентриситеты и наклонения были небольшими. Получено, что после 4 млрд лет примерно 2.5% вещества, выброшенного из Солнечной системы, оставалось в облаке Оорта. Morbidelli (2005), возражая против этой модели, отмечал, что при такой модели масса первоначальных планетезималей в зоне Урана и Нептуна должна быть порядка  $100m_E$ , а для модели Ниццы (Brasser, Morbidelli, 2013; Clement и др., 2018; 2019; Gomes и др., 2005; Levison и др., 2011; Morbidelli и др., 2005; 2010; Tsiganis и др., 2005) для миграции зародышей Урана и Нептуна на современные орбиты нужна меньшая суммарная масса планетезималей. В модели Ниццы толчком к резким изменениям орбит этих зародышей считается попадание Юпитера и Сатурна в орбитальный резонанс 1 : 2. По-моему, такое возражение Morbidelli (2005) может быть несущественным, так как в расчетах Ипатова (1991; 1993; 2000) получена миграция зародышей Урана и Нептуна от орбиты Сатурна на современные орбиты при суммарной массе планетезималей в зоне планет-гигантов от  $135m_E$  до  $180 m_E$ . В этих расчетах (Ипатов, 1991; 1993; 2000; Ipatov, 1991) попадание Юпитера и Сатурна в резонанс не рассматривалось, а зародыши Урана и Нептуна мигрировали на современные орбиты только вследствие гравитационных взаимодействий с планетезималями. Более 80% планетезималей были выброшены на расстояния от Солнца, большие 500 а. е. В (Ипатов, 2000) был сделан вывод, что для миграции зародышей Урана и Нептуна на современные орбиты достаточно диска планетезималей с массой, равной  $100m_E$ . Эта масса меньше, если рассматривать большие (чем при расчетах) значения больших полуосей начальных орбит зародышей Урана и Нептуна (в расчетах они равнялись 8 и 10 а. е.). Основные изменения элементов орбит зародышей планет-гигантов в расчетах Ипатова (1993; 2000) происходили за время не более 10 млн лет, однако отдельные тела могли выпадать на эти зародыши через время порядка миллиардов лет. Модели Ниццы и Ипатова обсуждаются также в (Маров, Ипатов, 2023). Большая суммарная масса планетезималей в зоне планет-гигантов рассматривалась и Сафроновым (1969). Сафронов (1969) считал массу протопланетного облака равной 0.05 массы Солнца. При доле пыли в облаке, равной 0.015, такая масса облака соответствует массе твердого вещества, равной  $250m_E$ . Последняя масса раз в пять может превышать массу твердого вещества в планетах. Такая оценка отношения массы выброшенных планетезималей к массе твердого вещества, вошедшего в планеты, согласуется с результатами расчетов аккумуляции планет (Ипатов, 1993; 2000; Ipatov, 1987). Еще до открытия первых транснептуновых объектов в (Ipatov, 1987), в част-

ности, отмечалось, что часть транснептуновых объектов могла прийти из зоны питания планет-гигантов, а часть объектов могла образоваться за орбитой Нептуна. Ипатов (2000) отмечал, что Юпитер выбрасывал тела на более эксцентричные орбиты, чем Уран и Нептун. Сафронов (1969) полагал, что 5% тел, выброшенных из зон питания планет, остались в облаке Оорта.

Dybczynski и др. (2008) рассматривали эволюцию орбит тел, первоначально находившихся на почти круговых компланарных орбитах на расстоянии от 4 до 50 а. е. от Солнца. В их расчетах только 0.3% частиц остались во внешней части облака Оорта ( $c > 45$  а. е. и  $a > 25000$  а. е.) через 1 млрд лет. Emel'yanenko и др. (2007; 2013) рассматривали модель аналогичную (Dones и др., 2004), но для ускорения расчетов рассматривались тела, находившиеся первоначально на эксцентричных орбитах. Перигелии  $q$  начальных орбит находились в диапазоне от 5 до 36 а. е., причем  $50 < a < 300$  а. е. В (Emel'yanenko и др., 2007) через 4.5 млрд лет для 17% тел  $a > 10^3$  а. е., а для 9.4% тел  $a > 10^4$  а. е.

Считается, что при формировании Солнечной системы в ее окрестности было больше звезд, чем сейчас (Brasser и др., 2006; Fernandez, Brunini, 2000). Fernandez и Brunini (2000) рассматривали формирование облака Оорта в более плотном, чем в настоящее время, окружении звезд. В их расчетах начальные значения больших полуосей орбит тел равнялись 100 или 250 а. е., а перигелии их орбит были в интервале от 4 до 30 а. е. Начальные наклоны орбит равнялись 0.1 или 0.2 рад. Рассматриваемый интервал времени равнялся 100 млн лет. Гравитационные взаимодействия тел с планетами учитывались методом сфер. Получено, что в этом случае число тел во внешних областях облака Оорта гораздо меньше, чем при формировании облака Оорта при современном окружении звезд. Согласно (Brasser и др., 2006), модель формирования облака Оорта в более плотном окружении звезд позволяет объяснить орбиты таких объектов, как (90377) Седна (Sedna). В их расчетах рассматривались начальные орбиты тел с  $4 < a < 12$  а. е. и  $20 < a < 50$  а. е. Модель включала гравитационные эффекты от Солнца, Юпитера и Сатурна. Рассматриваемый интервал времени равнялся 3 млн лет. При интегрировании уравнений движения тел использовался симплектический интегратор (Levison, Duncan, 1994). В статье (Brasser и др., 2010) проводились расчеты образования облака Оорта при различном удалении Солнечной системы от центра галактики.

Levison и др. (2010) считали, что около 90% тел облака Оорта имеют внесолнечное происхождение. Siraj и Loeb (2021) также полагали, что межзвездные объекты преобладают в облаке Оорта,

причем их доля больше на большем расстоянии от Солнца.

## ВАРИАНТЫ РАСЧЕТОВ

В рассмотренных вариантах расчетов исследовалась эволюция орбит планетезималей из зоны питания планеты Проксима Центавра  $c$ . При моделировании движения планетезималей учитывалось гравитационное влияние звезды и планет  $c$  и  $b$ . В ряде вариантов кроме расчетов с современной массой планеты  $c$   $m_c = 7m_E$  проводились расчеты, при которых масса планеты, двигавшейся по орбите планеты  $c$ , равнялась  $k_c = 0.5$  или  $k_c = 0.1$  от ее современной массы. Наклонения орбит планет брались равными нулю. Начальные эксцентриситеты орбит планетезималей равнялись  $e_0 = 0.02$  или  $e_0 = 0.15$ . Начальные наклоны орбит планетезималей равнялись  $e_0/2$  рад (т.е. равнялись  $0.57^\circ$  или  $4.3^\circ$  при  $e_0 = 0.02$  или  $e_0 = 0.15$  соответственно). В протопланетном диске начальные эксцентриситеты орбит планетезималей были небольшими. Однако они могли увеличиваться из-за взаимного гравитационного влияния планетезималей. Ипатов (1993; 2000) отмечал, что средний эксцентриситет орбит тел, находившихся в зоне питания планет земной группы, мог возрастать до 0.2 и даже до 0.4 на последних стадиях эволюции дисков планетезималей. В зоне питания планет-гигантов рост эксцентриситетов орбит планетезималей был еще больше, чем в зоне питания планет земной группы. В каждом варианте расчетов (с фиксированными значениями  $a_{\min}$  и  $e_0$ ) в системе Проксима Центавра для  $(i + 1)$ -й планетезимали начальное значение  $a$  вычислялось по формуле  $a_{0(i+1)} = (a_{0i}^2 + [a_{\max}^2 - a_{\min}^2]/N_0)^{1/2}$ , где  $a_{0i}$  — это значение  $a_0$  для  $i$ -й планетезимали,  $a_{\max} = a_{\min} + 0.1$  а. е.,  $N_0 = 250$ . Значения  $a_{\min}$  варьировались от 0.9 до 2.2 а. е. с шагом в 0.1 а. е. Рассматриваемый интервал времени в расчетах был не меньше 100 млн лет (если эволюция не заканчивалась раньше). В вариантах с  $a_{\min}$  от 1.2 до 1.7 а. е. вычисления проводились для эволюции в течение нескольких сотен миллионов лет (до 1 млрд лет).

Уравнения движения интегрировались с помощью симплектического алгоритма из пакета SWIFT (Levison, Duncan, 1994). В (Frantseva и др., 2022) отмечалось, что в этом алгоритме шаг интегрирования значительно уменьшается при расстояниях, меньших 3.5 радиуса Хилла. Из интегрирования исключались планетезимали, которые столкнулись с планетами или звездой или достигли 1200 а. е. от звезды. Согласно (Schwarz и др., 2018), радиус сферы Хилла звезды Проксима Центавра равен 1200 а. е. В настоящей работе основное внимание уделяется изучению движения планетезималей во внешней части сферы

Хилла звезды Проксима Центавра – на расстояниях от звезды от 500 до 1200 а. е.

Выброс планетезималей из зоны питания планеты  $c$  на расстояние  $R$  от звезды, большее 500 а. е., в рассмотренных вариантах расчетов кратко обсуждался в (Ipatov, 2022; 2023; Маров, Ипатов, 2023). При расчетах на интервале времени  $T \geq 10$  млн лет для современной массы планеты  $c$  ( $k_c = 1$ ) отношение  $p_{cej} = p_c/p_{ej}$  вероятности  $p_c$  столкновения планетезимали с планетой  $c$  к вероятности  $p_{ej}$  выброса планетезимали на расстояние  $R > 500$  а. е. при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  было в интервалах 0.8–1.3 и 0.4–0.6 соответственно. При массе планеты  $c$ , меньшей ее современной массы в два раза, ( $k_c = 0.5$ ) и  $T \geq 100$  млн лет, это отношение было в интервалах 1.3–1.5 и 0.5–0.6. При малой массе планеты  $c$  выброс планетезималей был небольшим. Общая масса планетезималей из зоны питания планеты  $c$ , достигших 500 а. е. от звезды, могла быть около  $(3.5–7)m_E$ , а суммарная масса планетезималей в этой зоне могла быть не меньше  $10m_E$  и  $15m_E$  при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно. На основании полученных значений  $p_{ej}$  из закона сохранения энергии можно оценить, что большая полуось орбиты планеты  $c$  в ходе ее аккумуляции могла уменьшиться не менее чем в полтора раза.

#### ВРЕМЕНА ДО УВЕЛИЧЕНИЯ РАССТОЯНИЙ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ ОТ ЗВЕЗДЫ ДО 500 а. е.

В табл. 1 для современной массы планеты  $c$  и ряда значений  $a_{\min}$  приведены значения доли  $p_{ej}$  планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды за весь рассмотренный интервал времени (среди всех начальных планетезималей), а также отношений  $f_{10}, f_{10-50}, f_{50-100}, f_{>100}$  числа планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды соответственно за 10 млн лет, за время между 10 и 50 млн лет, между 50 и 100 млн лет, за время большее 100 млн лет к числу планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды за весь рассмотренный интервал времени. Остальные планетезимали столкнулись с планетами или звездой или остались на эллиптических орбитах с афелийными расстояниями  $Q < 500$  а. е. Значения  $p_{ej}$  были в среднем около 0.5 при  $e_0 = 0.02$  и  $1.3 \leq a_{\min} \leq 1.7$  а. е., и около 0.6–0.7 при  $e_0 = 0.15$  и  $1.2 \leq a_{\min} \leq 1.7$  а. е. Большие значения  $p_{ej}$ , равные 0.95 и 0.87 при  $e_0 = 0.15$  и  $a_{\min}$ , равном 2.0 и 2.1 а. е., обусловлены тем, что в этих вариантах доля планетезималей, столкнувшихся с планетами, была небольшой. При  $a_{\min}$ , равном 1.3, 1.6 и 1.7 а. е., и  $e_0 = 0.02$  значения  $f_{10}$  равнялись 0.96. Значения  $f_{10}$  при  $1.1 \leq a_{\min} \leq 1.8$  а. е. и  $e_0 = 0.15$  были не меньше 0.9. В этих случаях почти все планетезимали достигали 500 а. е. за время не более 10 млн лет. Преимущественный выброс планете-

зимальей после 10 млн лет был только при  $2.1 \leq a_{\min} \leq 2.2$  а. е. и  $e_0 = 0.15$ .

Как отмечалось выше, основной выброс планетезималей из зоны питания планеты  $c$  на расстояния от звезды  $R > 500$  а. е. был в течение первых 10 млн лет. Приведем результаты расчетов для больших интервалов времени при современной массе планеты  $c$ . Значения  $f_{10-50}$  и  $f_{50-100}$  больше для планетезималей, более удаленных от орбиты планеты  $c$  в начальный момент времени. При  $e_0 = 0.15$  и  $a_{\min} = 1.0$  а. е. или  $a_{\min} = 2.2$  а. е., а также при  $e_0 = 0.02$  и  $a_{\min} = 1.8$  а. е. получено  $f_{50-100} > 0.1$ . В ряде вариантов расчетов планетезимали достигали 500 а. е. и после 100 млн лет, но значения  $f_{>100}$  в табл. 1 малы. Например, доля  $f_{100-500}$  планетезималей, достигших 500 а. е. при  $100 < t < 500$  млн лет (среди всех выброшенных планетезималей), равнялась  $3/160 \approx 0.02$  при  $a_{\min} = 1.2$  а. е. и  $e_0 = 0.15$ . В случае  $e_0 = 0.02$  при  $a_{\min} = 1.4$  а. е. и  $a_{\min} = 1.7$  а. е.,  $f_{100-500}$  равнялось  $7/120 \approx 0.058$  и  $2/143 \approx 0.014$  соответственно, и  $f_{100-500} > f_{50-100}$ . Отдельные планетезимали (например, при  $a_{\min} = 1.2$  а. е. и  $e_0 = 0.15$ ) выбрасывались и после 500 млн лет.

При меньшей массе планеты, двигавшейся по орбите планеты  $c$ , планетезимали достигали 500 а. е. позже, чем при современной массе планеты  $c$  (сравни табл. 1 и 2). Для  $a_{\min} = 1.4$  и  $a_{\min} = 1.5$  а. е. при отношении  $k_c$  массы планеты к современной массе планеты  $c$ , равном 0.5, значения  $f_{10-50}$  были в несколько раз больше, чем при  $k_c = 1$ . Однако значения  $f_{10}$  в этих вариантах были не малы и составили около 0.6 и 0.5 при  $e_0 = 0.15$  и  $e_0 = 0.02$  соответственно (см. табл. 2). Поэтому при последнем удвоении массы растущей планеты  $c$  более половины выброшенных планетезималей были выброшены в течение не более 10 млн лет. При массе зародыша планеты  $c$ , в 10 раз меньшей современной массы планеты  $c$ , в вариантах расчетов, представленных в табл. 2, доля  $p_{ej}$  планетезималей, достигших расстояния от звезды большего 500 а. е., была меньше 0.2, а  $f_{10}$  было близко к нулю, т.е. выброса планетезималей за пределы сферы Хилла в первые 10 млн лет практически не было. Для системы Проксима Центавра за время в несколько миллионов лет масса растущей планеты могла превысить половину современной массы планеты  $c$ . Основной выброс планетезималей из этой системы был после того, как планета  $c$  достигла примерно половины своей массы. Оценки с небольшими значениями массы планеты могут быть интересны для других возможных экзопланетных систем. Отметим, что для других планетных систем времена достижения планетезималими 500 а. е. от звезды зависят не только от масс звезды и планеты, но и от расстояния от звезды до планеты. Чем дальше от звезды планета, тем больше время между сближениями планетезима-

**Таблица 1.** Вероятности  $p_{ej}$  выброса планетезималей на расстояние от звезды, большее 500 а. е., и доли  $f_{10}, f_{10-50}, f_{50-100}, f_{>100}$  планетезималей, выброшенных за ряд интервалов времени при современной массе планеты  $c$  ( $k_c = 1$ ),  $e_0 = 0.02$  или  $e_0 = 0.15$ , для нескольких значений  $a_{\min}$  от 1.0 до 2.2 а. е., приведенных в первой строчке таблицы

$e_0$	$a_{\min}$ , а. е.	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.1	2.2
0.02	$p_{ej}$		0.03	0.34	0.46	0.48	0.48	0.44	0.57	0.12				
0.15	$p_{ej}$	0.17	0.60	0.63	0.65	0.73	0.71	0.72	0.62	0.50	0.42	0.95	0.87	0.31
0.02	$f_{10}$		0.71	0.68	0.96	0.77	0.87	0.96	0.96	0.39				
0.02	$f_{10-50}$		0.19	0.27	0.04	0.14	0.09	0.03	0.03	0.50				
0.02	$f_{50-100}$		0.1	0.04	0	0.03	0.02	0.01	0	0.11				
0.02	$f_{>100}$		—	0.01	—	0.06	0.02	—	0.01	—				
0.15	$f_{10}$	0.69	0.90	0.91	0.95	0.95	0.96	0.97	0.93	0.94	0.85	0.82	0.41	0.12
0.15	$f_{10-50}$	0.19	0.07	0.06	0.05	0.045	0.04	0.03	0.064	0.06	0.14	0.17	0.53	0.57
0.15	$f_{50-100}$	0.12	0.03	0.01	0	0.005	0	0	0	0	0.01	0.01	0.06	0.31
0.15	$f_{>100}$	—	0	0.02	—	0	0	—	0.006	—	—	0	—	—

Примечания:  $p_{ej}$  — это доля планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды за весь рассмотренный интервал времени (среди всех начальных планетезималей).  $f_{10}, f_{10-50}, f_{50-100}, f_{>100}$  — это отношения числа планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды соответственно за 10 млн лет, за время между 10 и 50 млн лет, между 50 и 100 млн лет, за время, большее 100 млн лет, к числу планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды за весь рассмотренный интервал времени. В графе  $f_{>100}$  приведен прочерк, если в данном варианте расчетов интервал времени равнялся 100 млн лет. В каждом варианте расчетов в начальный момент времени рассматривалось 250 тел с большими полуосями орбит от  $a_{\min}$  до  $a_{\min} + 0.1$  а. е., эксцентриситетами и наклонениями, равными  $e_0$  и  $e_0/2$  рад соответственно.

**Таблица 2.** Вероятности  $p_{ej}$  выброса планетезималей на расстояние от звезды, большее 500 а. е., и доли  $f_{10}, f_{10-50}, f_{50-100}$  планетезималей, выброшенных за ряд интервалов времени, при массе планеты, равной  $k_c m_c$  ( $m_c$  — современная масса планеты  $c$ ,  $k_c = 0.5$  или  $k_c = 0.1$ ),  $e_0 = 0.02$  или  $e_0 = 0.15$ , и  $a_{\min} = 1.4$  или  $a_{\min} = 1.5$  а. е.

$k_c$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.1	0.1	0.1	0.1
$E_0$	0.02	0.02	0.15	0.15	0.02	0.02	0.15	0.15
$a_{\min}$ , а. е.	1.4	1.5	1.4	1.5	1.4	1.5	1.4	1.5
$p_{ej}$	0.284	0.344	0.508	0.664	0.036	0.068	0.14	0.188
$f_{10}$	0.47	0.49	0.63	0.60	0	0	0.03	0
$f_{10-50}$	0.52	0.45	0.31	0.37	0.44	0.18	0.37	0.47
$f_{50-100}$	0.01	0.06	0.06	0.03	0.56	0.82	0.60	0.53

Примечания:  $p_{ej}$  — это доля планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды за весь рассмотренный интервал времени  $T = 100$  млн лет.  $f_{10}, f_{10-50}, f_{50-100}$  — это отношения числа планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды соответственно за первые 10 млн лет, за время между 10 и 50 млн лет, между 50 и 100 млн лет, к числу планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды за  $T = 100$  млн лет. В каждом варианте расчетов в начальный момент времени рассматривалось 250 тел с большими полуосями орбит от  $a_{\min}$  до  $a_{\min} + 0.1$  а. е., эксцентриситетами и наклонениями, равными  $e_0$  и  $e_0/2$  рад соответственно.

лей с планетой и тем больше характерное время достижения 500 а. е. от звезды.

### ЭКСЦЕНТРИСИТЕТЫ И НАКЛОНЕНИЯ ОРБИТ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ, ДОСТИГШИХ 500 И 1200 а. е. ОТ ЗВЕЗДЫ

В табл. 3 приведены эксцентриситеты орбит планетезималей в те моменты времени, когда их расстояние от звезды в первый раз достигло 500 а. е. Через  $N_{<4}, N_{4-6}, N_{6-8}, N_{8-10}, N_{002}, N_{005}, N_{01}, N_{11}$  и  $N_{>11}$  обозначено число тел, эксцентриситеты орбит которых находятся в интервалах ( $e_n, e_x$ )

меньших 0.994, от 0.994 до 0.996, от 0.996 до 0.998, от 0.998 до 1.0, от 1.0 до 1.002, от 1.002 до 1.005, от 1.005 до 1.01, от 1.01 до 1.1 и больших 1.1 соответственно.  $N_s$  — это общее число планетезималей, впервые достигших 500 а. е. от звезды.  $e_{\min}$  и  $e_{\max}$  — минимальные и максимальные эксцентриситеты орбит.  $\Sigma_n$  — это сумма чисел планетезималей в столбце для вариантов, приведенных выше.  $\Sigma_f = \Sigma_n / N_s$  — доли числа планетезималей с различными эксцентриситетами. Масса  $m_p$  планеты, двигавшейся по орбите планеты  $c$ , равнялась  $7k_c m_E$ . В большинстве вариантов расчетов  $m_p = 7m_E$ . Рассматривались также значения массы этой плане-

ты, равные  $3.5m_E$  ( $k_c = 0.5$ ) или  $0.7m_E$  ( $k_c = 0.1$ ). В большинстве вариантов расчетов шаг интегрирования  $t_s$  равнялся одним земным суткам. Результаты расчетов при  $t_s$ , равном 0.2, 0.5 или двум земным суткам, помечены в таблицах \*, \*\* или \*\*\* соответственно. Расчеты с различными значениями шага интегрирования  $t_s$  дали примерно одинаковые результаты (с учетом того, что при тесных сближениях эволюция орбит является хаотической). В табл. 4 приведены эксцентриситеты орбит планетезималей в те моменты времени, когда их расстояние от звезды в первый раз достигло 1200 а. е. Обозначения такие же, как и в табл. 3. Хотя эксцентриситеты орбит рассмотренных планетезималей, двигавшихся на расстояниях от звезды более 500 а. е., достаточно велики, такие орбиты отличались от орбит экзокомет, рассмотренных в (Schwarz и др., 2018). Перигелии орбит таких планетезималей часто были близки к орбите планеты  $c$ , тогда как Schwarz и др. (2018) рассматривали начальные орбиты с перигелийным расстоянием, меньшим 0.0485 а. е.

При современной массе планеты  $c$  среди планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды, доля планетезималей с эксцентриситетами орбит, большими 1, равнялась 0.05 и 0.1 при начальных эксцентриситетах их орбит  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно. Среди планетезималей, достигших 1200 а. е. от звезды, эта доля была около 0.3 при обоих значениях  $e_0$ . Минимальные значения эксцентриситета орбит планетезималей, достигших 500 и 1200 а. е. от звезды, равнялись 0.992 и 0.995 соответственно.

При рассмотрении современной массы планеты  $c$  ( $k_c = 1$ ) эксцентриситеты  $e_{500}$  орбит планетезималей, достигших  $a_{\text{lim}} = 500$  а. е. от звезды, в 87 и 82% случаев находились в интервале от 0.992 до 0.998 при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно (табл. 3). Во всех рассмотренных вариантах они превышали 0.992 и были меньше 1.4. Доля планетезималей с  $e_{500} > 1$  равнялась 0.05 и 0.1 при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно (табл. 3). Существенной зависимости от  $a_{\text{min}}$  распределения планетезималей по эксцентриситетам  $e_{500}$  не наблюдалось. Однако небольшая зависимость может быть. Например, для  $e_0 = 0.15$  и  $k_c = 1$  доля орбит с эксцентриситетами  $e < 0.994$  при  $a_{\text{lim}} = 500$  а. е. и с  $0.996 < e < 0.998$  при  $a_{\text{lim}} = 1200$  а. е. в случае  $a_{\text{min}} > 1.8$  а. е. была немного больше значений осредненных по всем значениям  $a_{\text{min}}$ .

