

СОДЕРЖАНИЕ

Том 54, Номер 3, 2020

Распределение экзопланет по массам в зависимости от спектрального класса родительских звезд

*В. И. Ананьева, А. Е. Иванова, А. А. Векстерн, А. В. Тавров,
О. И. Кораблев, Ж.-Л. Берто*

195

Параметрический метод моментов решения уравнения коагуляции Смолуховского в теории аккумуляции пылевых тел в допланетном диске

А. В. Колесниченко

208

Глубинные грунтозаборные устройства для будущих российских лунных полярных миссий

*М. Л. Литвак, А. В. Носов, Т. О. Козлова, В. И. Михальский,
А. С. Перхов, В. И. Третьяков*

225

Частота падений метеоритов и болидов

А. Е. Дудоров, О. В. Еретнова

247

Поиск молодых пар астероидов на близких орбитах

Э. Д. Кузнецов, А. Е. Розаев, Е. Плавалова, В. С. Сафронова, М. А. Васильева

260

Наноалмаз метеоритов: альтернативный состав компонентов ксенона

А. В. Фисенко, Л. Ф. Семенова

278

УДК 524.3:523.4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКЗОПЛАНЕТ ПО МАССАМ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА РОДИТЕЛЬСКИХ ЗВЕЗД

© 2020 г. В. И. Ананьева^a, А. Е. Иванова^{a, *}, А. А. Векстерн^a, А. В. Тавров^{a, b},
О. И. Кораблев^a, Ж.-Л. Берто^{a, c}

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^bМосковский физико-технический институт ГУ, Москва, Россия

^cЛаборатория атмосферных и космических исследований, Гюйанкур, Франция

*e-mail: cf.i.a.e@gmail.com

Поступила в редакцию 24.09.2019 г.

После доработки 15.11.2019 г.

Принята к публикации 20.11.2019 г.

Исследованы распределения по массам трех групп экзопланет: транзитных планет, открытых телескопом им. Кеплера, транзитных планет, обнаруженных наземными наблюдательными программами и спутником CoRoT, и планет, обнаруженных методом лучевых скоростей у близких красных карликов (М). Рассмотрены распределения по массам транзитных планет “Кеплера” в зависимости от спектрального класса родительских звезд (F, G, K). Приняв во внимание наиболее значимые факторы наблюдательной селекции, различные для каждой группы планет, показано, что распределения экзопланет по массам могут быть описаны универсальным степенным законом с показателем степени близким к -2 : $dN/dm \propto m^{-2}$. Статистически значимого различия для планет, обращающихся вокруг звезд с различными спектральными классами (F, G, K, M) не обнаружено.

Ключевые слова: экзопланеты, распределения по массам, транзиты, наблюдательная селекция

DOI: 10.31857/S0320930X20030019

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени накопленные сведения о ~ 4000 экзопланет позволяют исследовать статистические закономерности распространенности планет по их основным физическим свойствам, например, массе, размеру, плотности, орбите и т.д. В частности, статистическое распределение экзопланет по массам важно для оценки распространенности в Галактике планет различных типов, например, планет земного типа в зоне обитания. Кроме того, оно полезно для верификации моделей планетообразования: модели планетообразования должны аккуратно воспроизводить наблюдаемые распределения экзопланет. Однако для построения статистического распределения экзопланет по массам следует учитывать факторы наблюдательной селекции. Неучет наблюдательной селекции существенно искажает получаемые статистические распределения. Факторы наблюдательной селекции достаточно разнообразны и отличаются для разных методов обнаружения экзопланет, для различных наблюдательных программ, в частности, полученных различными наземными транзитными наблюдательными программами и космическим телескопом им. Кеплера.

НАБЛЮДАЕМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МАССАМ ТРАНЗИТНЫХ ЭКЗОПЛАНЕТ

За последнюю четверть века было проведено несколько исследований распределения экзопланет по массам. Магсу и др. (2005) проанализировали 104 экзопланеты из 152, открытых на тот момент методом лучевых скоростей (в дальнейшем — RV-метод). Они отобрали планеты, обнаруженные в наблюдательных программах, выполненных в Ликской обсерватории и обсерватории им. Кека, имеющих одинаковую инструментальную точность измерения лучевых скоростей — 3 м/с. Было показано, что распределение выбранных экзопланет по проективным массам можно аппроксимировать степенным законом $dN(m)/dm \propto m^{-1.0}$. Butler и др. (2006), изучив 167 планет, открытых RV-методом, получили похожий закон $dN(m)/dm \propto m^{-1.1}$. Cumming и др. (2008) рассмотрели 182 планеты и, учтя “степень полноты обзора” (completeness of the survey), получили следующую зависимость количества планет от проективной массы и орбитального периода:

$$\partial N / (\partial \ln(m) \partial \ln(P)) \propto m^{-0.31} P^{0.26},$$

что соответствует степенному закону гистограммы $dN/dm \propto m^{-1.31}$. Howard и др. (2010), проведя однородные наблюдения 166 GK-звезд с помощью спектрографа HIRES, имеющего инструментальную точность 1 м/с, и построив “функцию полноты обзора”, получили следующее распределение:

$$dN/d \lg m = 0.39m^{-0.48},$$

что соответствует степенному закону гистограммы $dN/dm \propto m^{-1.48}$.

Отметим, что во всех вышеприведенных случаях рассматривались планеты, обнаруженные RV-методом, у которых из наблюдений определяется не истинная (физическая) масса m , а так называемая проективная, или минимальная масса, т.е. произведение $m \cdot \sin i$, где i — наклонение орбиты планеты к лучу зрения. В подавляющем большинстве случаев наклонение i неизвестно. При малых углах наклона (когда орбита планеты видна практически *плашмя*) истинная масса планеты может превышать проективную в несколько (а иногда и в несколько десятков) раз. Поэтому распределение планет по проективным массам в общем случае может отличаться от распределения по истинным массам. Однако для степенного закона $dN/dm \propto m^{-1.0 \dots -2.0}$ это различие не является значительным (Ho, Turner, 2011). Например, в случае, если распределение по истинным массам следует степенному закону с показателем степени -2 , среднее значение $\sin i$ составляет 0.860, и истинные массы (в среднем) больше проективных на 16%.

В случае транзитной конфигурации, когда планета с точки зрения земного наблюдателя периодически проходит по диску своей звезды, ориентация орбиты относительно луча зрения известна, и можно определить не только проективную, но и истинную массу планеты. Рассматривая распределение по массам планет с транзитами, мы избавляемся от фактора “ $\sin i$ ”, т.е. от неопределенностей, связанных с неизвестным наклоном планетных орбит.

Для построения распределения планет с транзитами по массам мы отдельно рассмотрели экзопланеты, открытые на “Кеплере”, и в наземных наблюдательных программах (SuperWASP, HATNet, KELT, XO, TrES и др.), так как наблюдательная селекция различна для наземных и космических программ наблюдения. Данные об экзопланетах были взяты из NASA Exoplanet Archive (2019).

Мы сгруппировали планеты с транзитами, обнаруженные на CoRoT, вместе с планетами, обнаруженными наземными обзорами транзитов, а не с планетами, наблюдавшимися на “Кеплере”, по следующей причине. Небольшая апертура CoRoT (27 см) и ограниченная наблюдательная стратегия (наблюдала преимущественно тусклые звезды

14–16 звездной величины) привели к низкой эффективности этого инструмента в поисках планет за пределами размерного класса гигантов — из 28 опубликованных планет, обнаруженных на CoRoT, только пять имеют радиусы меньше 0.7 радиусов Юпитера.

На рис. 1 показаны распределения по массам планет с транзитами двух групп, открытых на “Кеплере” (планет “Кеплера”) и групп планет, обнаруженных наземными обзорами транзитов и на CoRoT. Зеленой линией показано распределение планет “Кеплера”, построенное без учета погрешностей в определении масс планет, красной линией — это же распределение, сглаженное с помощью “окна” (KDE) с гауссовым профилем в случае равенства верхней и нижней погрешностей (методика сглаживания описана в (Jorissen и др., 2001) и, более подробно, в (Ананьева и др., 2019), и с профилем скошенного нормального распределения в случае их неравенства. Синей линией показано распределение по массам планет с транзитами, открытых в наземных наблюдательных программах и на CoRoT, построенное без учета погрешностей масс, черной линией — то же распределение, сглаженное с помощью KDE.