Ближкие (к случаю  $k_c = 1$ ) значения  $e_{500}$  были получены для зародыша планеты  $c$  с массой, равной  $3.5m_E$  ( $k_c = 0.5$ ):  $0.992 \leq e_{500} \leq 0.998$  в 91 и 87% случаев при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно, а доля планетезималей с  $e_{500} > 1$  равнялась 6 и 10% при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно (табл. 3). При  $k_c = 0.1$  было немного больше планетезима-

лей с  $e_{500} > 1$ : 12.5 и 14.4% при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно (табл. 3). Эти оценки свидетельствуют о том, что распределение планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды, по эксцентриситетам их орбит не сильно отличалось в различные моменты аккумуляции планеты  $c$  (при разных рассмотренных значениях массы планеты, двигавшейся по орбите планеты  $c$ ).

Эксцентриситеты  $e_{1200}$  орбит планетезималей, достигших  $a_{\text{lim}} = 1200$  а. е. от звезды, были в среднем немного больше, чем  $e_{500}$ . Во всех вариантах, представленных в табл. 4,  $e_{1200} \geq 0.995$ , а доля планетезималей с  $e_{1200} < 0.996$  не превышала 0.01. При всех значениях  $k_c$  и  $e_0$  в табл. 4 доля  $\Sigma_f$  числа тел с эксцентриситетами  $0.996 \leq e_{1200} \leq 1$  была не меньше 0.6. Среди всех планетезималей, достигших 1200 а. е., при  $k_c = 1$  доля орбит с эксцентриситетами, большими 1, была около 0.306 и 0.315 при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно. При  $k_c = 1$  доля планетезималей с  $e_{1200} > 1.1$  не превышала 0.01. При расчетах с  $k_c = 0.1$  такая доля равнялась 0 при  $a_{\text{lim}} = 500$  а. е. и была близка к 0.1 при  $a_{\text{lim}} = 1200$  а. е.

Для сравнения, при эволюции диска тел с суммарной массой, равной  $200m_E$ , соответствующего зоне питания Урана и Нептуна, в статье (Ипатов, 1989б) было получено, что у 13% орбит выброшенных тел  $e > 1.1$ . Ипатов (1989а, 1989б) рассматривал миграцию тел из зон питания Урана и Нептуна. Гравитационное влияние почти сформировавшихся планет Солнечной системы и тел диска учитывалось методом сфер действия. В (Ипатов, 1989а) суммарная масса тел диска равнялась  $10m_E$ , и массы тел были на порядок меньше, чем в (Ипатов, 1989б). Рассматривалось распределение тел, выброшенных на гиперболические орбиты, по эксцентриситетам их орбит и параметру Тиссерана. Получено, что у 30% выброшенных тел  $e > 1.1$ . Хотя начальные тела находились в зоне питания Урана и Нептуна, значения параметра Тиссерана указывают на то, что Юпитер выбросил больше тел, чем Уран или Нептун. При этом Юпитер выбрасывал тела на более эксцентричные орбиты.

В табл. 5 и 6 приведены наклонения орбит планетезималей, достигших первый раз расстояния от звезды, равного 500 а. е. и 1200 а. е. соответственно.  $N_2, N_4, N_6, N_8, N_{10}, N_{15}, N_{20}, N_{>20}$  — число планетезималей, наклонения орбит которых находятся в интервалах ( $i_n, i_x$ ) от  $0^\circ$  до  $2^\circ$ , от  $2^\circ$  до  $4^\circ$ , от  $4^\circ$  до  $6^\circ$ , от  $6^\circ$  до  $8^\circ$ , от  $8^\circ$  до  $10^\circ$ , от  $10^\circ$  до  $15^\circ$ , от  $15^\circ$  до  $20^\circ$  и больше  $20^\circ$  соответственно.

Наклонения  $i_{500}$  и  $i_{1200}$  орбит более 80% планетезималей, достигших соответственно 500 или 1200 а. е. от звезды, не превышали  $10^\circ$  (табл. 5–7), причем значения  $i_{500}$  и  $i_{1200}$  были в основном близки между собой, и существенные отличия между  $i_{500}$  и  $i_{1200}$  были только при  $k_c = 0.1$  и  $e_0 = 0.02$  (табл. 7).

**Таблица 3.** Распределение планетезималей, впервые достигших 500 а. е. от звезды, по интервалам эксцентриситетов ( $e_n, e_x$ ) их орбит при  $e_0$ , равном 0.02 или 0.15, и нескольких значениях  $a_{\min}$  от 1.1 до 2.2 а. е., приведенных в первом столбце таблицы

$a_{\min}$ , а. е.	$e_0$	$k_c$	$N_{<4}$	$N_{4-6}$	$N_{6-8}$	$N_{8-10}$	$N_{002}$	$N_{005}$	$N_{01}$	$N_{11}$	$N_{>11}$	$N_s$	$e_{\min}$	$e_{\max}$
$e_n =$			—	0.994	0.996	0.998	1.0	1.002	1.005	1.01	1.1			
$e_x =$			0.994	0.996	0.998	1.0	1.002	1.005	1.01	1.1	—			
1.1	0.02	1	2	3	2	0	1	0	0	0	0	8	0.993	1.000
1.2	0.02	1	29	25	17	9	1	2	0	2	0	85	0.992	1.021
1.3	0.02	1	29	48	26	8	2	1	0	0	0	114	0.993	1.002
1.4	0.02	1	29	45	25	8	3	5	2	2	1	120	0.992	1.173
1.4	0.02	1*	23	40	15	9	2	1	1	1	0	92	0.992	1.020
1.4	0.02	1**	26	36	17	6	3	2	0	4	0	94	0.993	1.073
1.4	0.02	1***	18	35	22	5	7	1	0	1	0	89	0.993	1.031
1.5	0.02	1	31	56	21	11	0	0	0	0	0	119	0.992	1.000
1.6	0.02	1	40	37	19	10	2	1	0	0	0	109	0.992	1.003
1.7	0.02	1	42	62	27	10	2	0	0	0	0	143	0.992	1.001
1.8	0.02	1	11	13	6	1	0	0	0	0	0	31	0.993	0.999
$\Sigma_n$	0.02	1	280	400	197	77	23	13	3	10	1	1004		
$\Sigma_f$	0.02	1	0.279	0.399	0.196	0.077	0.023	0.013	0.003	0.010	0.001	1.00	0.992	1.173
1.0	0.15	1	11	18	7	3	1	1	1	0	0	42	0.993	1.007
1.1	0.15	1	26	37	14	8	6	4	1	1	1	98	0.992	1.176
1.2	0.15	1	32	66	29	10	8	4	5	5	1	160	0.993	1.167
1.3	0.15	1	29	56	34	26	7	1	1	3	1	158	0.992	1.135
1.3	0.15	1**	28	65	28	21	10	4	3	2	1	162	0.993	1.125
1.4	0.15	1	37	68	34	19	8	5	3	8	1	183	0.992	1.132
1.4	0.15	1*	38	67	37	19	6	4	1	2	2	176	0.992	1.356
1.4	0.15	1**	29	69	41	14	14	8	1	5	1	182	0.993	1.164
1.4	0.15	1***	33	67	31	20	8	4	2	9	0	174	0.993	1.064
1.5	0.15	1	32	68	38	14	12	4	2	6	2	178	0.993	1.235
1.5	0.15	1**	33	73	28	20	7	4	0	11	1	177	0.993	1.129
1.5	0.15	1***	27	67	29	20	11	7	2	5	4	172	0.993	1.294
1.6	0.15	1	34	66	34	17	11	7	6	3	2	180	0.993	1.180
1.7	0.15	1	37	59	27	12	6	4	3	7	1	156	0.992	1.191
1.8	0.15	1	31	58	29	4	0	0	1	1	1	125	0.992	1.189
1.9	0.15	1	28	51	17	7	0	1	1	0	0	105	0.992	1.005
2.0	0.15	1	79	99	46	12	2	0	0	0	0	238	0.992	1.001
2.1	0.15	1	74	96	35	9	1	0	1	0	1	217	0.992	1.169
2.2	0.15	1	25	38	9	6	0	0	0	0	0	78	0.992	0.999
$\Sigma_n$	0.15	1	652	1200	540	257	117	57	33	68	20	2919		
$\Sigma_f$	0.15	1	0.224	0.411	0.185	0.088	0.040	0.020	0.011	0.023	0.007	1.0	0.992	1.356
1.4	0.02	0.5	23	33	7	2	2	0	1	3	0	71	0.993	1.066
1.5	0.02	0.5	30	38	12	2	0	0	1	2	1	86	0.993	1.264
$\Sigma_n$	0.02	0.5	53	71	19	4	2	0	2	5	1	157		
$\Sigma_f$	0.02	0.5	0.338	0.452	0.121	0.025	0.013	0	0.013	0.032	0.006	0.000	0.993	1.264
1.4	0.15	0.5	30	55	22	6	5	1	1	6	1	127	0.993	1.108

Таблица 3. Окончание

$a_{\min}$ , а. е.	$e_0$	$k_c$	$N_{<4}$	$N_{4-6}$	$N_{6-8}$	$N_{8-10}$	$N_{002}$	$N_{005}$	$N_{01}$	$N_{11}$	$N_{>11}$	$N_s$	$e_{\min}$	$e_{\max}$
1.5	0.15	0.5	40	83	24	4	6	3	1	4	1	166	0.993	1.105
$\Sigma_n$	0.15	0.5	70	138	46	10	11	4	2	10	2	293		
$\Sigma_f$	0.15	0.5	0.239	0.471	0.157	0.034	0.038	0.014	0.007	0.034	0.007	1.0	0.993	1.108
1.4	0.02	0.1	2	3	2	1	1	0	0	0	0	9	0.994	1.002
1.5	0.02	0.1	1	8	3	2	1	0	0	2	0	17	0.994	1.056
$\Sigma_n$	0.02	0.1	3	11	5	3	2	0	0	2	0	26		
$\Sigma_f$	0.02	0.1	0.115	0.423	0.192	0.115	0.077	0	0	0.077	0	1.0	0.994	1.056
1.4	0.15	0.1	9	16	2	1	2	2	1	2	0	35	0.993	1.018
1.5	0.15	0.1	19	24	4	2	3	1	1	1	0	55	0.993	1.055
$\Sigma_n$	0.15	0.1	28	40	6	3	5	3	2	3	0	90		
$\Sigma_f$	0.15	0.1	0.311	0.444	0.067	0.033	0.056	0.033	0.022	0.033	0	1.0	0.993	1.055

Примечания:  $N_{<4}$ ,  $N_{4-6}$ ,  $N_{8-10}$ ,  $N_{002}$ ,  $N_{005}$ ,  $N_{01}$ ,  $N_{11}$ ,  $N_{>11}$  — это число планетезималей, эксцентриситеты орбит которых находятся в интервалах ( $e_n, e_x$ ) до 0.994, от 0.994 до 0.996, от 0.996 до 0.998, от 0.998 до 1.0, от 1.0 до 1.002, от 1.002 до 1.005, от 1.005 до 1.01, от 1.01 до 1.1 и больше 1.1, соответственно.  $N_s$  — это общее число планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды.  $e_{\min}$  и  $e_{\max}$  — минимальные и максимальные эксцентриситеты орбит. В каждом варианте расчетов в начальный момент времени рассматривалось 250 планетезималей с большими полуосями орбит от  $a_{\min}$  до  $a_{\min} + 0.1$  а. е., эксцентриситетами и наклонениями, равными  $e_0$  и  $e_0/2$  рад соответственно. Масса планеты  $c$  равнялась  $7 k_c m_E$ .  $\Sigma_n$  — это сумма чисел планетезималей в столбце для вариантов, приведенных выше.  $\Sigma_f = \Sigma_n / N_s$ .

Доля планетезималей с  $i > 20^\circ$  в большинстве серий расчетов не превышала 0.02 и в среднем по всем вариантам с  $k_c = 1$  не превышала 0.01. Только при  $k_c = 0.1$  и  $e_0 = 0.15$  эта доля составила 0.07 и 0.11 при  $a_{\text{lim}} = 500$  и  $a_{\text{lim}} = 1200$  а. е. соответственно. Распределение орбит планетезималей по  $i$  может зависеть от  $a_{\min}$ . Например, в случае  $e_0 = 0.02$  и  $k_c = 1$  (как для  $a_{\text{lim}} = 500$  а. е., так и для  $a_{\text{lim}} = 1200$  а. е.) доля планетезималей с  $i < 2^\circ$  при  $a_{\min} \leq 1.6$  а. е. меньше, а при  $a_{\min} \geq 1.7$  а. е. больше среднего значения по всем значениям  $a_{\min}$ . В случае  $e_0 = 0.15$  и  $k_c = 1$  (как для  $a_{\text{lim}} = 500$  а. е., так и для  $a_{\text{lim}} = 1200$  а. е.) доля планетезималей с  $2^\circ < i < 4^\circ$  при  $a_{\min} \geq 2$  а. е. больше чем в 1.5 раза, превышает среднее значение по всем значениям  $a_{\min}$ . Для двух рассмотренных планетезималей при  $a_{\text{lim}} = 1200$  а. е. значения наклонов орбит равнялись  $179^\circ$  и  $175^\circ$ . Однако и в этих случаях орбиты лежали почти в той же плоскости, что и при  $i = 0$ . Для всех остальных планетезималей  $i < 49^\circ$ . При  $k_c = 1$ ,  $a_{\min} = 1.8$  а. е. и  $e_0 = 0.15$  следующее, меньшее чем  $179^\circ$ , значение наклона  $i_{1200}$  равнялось  $17.7^\circ$ .

Результаты расчетов, представленные в табл. 3–6, показывают сравнительно небольшие отличия распределений планетезималей, достигших 500 и 1200 а. е., по эксцентриситетам и наклонениям их орбит при различных рассмотренных значениях  $k_c$  (массы планеты на орбите планеты  $c$ ) и начальных эксцентриситетов  $e_0$ . Поэтому можно ожидать, что и для более сложных моделей эволюции дисков планетезималей в ходе аккумуля-

ции планеты  $c$  такие распределения планетезималей будут не сильно отличаться от распределений, приведенных в табл. 3–6. Полученные распределения планетезималей по эксцентриситетам и наклонениям орбит могут быть использованы в качестве начальных данных при построении моделей, которые будут учитывать гравитационные взаимодействия и столкновения планетезималей и влияние звезд и моделировать формирование аналогов облаков Хиллса и Оорта.

### ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ АНАЛОГОВ ОБЛАКОВ ХИЛСА И ООРТА ОКОЛО ЗВЕЗДЫ ПРОКСИМА ЦЕНТАВРА

В табл. 1 планетезимали считались выброшенными, когда они достигли 500 а. е. от звезды. После завершения таких расчетов, когда на эллиптических орбитах ( $c < 500$  а. е.) не осталось ни одной планетезимали или когда рассматриваемый интервал времени достиг нескольких сотен миллионов лет (минимум 100 млн лет), было рассчитано время  $dt$ , за которое планетезимали, увеличивали свои максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е. Значения доли планетезималей, соответствующих некоторым интервалам  $dt$ , для дисков с разными значениями  $a_{\min}$  и  $e_0$  представлены в табл. 8–10. Большинство планетезималей (>84% при  $e_0 = 0.02$  и >89% при  $e_0 = 0.15$ ) увеличивали максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е. за время  $dt$  менее 1 млн лет. В табл. 8–9

**Таблица 4.** Распределение планетезималей, впервые достигших 1200 а. е. от звезды, по интервалам эксцентриситетов ( $e_n, e_x$ ) их орбит при  $e_0$ , равном 0.02 или 0.15, и нескольких значениях  $a_{\min}$  от 1.1 до 2.2 а. е., приведенных в первом столбце таблицы

$a_{\min}$ , а. е.	$e_0$	$k_c$	$N_{4-6}$	$N_{6-8}$	$N_{8-10}$	$N_{002}$	$N_{005}$	$N_{01}$	$N_{11}$	$N_{>11}$	$N_s$	$e_{\min}$	$e_{\max}$
$e_n =$ $e_x =$			0.994 0.996	0.996 0.998	0.998 1.0	1.0 1.002	1.002 1.005	1.005 1.01	1.01 1.1	1.1 —			
1.2	0.02	1	0	27	29	11	13	2	3	0	85	0.996	1.083
1.3	0.02	1	0	27	55	14	9	7	2	0	114	0.996	1.024
1.4	0.02	1	0	32	34	21	15	8	6	1	117	0.997	1.136
1.5	0.02	1	1	40	46	14	10	4	4	0	119	0.996	1.023
1.6	0.02	1	1	40	37	15	11	3	1	1	109	0.996	1.242
1.7	0.02	1	5	59	45	14	9	4	7	0	143	0.995	1.017
$\Sigma_n$	0.02	1	7	225	246	89	67	28	23	2	687		
$\Sigma_f$	0.02	1	0.010	0.328	0.358	0.130	0.098	0.041	0.033	0.003	1.0	0.995	1.242
1.1	0.15	1	1	28	36	12	11	1	6	1	96	0.996	1.242
1.2	0.15	1	0	49	50	29	15	8	8	1	160	0.996	1.151
1.3	0.15	1	0	45	63	18	17	9	5	1	158	0.996	1.105
1.4	0.15	1	0	51	68	29	15	10	10	0	183	0.996	1.096
1.5	0.15	1	1	63	56	25	15	7	9	2	178	0.996	1.240
1.5	0.15	1**	0	43	77	19	15	12	10	1	177	0.996	1.127
1.5	0.15	1***	1	44	59	31	20	5	8	4	172	0.996	1.309
1.6	0.15	1	0	51	58	30	28	5	6	2	180	0.996	1.173
1.7	0.15	1	1	49	51	22	16	5	11	1	156	0.995	1.199
1.8	0.15	1	1	54	38	11	9	7	3	1	124	0.996	1.249
1.9	0.15	1	0	38	39	14	12	2	0	0	105	0.996	1.007
2.0	0.15	1	1	89	87	24	21	15	0	0	237	0.996	1.010
2.1	0.15	1	1	87	85	24	14	6	1	1	219	0.996	1.157
2.2	0.15	1	1	32	31	10	4	5	1	0	84	0.996	1.018
$\Sigma_n$	0.15	1	8	723	798	298	212	97	78	15	2229		
$\Sigma_f$	0.15	1	0.003	0.326	0.357	0.134	0.094	0.045	0.034	0.007	1.0	0.995	1.309
1.4	0.02	0.5	0	34	25	4	2	1	5	0	71	0.997	1.063
1.5	0.02	0.5	0	36	35	4	5	1	4	1	86	0.996	1.173
$\Sigma_n$	0.02	0.5	0	70	60	8	7	2	9	1	157		
$\Sigma_f$	0.02	0.5	0	0.446	0.382	0.051	0.045	0.013	0.057	0.006	1.0	0.996	1.173
1.4	0.15	0.5	0	52	46	12	2	4	11	1	128	0.997	1.102
1.5	0.15	0.5	0	51	64	22	18	3	6	1	165	0.996	1.245
$\Sigma_n$	0.15	0.5	0	103	110	34	20	7	17	2	293		
$\Sigma_f$	0.15	0.5	0	0.352	0.375	0.116	0.068	0.024	0.058	0.007	1.0	0.996	1.245
1.4	0.02	0.1	0	3	4	1	0	0	0	1	9	0.997	2.154
$\Sigma_f$	0.02	0.1	0	0.33	0.44	0.11	0	0	0	0.11	1.0	0.997	2.154
1.4	0.15	0.1	0	11	10	4	4	2	1	3	35	0.997	1.581
$\Sigma_f$	0.15	0.1	0	0.314	0.286	0.114	0.114	0.057	0.029	0.086	1.0	0.997	1.581

Примечания:  $N_{4-6}, N_{8-10}, N_{002}, N_{005}, N_{01}, N_{11}, N_{>11}$  — это число планетезималей, эксцентриситеты орбит которых находятся в интервалах ( $e_n, e_x$ ) от 0.994 до 0.996, от 0.996 до 0.998, от 0.998 до 1.0, от 1.0 до 1.002, от 1.002 до 1.005, от 1.005 до 1.01, от 1.01 до 1.1 и больше 1.1 соответственно.  $N_s$  — это общее число планетезималей, достигших 1200 а. е. от звезды.  $e_{\min}$  и  $e_{\max}$  — минимальные и максимальные эксцентриситеты орбит. В каждом варианте расчетов в начальный момент времени рассматривалось 250 планетезималей с большими полуосями орбит от  $a_{\min}$  до  $a_{\min} + 0.1$  а. е., эксцентриситетами и наклонениями, равными  $e_0$  и  $e_0/2$  рад соответственно. Масса планеты на орбите планеты  $s$  равнялась  $7k_s m_E$ .  $\Sigma_n$  — это сумма чисел планетезималей в столбце для вариантов, приведенных выше.  $\Sigma_f = \Sigma_n / N_s$ . Число  $N_{<4}$  планетезималей с эксцентриситетами орбит, меньшими 0.994, равно нулю во всех рассмотренных вариантах табл. 4.

**Таблица 5.** Распределение планетезималей, впервые достигших 500 а. е. от звезды, по интервалам наклонов ( $i_n, i_x$ ) их орбит при  $e_0$ , равном 0.02 или 0.15, и нескольких значениях  $a_{\min}$  от 1.1 до 2.2 а. е., приведенных в первом столбце таблицы

$a_{\min}$ , а. е.	$e_0$	$k_c$	$N_2$	$N_4$	$N_6$	$N_8$	$N_{10}$	$N_{15}$	$N_{20}$	$N_{>20}$	$N_s$	$i_{\min}$	$i_{\max}$
$i_n =$			0	2°	4°	6°	8°	10°	15°	20°			
$i_x =$			2°	4°	6°	8°	10°	15°	20°	—			
1.1	0.02	1	2	2	2	2	0	0	0	0	8	1.86	7.76
1.2	0.02	1	14	20	24	13	6	6	2	0	85	0.22	19.6
1.3	0.02	1	19	24	24	24	12	11	0	0	114	0.34	14.1
1.4	0.02	1	16	33	26	28	6	9	1	1	120	0.51	22.1
1.4	0.02	1*	16	20	29	12	7	8	0	0	92	0.50	14.3
1.4	0.02	1**	10	31	18	17	6	10	1	1	94	0.05	21.8
1.4	0.02	1***	8	27	21	17	5	10	1	0	89	1.03	17.4
1.5	0.02	1	16	23	40	19	9	8	3	1	119	0.31	31.2
1.6	0.02	1	20	37	22	15	7	5	2	1	109	0.40	27.5
1.7	0.02	1	88	29	6	13	4	3	0	0	143	0.16	14.2
1.8	0.02	1	26	3	2	0	0	0	0	0	31	1.08	5.91
$\Sigma_{ni}$	0.02	1	235	249	214	160	62	70	10	4	1004		
$\Sigma_{fi}$	0.02	1	0.234	0.248	0.213	0.159	0.062	0.07	0.010	0.004	1.0	0.05	31.2
1.0	0.15	1	4	14	11	5	6	1	1	0	42	1.17	18.3
1.1	0.15	1	10	15	22	25	9	11	4	2	98	0.78	22.2
1.2	0.15	1	21	36	38	29	19	14	3	0	160	0.23	17.2
1.3	0.15	1	12	40	37	27	19	15	8	0	158	0.99	19.6
1.3	0.15	1**	25	34	33	27	16	21	5	1	162	0.29	23.6
1.4	0.15	1	19	33	35	30	27	34	4	1	183	0.22	20.4
1.4	0.15	1*	18	38	35	34	21	27	1	2	176	0.06	21.3
1.4	0.15	1**	20	41	34	28	27	24	8	0	182	0.34	18.6
1.4	0.15	1***	14	28	43	32	24	27	5	1	174	0.58	30.0
1.5	0.15	1	18	35	32	34	27	28	3	1	178	0.29	24.7
1.5	0.15	1**	17	32	43	28	25	22	8	2	177	0.46	29.5
1.5	0.15	1***	16	43	33	32	17	22	6	3	172	0.51	26.1
1.6	0.15	1	20	39	43	37	14	21	6	0	180	0.69	19.6
1.7	0.15	1	17	30	37	36	13	18	4	1	156	0.20	23.5
1.8	0.15	1	11	31	27	25	17	11	2	1	125	0.68	20.8
1.9	0.15	1	12	29	27	23	7	6	0	1	105	0.35	21.8
2.0	0.15	1	8	109	87	22	9	3	0	0	238	1.03	11.4
2.1	0.15	1	23	95	55	22	11	8	2	1	217	0.61	21.9
2.2	0.15	1	10	31	25	9	2	0	1	0	78	0.22	19.9
$\Sigma_{ni}$	0.15	1	291	739	686	499	304	315	70	17	2919		
$\Sigma_{fi}$	0.15	1	0.100	0.253	0.235	0.171	0.104	0.108	0.024	0.006	1.0	0.05	31.2
1.4	0.02	0.5	6	14	20	7	12	9	2	1	71	0.90	21.4
1.5	0.02	0.5	3	19	25	14	10	13	1	1	86	1.35	21.7

Таблица 5. Окончание

$a_{\min}$ , а. е.	$e_0$	$k_c$	$N_2$	$N_4$	$N_6$	$N_8$	$N_{10}$	$N_{15}$	$N_{20}$	$N_{>20}$	$N_s$	$i_{\min}$	$i_{\max}$
$\Sigma_{ni}$	0.02	0.5	9	33	45	21	22	22	3	2	157		
$\Sigma_{fi}$	0.02	0.5	0.057	0.210	0.287	0.134	0.140	0.140	0.019	0.013	1.0	0.90	21.7
1.4	0.15	0.5	15	28	27	24	13	12	3	5	127	0.14	30.5
1.5	0.15	0.5	13	30	48	28	23	20	3	1	166	0.42	20.7
$\Sigma_{ni}$	0.15	0.5	26	58	75	52	36	32	6	6	293		
$\Sigma_{fi}$	0.15	0.5	0.089	0.198	0.226	0.177	0.123	0.109	0.020	0.020	1.0	0.14	30.5
1.4	0.02	0.1	1	4	2	1	0	1	0	0	9	0.69	10.3
1.5	0.02	0.1	1	8	3	2	1	0	0	2	17	1.38	11.7
$\Sigma_{ni}$	0.02	0.1	2	12	5	3	1	1	0	2	26		
$\Sigma_{fi}$	0.02	0.1	0.077	0.462	0.192	0.115	0.038	0.038	0	0.077	1.0	0.69	11.7
1.4	0.15	0.1	10	8	2	3	5	3	0	4	35	0.06	25.3
1.5	0.15	0.1	7	21	8	7	4	5	1	2	55	0.05	39.5
$\Sigma_{ni}$	0.15	0.1	17	29	10	10	9	8	1	6	90		
$\Sigma_{fi}$	0.15	0.1	0.189	0.322	0.111	0.111	0.1	0.089	0.011	0.067	1.0	0.05	39.5

Примечания:  $N_2, N_4, N_6, N_8, N_{10}, N_{15}, N_{20}, N_{>20}$  — это число планетезималей, наклонения орбит которых находятся в интервалах ( $i_n, i_x$ ) от  $0^\circ$  до  $2^\circ$ , от  $2^\circ$  до  $4^\circ$ , от  $4^\circ$  до  $6^\circ$ , от  $6^\circ$  до  $8^\circ$ , от  $8^\circ$  до  $10^\circ$ , от  $10^\circ$  до  $15^\circ$ , от  $15^\circ$  до  $20^\circ$ , и больше  $20^\circ$  соответственно.  $N_s$  — это общее число планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды.  $i_{\min}$  и  $i_{\max}$  — минимальные и максимальные наклонения орбит в градусах. В каждом варианте расчетов в начальный момент времени рассматривалось 250 планетезималей с большими полюсами орбит от  $a_{\min}$  до  $a_{\min} + 0.1$  а. е., эксцентриситетами и наклонениями, равными  $e_0$  и  $e_0/2$  рад соответственно. Масса планеты на орбите планеты  $c$  равнялась  $7k_c m_E$ .  $\Sigma_{ni}$  — это сумма чисел планетезималей в столбце в приведенных выше вариантах.  $\Sigma_{fi} = \Sigma_{ni}/N_s$ .

доля планетезималей с  $dt < 0.1$  млн лет находилась в интервалах 0.32–0.53 при  $e_0 = 0.02$  и 0.43–0.58 при  $e_0 = 0.15$ , т.е. в среднем эта доля была больше для больших  $e_0$ . Доля планетезималей, увеличивших максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е. за время  $dt < 0.01$  млн лет, составила около 0.05–0.2 и 0.2–0.3 при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно. Для  $dt > 2$  млн лет эта доля находилась в интервалах 0.05–0.08 и 0.01–0.06 при  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно. Максимальное значение  $dt$ , обозначенное как  $dt_{\max}$ , в рассмотренных вариантах расчетов с 250 планетезималами находилось в интервале от 3 до 60 млн лет. Большинство расчетов, представленных в табл. 8–10, были выполнены с шагом интегрирования по времени  $t_s = 1$  сут. При  $a_{\min} = 1.5$  а. е. и  $e_0 = 0.15$  в табл. 9 приведены также результаты расчетов с  $t_s$ , равными 0.5 и 2 сут. Разница в результатах, представленных в табл. 9 и полученных при разных значениях  $t_s$ , примерно такая же, как разница между результатами, полученными для разных значений  $a_{\min}$  при одном и том же  $t_s$ . Поэтому расчеты с  $t_s = 1$  сут. можно использовать для изучения времени, в течение которого максимальные расстояния планетезималей от звезды увеличивались с 500 до 1200 а. е.

В табл. 10 приведены доли планетезималей, увеличивших максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е., для современной массы планеты  $c$  ( $k_c = 1$ ), а также для случая, когда отношение  $k_c$  массы меньшей планеты к массе планеты  $c$  равно 0.5 (орбиты обеих планет были одинаковыми). При  $k_c = 0.5$  характерное время  $dt$ , за которое максимальное расстояние планетезимали от звезды увеличивалось с 500 до 1200 а. е., было больше, чем при  $k_c = 1$ . В частности, при  $a_{\min}$ , равном 1.4 и 1.5 а. е., доля планетезималей с  $dt < 0.1$  млн лет составляла 0.23–0.28 при  $k_c = 0.5$  и 0.46–0.52 при  $k_c = 1$ .

Большая часть (часто до 90%) планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды, при  $k_c = 1$  достигла этого расстояния за время, меньшее 10 млн лет. Большая часть выброса планетезималей после 10 млн лет была только в вариантах расчетов с  $a_{\min} = 1.8$  а. е. и  $e_0 = 0.02$ , а также при  $e_0 = 0.15$  и  $a_{\min} = 2.1$  а. е. или  $a_{\min} = 2.2$  а. е., т.е. для планетезималей из внешней части зоны питания планеты. Для современной массы планеты Проксима Центавра с около 90% планетезималей, увеличивших максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е., увеличили это расстояние менее чем за 1 млн лет. При суммарной массе выброшенного

**Таблица 6.** Распределение планетезималей, впервые достигших 1200 а. е. от звезды, по интервалам наклонений ( $i_n, i_x$ ) их орбит при  $e_0$ , равном 0.02 или 0.15, и нескольких значениях  $a_{\min}$  от 1.1 до 2.2 а. е., приведенных в первом столбце таблицы

$a_{\min}$ , а. е.	$e_0$	$k_c$	$N_2$	$N_4$	$N_6$	$N_8$	$N_{10}$	$N_{15}$	$N_{20}$	$N_{>20}$	$N_s$	$i_{\min}$	$i_{\max}$
$i_n =$			0	2°	4°	6°	8°	10°	15°	20°			
$i_x =$			2°	4°	6°	8°	10°	15°	20°	—			
1.2	0.02	1	14	19	23	16	4	5	3	1	85	0.19	21.2
1.3	0.02	1	21	25	25	17	15	10	1	0	114	0.30	16.5
1.4	0.02	1	16	32	26	22	7	12	0	2	117	0.47	24.9
1.5	0.02	1	17	23	37	22	11	4	4	1	119	0.31	30.6
1.6	0.02	1	20	36	21	13	8	7	1	3	109	0.45	27.1
1.7	0.02	1	85	30	7	14	4	2	1	0	143	0.16	17.1
$\Sigma_{ni}$	0.02	1	173	165	139	104	49	40	10	7	687		
$\Sigma_{fi}$	0.02	1	0.252	0.240	0.202	0.151	0.071	0.058	0.015	0.010	1.0	0.16	30.6
1.1	0.15	1	8	18	22	19	11	12	4	2	96	0.85	21.0
1.2	0.15	1	20	36	39	30	17	15	3	0	160	0.24	17.5
1.3	0.15	1	14	34	38	32	16	17	6	1	158	0.98	20.8
1.4	0.15	1	19	31	32	30	37	25	9	0	183	0.22	18.8
1.5	0.15	1	19	32	35	37	22	26	4	3	178	0.26	27.6
1.5	0.15	1**	15	37	36	31	29	19	9	1	177	0.46	34.4
1.5	0.15	1***	16	42	35	29	22	20	5	3	172	0.56	28.5
1.6	0.15	1	18	38	52	27	21	17	5	2	180	0.66	22.4
1.7	0.15	1	18	32	37	31	15	19	3	1	156	0.21	21.0
1.8	0.15	1	11	30	20	28	15	15	2	3	124	0.66	<b>179</b>
1.9	0.15	1	12	27	29	21	10	5	0	1	105	0.337	22.0
2.0	0.15	1	7	109	84	24	10	3	0	0	237	1.101	11.4
2.1	0.15	1	22	86	64	24	12	7	3	1	219	0.535	<b>48.8</b>
2.2	0.15	1	13	33	22	11	3	1	1	0	84	0.23	17.4
$\Sigma_{ni}$	0.15	1	212	615	545	374	240	201	54	18	2229		
$\Sigma_{fi}$	0.15	1	0.095	0.276	0.245	0.168	0.108	0.090	0.024	0.008	1.0	0.21	179
1.4	0.02	0.5	7	11	19	10	9	11	3	1	71	0.87	23.2
1.5	0.02	0.5	4	19	25	14	8	13	2	1	86	1.28	24.1
$\Sigma_{ni}$	0.02	0.5	11	30	44	24	17	24	5	2	157		
$\Sigma_{fi}$	0.02	0.5	0.070	0.191	0.280	0.153	0.108	0.153	0.032	0.013	1.0	0.87	24.1
1.4	0.15	0.5	15	26	27	28	9	15	4	4	128	0.13	26.5
1.5	0.15	0.5	12	32	47	27	23	17	5	2	165	0.41	20.9
$\Sigma_{ni}$	0.15	0.5	27	58	74	55	32	32	9	6	293	0.13	26.5
$\Sigma_{fi}$	0.15	0.5	0.092	0.198	0.253	0.188	0.109	0.109	0.031	0.020	1.0	0.13	26.5
1.4	0.02	0.1	3	2	2	1	1	0	0	0	9	0.29	9.51
$\Sigma_{fi}$	0.02	0.1	0.33	0.22	0.22	0.11	0.11	0	0	0	1.0		
1.4	0.15	0.1	9	7	3	5	6	1	0	4	35	0.07	<b>175</b>
$\Sigma_{fi}$	0.15	0.1	0.26	0.2	0.086	0.143	0.171	0.029	0	0.114	1.0	0.07	175

Примечания:  $N_2, N_4, N_6, N_8, N_{10}, N_{15}, N_{20}, N_{>20}$  — это число планетезималей, наклонения орбит которых находятся в интервалах ( $i_n, i_x$ ) от 0° до 2°, от 2° до 4°, от 4° до 6°, от 6° до 8°, от 8° до 10°, от 10° до 15°, от 15° до 20°, и больше 20° соответственно.  $N_s$  — это общее число планетезималей, достигших 1200 а. е. от звезды.  $i_{\min}$  и  $i_{\max}$  — минимальные и максимальные наклонения орбит в градусах. В каждом варианте расчетов в начальный момент времени рассматривалось 250 планетезималей с большими полуосями орбит от  $a_{\min}$  до  $a_{\min} + 0.1$  а. е., эксцентриситетами и наклонениями, равными  $e_0$  и  $e_0/2$  рад соответственно. Масса планеты на орбите планеты  $c$  равнялась  $7k_c m_E$ .  $\Sigma_{ni}$  — это сумма чисел планетезималей в столбце в приведенных выше вариантах.  $\Sigma_{fi} = \Sigma_{ni}/N_s$ .

**Таблица 7.** Доля планетезималей с наклонениями орбит, большими  $10^\circ$ , среди всех планетезималей, впервые достигших расстояния от звезды, равного  $a_{\text{lim}}$ 

$a_{\text{lim}}$ , а. е.	500	500	500	1200	1200	1200
$k_c$	1	0.5	0.1	1	0.5	0.1
$E_0 = 0.02$	0.08	0.17	0.11	0.08	0.20	0
$e_0 = 0.15$	0.14	0.15	0.17	0.12	0.16	0.14

**Таблица 8.** Доля планетезималей, увеличивших максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е. за интервал времени  $dt$ , для вариантов расчетов с разными значениями  $a_{\text{min}}$  при  $e_0 = 0.02$  и  $t_s = 1$  сут

$a_{\text{min}}$ , а. е.	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7
$dt < 0.01$ млн лет	0.188	0.096	0.143	0.109	0.046	0.098
$dt < 0.1$ млн лет	0.529	0.333	0.487	0.487	0.321	0.371
$0.1 \leq dt < 1$ млн лет	0.307	0.492	0.429	0.353	0.578	0.503
$1 \leq dt < 2$ млн лет	0.082	0.114	0.0	0.084	0.046	0.077
$dt > 2$ млн лет	0.082	0.061	0.084	0.076	0.055	0.049
$dt > 5$ млн лет	0.035	0.026	0.017	0.034	0.018	0.028
$dt > 10$ млн лет	0.012	0.017	0	0.025	0.018	0.007
$dt_{\text{max}}$ , млн лет	59.76	23.48	5.12	18.80	24.56	11.52

Примечание:  $dt_{\text{max}}$  – это максимальное значение  $dt$ .

за 10 млн лет вещества, равного  $5m_E$ , и характерном времени увеличения максимального расстояния планетезимали от звезды с 500 до 1200 а. е., равном 1 млн лет, примерная суммарная масса планетезималей на расстоянии от 500 до 1200 а. е. равна  $0.5m_E$ . Время движения таких планетезималей на расстоянии от звезды, меньшем 500 а. е., в среднем меньше времени их движения на расстоянии от 500 до 1200 а. е. Учет этого движения немного уменьшает оценку массы вещества в зоне от 500 до 1200 а. е. После основной очистки зоны питания планеты  $c$  от планетезималей, число планетезималей на расстоянии 500–1200 а. е. было гораздо меньше, чем при аккумуляции планеты  $c$ .

Какое-то время выброс планетезималей мог происходить из внешней части зоны питания планеты  $c$ . Отдельные планетезимали могли выбрасываться из этой части зоны и через сотни миллионов лет. В рамках рассмотренной модели (рассматривавшей только миграцию планетезималей из зоны питания планеты  $c$ ) через десятки миллионов лет зона от 500 до 1200 а. е. от звезды становилась практически пустой.

Из-за взаимных гравитационных взаимодействий и столкновений какая-то часть планетезималей могла увеличить перигелийные расстояния своих орбит и в дальнейшем почти не менять свои орбиты из-за взаимодействий с планетой  $c$ . Эти

**Таблица 9.** Доля планетезималей, увеличивших максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е. за интервал времени  $dt$ , для дисков с разными значениями  $a_{\text{min}}$  и  $t_s$  при  $e_0 = 0.15$ 

$a_{\text{min}}$ , а. е.	1.2	1.3	1.4	1.5	1.5	1.5	1.6	1.7
$t_s$ , сут	1	1	1	0.5	1	2	1	1
$dt < 0.01$ млн лет	0.181	0.234	0.213	0.237	0.219	0.273	0.233	0.212
$dt < 0.1$ млн лет	0.456	0.538	0.519	0.458	0.545	0.430	0.578	0.436
$0.1 \leq dt < 1$ млн лет	0.45	0.392	0.443	0.497	0.343	0.518	0.394	0.481
$1 \leq dt < 2$ млн лет	0.063	0.051	0.027	0.028	0.056	0.017	0.011	0.045
$dt > 2$ млн лет	0.031	0.019	0.011	0.011	0.056	0.035	0.017	0.038
$dt > 5$ млн лет	0.006	0.006	0	0	0.0225	0.017	0.006	0.013
$dt > 10$ млн лет	0	0	0	0	0.0112	0.0116	0.006	0.006
$dt_{\text{max}}$ , млн лет	5.66	6.71	3.639	3.15	29.36	11.47	10.78	17.5

Примечание:  $dt_{\text{max}}$  – это максимальное значение  $dt$ .

**Таблица 10.** Доля планетезималей, увеличивших максимальные расстояния от звезды с 500 до 1200 а. е. за интервал времени  $dt$ , для дисков с разными значениями  $a_{\min}$ ,  $e_0$  и отношения  $k_c$  массы планеты к современной массе планеты  $c$

$a_{\min}$ , а. е.	1.2–1.7	1.2–1.7	1.2–1.7	1.4	1.5	1.4	1.5
$e_0$	0.02	0.15	0.15	0.02	0.02	0.15	0.15
$k_c$	1	1	1	0.5	0.5	0.5	0.5
$t_s$ , сут	1	1	0.5–2	1	1	1	1
$dt < 0.01$ млн лет	0.113	0.215	0.225	0.114	0.072	0.134	0.108
$dt < 0.1$ млн лет	0.421	0.520	0.501	0.229	0.229	0.276	0.265
$0.1 \leq dt < 1$ млн лет	0.444	0.417	0.440	0.514	0.494	0.519	0.476
$1 \leq dt < 2$ млн лет	0.067	0.042	0.037	0.086	0.120	0.079	0.132
$dt > 2$ млн лет	0.068	0.029	0.027	0.171	0.157	0.126	0.127
$dt > 5$ млн лет	0.026	0.009	0.009	0.057	0.060	0.063	0.054
$dt > 10$ млн лет	0.013	0.004	0.004	0.014	0.012	0.024	0.024
$dt_{\max}$ , млн лет	59.76	29.36	29.36	21.54	31.41	18.36	51.20

Примечание:  $dt_{\max}$  – это максимальное значение  $dt$ . Для столбцов 1.2–1.7 значения долей представляют собой средние значения при  $a_{\min}$  от 1.2 до 1.7 а. е.

планетезимали могли образовать маломассивный аналог облака Хиллса. Не исключено, что за орбитой планеты  $c$  на стадии образования планет было много планетезималей, образовавшихся из части газопылевого диска. Взаимодействия планетезималей из зоны питания планеты  $c$ , двигавшихся по сильно эксцентричным орбитам, с планетезималами, образовавшимися за пределами зоны питания планеты  $c$ , могли увеличивать приток тел в аналог облака Хиллса.

В настоящее время область между 500 и 1200 а. е., вероятно, может быть почти пустой, если учитывать ее пополнение только за счет планетезималей из зоны питания планеты  $c$ . Планетезимали, выброшенные из зоны питания планеты  $c$ , имели сравнительно небольшие наклоны орбит. Даже сталкиваясь и гравитационно взаимодействуя друг с другом, они не могли значительно увеличить среднее наклонение своих орбит. Большие наклоны орбит тел могут быть в основном у тел, пришедших извне в сферу Хилла звезды Проксима Центавра. Радиус сферы Хилла звезды Проксима Центавра на порядок меньше радиуса внешней границы облака Хиллса в Солнечной системе и на два порядка меньше радиуса сферы Хилла Солнца. Поэтому трудно ожидать существования у этой звезды столь же массивного аналога облака Оорта, как у Солнца. В статьях (Levison и др., 2010; Siraj, Loeb, 2021) считается, что в Солнечной системе большинство тел в облаке Оорта имеют внесолнечное происхождение. Нам кажется маловероятным захват тел, пришедших из окрестностей других звезд, звездой Проксима Центавра с ее относительно небольшой сферой Хилла.

Результаты проведенных расчетов (в частности, распределение орбит планетезималей во внешней части сферы Хилла по их наклонениям и эксцентриситетам) могут использоваться в качестве начальных данных для моделей, учитывающих гравитационные взаимодействия и столкновения планетезималей, приводящие к формированию аналога облака Хиллса для звезды Проксима Центавра. Эти результаты могут быть использованы также в качестве начальных данных в моделях, учитывающих гравитационное влияние соседней пары звезд, для оценок этого влияния на эволюцию орбит планетезималей во внешней части сферы Хилла и возможности возвращения отдельных выброшенных планетезималей обратно в сферу Хилла, но уже с более наклоненными орбитами вокруг звезды Проксима Центавра.

Аналогов астероидного и транснептунового поясов у звезды Проксима Центавра может быть больше, чем у Солнечной системы. Меньшее отношение массы планеты  $c$  к массе звезды, чем у Юпитера, большее отношение больших полуосей орбит планет  $c$  и  $b$ , чем у Юпитера и Марса, и только одна крупная планета в системе Проксима Центавра могут быть причинами таких различий в поясах.

## ВЫВОДЫ

Рассматривалось движение планетезималей, первоначально находившихся в зоне питания планеты Проксима Центавра  $c$ , на расстояниях от звезды от 500 до 1200 а. е. Последнее расстояние соответствует радиусу сферы Хилла звезды. При интегрировании уравнений движения планетези-

малей учитывалось гравитационное влияние звезды и планет  $b$  и  $c$  и столкновения планетезималей с планетами и звездой. Большинство планетезималей из большей части зоны питания почти сформировавшейся планеты  $c$  впервые достигли 500 а. е. от звезды в течение первых 10 млн лет. Только для планетезималей, первоначально находившихся на краях зоны питания планеты, доля планетезималей, впервые достигших 500 а. е. за время, большее 10 млн лет, была больше половины. Отдельные планетезималы могли впервые достигать внешней части сферы Хилла звезды и через сотни миллионов лет.

Около 90% планетезималей, впервые достигших 500 а. е. от звезды Проксима Центавра, впервые достигли 1200 а. е. от звезды менее, чем за 1 млн лет, при современной массе планеты  $c$ . При этом не более 2% планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды, имели афелийные расстояния орбит между 500 и 1200 а. е. в течение более 10 млн лет (но менее нескольких десятков миллионов лет). При массе планеты, равной половине массы планеты  $c$ , доля планетезималей, увеличивших свое максимальное удаление от звезды с 500 до 1200 а. е. менее, чем за 1 млн лет, была около 70–80%.

При современной массе планеты  $c$  среди планетезималей, впервые достигших 500 а. е. от звезды, доля планетезималей с эксцентриситетами орбит, большими 1, равнялась 0.05 и 0.1 при начальных эксцентриситетах их орбит  $e_0 = 0.02$  и  $e_0 = 0.15$  соответственно. Среди планетезималей, впервые достигших 1200 а. е. от звезды, эта доля была около 0.3 при обоих значениях  $e_0$ . Минимальные значения эксцентриситета орбит планетезималей, достигших 500 и 1200 а. е., равнялись 0.992 и 0.995 соответственно. Распределение планетезималей, достигших 500 а. е. от звезды, по эксцентриситетам их орбит не сильно отличалось в различные моменты аккумуляции планеты  $c$  (при различных значениях массы растущей планеты).