В отсутствие какой-либо наблюдательной селекции распределение планет с транзитами, открытыми различными инструментами, должны выглядеть одинаково, однако это явно не так. В настоящей работе мы предложим метод учета наблюдательной селекции, приводящий распределения к подобному виду, который аппроксимируется степенным законом с показателем степени -2 : $dN/dm \propto m^{-2}$.

УЧЕТ ФАКТОРОВ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО МАССАМ ПЛАНЕТ, ОТКРЫТЫХ КОСМИЧЕСКИМ ТЕЛЕСКОПОМ ИМ. КЕПЛера

Учет разной доли планет с измеренной массой относительно общего количества планет “Кеплера”

К февралю 2019 г. были подтверждены 2564 планеты с транзитами, открытые на “Кеплере”, но только у 210 из них была измерена масса. Доля планет “Кеплера” с измеренной массой относительно общего количества планет “Кеплера” близка к единице в размерной области планет-гигантов (для планет с радиусами 1–2 радиусов Юпитера) и падает ниже 0.1 для планет с радиусами меньше 0.3 радиусов Юпитера. С одной стороны, это вызвано тем, что массы планет-гигантов легче измерить RV-методом, чем массы более легких планет (нептунов и суперземель), а с другой — планет-гигантов гораздо меньше по количеству, чем планет меньших размеров. Поэтому наблюдаемое рас-