В рассмотренной модели во внешней части сферы Хилла диск планетезималей был довольно плоским. Наклонения  $i$  орбит более 80% планетезималей, впервые достигших 500 или 1200 а. е. от звезды, не превышали  $10^\circ$ . Доля таких планетезималей с  $i > 20^\circ$  в большинстве серий расчетов не превышала 2%. При современной массе планеты  $c$  в среднем по всем вариантам расчетов эта доля не превышала 1%.

Движение планетезималей рассматривалось внутри (преимущественно в глубине) сферы Хилла звезды Проксима Центавра, а выброшенные планетезималы имели очень мало шансов вернуться в сферу Хилла звезды. Поэтому, вероятно, учет гравитационного влияния звездной двойной системы (Альфа Центавра АВ) не изменит выводов, сделанных в данной работе. Сильно наклоненные орбиты тел во внешней части сферы Хилла звезды

Проксима Центавра могут иметь место только в основном за счет тел, пришедших в сферу Хилла извне.

Полученные результаты могут быть интересны для понимания движения тел в некоторых других экзопланетных системах, особенно в системах с одной доминирующей планетой. Они могут быть использованы для задания исходных данных для моделей эволюции диска тела во внешней части сферы Хилла звезды Проксима Центавра, которые учитывают гравитационные взаимодействия и столкновения тел между собой, а также влияние других звезд.

Радиус сферы Хилла звезды Проксима Центавра на порядок меньше радиуса внешней границы облака Хилса в Солнечной системе и на два порядка меньше радиуса сферы Хилла Солнца. Поэтому трудно ожидать существования у этой звезды столь же массивного аналога облака Оорта, как у Солнца.

Автор выражает глубокую признательность рецензенту за полезные замечания, способствовавшие улучшению статьи.

Работа была выполнена в рамках госзадания ГЕОХИ им. В.И. Вернадского РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Емельяненко В.В.* Новые проблемы динамики и происхождения комет после космической миссии “Rosetta” // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. С. 391–401. (*Emel'yanenko V.V.* Dynamics and origin of comets: new problems appeared after the Rosetta space mission // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. P. 382–391.) <https://doi.org/10.1134/S0038094618050039>.
- Ипатов С.И.* Миграция планетезималей на последних стадиях аккумуляции планет-гигантов // Астрон. вестн. 1989а. Т. 23. № 1. С. 27–38. (*Ipatov S.I.* Planetesimal migration during the last stages of accumulation of the giant planets // Sol. Syst. Res. 1989а. V. 23. № 1. P. 16–23.).
- Ипатов С.И.* Эволюция эксцентриситетов орбит планетезималей при формировании планет-гигантов // Астрон. вестн. 1989б. Т. 23. № 3. С. 197–206. (*Ipatov S.I.* Evolution of the orbital eccentricities of planetesimals during formation of the giant planets // Sol. Syst. Res. 1989b. V. 23. № 3. P. 119–125.)
- Ипатов С.И.* Эволюция орбит растущих зародышей планет-гигантов, первоначально двигавшихся по сильно эксцентричным орбитам // Письма в Астрон. журн. 1991. Т. 17. № 3. С. 269–281.
- Ипатов С.И.* Миграция тел в процессе аккумуляции планет // Астрон. вестн. 1993. Т. 27. № 1. С. 83–101. (*Ipatov S.I.* Migration of bodies in the accretion of planets // Sol. Syst. Res. 1993. V. 27. № 1. P. 65–79. [https://www.academia.edu/44448077/Migration\\_of\\_bodies\\_in\\_the\\_accretion\\_of\\_planets](https://www.academia.edu/44448077/Migration_of_bodies_in_the_accretion_of_planets).)
- Ипатов С.И.* Миграция небесных тел в Солнечной системе. Изд-во УРСС, 2000. 320 с. (также Изд. стереотип. URSS. 2021. 320 с.)

- <https://doi.org/10.17513/np.451>.  
<https://elibrary.ru/item.asp?id=46237738>.
- Ипатов С.И.* Устойчивые орбиты в зоне питания планеты Проксима Центавра с // *Астрон. вестн.* 2023. Т. 57. № 3. С. 248–261.  
<https://doi.org/10.31857/S0320930X23030039>  
*(Ipatov S.I.* Stable orbits in the feeding zone of planet Proxima Centauri c // *Sol. Syst. Res.* 2023. V. 57. № 3. P. 236–248.)
- Маров М.Я., Ипатов С.И.* Процессы миграции в Солнечной системе и их роль в эволюции Земли и планет // *Успехи физ. наук.* 2023. Т. 193. № 1. С. 2–32.  
<https://doi.org/10.3367/UFN.2021.08.039044>
- Маров М.Я., Шевченко И.И.* Экзопланеты: природа и модели // *Успехи физ. наук.* 2020. Т. 190. № 9. С. 897–932.  
<https://doi.org/10.3367/UFN.2019.10.038673>.
- Маров М.Я., Шевченко И.И.* Экзопланеты. Физика, Динамика, Космогония. М.: Физматлит, 2022. 192 с.
- Сафронов В.С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
- Чеботарев Г.А.* Динамические пределы Солнечной системы // *Астрон. журн.* 1964. Т. 41. № 5. С. 983–989.
- Brasser R., Morbidelli, A.* Oort cloud and Scattered Disc formation during a late dynamical instability in the Solar System // *Icarus.* 2013. V. 225. P. 40–49.
- Brasser R., Duncan M.J., Levison H.F.* Embedded star clusters and the formation of the Oort cloud // *Icarus.* 2006. V. 184. P. 59–82.
- Brasser R., Higuchi A., Kaib N.* Oort cloud formation at various galactic distances // *Astron. and Astrophys.* 2010. V. 516. id. 72 (12 p.).
- Clement M.S., Kaib N.A., Raymond S.N., Walsh K.J.* Mars' growth stunted by an early giant planet instability // *Icarus.* 2018. V. 311. P. 340–356.
- Clement M.S., Kaib N.A., Raymond S.N., Chambers J.E., Walsh K.J.* The early instability scenario: Terrestrial planet formation during the giant planet instability, and the effect of collisional fragmentation // *Icarus.* 2019. V. 321. P. 778–790.
- Dones L., Weissman P.R., Levison H.F., Duncan M.J.* Oort Cloud formation and dynamics // *Comets II* / Eds: Featou M.C., Keller K.U., Weaver H.A. Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 2004. P. 153–174.
- Dones L., Brasser R., Kaib N., Rickman H.* Origin and evolution of the cometary reservoirs // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 197. P. 191–269.
- Duncan M., Quinn T., Tremaine S.* The formation and extent of the Solar System comet cloud // *Astron. J.* 1987. V. 94. P. 1330–1338.
- Dybczynski P.A., Leto G., Jakubik M., Paulech T., Neslušán L.* The simulation of the outer Oort cloud formation. The first giga-year of the evolution // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 487. P. 345–355.
- Emel'yanenko V.V., Asher D.J., Bailey M.E.* Centaurs from the Oort cloud and the origin of Jupiter-family comets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2005. V. 361. P. 1345–1351.
- Emel'yanenko V.V., Asher D.J., Bailey M.E.* The fundamental role of the Oort cloud in determining the flux of comets through the planetary system // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2007. V. 381. P. 779–789.  
<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12269.x>
- Emel'yanenko V.V., Asher D.J., Bailey M.E.* A model for the common origin of Jupiter family and Halley type comets // *Earth, Moon, and Planets.* 2013. V. 110. P. 105–130.  
<https://doi.org/10.1007/s11038-012-9413-z>
- Fernandez J.A., Brunini A.* The buildup of a tightly bound comet cloud around an early Sun immersed in a dense Galactic environment: Numerical experiments // *Icarus.* 2000. V. 145. P. 580–590.
- Fouchard M., Emel'yanenko V., Higuchi A.* Long-period comets as a tracer of the Oort cloud structure // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2020. V. 132. id 43 (22 p.)
- Frantseva K., Nesvorný D., Mueller M., van der Tak F.F.S., ten Kate I.L., Pokorný P.* Exogenous delivery of water to Mercury // *Icarus.* 2022. V. 383. id. 114980 (11 p.).
- Gomes R., Levison H.F., Tsiganis K., Morbidelli A.* Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets // *Nature.* 2005. V. 435. № 7041. P. 466–469.
- Hills J.G.* Comet showers and the steady-state infall of comets from the Oort cloud // *Astron. J.* 1981. V. 86. P. 1730–1740.
- Ipatov S.I.* Accumulation and migration of the bodies from the zones of giant planets // *Earth, Moon, and Planets.* 1987. V. 39. № 2. P. 101–128.  
<http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1987EM%26P...39..101I>.
- Ipatov S.I.* Possible migration of the giant planets embryos // 22nd Lunar and Planet. Sci. Conf. 1991. P. 607–608.  
<https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1991LPI....22..607I>.
- Ipatov S.I.* Migration of planetesimals from beyond Mars' orbit to the Earth // 14th Europlanet Sci. Congress 2020. EPSC2020-71.  
<https://doi.org/10.5194/epsc2020-71>
- Ipatov S.I.* Delivery of water and volatiles to planets in the habitable zone in the Proxima Centauri system // Abstracts of the AASTCS Habitable Worlds 2021 Workshop (22–26 February 2021, a virtual conference). Open Engagement Abstracts, Bull. Am. Astron. Soc. 2021. V. 53. № 3. e-id 2021n3i1126 (5 p.)  
<https://baas.aas.org/pub/2021n3i1126/release/2>.
- Ipatov S.I.* Scattering of planetesimals from the feeding zone of Proxima Centauri c // Thirteenth Moscow Solar System Symp. (13M-S3) (October 10–14, 2022, Moscow, the Space Research Institute). 13MS3-EP-08. P. 372–374.  
<https://doi.org/10.21046/13MS3-2022.2022>
- Ipatov S.I.* Delivery of icy planetesimals to inner planets in the Proxima Centauri planetary system // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2023. V. 58. P. 752–774.  
<https://doi.org/10.1111/maps.13985>
- Lambrechts M., Johansen A.* Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion // *Astron. and Astrophys.* 2012. V. 544. id. A32 (13 p.).  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219127>
- Lambrechts M., Johansen A.* Forming the cores of giant planets from the radial pebble flux in protoplanetary discs // *Astron. and Astrophys.* 2014. V. 572. id. A107 (12 p.).  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424343>.

- Levison H.F., Duncan M.J.* The long-term dynamical behavior of short-period comets // *Icarus*. 1994. V. 108. P. 18–36.
- Levison H.F., Duncan M.J., Brasser R., Kaufmann D.F.* Capture of the Sun's Oort cloud from stars in its birth cluster // *Science*. 2010. V. 329. P. 187–190.
- Levison H.F., Morbidelli A., Tsiganis K., Nesvorný D., Gomes R.* Late orbital instabilities in the outer planets induced by interaction with a self-gravitating planetesimal disk // *Astron. J.* 2011. V. 142. id 152.
- Morbidelli A.* Origin and dynamical evolution of comets and their reservoirs // arXiv:astro-ph/0512256. 2005. 86 p.
- Morbidelli A.* Planet formation by pebble accretion in ringed disks // *Astron. and Astrophys.* 2020. V. 638. id. A1 (7 p.). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037983>
- Morbidelli A., Levison H.F., Tsiganis K., Gomes R.* Chaotic capture of Jupiter's Trojan asteroids in the early Solar System // *Nature*. 2005. V. 435. № 7041. P. 462–465.
- Morbidelli A., Brasser R., Gomes R., Levison H.F., Tsiganis K.* Evidence from the asteroid belt for a violent past evolution of Jupiter's orbit // *Astron. J.* 2010. V. 140. P. 1391–1401.
- Morbidelli A., Lambrechts M., Jacobson S., Bitsch B.* The great dichotomy of the Solar System: Small terrestrial embryos and massive giant planet cores // *Icarus*. 2015. V. 258. P. 418–429. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.06.003>
- Siraj A., Loeb A.* Interstellar objects outnumber Solar System objects in the Oort cloud // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 507. P. L16–L18.
- Schwarz R., Bazso A., Georgakarakos N., Loibnegger B., Maindl T.I., Bancelin D., Pilat-Lohinger E., Kislyakova K.G., Dvorak R., Dobbs-Dixon I.* Exocomets in the Proxima Centauri system and their importance for water transport // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 480. P. 3595–3608. <https://doi.org/10.1093/mnras/sty2064>
- Souami D., Cresson J., Biernacki C., Pierret F.* On the local and global properties of the gravitational spheres of influence // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 496. P. 4287–4297.
- Tsiganis K., Gomes R., Morbidelli A., Levison H.F.* Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System // *Nature*. 2005. V. 435. № 7041. P. 459–461.
- Wahlberg Jansson K., Johansen A.* Formation of pebble-pile planetesimals // *Astron. and Astrophys.* 2014. V. 570. id A47 (11 p.)

УДК 523.64

## НЕГРАВИТАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ВЫБРОСА КОМЕТ ИЗ ОБЛАКА ООРТА ЗА СЧЕТ КОМЕТНЫХ ВСПЫШЕК

© 2023 г. Д. В. Белоусов<sup>а, \*</sup>, А. К. Павлов<sup>а, \*\*</sup>

<sup>а</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: dom.999.bel@gmail.com

\*\*e-mail: anatoli.pavlov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 19.04.2023 г.

После доработки 22.05.2023 г.

Принята к публикации 15.06.2023 г.

Кометные ядра в облаке Оорта накапливают большие концентрации радикалов в поверхностных слоях при облучении космическими лучами при низких температурах. Индуцированная рекомбинация радикалов при нагреве поверхности кометы за счет прохода близкой звезды, звезды O и B класса, а также вспышек близких сверхновых приводят к нагреву слоя льда с высвобождением летучих газов из аморфного льда. При накоплении газа, оказывающего большое давление под поверхностью кометы, происходит выброс газа и пыли в виде струи, способный менять орбиту кометы в облаке Оорта. Рассматриваемый негравитационный механизм может эффективно выбрасывать кометы с радиусами  $\leq 1$  км из облака Оорта во внутреннюю часть Солнечной системы. Общий эффект воздействия вспышек на стабильность орбит комет за время эволюции облака Оорта мог привести к уменьшению числа долгопериодических комет малого радиуса.

**Ключевые слова:** кометы, облако Оорта, кометные вспышки, космические лучи, вспышки сверхновых

**DOI:** 10.31857/S0320930X23060026, **EDN:** DBAROC

### ВВЕДЕНИЕ

Кометные ядра в облаке Оорта, источнике долгопериодических комет, подвержены постоянному облучению галактическими космическими лучами (ГКЛ) при температурах  $\sim 10$  К. Первичными продуктами воздействия ионизирующего потока частиц на материал поверхности кометного ядра является образование ионов и радикалов. С уменьшением температуры скорость рекомбинации радикалов падает и имеет место эффективное накопление радикалов. Рекомбинация большой концентрации радикалов сопровождается значительным энерговыделением в облученном материале и выбросом новообразованных летучих компонент (Moore и др., 1983). Экспериментальные результаты показали высокую эффективность накопления радикалов во льду, облученного протонами, электронами и нейтронами при низких температурах (10–100 К) (Moore и др., 1983; Carpenter, 1987; Shabalin и др., 2003; Zhu и др., 2021; Pavlov и др., 2022). Выделение энергии происходит как при внешнем нагреве облученного льда, так и спонтанно при достижении критической концентрации радикалов. Подъем температуры на несколько градусов за счет внешнего нагрева при высокой концентрации радикалов запускает цепную реакцию реком-

бинации. В результате рекомбинация радикалов создает большой импульс энерговыделения при низких температурах, что может быть причиной кометных вспышек на далеких расстояниях от Солнца (Pavlov и др., 2022; Belousov и др., 2022).

Обнаружение большого числа долгопериодических комет с почти параболическими орбитами поставило вопрос об устойчивости их орбит и механизмах выброса комет из облака Оорта во внутреннюю часть Солнечной системы. Все ранее предложенные механизмы являются гравитационными: воздействие проходящей звезды, приливное воздействие галактического диска и столкновение с молекулярным облаком (Fernandez, 2000). Несмотря на большую удаленность от Солнца, кометы в облаке Оорта подвергаются периодическому нагреву за счет прохождения звезд классов O и B и вспышек сверхновых (Stern, Shull, 1988). Учитывая процесс накопления радикалов в поверхностном слое кометы при воздействии ГКЛ, внешний нагрев может спровоцировать распространение фронта рекомбинации радикалов с локальным разогревом кометного льда и выбросом газа и пыли. Из-за низких орбитальных скоростей комет в облаке Оорта  $\sim 200$  м/с, импульс отдачи при вылете струи газа может привести к значительному изменению параметров орбит

комет. Аналогичный негравитационный механизм пертурбации кометных орбит наблюдается на близких расстояниях от Солнца, где имеет место активная сублимация водяного льда (Marsden и др., 1973). Учитывая, что орбитальная скорость кометы зависит от гелиоцентрического расстояния  $r$  как  $\propto r^{-1/2}$ , в облаке Оорта эффективность рассматриваемого негравитационного механизма может быть на несколько порядков выше, чем во внутренней части Солнечной системы.

В данной работе впервые предлагается негравитационный механизм изменения орбит комет в облаке Оорта за счет вылета струи газа и пыли, вызванной рекомбинацией свободных радикалов в поверхностных слоях кометного ядра.

## МОДЕЛЬ

В процессе облучения быстрая рекомбинация накопленных радикалов может происходить двумя способами: спонтанно и индуцировано. Индуцированная реакция рекомбинации происходит при внешнем нагреве слоя льда с радикалами. Спонтанная рекомбинация в макрообъеме может происходить при достижении критической плотности радикалов  $n_{cr}$  (Shabalin и др., 2003). Как показано в (Hudson, Moore, 1992), для наиболее подвижных при низких температурах Н-радикалов  $n_{cr} \approx 1\%$  (относительно числа молекул воды) при температурах 5–10 К и облучении протонами с энергиями 1 МэВ. В нашей работе мы рассматриваем только индуцированную рекомбинацию с концентрациями радикалов близкой к  $n_{cr}$ . В работе (Gronoff и др., 2020) был получен профиль поглощенной дозы в комете при облучении потоком ГКЛ со спектром LIS (Local Interstellar Spectrum). Используя значения скорости накопления дозы из работы (Gronoff и др., 2020)  $I$  и выхода радикалов  $Y$  из работы (Johnson, Quickenden, 1997; Siegel и др., 1961), можно оценить время накопления критической концентрации радикалов:  $t_{cr} = n_{cr}/YI$ . В результате, на одном метре под поверхностью кометы время накопления  $t_{cr} \approx 60$  млн лет, тогда как на 10 м  $t_{cr} \approx 600$  млн лет.

Значительный нагрев поверхности комет на расстояниях  $\sim 10^4$ – $10^5$  а. е. могут вызвать проходящие звезды и вспышки близких сверхновых. В работе (Stern, Shull, 1988) показано, что прохождение звезды высокой светимости (классов О и В) вблизи облака Оорта за время эволюции Солнечной системы  $\approx 4.5$  млрд лет привело по крайней мере к одному эпизоду роста температуры до 16 К у каждого кометного ядра. Также до температуры 22 и 34 К могли нагреться 50 и 10% комет в облаке Оорта, соответственно. Близкие сверхновые приводят к нагреву поверхностных слоев комет до 30 К во всем облаке Оорта с периодом  $\approx 180$  млн лет.

Во внутренней части Солнечной системы вылет газа и пыли с поверхности кометы приводит к наблюдаемому росту светимости кометы. Резкий рост светимости кометы в течение нескольких часов или суток называется кометной вспышкой (Gronkowski, 2007). В контексте данной работы наибольший интерес представляют наблюдаемые вспышки на больших гелиоцентрических расстояниях  $\geq 3$  а. е., где не эффективна сублимация водяного льда. Современные механизмы вспышек комет на далеких расстояниях основываются на процессе перехода аморфной фазы льда в кристаллическую. Считается, что кометы формировались на расстояниях от Солнца, где преобладает аморфная фаза льда с включением различных газов ( $CO$ ,  $CO_2$ ). Вылет захваченных газов из аморфного льда происходит только при достижении температуры  $\approx 140$  К (Bar-Nun и др., 1985). Таким образом, нагрев от вспышки сверхновой в облаке Оорта не может привести к высвобождению газа из аморфного льда. С другой стороны, быстрая рекомбинация радикалов может протекать при намного меньших температурах, чем переход аморфного льда в кристаллический (Pavlov и др., 2022). При рекомбинации радикалов в водяном льду выделяется энергия  $\approx 120$  и  $\approx 60$  Дж/г для Н и ОН, соответственно. В результате рекомбинация в поверхностном слое приводит к значительному разогреву слоя льда (до 180 К). При достижении температуры  $\approx 140$  К в слое становится эффективным процесс перехода аморфного льда в кристаллический. Дальнейшее распространение газа до поверхности кометы определяется структурой кометного ядра. В настоящее время структура долгопериодических комет не известна и является предметом исследований будущих космических миссий (Fulle и др., 2022). Здесь же мы примем, что внутренние свойства комет в облаке Оорта в первом приближении схожи со свойствами наблюдаемых комет на близких расстояниях от Солнца. В дальнейшем мы будем использовать термин “кометная вспышка” для обозначения резкого выброса газа и пыли с поверхности комет в облаке Оорта.

Здесь мы используем модель вспышки кометы, которая основывается на эффекте накопления газа с высоким давлением под поверхностью кометы: выброс газа вместе с пылевыми частицами происходит при достижении давления газа, превышающего прочность материала границ полости (Reach и др., 2010). Такой механизм вспышки применялся для исследования комет 67P/Churyumov–Gerasimenko (67P) (Prialnik, Sierks, 2017), 29P/Schwassmann–Wachmann (Gronkowski, Wesolowski, 2015) и 17P/Holmes (Reach и др., 2010). Одним из главных параметров в данном механизме кометной вспышки является масса аморфного льда, подверженного фазовому переходу, из которого вылетают захваченные газы. Основными

компонентами газа при вспышках комет на больших гелиоцентрических расстояниях являются CO и CO<sub>2</sub> (Meech и др., 2017).

В работе (Reach и др., 2010) была получена оценка размеров области поверхности кометы (на примере кометы 17P/Holmes), подверженной вспышке: 10<sup>-2</sup>–1 км<sup>2</sup>. На комете 67P были обнаружены круглые глубокие впадины (ямы) диаметром до 200 м (Vincent и др., 2015). Такие ямы на поверхности 67P могли быть результатом разрушения полостей с большим давлением газа при локальной вспышке (Vincent и др., 2015). Здесь мы примем, что площадь под поверхностью кометы в облаке Оорта, где достигается большое давление газов, соответствует размеру впадин на наблюдаемых кометах. Толщина слоя кометы, где происходит переход аморфного льда в кристаллический, определяется концентрацией радикалов. Поскольку верхний 10-метровый слой кометного ядра подвержен наибольшему облучению потоком ГКЛ (Gronoff и др., 2020), толщина слоя кометы с высоким содержанием радикалов ≈ 10 м. В результате объем области кометного ядра, подверженной вспышке, лежит в интервале 10<sup>5</sup>–10<sup>7</sup> м<sup>3</sup>. С учетом средней плотности кометных ядер ≈ 600 кг/м<sup>3</sup>, масса выброса при кометной вспышке составляет 10<sup>8</sup>–10<sup>10</sup> кг, если принять, что все вещество в полости с высоким давлением газа выносится с поверхности кометы при вспышке. Общая энергия перехода аморфного льда в кристаллический (≈ 0.9 × 10<sup>5</sup> Дж/кг) и рекомбинации радикалов в водяном льду (H и OH) составляет ≈ 2.7 × 10<sup>5</sup> Дж/кг. В результате энергию вспышки в облаке Оорта можно оценить равной 10<sup>13</sup>–10<sup>15</sup> Дж. Полученное значение попадает в диапазон энергий наблюдаемых кометных вспышек (Gronkowski, 2007).

В данной работе мы ограничимся сравнением эффективности исследуемого негравитационного механизма изменения орбит комет за счет кометных вспышек и известных гравитационных механизмов. Для этого вначале определим величину изменения орбитальной скорости кометного ядра при вылете струи пыли и газа. Метод расчета последующего изменения параметров орбит комет за счет кометных вспышек ничем не отличается от случая гравитационного импульсного воздействия. В нашем рассмотрении применяются формулы расчета изменения популяции комет в облаке Оорта и соответствующая терминология из классических работ (Hills, 1981; Fernandez, 2000).

#### *Величина импульса отдачи при вспышке*

Струя газа и пыли создает негравитационное ускорение ( $\mathbf{a}_{NG}$ ), которое выражается через параметры выброса:

$$\mathbf{a}_{NG} = Q_g m_g \mathbf{v}_g / M_c, \quad (1)$$

где  $\mathbf{v}_g$  – средняя скорость молекул газа с массой  $m_g$ ,  $M_c$  – масса кометы и  $Q_g$  – количество молекул газа, вылетающих с поверхности в единицу времени. Поскольку вспышка происходит за короткое время относительно орбитального периода кометы, общее изменение скорости кометы ( $\Delta \mathbf{V}$ ) можно получить, проинтегрировав уравнение (1) по времени:

$$\Delta \mathbf{V} = \frac{\Delta M}{M_c} \mathbf{v}_g, \quad (2)$$

где  $\Delta M$  – общая масса выброшенного вещества при вспышке. Частицы пыли увлекаются потоком газа и также выносятся со скоростью газа. Здесь мы считаем, что скорость выброса при вспышке равна средней скорости молекул газа, вылетающих через отверстие в коре (Huebner и др., 2006):

$$v_g = \frac{3\pi}{8} \left( \frac{8kT}{\pi m_g} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Примем температуру газа равной температуре перехода аморфного льда в кристаллический. С учетом полученной выше оценки  $\Delta M$  и уравнений (2) и (3) амплитуда изменения орбитальной скорости кометы с радиусом 1 км во время вспышки  $\Delta V \approx 0.02$ –2 м/с. Важно указать, что ядра комет с радиусом меньше ста метров при вспышке могут быть разрушены. Вероятность такого процесса будет зависеть от прочности материала кометы и амплитуды вспышки. Так как в данной работе нас интересует стабильность орбит комет, мы ограничимся рассмотрением комет с радиусами > 100 м.

#### *Конус потерь*

Гравитационные воздействия звезд и галактического диска за время эволюции облака Оорта приводят к изотропному распределению скоростей комет (Hills, 1981). При этом существует так называемый “конус потерь” в пространстве скоростей, в котором орбиты комет проходят через внутреннюю часть Солнечной системы, где под воздействием планет-гигантов кометы могут быть переведены на гиперболические орбиты. В результате кометы в конусе потерь могут потенциально уходить из облака Оорта как вовнутрь Солнечной системы, так и в межзвездную среду (Hills, 1981). Заполнение конуса потерь происходит при хаотизации орбит комет при внешнем воздействии. Здесь мы исследуем влияние рассматриваемого негравитационного механизма на эффективность заполнения конуса потерь в облаке Оорта.

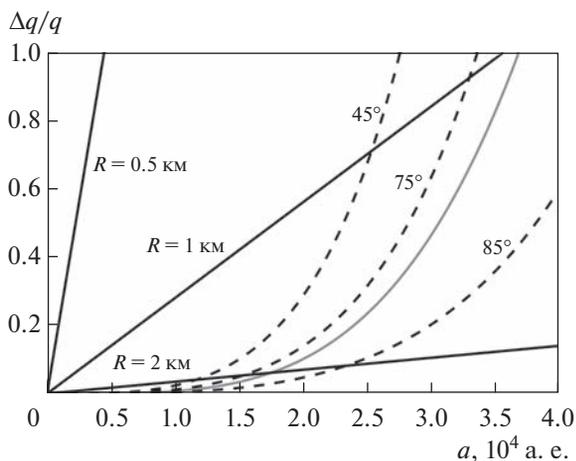


Рис. 1. Относительное изменение перигелия орбиты кометы в облаке Оорта в зависимости от значения большой полуоси  $a$ .

Любые воздействия наиболее эффективно меняют перигелийное расстояние кометы  $q$  на больших расстояниях от Солнца. Изменение азимутальной составляющей скорости кометы  $v_T$  на величину  $\Delta v_T$  определяет значение приращения перигелия  $\Delta q$  (Fernandez, 2005):

$$\Delta q/q = 2\Delta v_T/v_T + \Delta v_T^2/v_T^2, \quad (4)$$

где  $\Delta q = q_i - q_f$ ,  $q_i$  – начальное значение перигелия и  $q_f$  – значение перигелия после воздействия. Азимутальная составляющая скорости кометы на расстоянии от Солнца  $r$  выражается как  $v_T \sim (2GM_\odot q)^{1/2}/r$ ,  $M_\odot$  – масса Солнца и  $G$  – гравитационная постоянная. Примем расстояние  $r$  равным его усредненному значению за орбитальный период  $\langle r \rangle = 1.5a$  где  $a$  – большая полуось орбиты. Так как воздействие планет-гигантов наиболее эффективно на гелиоцентрических расстояниях  $\approx 15$  а. е., в формуле (4) мы используем  $q_i = 15$  а. е. с эксцентриситетом  $e \approx 1$ . Такие кометы с почти параболическими орбитами могут эффективно выбрасываться из облака Оорта. В случае кометной вспышки величина  $\Delta v_T$  получается из уравнений (2) и (3), если принять, что импульс отдачи сонаправлен с азимутальной составляющей скорости кометы. На рис. 1 представлены изменения перигелия орбиты кометы за счет гравитационных механизмов и воздействия вспышек комет. Приливное воздействие галактического диска представлено черными пунктирными кривыми для трех углов  $45^\circ$ ,  $75^\circ$  и  $85^\circ$  (по направлению на галактический диск). Серая сплошная кривая – гравитационное воздействие проходящих звезд. Величина изменения перигелия орбиты для гравитационных воздействий взяты из работы (Fernandez, 2000). Изменения перигелия при

вспышке кометы с радиусом 2, 1 и 0.5 км и с массой выброса  $\Delta M = 10^{10}$  кг изображены черными сплошными кривыми. При  $a < 1 \times 10^4$  а. е. изменение перигелия орбит комет за счет гравитационных воздействий незначительно. С другой стороны, вспышки комет способны менять орбиты комет во всем облаке Оорта. Как следует из работы (Fernandez, 2000), кометы с  $\Delta q/q \sim 1$  могут выбрасываться во внутреннюю часть Солнечной системы в окрестность Земли в течение одного орбитального периода  $P$ . Как видно на рис. 1, условие  $\Delta q/q \sim 1$  выполняется для  $a \approx (2.5-3.5) \times 10^4$  а. е. в случае гравитационных воздействий. При вспышке кометы с радиусом 1 км  $a \approx 3.5 \times 10^4$  а. е., тогда как для кометы с радиусом 0.5 км  $a \approx 5 \times 10^3$  а. е.

В случае гравитационных воздействий конус потерь эффективно заполняется при  $a > a_{\text{fill}} \approx (2.5-3.5) \times 10^4$  а. е. Значение большой полуоси, где  $\Delta q/q \sim 1$ , обозначается как  $a_{\text{fill}}$ . С другой стороны, гравитационные воздействия не существенны при  $a < a_{\text{min}} \approx 1 \times 10^4$  а. е. На основе этого вводится разделение облака Оорта на следующие области: ядро облака Оорта, где  $a < a_{\text{min}}$ ; внутреннее облако Оорта для комет с большой полуосью в интервале  $a_{\text{min}} < a < a_{\text{fill}}$ ; внешнее облако Оорта, где  $a > a_{\text{fill}}$  (Fernandez, 2005). Гравитационные механизмы не зависят от радиуса кометы, тогда как эффективность негравитационного механизма растет с уменьшением радиуса кометного ядра. В результате для комет с радиусами меньше или порядка 1 км указанное разделение облака Оорта может сильно меняться. Зависимость  $a_{\text{fill}}$  от радиуса кометного ядра  $R$  получается из уравнений (2), (3) и (4) при  $\Delta q/q \sim 1$ . На рис. 2 представлены значения величины  $a_{\text{fill}}$  в случае кометных вспышек. Черные кривые построены для трех разных значений массы выброшенного вещества при вспышке:  $10^8$ ,  $10^9$ ,  $10^{10}$  кг. Черная пунктирная кривая – параметр  $a_{\text{fill}}$  в случае гравитационных воздействий (не зависит от радиуса кометы). Как видно на рис. 2,  $a_{\text{fill}}$  для комет с радиусом  $\leq 1$  км меньше  $3.5 \times 10^4$  а. е. (величина  $a_{\text{fill}}$  в случае гравитационных воздействий) при массе выброса  $\Delta M = 10^{10}$  кг. Кометы с радиусом меньше 600 м и  $\Delta M = 10^{10}$  кг имеют параметр  $a_{\text{fill}} < 1 \times 10^4$  а. е., что соответствует области классического ядра облака Оорта.

Основным механизмом выброса комет из облака Оорта является процесс хаотизации орбит с последующим заполнением конуса потерь, в котором кометы имеют перигелий в зоне влияния Сатурна и Юпитера. В соответствии с работой (Hills, 1981), величина конуса потерь при изотропном распределении скоростей комет определяется как  $F \sim 2q/a$ , где  $F$  соответствует проценту

популяции комет, перигелий которых лежит в интервале от 0 до  $q$ . Как указывалось выше, кометы с большой полуосью  $a > a_{\text{fill}}$  при гравитационных и негравитационном воздействиях эффективно заполняют конус потерь. Отличительной чертой исследуемого негравитационного механизма является зависимость параметра  $a_{\text{fill}}$  от радиуса кометы  $R$  (рис. 2). Поток комет из облака Оорта с заполненным конусом потерь  $a > a_{\text{fill}}$  и  $q \approx 15$  а. е. в случае кометных вспышек равен:

$$\dot{N} = \int_{a_{\text{fill}}(R)}^{\infty} F \frac{1}{P} N_c da, \quad (5)$$

где  $N_c$  – начальное число комет в облаке Оорта и  $P$  – орбитальный период кометы. Поток комет из облака Оорта под действием гравитационных механизмов получается из уравнения (5) с  $a_{\text{fill}} = 3.5 \times 10^4$  а. е. По классической модели современного стационарного облака Оорта большая часть комет находится в ядре облака Оорта (Duncan и др., 1987). Функция распределения комет зависит от большой полуоси как  $\Gamma(a) \propto a^{-\gamma}$ , где параметр  $\gamma$  лежит в интервале 2–4 (Fernandez, 2005). Из уравнения (5) мы получаем отношение потоков комет в результате действия гравитационного и негравитационного механизмов:

$$\frac{\dot{N}_{\text{nongrav}}}{\dot{N}_{\text{grav}}} = \left( \frac{a_{\text{fill-grav}}}{a_{\text{fill-nongrav}}(R)} \right)^{(\gamma+3/2)}, \quad (6)$$

где  $a_{\text{fill-grav}}$  и  $a_{\text{fill-nongrav}}$  границы внешнего/внутреннего облака Оорта в случае гравитационных и негравитационного воздействий, соответственно. На рис. 3 представлено сравнение потоков комет из облака Оорта в результате действия гравитационных и негравитационного механизмов. Как видно на рис. 3 в случае вспышек комет с массой  $10^{10}$  кг поток комет с  $R \approx 650$ –750 м во внутреннюю часть Солнечной системы на два порядка превышает поток от гравитационных воздействий. В случае вспышек с  $\Delta M = 10^9$  кг,  $\dot{N}_{\text{nongrav}}/\dot{N}_{\text{grav}} = 100$  при  $R \approx 300$  м, тогда как для комет с  $R \approx 500$  м потоки выбрасываемых комет в результате действия гравитационных и негравитационных механизмов совпадают.

### Кометные ливни

Как было указано в работах (Hills, 1981; Fernandez, 2000), заполнение конуса потерь во внутреннем облаке Оорта может происходить только при очень близком проходе звезды (расстояние до Солнца  $D_{\odot} < 10^4$  а. е.). Заполнение конуса потерь по пути движения звезды через облако Оорта происходит на расстоянии от кометы  $D < D_F$ , где  $D = D_F$  при  $\Delta q/q \sim 1$ . Если принять  $D_{\odot} \gg D$ , тогда

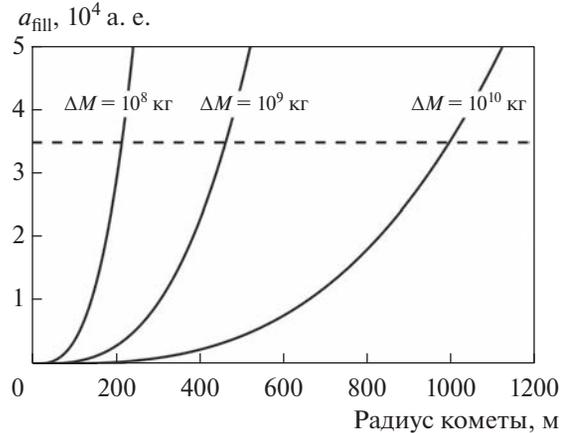


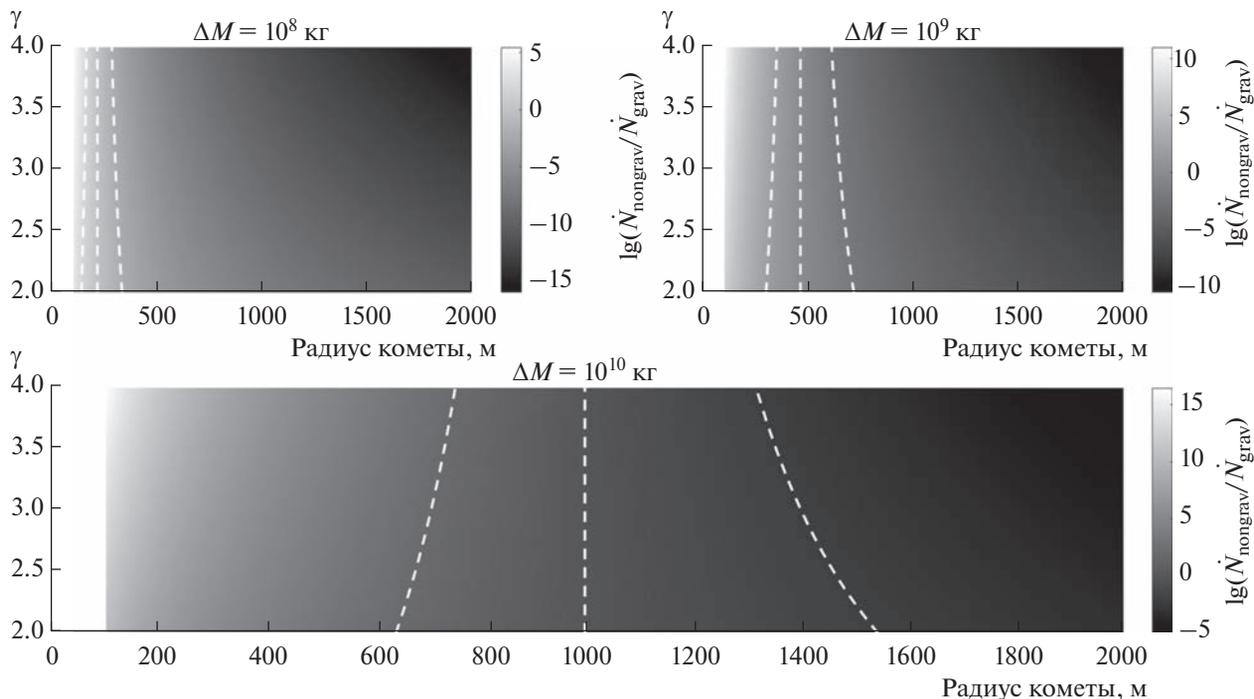
Рис. 2. Граница внутреннее/внешнее облака Оорта ( $a_{\text{fill}}$ ) в зависимости от радиуса кометы при учете влияния кометных вспышек на стабильность орбит.

$$D_F \approx \frac{1}{2} \left( \frac{M_{\text{star}}}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{V_{\text{star}}}{V_{\odot}} \right)^{-1} D_{\odot} \left[ 1 + \left( \frac{u}{D_{\odot}} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где  $M_{\text{star}}$  – масса звезды,  $V_{\text{star}}$  – скорость звезды,  $V_{\odot}$  – скорость Солнца относительно соседних звезд ( $V_{\odot} \approx 20$  км/с) и  $u$  – расстояние вдоль движения звезды до точки кратчайшего расстояния до Солнца (Fernandez, 2005).

Проход звезды помимо гравитационного воздействия приводит к росту поверхностной температуры кометы (Stern, Shull, 1988). Таким образом, звезда создает две цилиндрические области в облаке Оорта с сильными гравитационным и тепловым воздействиями. Нагрев кометы на несколько градусов может спровоцировать рекомбинацию радикалов в поверхностном слое. В результате комета может получить дополнительное негравитационное ускорение или полностью разрушиться. В табл. 1 приведено сравнение радиусов гравитационного ( $D_F$ ) и теплового воздействий для звезд различных классов. Для звезд с  $0.5$ – $2M_{\odot}$  радиус теплового воздействия составляет  $0.1$ – $1D_F$ . В случае звезд классов O и B, радиус теплового воздействия больше гравитационного.

Проход близкой звезды провоцирует резкий рост числа комет, выбрасываемых во внутреннюю часть Солнечной системы (кометный ливень). В соответствии с моделью Heisler и др. (1987), кометный ливень за счет гравитационных возмущений должен происходить с периодом несколько десятков миллионов лет при прохождении звезд с  $1$ – $2M_{\odot}$  на расстоянии  $D_{\odot} = 10^4$  а. е. В этот период поток комет во внутреннюю часть Солнечной системы увеличивается больше, чем на порядок по сравнению со средним потоком комет (Heisler и др., 1987). В то же время, неграви-



**Рис. 3.** Логарифм отношения потоков комет из облака Оорта во внутреннюю часть Солнечной системы в случае негравитационного (кометных вспышек) ( $\dot{N}_{\text{nongrav}}$ ) и гравитационных воздействий ( $\dot{N}_{\text{grav}}$ ) в зависимости от радиуса кометы и параметра  $\gamma$  (уравнение (6)). Графики построены для трех разных значений массы выброшенного материала при вспышке:  $10^8$ ,  $10^9$  и  $10^{10}$  кг. Белые пунктирные кривые соответствуют (слева направо)  $\lg(\dot{N}_{\text{nongrav}}/\dot{N}_{\text{grav}}) = 2, 0, -2$ .

тационный механизм изменения орбит комет также приведет к увеличению потока комет с  $R < 1$  км на несколько порядков. Здесь важно учитывать, что гравитационное воздействие звезды происходит одновременно с тепловым. В результате кометы с  $R < 1$  км при учете воздействия кометных вспышек могут эффективнее выбрасываться из облака Оорта во время кометного ливня, чем кометы больших радиусов.

**ОБСУЖДЕНИЕ**

Мы показали, что кометы в облаке Оорта могут быть подвержены кометным вспышкам. Поскольку наблюдение вспышек на таких расстояниях не является возможным, представляет большой интерес изучение воздействия импульса от струи газа и пыли при вспышке на стабильность орбит комет в облаке Оорта. Обсуждаемый механизм изменения орбит комет за счет вылета струи

**Таблица 1.** Радиус гравитационного и теплового воздействий проходящей звезды в облаке Оорта

Класс звезды	$\lg n, \text{пк}^{-3}$	$\lg D_F, \text{а. е.}$	$\lg D_{\Delta T=2}, \text{а. е.}$	$\lg D_{\Delta T=10}, \text{а. е.}$
O3	-9.2	5.8	6.3	5.7
O5	-7.4	5.5	6.2	5.6
B0	-6.4	5.0	5.6	5.0
G5	-2.2	3.5	3.2	2.6
Белые карлики	-1.6	3.1	2.3	1.7
M5	-1.2	2.8	1.8	1.2

Значение величины  $D_F$  получается из уравнения (7) с  $D_{\odot} = 10^4$  а. е. и  $u = D_{\odot}$ . Значения концентраций звезд главной последовательности  $n$  взяты из работы Stern и Shull (1988).  $D_{\Delta T=2}$  и  $D_{\Delta T=10}$  — это радиусы областей вокруг звезды, где происходит нагрев поверхности комет по сравнению с равновесной температурой в облаке Оорта на 2 и 10 К, соответственно. Метод расчета радиуса теплового воздействия звезды взят из работы Stern и Shull (1988).

газа и пыли во время кометной вспышки (негравитационный механизм) эффективно воздействует на кометы меньше или порядка одного километра. Такие кометы при одной вспышке могут выбрасываться во внутреннюю часть Солнечной системы. Гравитационные механизмы изменения орбит комет не зависят от радиуса (массы) кометного ядра, тогда как эффективность рассматриваемого негравитационного механизма растет с уменьшением радиуса кометы. В результате популяция комет малого радиуса подвержена более сильным изменениям по сравнению с кометами большего радиуса.

За время эволюции облака Оорта воздействие негравитационного механизма изменения орбит комет должно было привести к обеднению облака Оорта кометами малого радиуса. В стандартной модели предполагается степенной рост числа комет в сторону меньших радиусов. В работе (Вое и др., 2019) показано, что с учетом наблюдательной селекции, показатель роста числа наблюдаемых долгопериодических комет с радиусами  $<1$  км падает на порядок по сравнению с кометами больших радиусов. Из нашей модели следует, что воздействия сверхновых и проходящих звезд за время эволюции облака Оорта приводят к вспышкам большого числа комет и к выбросу комет малого радиуса из облака Оорта за счет негравитационных воздействий. Этот эффект должен был привести к значительному уменьшению числа малых комет в облаке Оорта. В данной работе мы рассматриваем влияние только одной вспышки. Возможные повторные вспышки могут провоцировать полное разрушение кометного ядра. Такой эффект может служить дополнительным механизмом уменьшения числа малых долгопериодических комет. Транснептуновые тела также деструктурируют относительное уменьшение числа тел с малыми радиусами (Вое и др., 2019). Низкие температуры поверхностных слоев транснептуновых объектов (30–60 К) позволяют накапливать большие концентрации радикалов при облучении космическими лучами. В результате малые тела внешней Солнечной системы могут быть также подвержены вспышкам, что может приводить к изменению их орбит или к полному разрушению малых тел.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматриваются вспышки кометных ядер в облаке Оорта и их влияние на стабильность кометных орбит. Источником кометных вспышек является рекомбинация свободных радикалов, накопленных в поверхностных слоях кометного ядра при облучении космическими лучами. Подъем поверхностной температуры кометного ядра при проходе звезды или вспышки сверхновой провоцирует быструю ре-

комбинацию радикалов с последующим выбросом газа и пыли с поверхности кометы. Струя из газа и пыли приводит к импульсу отдачи кометного ядра с последующим изменением параметров орбиты кометы. Из расчетов получено, что:

1. Кометы с радиусами  $\leq 1$  км и с сильно вытянутыми орбитами могут эффективно выбрасываться во внутреннюю часть Солнечной системы при одной вспышке.

2. Большое количество кометных вспышек за время эволюции облака Оорта могло приводить к относительному уменьшению числа комет с малыми радиусами, что позволяет объяснить наблюдаемое уменьшение числа долгопериодических комет с радиусами  $\leq 1$  км.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bar-Nun A., Herman G., Laufer D., Rappaport M.L.* Trapping and release of gases by water ice and implications for icy bodies // *Icarus*. 1985. V. 63. P. 317–332.
- Belousov D., Pavlov A., Tsurkov D., Lomasov V.* Irradiation effects in comet ice: A source of cometary cryovolcanism // 53th Conf. Lunar and Planet. Sci. 2022. Abs. #1244.
- Boe B., Jedicke R., Meech K.J., Wiegert P., Weryk R.J., Chambers K.C., Denneau L., Kaiser N., Kudritzki R.-P., Magnier E.A., Wainscoat R.J., Waters C.* The orbit and size-frequency distribution of long period comets observed by Pan-STARRS1 // *Icarus*. 2019. V. 333. P. 252–272.
- Carpenter J.M.* Thermally activated release of stored chemical energy in cryogenic media // *Nature*. 1987. V. 330. P. 358–360.
- Duncan M., Quinn T., Tremaine S.* The formation and extent of the Solar system comet cloud // *Astron. J.* 1987. V. 94. P. 1330–1338.
- Fernandez J.A.* Long-period comets and the Oort cloud // *Earth, Moon, and Planets*. 2000. V. 89. P. 325–343.
- Fernandez J.A.* Comets: Nature, Dynamics, Origin and their Cosmogonical Relevance // *Astrophys. and Space Sci. Library* / Eds: *Burton W.B.* 2005. 383 p.
- Fulle M., Lazzarin M., La Forgia F., Zakharov V.V., Bertini I., Epifani E.M., Ammannito E., Buzzoni A., Capria M.T., Carbognani A., Da Deppo V., Della Corte V., Fiscale S., Frattin E., Inno L., and 22 co-authors.* Comets beyond 4 AU: How pristine are Oort nuclei? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 513. P. 5377–5386.
- Gronkowski P.* The search for a cometary outbursts mechanism: A comparison of various theories // *Astron. Nachr.* 2007. V. 328. P. 126–136.
- Gronkowski P., Wesołowski M.* A model of cometary outbursts: a new simple approach to the classical question // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2015. V. 451. P. 3068–3077.
- Gronoff G., Maggiolo R., Cessateur G., Moore W.B., Airapetian V., De Keyser J., Dhooghe F., Gibbons A., Gunell H., Mertens C.J., Rubin M., Hosseini S.* The effect of cosmic rays on cometary nuclei. I. Dose deposition // *Astrophys. J.* 2020. V. 890. id. 89 (8 p.).

- Heisler J., Tremaine S., Alcock C.* The frequency and intensity of comet showers from the Oort cloud // *Icarus*. 1987. V. 70. P. 269–288.
- Hills J.G.* Comet showers and the steady-state infall of comets from the Oort cloud // *Astrophys. J.* 1981. V. 86. P. 1730–1740.
- Hudson R.L., Moore M.H.* A far-IR study of amorphous ice: an unreported oscillation between amorphous and crystalline phases // *J. Phys. Chem.* 1992. V. 96. P. 6500–6404.
- Huebner W.F., Benkhoff J., Capria M-T., Coradini A., De Sanctis C., Orosei R., Prialnik D.* Heat and gas diffusion in comet nuclei // *ISSI Sci. Report*. 2006. 285 p.
- Johnson R.E., Quickenden T.I.* Photolysis and radiolysis of water ice on outer Solar system bodies // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. Iss. E5. P. 10985–10996.
- Marsden B.G., Sekanina Z., Yeomans D.K.* Comets and nongravitational forces. V // *Astrophys. J.* 1973. V. 78. P. 211–225.
- Meech K.J., Kleyna J.T., Hainaut O., Micheli M., Bauer J., Denneau L., Keane J.V., Stephens H., Jedicke R., Wainscoat R., Weryk R., Flewelling H., Schunová-Lilly E., Magnier E., Chambers K.C.* CO-driven activity in Comet C/2017 K2 (PANSTARRS) // *Astrophys. J.* 2017. V. 849. id. L8 (7p.).
- Moore M.H., Donn B., Khanna R., A'Hearn M.F.* Studies of proton-irradiated cometary-type ice mixtures // *Icarus*. 1983. V. 54. P. 388–405.
- Pavlov A.K., Belousov D.V., Tsurkov D.A., Lomasov V.N.* Cosmic ray irradiation of comet nuclei: A possible source of cometary outbursts at large heliocentric distances // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 511. P. 5909–5914.
- Prialnik D., Sierks H.* A mechanism for comet surface collapse as observed by Rosetta on 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. P. S217–S221.
- Reach W.T., Vaubaillon J., Lisse C.M., Holloway M., Rho J.* Explosion of Comet 17P/Holmes as revealed by the Spitzer Space Telescope // *Icarus*. 2010. V. 208. P. 276–292.
- Shabalin E., Kulagin E., Kulikov S., Melikhov V.* Experimental study of spontaneous release of accumulated energy in irradiated ices // *J. Radiation Phys. and Chem.* 2003. V. 67. P. 315–319.
- Siegel S., Flournoy J.M., Baum L.H.* Irradiation yields of radicals in gamma-irradiated ice at 4.2° and 77° K // *J. Chem. Phys.* 1961. V. 34. P. 1782.
- Stern S.A., Shull J.M.* The influence of supernovae and passing stars on comets in the Oort cloud // *Nature*. 1988. V. 332. P. 407–411.
- Vincent J.B., Bodewits D., Besse S., Sierks H., Barbieri C., Lamy P., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., Keller H.U., Agarwal J., A'Hearn M.F., Auger A.T., Barucci M.A., Bertaux J.L., and 52 co-authors.* Large heterogeneities in comet 67P as revealed by active pits from sinkhole collapse // *Nature*. 2015. V. 523. P. 63–66.
- Zhu C., Bergantini A., Singh S.K., Abplanalp M.J., Kaiser R.I.* Rapid radical–radical induced explosive desorption of ice-coated interstellar nanoparticles // *Astrophys. J.* 2021. V. 920. id. 73 (15p.).

УДК 52-17::521.182::523.44

## ПРОГРЕСС И ПРОБЛЕМЫ В МЕТОДАХ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ

© 2023 г. Т. Ю. Галушина<sup>а</sup> \*, В. А. Авдюшев<sup>а</sup>, П. А. Левкина<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Томский государственный университет, Томск, Россия

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

\*e-mail: tatyana.galushina@mail.tsu.ru

Поступила в редакцию 01.03.2023 г.

После доработки 20.04.2023 г.

Принята к публикации 02.05.2023 г.

Прогнозирование движения астероидов, сближающихся с Землей, (АСЗ) представляет собой комплексную задачу, требующую использования сложной техники, различных методик и больших вычислительных затрат. В последние десятилетия достигнут существенный прогресс в данной области, однако многие проблемы еще ожидают своего решения. В данной работе рассмотрены основные методы прогнозирования движения АСЗ, используемые на разных этапах, начиная с проведения наблюдений и заканчивая изучением таких особенностей движения, как тесные сближения и столкновения с планетами, орбитальные и вековые резонансы, хаотичность и предсказуемость движения. Статья основана на докладе, сделанном на научно-практической конференции с международным участием “Околоземная астрономия–2022” (18–21 апреля 2022 г., Москва).

**Ключевые слова:** астероиды, сближающиеся с Землей, орбитальная эволюция, численное моделирование, позиционные наблюдения, вековые резонансы, орбитальные резонансы, динамический хаос

DOI: 10.31857/S0320930X2305002X, EDN: OKIANI

### ВВЕДЕНИЕ

Прогнозирование движения астероидов, сближающихся с Землей, (АСЗ) является важной задачей как с практической, так и с теоретической точек зрения. Точный прогноз движения необходим для предсказания сближений и столкновений астероидов с Землей. С другой стороны, изучение динамики популяции АСЗ помогает лучше понять эволюцию всей Солнечной системы.

В последние десятилетия развитие вычислительной техники и численных методов способствовало значительному прогрессу в решении рассматриваемой задачи. Не претендуя на полноту охвата, в данном обзоре мы рассмотрим основные методы, используемые на разных этапах исследования, обсудим их достоинства и встречающиеся проблемы.

В численном моделировании движения астероидов можно выделить следующие этапы:

1. Получение и обработка позиционных наблюдений;
2. Стохастическое моделирование начальной орбитальной неопределенности;
3. Отображение начальной орбитальной неопределенности на заданный момент времени;

4. Исследование различных особенностей движения:

- орбитальные и вековые резонансы,
- сближения и возможные столкновения с планетами,
- хаотичность.

Дальнейшие разделы данной работы посвящены перечисленным этапам, различным погрешностям, возникающим на этих этапах, проблемам и путям их решения. Следует отметить, что в этом веке самым популярным объектом орбитальных исследований является астероид (99942) Apophis (см., например, Соколов и др., 2021; Ивашкин и др., 2020; Włodarczyk, 2017; Vokrouhlický и др., 2015; Thuillot и др., 2015; Быкова, Галушина, 2010; Reddy и др., 2022; и т.д.), что связано с его тесным прохождением около Земли в 2029 г., которое приведет к резкому изменению орбиты и возможным столкновениям в последующие десятилетия. По этой причине часть описываемых методов будет проиллюстрирована на примере данного космического тела.

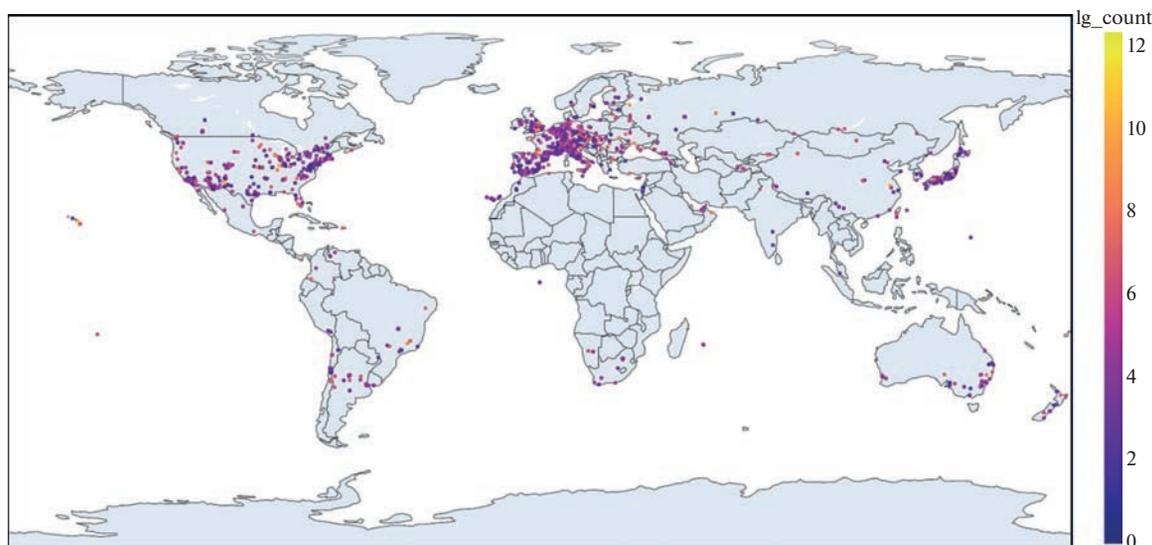


Рис. 1. Расположение обсерваторий, наблюдающих АСЗ.

### СОВРЕМЕННЫЕ ПОЗИЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ АСЗ

При прогнозировании движения астероидов наибольшую значимость представляют астрометрические наблюдения, причем для точного определения орбиты они должны покрывать значительную дугу, по возможности, сопоставимую с орбитальным периодом. Все увеличивающееся число известных АСЗ требует все большего количества наблюдательных станций, более-менее равномерно покрывающих земной шар. На рис. 1 представлено расположение обсерваторий на Земле, цвет точек соответствует логарифму числа наблюдений АСЗ, представленных на сайте Центра малых планет (<https://minorplanetcenter.net>). Из рисунка видно, что большинство обсерваторий сконцентрировано в Европе и США.

Кроме количества, важно и качество получаемого наблюдательного материала, причем большую роль здесь играют не только прогресс в телескопостроении, но и совершенствование методик наблюдений и обработки снимков. В частности, следует обратить внимание на астрометрические каталоги, используемые при отождествлении кадров и обработке измерений, которые в настоящее время обновляются и дополняются, в значительной степени благодаря миссии КА Gaia (<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/earlydr3>). Важное значение также имеют методика обработки полученных снимков и используемое в этом процессе программное обеспечение. В настоящее время существует относительно большой выбор программ, реализующих астрометрическую обработку ПЗС-изображений, среди них: IZMCCD (Izmailov и др., 2010), Astrometrica (<http://www.astrometrica.at/>), Апекс-II (Девяткин и др., 2010), SAOImage

DS9 (<http://hea-www.harvard.edu/RD/ds9/>). Каждая из них обладает своими достоинствами и недостатками, поэтому выбор осуществляется индивидуально.

Отдельного внимания заслуживают радарные наблюдения (Haynes и др., 2021), поскольку их точность существенно превышает точность оптических. Однако получение радарных наблюдений возможно только во время тесного сближения астероида с Землей, поэтому они охватывают небольшую дугу орбиты. В настоящее время радарные наблюдения составляют малый процент от всех полученных и имеются далеко не для всех АСЗ. Оценки их влияния на точность начальных параметров орбиты представлены, в частности, в работах (Виноградова и др., 2008; Батурин, 2012). В большинстве случаев включение результатов радарных наблюдений позволяет уменьшить неопределенность начальных данных не более, чем на полпорядка.

Высокоточные наблюдения АСЗ (как оптические, так и радарные), получаемые на разных обсерваториях мира, участвуют в пополнении международных баз данных о движении малых тел Солнечной системы (самой полной из которых является база Центра малых планет) и служат источником эфемеридных данных (например, сервис эфемерид Центра малых планет <https://minorplanetcenter.net/iau/MPEph/MPEph.html> и служба вычисления эфемерид JPL Horizons NASA <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>).

## ОШИБКИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Любая численная модель орбитального движения представляет собой связку трех сущностей. Это: 1) математическая модель орбитального движения в виде обыкновенных дифференциальных уравнений; 2) численный метод для реализации математической модели, т.е. для решения дифференциальных уравнений; а также 3) компьютер как вычислительная среда, в которой реализуется математическая модель посредством численного метода. Каждая из этих сущностей является источником определенного рода ошибок. Все они классифицируются как модельные, методические и вычислительные.

Модельные ошибки связаны с неточным представлением орбитального движения дифференциальными уравнениями ввиду игнорирования тех или иных силовых факторов, а также с ошибками параметров, входящих в дифференциальные уравнения. Параметрические ошибки являются, главным образом, следствием того, что параметры определяются из наблюдений, которые всегда содержат ошибки различного происхождения, неустранимые в силу своей случайности. Поэтому параметрические ошибки задают некий, образно говоря, потолок точности моделирования, который невозможно преодолеть, какой бы высокоточный численный метод не использовался, и в какой бы высокоточной вычислительной среде не выполнялось моделирование орбитального движения. Повысить параметрическую точность можно только путем переопределения параметров с привлечением актуальных наблюдений и с повышением измерительной точности.

Методические ошибки порождаются численным методом. При пошаговой реализации они накапливаются, в то время как их суммарный рост (глобальная ошибка) зависит не только от величин локальных погрешностей на выполненных шагах, но и от специфики интегрируемых дифференциальных уравнений, а также от геометрических свойств численного метода. Численные методы теоретически позволяют выполнять моделирование орбит на любом желаемом уровне методической точности. Она достигается подбором порядка численного метода и/или величины шага интегрирования. Впрочем, повышение методической точности путем уменьшения величины шага интегрирования всегда сопряжено с увеличением объема вычислений, что влечет ухудшение вычислительной точности.

Вычислительные ошибки возникают вследствие округления чисел в компьютерной арифметике с ограниченной разрядной сеткой. Чем больше разрядов выделяется для представления чисел в компьютерной арифметике, тем меньше вычислительные ошибки. При численном моде-

лировании астероидного движения вычисления обычно выполняются в арифметике с двойной точностью. Однако имеются компиляторы программного кода, позволяющие выполнять моделирование с расширенной точностью при сохранении быстродействия. Четверная точность чаще реализуется программно, но при этом сопряжена с существенным понижением быстродействия, в несколько десятков раз.

## МОДЕЛЬ СИЛ

Традиционно, движение астероидов рассматривается в рамках возмущенной задачи двух тел (Дубошин, 1968) в гелиоцентрической системе координат, отнесенной к эклиптике или экватору эпохи 2000.0. Важным вопросом является выбор модели сил, влияние которых будет учитываться при интегрировании дифференциальных уравнений движения. Набор возмущающих факторов зависит от особенностей орбиты исследуемого объекта (наличия сближений с планетами, перигелийного расстояния и т.д.) и требуемой точности. Использование самой полной модели не всегда является разумным как минимум по двум причинам: во-первых, дополнительные вычисления увеличивают ошибку округления, во-вторых, неточное знание параметров модели может привести к ухудшению точности прогноза.

Как упоминалось выше, рассмотрим различные модели сил на примере астероида Apophis. Одна из самых полных моделей разработана и используется в Институте прикладной астрономии РАН. Авторы работы (Кочетова и др., 2009) учитывают следующие возмущающие факторы: влияние больших планет, Плутона, Луны, Цереры, Паллады, Весты, сжатия Земли и Солнца, светового давления, релятивистских эффектов (РЭ) от Солнца и Юпитера и эффекта Ярковского. Следует отметить, что тесное сближение с Землей в 2029 г. существенно изменит орбиту астероида, что приведет к изменению в структуре возмущений.

На рис. 2 представлены результаты исследования структуры возмущений рассматриваемого астероида, выполненного с помощью программного комплекса ИДА (Galushina, Letner, 2021). Здесь  $\Delta r$  означает разницу между положениями, полученными с полной моделью сил, и с исключением одного возмущающего фактора. Под полной моделью в данном исследовании понимается модель, учитывающая влияние Солнца, больших планет, Плутона, Луны, Цереры, Паллады, Весты, эффекта Ярковского, сжатия Земли, Солнца и Юпитера, светового давления и релятивистских эффектов от Солнца, Луны, Плутона и планет. Силы на графике расположены в порядке убывания значимости. Значения на рис. 2а соответствуют промежутку от момента наилучшей обусловленности (2017 г.) до тесного сближения в апреле

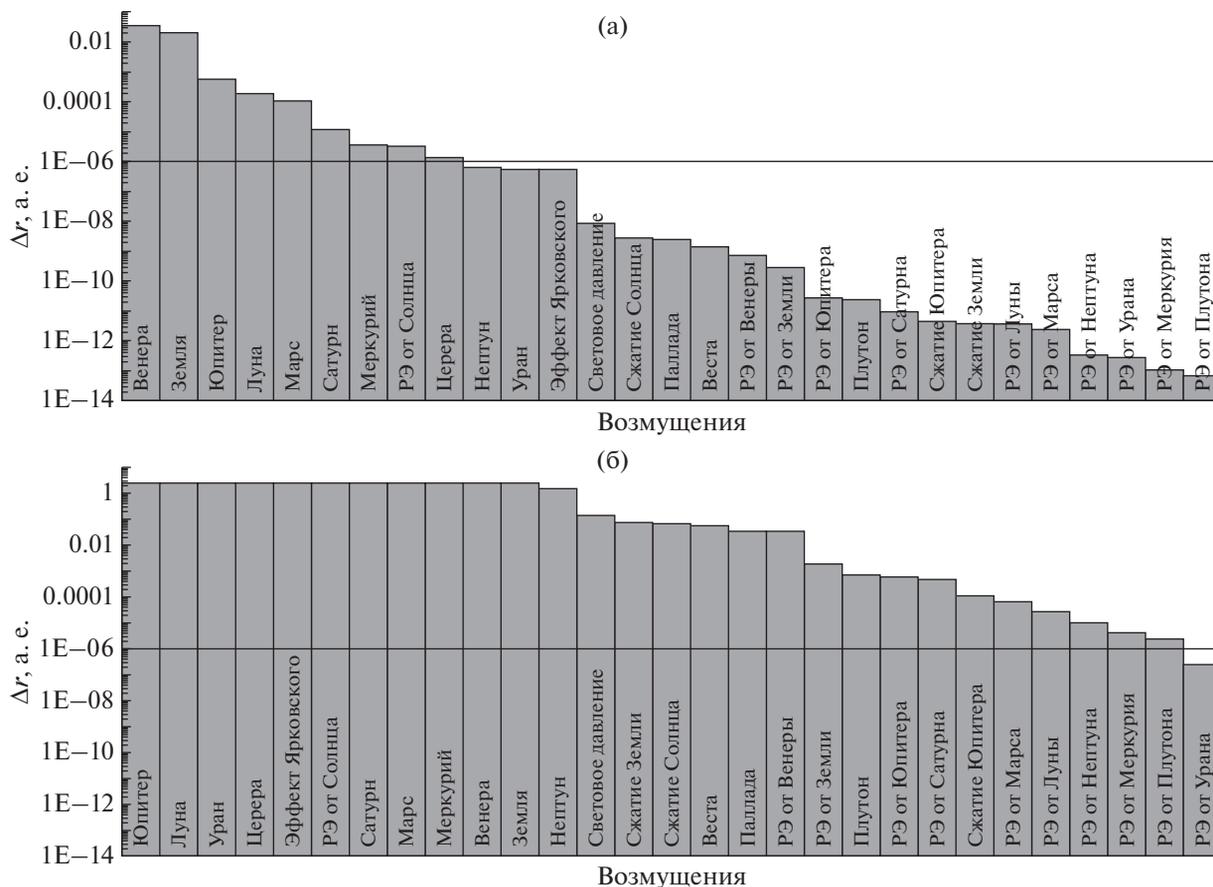


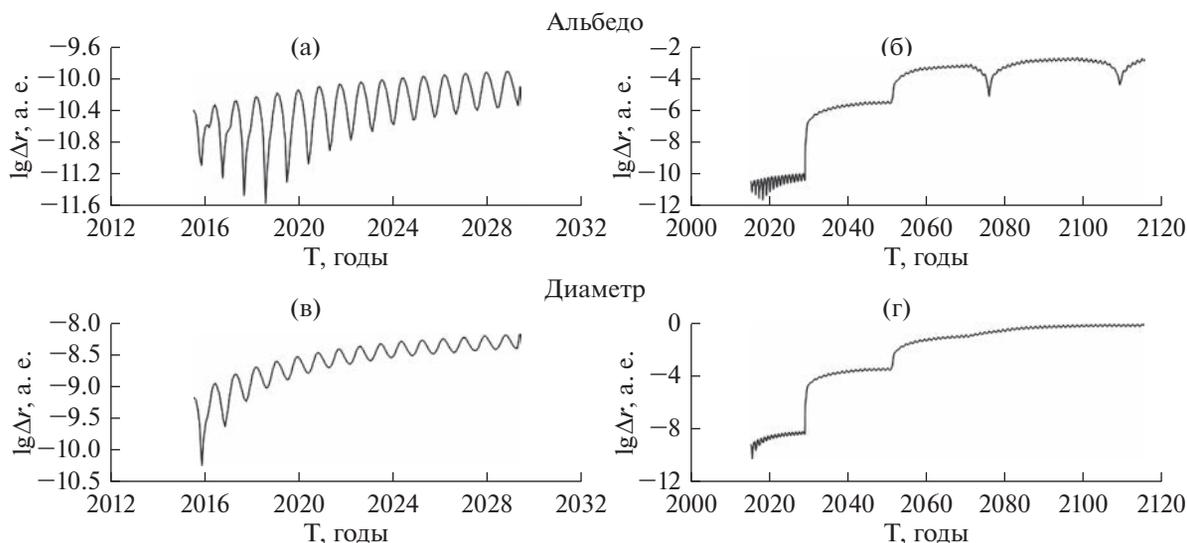
Рис. 2. Структура возмущений астероида (99942) Apophis до тесного сближения с Землей в апреле 2029 г. (а) и до 2115 г. (б).

2029 г., на рис. 26 представлены результаты исследования эволюции на 100 лет. Необходимый набор сил зависит от требуемой точности, например, как видно из рис. 2а, для достижения точности  $10^{-7}$  а. е. нужно учитывать влияние больших планет, Луны, Цереры, релятивистских эффектов от Солнца и эффекта Ярковского. Рис. 26 показывает, что на столетнем интервале влияние этих сил превышает 1 а. е., что является следствием существенного изменения орбиты при тесном сближении. При получении этого и последующего рисунков использованы наблюдения с сайта Центра малых планет, в том числе выполненные на Терскольской обсерватории. В данном исследовании использовались наблюдения астероида (99942) Apophis на интервале от 2004 до 2021 гг.

Особое внимание исследователей в последнее время привлекает эффект Ярковского, связанный с переизлучением тепловой энергии вращающимся телом (см., например, Bottke и др., 2006; Pérez-Hernández, Benet, 2022 и др.). Эффект Ярковского зависит от ряда физических свойств астероида (Greenberg и др., 2017), в частности параметров вращения, которые известны для очень малого числа астероидов. В этой ситуации един-

ственным выходом является предположение о зависимости рассматриваемой силы от гелиоцентрического расстояния и попытки найти коэффициент, характеризующий изменение большой полуоси, путем включения его в число оцениваемых параметров в процессе улучшения орбиты (Del Vigna и др., 2018). Обычно предполагается, что величина эффекта Ярковского обратно пропорциональна квадрату расстояния до Солнца. Однако для получения более-менее адекватных оценок необходимо, чтобы объект наблюдался на интервале больше одного оборота, но в любом случае точность определения параметра эффекта Ярковского ограничена точностью современных наблюдений (Галушина и др., 2021).

Аналогичные проблемы возникают при попытке учесть световое давление – диаметр, масса и альbedo для большинства астероидов или неизвестны, или известны с большой погрешностью. Например, в работе (Brozovic и др., 2018) приведены значения диаметра и геометрического альbedo для астероида Apophis:  $D = 0.34 \pm 0.04$  км,  $p_V = 0.35 \pm 0.10$ . Мы оценили (Быкова, Галушина, 2009) как влияют неопределенности в значениях альbedo и диаметра на положение астероида. На



**Рис. 3.** Влияние на движение астероида (99942) Арофис неопределенности значений альbedo (а, б) и диаметра (в, г) для тесных сближений с Землей в апреле 2029 г. и до 2115 г.

рис. 3 представлено расстояние между положениями Арофис, полученными на один и тот же момент времени с граничными значениями альbedo (0.34 и 0.36) и диаметра (300 и 380 м). Результаты показывают, что если до сближения в 2029 г. влияние незначительно и не превышает ошибки начальных данных, то после резкого изменения орбиты в апреле 2029 г. небольшие отклонения увеличиваются на несколько порядков и составляют миллионы километров.

Как упоминалось выше, наибольшее возмущающее воздействие на движение астероидов оказывают большие планеты, поэтому очень важно знать их положение с хорошей точностью. В настоящее время создано несколько вариантов эфемерид планет Солнечной системы (Folkner и др., 2014; Питьева и др., 2019; Fienga и др., 2019) и разрабатываются новые. В работе (Соколов и др., 2008) проведено сравнение расчета эволюции орбиты астероида (99942) Арофис с использованием эфемерид DE403, DE405 и EPM2004, оценено их влияние на моменты сближений 2029 и 2036 гг. и расстояние до геоцентра. Если в 2029 г. расстояние отличается на десятки километров, а момент времени совпадает до сотых долей секунды, то к 2036 г. отличия достигают часов и миллионов километров.

## МЕТОДЫ ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Численное моделирование орбитального движения АСЗ основано на дифференциальных уравнениях, которые не интегрируются аналитически. Поэтому они решаются приближенно численными методами на компьютере. Этот процесс — пошаговый. Предположим, известны положение

и скорость астероида на какой-то начальный момент времени. Численным методом получают другие положение и скорость на следующий близкий момент, которые принимаются за начальные на следующем шаге, и так шаг за шагом рассчитываются динамические состояния объекта до заданного удаленного момента времени. Таким образом, орбита как бы собирается по кусочкам, т.е. интегрируется.

Численное интегрирование реализуется в так называемых интеграторах, которые представляют собой программные процедуры. Образно говоря, интегратор — это сердце или мотор компьютерной орбитальной модели, и эффективность численного моделирования во многом зависит от того, насколько удачно интегратор справляется с дифференциальными уравнениями, описывающими непростое движение АСЗ.

В предисловии к своей монографии (Hairer и др., 2002) авторы пишут: “В последние десятилетия теория численных методов для обыкновенных дифференциальных уравнений достигла определенной зрелости...”. Это же косвенно подтверждает и тот факт, что за последние почти тридцать лет в этой области не произошло ничего революционного. По мнению авторов настоящей работы, пожалуй, крупными результатами из последних стали открытые геометрические свойства некоторых методов Рунге—Кутты (Sanz-Serna, 1988; Lasagni, 1988), а также оригинальные составные симплектические методы Йошиды (Yoshida, 1990) и многошаговые симметричные методы Куинлэна—Тремейна (Quinlan, Tremaine, 1990) на рубеже еще 1980—1990-х гг. прошлого века.

В теории численных методов для решения обыкновенных дифференциальных уравнений можно выделить пять больших групп методов: 1) Рунге–Кутты; 2) коллокационные; 3) экстраполяционные; 4) многошаговые; 5) геометрические (Hairer и др., 2002), которые включают в себя симплектические, симметричные и проекционные методы. Помимо специально разработанных, в последнюю группу также входят некоторые методы первой, второй и четвертой групп. Некоторые методы Рунге–Кутты являются коллокационными.

В небесной механике для численного моделирования орбитального движения широко используются такие яркие представители этих групп как вложенный метод (Рунге–Кутты) Дормана–Принса 8(7) (Prince, Dormand, 1981), коллокационные методы Эверхарта (Everhart, 1974), экстраполяционный метод Грэгга–Булирша–Штера (Gragg, 1965; Bulirsch, Stoer, 1966), многошаговые методы Адамса–Мультона–Башфорта (Moulton, 1926), симметричные многошаговые методы Куинлэна–Тремейна (Quinlan, Tremaine, 1990), а также уже упоминавшиеся симплектические методы Йошиды (Yoshida, 1990).

Несмотря на то что дифференциальные уравнения орбитального движения АСЗ по конструкции относительно простые (в сравнении, скажем, с уравнениями движения ИСЗ), их решения достаточно нетривиальные в плане численного интегрирования. Орбиты АСЗ, как правило, сильно эксцентричны и усложнены тесными сближениями с планетами, поэтому интегрировать их целесообразно методами высоких порядков (от 10-го и выше) с переменным шагом.

Вложенный (явный) метод Рунге–Кутты порядка 12(10), максимального в настоящее время, получен Feagin (2012). Как и все вложенные методы, он позволяет выполнять численное интегрирование с переменным шагом в соответствии с задаваемой локальной точностью (для вложенного решения). Однако метод Фейгина – 25-этапный, т.е. он требует 25 вычислений функций дифференциальных уравнений на шаге, тогда как, например, любой (неявный) коллокационный метод на разбиении Гаусса–Лежандра – 6-этапный и при реализации с двумя итерациями для определения промежуточных решений на шаге требует только 12 вычислений функций дифференциальных уравнений.

Экстраполяционные методы также весьма трудоемки, поскольку объем вычислений для них пропорционален квадрату порядка. Так, например, экстраполяционный метод Грэгга–Булирша–Штера 8-го порядка требует на шаге 24 вычисления функций дифференциальных уравнений, а 12-го порядка – уже 48.

Многошаговые методы высоких порядков применительно к дифференциальным уравнениям в прямоугольных координатах имеют ограничение сверху на величину шага и, таким образом, не позволяют выполнять интегрирование с большим шагом, даже если он обеспечивает задаваемую локальную точность, поскольку многошаговая схема становится неустойчивой (Авдюшев, 2015). Причем это ограничение тем ниже, чем выше порядок схемы. По этой причине, если вычисления выполняются в компьютерной арифметике с двойной точностью, 10-й порядок является максимальным для практической реализации неявной схемы Адамса–Мультона–Башфорта, так как для более высоких порядков при допустимо максимальной величине шага методические ошибки становятся значительно меньше вычислительных ошибок.

Вследствие нерегулярности орбитального движения АСЗ, усложненного гравитационными маневрами, использование геометрических методов (симплектических и симметричных) нецелесообразно, к тому же их геометрические свойства сохраняются лишь при постоянном шаге.

Подходящий выбор для высокоточного численного моделирования орбит АСЗ, на наш взгляд, – это коллокационные методы (Guillou, Soule, 1969; Wright, 1970; Hairer и др., 2008). Примечательной особенностью коллокационных методов является то, что их теоретическая основа, как и программная реализация, универсальна для любого порядка (Авдюшев, 2015; 2020). Практически, порядок определяется разбиением на шаге, а именно количеством и спецификой распределения узловых значений, через которые выражаются все остальные константы интегратора. Кроме того, в отличие от других методов, коллокационные позволяют на каждом шаге легко конструировать приближенное аналитическое решение (коллокационный полином), чем удобно пользоваться для частого вывода результатов на плотной временной сетке.

Все коллокационные методы являются неявными, поэтому их схемы интегрирования реализуются итерационно для определения промежуточных решений внутри шага в узловых точках. Хотя аналитическое решение на каждом текущем шаге позволяет получать достаточно хорошие начальные приближения промежуточных решений на следующем шаге, что повышает скорость сходимости итерационного процесса до двух–трех итераций. Если выполняются две итерации, то на разбиениях Гаусса (Лежандра, Радау или Лобатто) количество вычислений функций дифференциальных уравнений на шаге равно порядку коллокационного метода.

Технически коллокационная схема интегрирования получается путем замены функции диф-

ференциального уравнения его полиномиальным интерполянт по безразмерной независимой переменной и последующим взятием определенных интегралов левой и правой частей уравнения с предельными значениями 0 и 1 (граничные значения безразмерной переменной на шаге). Формулы для промежуточных решений получаются таким же способом, но с заменой верхнего предельного (единичного) значения на узловое.

Если для интерполяции функции дифференциального уравнения применить полином Лагранжа, получается коллокационная схема Рунге–Кутты (Guillou, Soule, 1969; Wright, 1970). Everhart (1974) применил канонический полином, который дает простое по форме решение. Чтобы связать его коэффициенты с узловыми значениями функций дифференциальных уравнений, автор прибегает к разделенным разностям интерполяционного полинома Ньютона, которые непосредственно определяются из узловых значений. Между тем, коэффициенты канонического полинома выражаются через разделенные разности посредством линейных соотношений. Несмотря на столь сложную реализацию, метод Эверхарта, тем не менее, работает эффективнее коллокационных методов Рунге–Кутты (Авдюшев, 2022).

В небесной механике метод Эверхарта является одним из наиболее популярных для решения задач орбитальной динамики. Помимо оригинального интегратора Эверхарта RADAU (Everhart, 1985), на практике также используются его модификации: IAS15 (Rein, Spiegel, 2015) и GAUSS32 (Авдюшев, 2010; 2015).

Используя полином Ньютона в качестве интерполянта, Авдюшев (Авдюшев, 2020; Авдюшев и др., 2021) разработал серию интеграторов LOBBIE до 32-го порядка для решения дифференциальных уравнений 1-го и 2-го порядков, а также смешанных систем уравнений 1-го и 2-го порядков. В динамической астрономии смешанные системы применяются для исследования динамического хаоса (Cincotta и др., 2003), а также для линеаризации, регуляризации и стабилизации уравнений орбитальной динамики (Kustaanheimo, Stiefel, 1965; Burdet, 1968; Baumgarte, 1972; Шефер, 1991). Преобразования дифференциальных уравнений повышают эффективность их численного интегрирования, а, учитывая, что динамические уравнения 2-го порядка интегрируются точнее, нежели 1-го порядка, интегратор LOBBIE совместно с линейными, регулярными и стабилизированными уравнениями может представлять собой мощное ядро для компьютерной модели движения АСЗ (Авдюшев и др., 2021).

## НАЧАЛЬНАЯ ОРБИТАЛЬНАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ

Наблюдения любого небесного тела, как бы тщательно они ни выполнялись, всегда обременены ошибками различного происхождения, неустранимыми в силу своей случайности. При определении орбиты из наблюдений, т.е. при решении обратной задачи орбитальной динамики, такие ошибки неизбежно вызывают ошибки в орбитальных параметрах. Для изучения параметрической неопределенности вследствие случайных ошибок наблюдений в настоящее время на практике часто используются стохастические (Монте-Карло) методы (Milani, 1999; Bordovitsyna и др., 2001; Virtanen и др., 2001; Muinonen и др., 2006; Avdyushev, Banschikova, 2007; Desmars и др., 2009; Emel'yanov, 2010; Avdyushev, 2011; 2017; 2022; Del Vigna, 2020). Стохастический подход позволяет численно моделировать так называемое облако неопределенности в параметрическом пространстве на заданную (начальную) эпоху, дискретно представляющее пространственное вероятностное распределение точного, но неизвестного динамического состояния относительно оценочного, полученного из наблюдений, как конечное множество виртуальных динамических состояний.

Обычно, прибегают к линейным стохастическим методам, основанным на ковариационной матрице параметрических ошибок, которая всегда доступна после определения параметров орбиты (Сюсина и др., 2012). Фактически, ковариационная матрица описывает параметрическую неопределенность в рамках линеаризованной обратной задачи. Поэтому параметрическая неопределенность дискретно представляется в виде эллипсоидального облака виртуальных динамических состояний, плотность которого соответствует вероятностной плотности нормального распределения. Между тем, любая обратная задача орбитальной динамики является нелинейной. Таким образом, фактическая параметрическая неопределенность не соответствует нормальному распределению. Однако при слабой нелинейности ковариационная матрица может быть вполне пригодной для моделирования облака неопределенности.

Сильная нелинейность часто возникает в тех обратных задачах, где параметрическая неопределенность велика, т.е. когда орбита определяется плохо из-за скудности наблюдательной информации о движении небесного тела. Нелинейность очень сильно влияет на протяженное распределение виртуальных динамических состояний (особенно периферийных), так что облако неопределенности может существенно отличаться от эллипсоидального. В этом случае приходится прибегать к нелинейным стохастическим методам.

Стохастическое моделирование параметрической неопределенности на основе наблюдатель-

ной информации имеет особое значение в задачах астероидной опасности при оценивании вероятности столкновения астероидов с Землей. Наиболее слабая нелинейность обратной задачи достигается, если начальная эпоха находится внутри периода наблюдения, хотя нелинейность может быть еще достаточно сильной в плане стохастического моделирования. Для этой эпохи на основе наблюдательной информации моделируется облако неопределенности, а затем отображается (распространяется) орбитальной моделью в физическое пространство на период сближения небесных тел. Относительная масса облака, проникшая в тело планеты при сближении астероида, как раз и дает вероятностную оценку ожидаемого столкновения с астероидом. Очевидно, что ее надежность непосредственно зависит от адекватности начального облака. В этом отношении нелинейные стохастические методы являются незаменимым инструментом, особенно при моделировании огромных начальных облаков неопределенности.

Если астероид наблюдался на очень короткой дуге, облако начальной неопределенности в параметрическом пространстве, вообще говоря, весьма протяженное и вытягивается вдоль некоторой кривой, соответствующей наименьшей скорости изменения целевой функции обратной задачи. В линейном случае это — прямая линия, направленная вдоль наибольшей полуоси доверительного эллипсоида. Учитывая эту особенность, Milani (1999) предложил моделировать распределение виртуальных динамических состояний непосредственно на этой кривой. Он назвал свой подход методом линии вариаций (LoV; line of variations).

Развивая подход Milani, Muinonen и др. (2006) разработали многомерный метод, основанный на однопараметрическом пятимерном отображении. Авторы назвали его методом объема вариаций (VoV; volume of variations). Суть его состоит в том, что: 1) для каждого виртуального динамического состояния на линии вариации определяется линейная локальная аппроксимация внутри пятимерного подпространства, ортогонального этой прямой; 2) затем для этого подпространства вычисляется ковариационная матрица, 3) которая используется для моделирования (линейно) пятимерного множества виртуальных динамических состояний. В результате получается шестимерное облако неопределенности.

Интересный подход для стохастического моделирования орбитальной неопределенности был предложен Virtanen и др. (2001). Он реализуется поэтапно: 1) из всей выборки угловых наблюдений случайным образом выбираются два; 2) в эти наблюдения и соответствующие модельные топоцентрические расстояния вводятся случайные, равномерно распределенные величины, соответствующие ошибкам угловых наблюдений и воз-

можным вариациям дальности до наблюдаемого объекта; 3) по сферическим топоцентрическим координатам (прямому восхождению, склонению и дальности) сначала получают два топоцентрических вектора положения, а затем путем параллельного сдвига определяют два вектора положения в системе отсчета, относительно которой моделируется орбитальное движение; 4) для этих двух положений каким-либо методом предварительного определения орбиты (например, методом Гаусса) находится вектор динамического состояния на один из двух моментов наблюдений. После многократного выполнения последовательности этих этапов формируется облако виртуальных динамических состояний. Авторы назвали свой подход статистической орбитальной дальнометрией (statistical orbital ranging).

Метод линии вариации предполагает наличие одной доминирующей составляющей в параметрической неопределенности. Однако на самом деле таких доминирующих составляющих две, так как при обработке угловых наблюдений по очень короткой дуге расстояние от наблюдателя до наблюдаемого объекта, а также его радиальная скорость неизвестны. Для моделирования двумерной параметрической неопределенности используется метод многообразия вариаций (MoV; manifold of variations) (Del Vigna, 2020). Метод производит выборку допустимых значений дальности и радиальной скорости на начальную эпоху, а затем для каждой пары подгоняет к наблюдениям так называемые атрибутивные параметры (attributable elements) (Milani и др., 2004) (прямое восхождение, склонение и их производные). Полученные сферические координаты и их производные дают виртуальные динамические состояния, формирующие двумерное облако неопределенности в пространстве параметров.

Несмотря на то что представленные методы не являются линейными, их нельзя рассматривать как строго нелинейные методы, адекватные исходной обратной задаче, поскольку каждый из них основан на том или ином упрощении или ограничении: метод линии вариации одномерный; его обобщенный многомерный аналог использует линейную аппроксимацию в некотором пятимерном подпространстве параметров; при статистической орбитальной дальнометрии строится облако неопределенности в рамках предварительного определения орбиты по двум положениям; а метод многообразия вариаций является двумерным. Следовательно, при сильной нелинейности эти методы практически необоснованы и могут оказаться неэффективными для стохастического моделирования параметрической неопределенности.

Альтернативным стохастическим методом для моделирования орбитальной неопределенности

является бутстрэп-метод (Efron, 1979; Desmars и др., 2009; Emel'yanov, 2010; Avdyushev, 2011). Он основан на многократном решении обратной задачи при использовании искусственных выборок наблюдений того же объема, что и для исходной выборки, но составленных из реальных наблюдений путем случайного выбора с возвращением. Примечательной особенностью бутстрэп-метода, в отличие от других нелинейных методов, является то, что он не требует знания реального распределения ошибок наблюдения. Тем не менее метод является математически необоснованным, и даже в слабонелинейном случае его результаты плохо согласуются с результатами других нелинейных методов (Avdyushev, 2011).

В сильно нелинейном случае для моделирования облака неопределенности можно прибегнуть к методу возмущенных (зашумленных) наблюдений (также известному как *observational Monte-Carlo*) (Press и др., 1987; Avdyushev, 2011; 2017). Он реализуется путем многократного решения обратной задачи для различных выборок наблюдений, моделируемых добавлением к реальным наблюдениям малых вариаций, распределенных по нормальному закону с дисперсией ошибок наблюдений и нулевым средним. В результате множество всех решений будет представлять облако неопределенности.

Несмотря на то, что метод адекватен исходной обратной задаче (Avdyushev, 2017), его реализация сопряжена с некоторыми сложностями. Поскольку обратная задача нелинейна, она решается итерационно каким-либо методом оптимизации для минимизации целевой функции, как правило, методом Гаусса–Ньютона. При моделировании облака неопределенности, за неимением лучшего, решение, полученное из реальных наблюдений, используется в качестве начального приближения, которое порой может быть очень грубым, особенно при моделировании периферийных виртуальных динамических состояний. Это приводит либо к большому количеству итераций, либо к расходимости итерационного процесса в худшем случае.

В своей работе Avdyushev (2022) предложил оригинальный нелинейный метод стохастического моделирования параметрической неопределенности, который также адекватен исходной обратной задаче и не требует дополнительных предположений или упрощений для реализации, а кроме того, лишен недостатка метода возмущенных наблюдений. Технически этот подход можно рассматривать как многомерное обобщение метода Милани. Он реализуется как пошаговое решение дифференциального уравнения, описывающего в параметрическом пространстве переход от оценки, получаемой из наблюдений, к виртуальному решению, но, в отличие от подхода

Милани, в произвольном, а не выборочном направлении.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ХАОТИЧНОСТИ

Сколь близко бы не располагались точки в начальном облаке неопределенности, со временем они расходятся в фазовом пространстве координат и компонент скорости. Пока это расхождение линейно, возможен достоверный прогноз движения, но как только частицы начинают разбегаться экспоненциально, то размеры облака неопределенности стремительно увеличиваются, и вскоре прогнозирование становится невозможным.

Для определения времени предсказуемости движения служат показатели хаотичности, классическим из которых является ляпуновское время (Лихтенберг, Либерман, 1984; Мюррей, Дертмотт, 2009). Однако данный показатель непросто применять для исследования движения АСЗ, поскольку он требует интегрирования на значительные интервалы времени. Кроме того, в ряде случаев затруднена интерпретация полученных результатов.

Решение указанных проблем принесла разработка так называемых быстрых показателей хаотичности, первым из которых стал FLI (*Fast Lyapunov Indicator*) (Froeschle и др., 1997; Shevchenko, 2020), а наиболее популярным – MEGNO (*Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbit*) (Cincotta и др., 2003). Если осредненный параметр MEGNO линейно растет, то можно говорить об экспоненциальном расхождении близких орбит, т.е. о проявлении хаотичности. В работе (Шефер, Коксин, 2013) предложен ряд модификаций параметра MEGNO, в частности, ортогональный MEGNO (OMEGNO), преимуществом которого является возможность разделять устойчивые и неустойчивые квазипериодические орбиты.

На рис. 4 в качестве примера показана эволюция параметров MEGNO (черным цветом) и OMEGNO (серым цветом) для астероида (3200) Phaethon. Данный объект испытывает многочисленные тесные сближения с планетами земной группы, что приводит к линейному росту изучаемых параметров и переходу через значение 2 в окрестности 5000 г., что свидетельствует о хаотичности орбиты. До этого времени орбита является квазипериодической, а тот факт, что параметр OMEGNO принимает значения  $\bar{Y}_1 < 2$ , говорит об устойчивости орбиты. Следует отметить, что в данном случае для исследования хаотичности подходят оба параметра, но OMEGNO является более информативным.

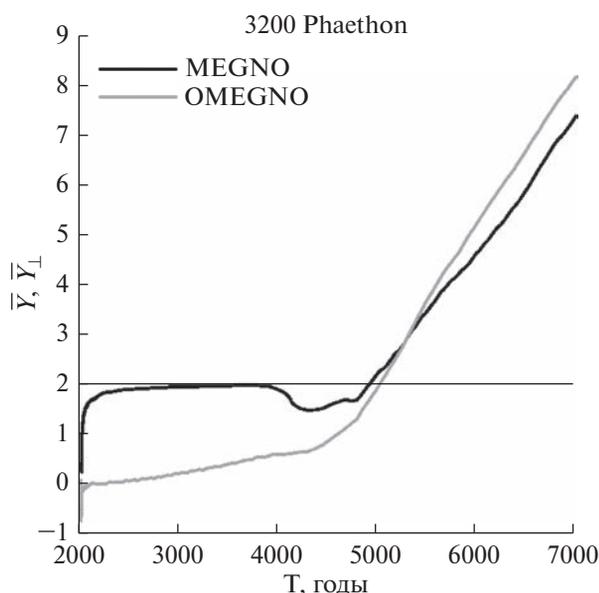


Рис. 4. Эволюция параметров MEGNO  $\bar{Y}$  и OMEGNO  $\bar{Y}_\perp$  для астероида (3200) Phaethon.

## ОРБИТАЛЬНЫЕ И ВЕКОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Значительное влияние на движение астероидов оказывают орбитальные и вековые резонансы: устойчивые соизмеримости способствуют стабилизации движения и в ряде случаев служат защитным механизмом от сближений, неустойчивые же (а также перекрытие различных резонансов) могут приводить к хаотичности. Орбитальные резонансы обусловлены соизмеримостью средних движений астероида и планеты, вековые же (апсидально-нодальные) связаны с соизмеримостью скоростей прецессии орбит изучаемого объекта и возмущающего тела.

Резонансы средних движений давно являются предметом пристального внимания небесных механиков (Гребеников, Рябов, 1978; Мюррей, Дертмотт, 2009), в этой области достигнуты существенные успехи (см., например, de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R., 2019; Qi, de Ruiter, 2019; Fenucci и др., 2022; Li и др., 2019; Pokorny, Kuchner, 2021; Kaplan, Cengiz, 2020), в том числе сделаны попытки автоматической классификации резонансов (Carruba и др., 2022).

Иначе обстоит дело с вековыми резонансами: несмотря на то, что теория была разработана еще в прошлом веке (Kozai, 1962; Williams, 1969; Froeschle, Scholl, 1989), практические исследования применительно к движению АСЗ весьма немногочисленны (Froeschle и др., 1995; Michel, Froeschle, 1997; de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R., 2016; Емельяненко В.В., Емельяненко Н.Ю., 2018; Галушина, Самбаров, 2019). По-видимому, данный факт обусловлен тем, что к рассматриваемым объектам неприменимы ана-

литические методы, а использование численных методов приводит к быстрому накоплению ошибок округления в окрестности тесных сближений. В результате интервал исследования в лучшем случае охватывает один—два периода либрации резонансного аргумента, что часто недостаточно для объективных выводов о резонансном поведении.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данном кратком обзоре рассмотрены основные методы моделирования движения астероидов, перечислены существенные погрешности, возникающие на разных этапах исследования, показано, что наибольший вклад вносит ошибка начальных данных. Отдельное внимание в работе уделено таким особенностям движения, как орбитальные и вековые резонансы и хаотичность. Кроме того, подробно рассмотрены различные модели сил. Для иллюстрации некоторых аспектов при изложении использованы результаты исследования движения астероидов (99942) Apophis и (3200) Phaethon.

Несмотря на большой прогресс в развитии методов прогнозирования движения астероидов, сближающихся с Землей, массовый высокоточный прогноз всей популяции остается мечтой ученых. Самой большой еще нерешенной проблемой, на наш взгляд, является количество и качество наблюдений, поскольку именно они определяют параметрическую ошибку. Другой стороной данной проблемы оказывается неполное знание физических параметров астероидов, что затрудняет учет ряда негравитационных возмущений, таких, как эффект Ярковского и световое давление. Методы численного интегрирования также задают некоторые ограничения на возможности прогнозирования, которые, однако, больше обусловлены быстроедействием, чем точностью методов, поскольку исследования вероятностной орбитальной эволюции требуют изучения поведения большого числа тестовых частиц. Отдельного внимания заслуживает проблема хаотичности движения, которая представляется нам практически неразрешимой.

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Терскольская обсерватория”.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSWM-2020-0049).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Авдюшев В.А. Интегратор Гаусса—Эверхарта // Вычислит. технологии. 2010. Т. 15. № 4. С. 31—47.

- Авдюшев В.А.* Численное моделирование орбит небесных тел. Томск: Издат. дом Томского государственного университета, 2015. 336 с.
- Авдюшев В.А.* Новый коллокационный интегратор для решения задач динамики. I. Теоретические основы // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 11. С. 131–140.
- Авдюшев В.А.* Коллокационный интегратор Lobbie в задачах орбитальной динамики // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 1. С. 36–46. (*Avdyushev V.A.* Collocation Integrator Lobbie in Orbital Dynamics Problems // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 1. P. 32–42.)
- Авдюшев В.А., Сюсина О.М., Тамаров В.А.* Нелинейность в обратных задачах астероидной динамики // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 1. С. 84–96. (*Avdyushev V.A., Syusina O.M., Tamarov V.A.* Nonlinearity in inverse problems of asteroid dynamics // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 1. P. 71–82.)
- Батурин А.П.* Улучшение орбит астероидов с использованием радарных наблюдений // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 10/2. С. 77–81.
- Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю.* Моделирование движения астероида (99942) Апофис до и после тесного сближения с Землей 13 апреля 2029 г. // Тр. междунар. конф. “Астрономия и всемирное наследие: через время и континенты”. Казань: Казан. гос. ун-т, 2009. С. 130.
- Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю.* Исследование движения астероида (99942) Апофис с использованием многопроцессорной вычислительной системы СКИФ Cyberia // Космич. исслед. 2010. Т. 48. № 5. С. 419–426.
- Виноградова Т.А., Кочетова О.М., Чернетенко Ю.А., Шор В.А., Ягудина Э.И.* Орбита астероида (99942) Арофис, определенная из оптических и радарных наблюдений // Астрон. вестн. 2008. Т. 42. № 4. С. 291–300. (*Vinogradova T.A., Kochetova O.M., Chernetenko Yu.A., Shor V.A., Yagudina E.I.* The orbit of asteroid (99942) Apophis as determined from optical and radar observations // Sol. Syst. Res. 2008. V. 42. № 4. P. 271–280.)
- Галушина Т.Ю., Летнер О.Н., Сюсина О.М.* Оценка точности определения значения параметра эффекта Ярковского на основе реальных и модельных наблюдений астероидов // Изв. вузов. Физика. 2021. Т. 64. № 9. С. 170–174.
- Галушина Т.Ю., Самбаров Г.Е.* Исследование динамики астероида 3200 Фаэтон под влиянием наложения различных резонансов // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 3. С. 1–9. (*Galushina T.Yu., Sambarov G.E.* Dynamics of asteroid 3200 Phaethon under overlap of different resonances // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № 3. P. 215–223.)
- Гребеников Е.А., Рябов Ю.А.* Резонансы и малые знаменатели в небесной механике. М.: Наука, 1978. 128 с.
- Дубошин Г.Н.* Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука, 1968. 800 с.
- Девяткин А.В., Горшанов Д.Л., Куприянов В.В., Верещачина И.А.* Программные пакеты “Апекс-I” и “Апекс-II” для обработки астрономических ПЗС-наблюдений // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 1. С. 74–87. (*Devyatkin A.V., Gorshanov D.L., Kouprianov V.V., Verestchagina I.A.* Apex I and Apex II software packages for the reduction of astronomical CCD observations // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 1. P. 68–80.)
- Емельяненко В.В., Емельяненко Н.Ю.* Долгоживущий околоземный астероид 2013 RB6 // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 1. С. 70–72. (*Emel'yanenko V.V., Emel'yanenko N.Y.* Long-lived near-Earth asteroid 2013 RB6 // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 1. P. 61–63.)
- Ивашкин В.В., Гуо П., Стихно К.А.* Исследование характеристик вероятной области соударения астероида Апофис с Землей в 2036 г. // Космич. исслед. 2020. Т. 58. № 1. С. 27–39.
- Кочетова О.М., Чернетенко Ю.А., Шор В.А.* Насколько точна орбита астероида (99942) Апофис и какова вероятность столкновения с ним в 2036–2037 гг. // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. С. 338–347. (*Kochetova O.M., Chernetenko Yu.A., Shor V.A.* How precise is the orbit of asteroid (99942) Apophis and how probable is its collision with the Earth in 2036–2037? // Sol. Syst. Res. 2009. V. 43. № 4. P. 324–333.)
- Лихтенберг А., Либерман М.* Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984. 528 с.
- Мюррей К., Дермотт С.* Динамика Солнечной системы. М.: Физматлит, 2009. 588 с.
- Питьева Е.В., Павлов Д.А., Питьев Н.П.* Динамическая модель Солнечной системы в эфемеридах планет ЕРМ // Тр. Ин-та прикладной астрономии РАН. 2019. № 51. P. 82–92.
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Питьев Н.П.* Особенности движения астероида 99942 Арофис // Астрон. вестн. 2008. Т. 42. № 1. С. 20–29. (*Sokolov L.L., Bashakov A.A., Pitjev N.P.* Peculiarities of the motion of asteroid 99942 Apophis // Sol. Syst. Res. 2008. V. 42. № 1. P. 18–27.)
- Соколов Л.Л., Кутеева Г.А., Петров Н.А., Эскин Б.Б., Баяев И.А., Васильев А.А.* О характеристиках особых траекторий астероида Апофис и возможности увода его от соударений с Землей // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 3. С. 265–271. (*Sokolov L.L., Kuteeva G.A., Petrov N.A., Eskin B.B., Balyaev I.A., Vasil'ev A.A.* On the characteristics of singular trajectories of the asteroid Apophis and the possibility of deflecting it to avoid collisions with the Earth // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 3. P. 259–265.)
- Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А.* Построение доверительных областей в задаче вероятностного исследования движения малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 3. С. 209–222. (*Syusina O.M., Chernitsov A.M., Tamarov V.A.* Construction of confidence regions in problem on probabilistic study into motion of minor bodies of the Solar system // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 3. P. 195–207.)

- Шефер В.А.* Линеаризация и регуляризация уравнений кеплеровского движения с помощью интегралов // *Астрон. журн.* 1991. Т. 68. С. 197–205.
- Шефер В.А., Коксин А.М.* Вычисление показателей хаотичности орбит, основанных на касательных векторах: применение к ограниченной задаче трех тел // *Изв. вузов. Физика.* 2013. Т. 56. № 6/3. С. 256–258.
- Avdyushev V.A.* Nonlinear methods of statistic simulation of virtual parameter values for investigating uncertainties in orbits determined from observations // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2011. V. 110. № 4. P. 369–388.
- Avdyushev V.* Intrinsic nonlinearity and method of disturbed observations in inverse problems of celestial mechanics // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2017. V. 129 (4). P. 537–552.
- Avdyushev V.* Transition methods for stochastic simulation of parametric uncertainty in inverse problems of orbital dynamics // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2022. V. 134. id. 53.
- Avdyushev V.A., Banshikova M.A.* Regions of possible motions for new Jovian satellites // *Sol. Syst. Res.* 2007. V. 41. № 5. P. 413–419.
- Baumgarte J.* Numerical stabilization of the differential equations of Keplerian motion // *Comp. Math. Appl.* *Mech. Eng.* 1972. V. 1. P. 1–16.
- Bottke W.F., Vokrouhlicky D., Rubincam D.P., Nesvorny D.* The Yarkovsky and YORP Effects: Implications for Asteroid Dynamics // *Annu. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2006. V. 34. P. 157–191.
- Bordovitsyna T., Avdyushev V., Chernitsov A.* New trends in numerical simulation of the motion of small bodies of the Solar system // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2001. V. 80 № 3/4. P. 227–247.
- Brozovic M., Benner L.A.M., McMichael J.G., Giorgini J.D., Pravec P., Scheirich P., Magri C., Busch M.W., Jao J.S., Lee C.G., Snedeker L.G., Silva M.A., Slade M.A., Semenov B., Nolan M.C., Taylor P.A., Howell E.S., Lawrence K.J.* Goldstone and Arecibo radar observations of (99942) Apophis in 2012–2013 // *Icarus.* 2018. V. 300. P. 115–128.
- Bulirsch R., Stoer J.* Numerical treatment of ordinary differential equations by extrapolation methods // *Num. Math.* 1966. V. 8. P. 1–13.
- Burdet C.A.* Theory of Kepler motion: The general perturbed two body problem // *Z. Angew. Math. Phys.* 1968. V. 19. P. 345–368.
- Carruba V., Aljbaae S., Domingos R.C., Huaman M., Barletta W.* Machine learning applied to asteroid dynamics // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2022. V. 134. № 4. id. 36.
- Cincotta P.M., Girdano C.M., Simo C.* Phase space structure of multi-dimensional systems by means of the mean exponential growth factor of nearby orbits // *Physica D.* 2003. V. 182. P. 151–178.
- Del Vigna A.* The Manifold of Variations: hazard assessment of short-term impactors // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2020. V. 132. id. 49.
- Del Vigna A., Faggioli L., Milani A., Spoto F., Farnocchia F., Carry B.* Detecting the Yarkovsky effect among near-Earth asteroids from astrometric data // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 617. id. A61 (16 p.) doi: arXiv:1805.05947
- Desmars J., Arlot S., Arlot J.-E., Lainey V., Vienne A.* Estimating the accuracy of satellite ephemerides using the bootstrap method // *Astron. and Astrophys.* 2009. V. 62. P. 321–330.
- Efron B.* Bootstrap methods: another look at the jackknife // *Ann. Statistics.* 1979. V. 7. P. 411–420.
- Emel'yanov N.* Precision of the ephemerides of outer planetary satellites // *Planet. and Space Sci.* 2010. V. 58. № 3. P. 411–420.
- Everhart E.* Implicit single sequence methods for integrating orbits // *Celest. Mech.* 1974. V. 10. № 1. P. 35–55.
- Everhart E.* An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings // *Dynamics of comets: their origin and evolution. Proc. 83rd IAU Colloq. Rome, 11–15 June 1984 / Eds: Carusi A., Valsecchi G.B. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1985. P. 185–202.*
- Feagin T.* High-order explicit Runge–Kutta methods using m-symmetry // *Neural, Parallel and Sci. Computat.* 2012. V. 20. P. 437–458.
- Fenucci M., Gronchi G.F., Saillenfest M.* Proper elements for resonant planet-crossing asteroids // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2022. V. 134. № 3. id. 23.
- Fienga A., Deram P., Viswanathan V., Di Ruscio A., Bernus L., Durante D., Gastineau M., Laskar J.* INPOP19a planetary ephemerides, 2019. [https://www.imcce.fr/content/medias/recherche/equipas/asd/inpop/inpop19a\\_20191214.pdf](https://www.imcce.fr/content/medias/recherche/equipas/asd/inpop/inpop19a_20191214.pdf)
- Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H., Park R.S., Kuchynka P.* The Planetary and Lunar Ephemerides DE430 and DE431 // *IPN Progress Report 42–196.* February 15, 2014.
- Froeschle C., Scholl H.* The three principal secular resonances  $\nu_5$ ,  $\nu_6$ , and  $\nu_{16}$  in the asteroidal belt // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1989. V. 46. № 3. P. 231–251.
- Froeschle C., Hahn G., Gonczi R., Morbidelli A., Farinella P.* Secular resonances and the dynamics of Mars-crossing and Near-Earth asteroids // *Icarus.* 1995. V. 117. № 1. P. 45–61.
- Froeschle C., Lega E., Gonczi R.* Fast Lyapunov indicators. Application to asteroidal motion // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1997. V. 67. № 1. P. 41–62.
- De la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* Far from random: Dynamical groupings among the NEO population // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 456. P. 2946–2956.
- De la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* Dancing with Venus in the shadow of the Earth: A pair of genetically related near-Earth asteroids trapped in a mean-motion resonance // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 483. № 1. P. L37–L41.
- Galushina T.Yu., Letner O.N.* Modified version of IDA software and its application to the study of the motion of as-

- teroid 2007 PR10 // *Astron. and Astrophys. Transact.* 2021. V. 32. № 4. P. 355–370.
- Gragg W.B. On extrapolation algorithms for ordinary initial value problems // *SIAM J. Numer. Anal.* 1965. V. 2. № 3. P. 384–403.
- Greenberg A.H., Margot J.-L., Verma A.K., Hodge S.E. Yarkovsky drift detections for 159 Near-Earth asteroids // 2017. print arXiv:1708.05513.
- Guillou A., Soule J.L. La resolution numerique des problemes differentiels aux conditions initiales par des methodes de collocation // *Rev. Francaise Informat. Recherche Oprationnelle.* 1969. V. 3. Ser. R-3. P. 17–44.
- Hairer E., Lubich C., Wanner G. Geometric Numerical Integration: Structure-Preserving Algorithms for Ordinary Differential Equations. Springer, 2002. 659 p.
- Hairer E., Norsett S.P., Wanner G. Solving Ordinary Differential Equations. Nonstiff Problems. Springer, 2008. 528 p.
- Haynes M., Virkki A., Venditti F., Hickson D., Pinilla-Alonso N., Brisset J., Benner L., Raymond C., Lazio J., Freeman A., Castillo-Rogez J., Asphaug E., Taylor P., Herique A., Kofman W., Sava P., Pajola M., Lucchetti A., Nascimben De Pra M., Rivera-Valentin E. Asteroids inside out: Radar tomography // *Bull. Am. Astron. Soc.* 2021. V. 53. № 4. id. 116.
- Izmailov I.S., Khovrichева M.L., Khovrichев M.Yu., Kiyayeva O.V., Krutskaya E.V., Romanenko L.G., Grosheva E.A., Maslennikov R.L., Kalinichenko O.A. Astrometric CCD observations of visual double stars at the Pulkovo Observatory // *Astron. Lett.* 2010. V. 36. № 5. P. 349–354.
- Kaplan M., Cengiz S. Horseshoe co-orbitals of Earth: Current population and new candidates // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 496. № 4. P. 4420–4432.
- Kozai Y. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity // *Astron. J.* 1962. V. 67. P. 591–598.
- Kustaanheimo P., Stiefel E. Perturbation theory of Kepler motion based on spinor regularization // *J. Reine Angew. Math.* 1965. V. 218. P. 204–219.
- Lasagni F.M. Canonical Runge–Kutta methods // *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik.* 1988. V. 39. P. 952–953.
- Li M., Huang Y., Gong S. Assessing the risk of potentially hazardous asteroids through mean motion resonances analyses // *Astrophys. and Space Sci.* 2019. V. 364. № 5. id. 78 (12 p.).
- Michel P., Froeschle Ch. The location of linear secular resonances for semimajor axes smaller than 2 AU // *Icarus.* 1997. V. 128. P. 230–240.
- Milani A. The asteroid identification problem. I. Recovery of lost asteroids // *Icarus.* 1999. V. 137. № 2. P. 269–292.
- Milani A., Gronchi G.F., DeMichieli Vitturi M., Knezevic Z. Orbit determination with very short arcs. I. Admissible regions // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2004. V. 90. № 1–2. P. 57–85.
- Muironen K., Virtanen J., Granvik M., Laakso T. Asteroid orbits using phase-space volumes of variation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2006. V. 368. № 2. P. 809–818.
- Moulton F.R. New Methods in Exterior Ballistics. Univ. Chicago Press, 1926. 257 p.
- Pérez-Hernández J.A., Benet L. Non-zero Yarkovsky acceleration for near-Earth asteroid (99942) Apophis // *Commun. Earth and Environ.* 2022. P. 3–10.
- Pokorny P., Kuchner M. Threat from within: Excitation of Venus's co-orbital asteroids to Earth-crossing orbits // *Planet. Sci. J.* 2021. id. 2:193 (13 p.).
- Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T. Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987. (818 p.)
- Prince P.J., Dormand J.R. High order embedded Runge–Kutta formulae // *J. Comp. Appl. Math.* 1981. V. 7. P. 67–75.
- Qi Y., de Ruiter A. Planar near-Earth asteroids in resonance with the Earth // *Icarus.* 2019. V. 333. P. 52–60.
- Quinlan G.D., Tremaine S. Symmetric multistep methods for the numerical integration of planetary orbits // *Astron. J.* 1990. V. 100. P. 1694–1700.
- Reddy V., Kelley M.S., Dotson J., Farnocchia D., Erasmus N., Polishook D., Masiero J., Benner L.A.M., Bauer J., Alarcon M.R., Balam D., Bamberger D., Bell D., Barnardi F., Bressi T.H., Brozovic M., Brucker M.J., Buzzi L., Cano J., Cantillo D., Cennamo R., Chastel S., Omarov C., Choi Y.-J., Christensen E., Denneau L., Drózdź M., Elenin L., Erece O., Faggioli L., Falco C., Glamazda D., Graziani F., Heinze A.N., Holman M.J., Ivanov A., Jacques C., van Rensburg P.J., Kaiser G., Kamiński K., Kamińska M.K., Kaplan M., Kim D.-H., Kim M.-J., Kiss C., Kokina T., Kuznetsov E., Larsen J.A., Lee H.-J., Lees R.C., de León J., Licandro J., Mainzer A., Marciniak A., Marsset M., Mastaler R.A., Mathias D.L., McMillan R.S., Medeiros H., Micheli M., Mokhnatkina A., Moon H.-K., Morate D., Naidu S.P., Nastasi A., Novichonok A., Ogłóza W., Pál A., Pérez-Toledo F., Perminov A., Petrescu E., Popescu M., Read M.T., Reichart D.E., Reva I., Roh D.-G., Rumpf C., Satpathy A., Schmalz S., Scotti J.V., Serebryanskiy A., Serra-Ricart M., Sonbas E., Szakáts R., Taylor P.A., Tonry J.L., Tubbiolo A.F., Veres P., Wainscoat R., Warner E., Weiland H.J., Wells G., Weryk R., Wheeler L.F., Wiebe Y., Yim H.-S., Žejmo M., Zhornichenko A., Zola S., Michel P. Apophis planetary defense campaign // *The Planet. Sci. J.* 2022. V. 3. id. 123 (16 p.)
- Rein H., Spiegel D.S. IAS15: a fast, adaptive, high-order integrator for gravitational dynamics, accurate to machine precision over a billion orbits // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2015. V. 446. № 2. P. 1424–1437.
- Sanz-Serna J.M. Runge–Kutta schemes for Hamiltonian systems // *BIT.* 1988. V. 28. P. 877–883.
- Shevchenko I.I. Dynamical Chaos in Planetary Systems. Springer, 2020. 376 p.
- Thuillot W., Bancelin D., Ivantsov A., Desmars J., Assafin M., Egl S., Hestroffer D., Rocher P., Carry B., David P., Abe L.,

- Andreev M., Arlot J.-E., Asami A., Ayvasian V., Baransky A., Belcheva M., Bendjoya Ph., Bikmaev I., Burkhonov O.A., Camci U., Carbognani A., Colas F., Devyatkin A.V., Ehgamberdiev Sh.A., Enikova P., Eyer L., Galeev A., Gerlach E., Godunova V., Golubaev A. V., Gorshanov D.L., Gumerov R., Hashimoto N., Helyaci M., Ibryamov S., Inasaridze R.Ya., Khamitov I., Kostov A., Kozhukhov A.M., Kozyryev Y., Krugly Yu.N., Kryuchkovskiy V., Kulichenko N., Maigurova N., Manilla-Robles A., Martyusheva A.A., Molotov I.E., Nikolov G., Nikolov P., Nishiyama K., Okumura S., Palaversa L., Parmonov O., Peng Q.Y., Petrova S.N., Pinigin G.I., Pomazan A., Rivet J.-P., Sakamoto T., Sakhbullin N., Sergeev O., Sergeyev A.V., Shulga O.V., Suarez O., Sybiryakova Y., Takahashi N., Tarady V., Todd M., Urakawa S., Uysal O., Vaduvescu O., Vovk V., Zhang X.-L.* The astrometric Gaia-FUN-SSO observation campaign of 99942 Apophis // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. id. A59 (12 p.)
- Virtanen J., Muinonen K., Bowell E.* Statistical ranging of asteroid orbits // *Icarus.* 2001. V. 154. № 2. P. 412–431.
- Vokrouhlický D., Farnocchia D., Čapek D., Chesley S.R., Pravec P., Scheirich P., Müller T.G.* The Yarkovsky effect for 99942 Apophis // *Icarus.* 2015. V. 252. P. 277–283.
- Williams J.G.* Secular perturbations in the Solar System // Ph. D. Dissertation. Los Angeles: Univ. California, 1969. 4890 p.
- Włodarczyk I.* Possible impact solutions of asteroid (99942) Apophis // *Bulgarian Astron. J.* 2017. V. 27. P. 89–100.
- Wright K.* Some relationships between implicit Runge–Kutta, collocation and Lanczos methods, and their stability properties // *BIT.* 1970. V. 10. P. 217–227.
- Yoshida H.* Construction of higher order symplectic integrators // *Phys. Lett. A.* 1990. V. 150. P. 262–268.