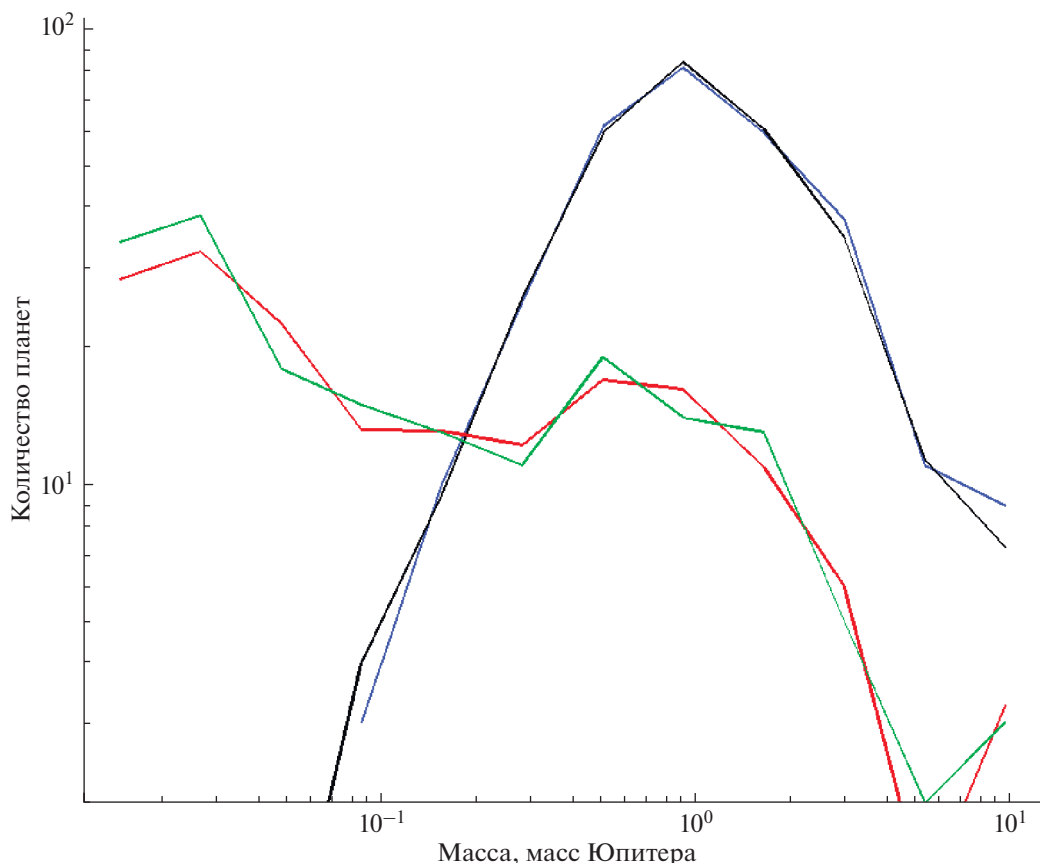


Рис. 1. Распределения экзопланет с транзитами по массам, полученные из NASA Exoplanet Archive (2019). Зеленой линией показано распределение планет “Кеплера”, построенное без учета погрешностей в определении масс планет, красной линией – это же распределение, сглаженное окном KDE. Синей линией показано распределение по массам планет с транзитами, открытых в наземных наблюдательных программах и на CoRoT, построенное без учета погрешностей масс, черной линией – то же распределение, сглаженное с помощью KDE.

пределение планет “Кеплера” по массам (см. рис. 1, красная линия) резко отличается от истинного распределения, которое мы имели бы, если бы измерили массы всех планет “Кеплера”.

Чтобы учесть этот фактор, интервал планетных радиусов от 0.08 до 2 радиусов (см. рис. 2) Юпитера был разбит на 12 интервалов, равных в логарифмическом масштабе. Число интервалов было выбрано по правилу Стёрджиса (Sturges, 1926) по формуле

$$n = 1 + [3.322 \lg N], \quad (1)$$

где n – оптимальное количество интервалов, N – число планет (2564).

Для каждого интервала в гистограмме распределения планет “Кеплера” по радиусам мы определили долю планет с измеренной массой и назвали эту величину “коэффициентом измеренности массы” k . Зависимость коэффициента измеренности массы от радиуса для планет “Кеплера” представлена на рис. 3. Коэффициент k близок к единице в области планет-гигантов и падает ниже 0.1

для планет с радиусами меньше 0.3 радиусов Юпитера.

Объясним коррекцию распределения по массам с учетом коэффициента k . Для 210 планет “Кеплера” известны и радиус, и масса. Чтобы перейти от распределения планет “Кеплера” по радиусам к распределению по массам, мы рассматриваем каждую планету “Кеплера” с измеренной массой со статистическим весом, обратным коэффициенту измеренности массы в том интервале, куда попадает ее радиус. Например, радиусы в диапазоне 0.179–0.234 радиусов Юпитера имеют 605 планет “Кеплера”, из них массы измерены у 26. Строя распределение планет “Кеплера” по массам, каждую из этих 26 планет мы берем со статистическим весом $605/26 = 23.27$.

Скорректированное таким образом массовое распределение планет “Кеплера” показано красной линией на рис. 4.

Скорректированное с учетом наблюдательной селекции распределение в первом приближении следует прямой линии в логарифмическом масштабе,

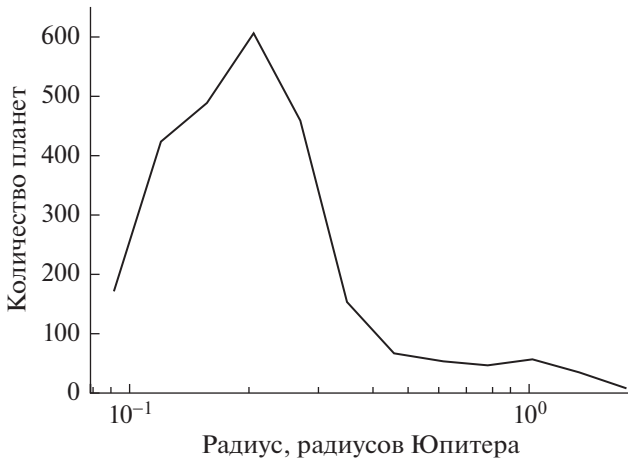


Рис. 2. Распределение планет “Кеплера” с транзитами по радиусам в области от 0.08 до 2 радиусов Юпитера.

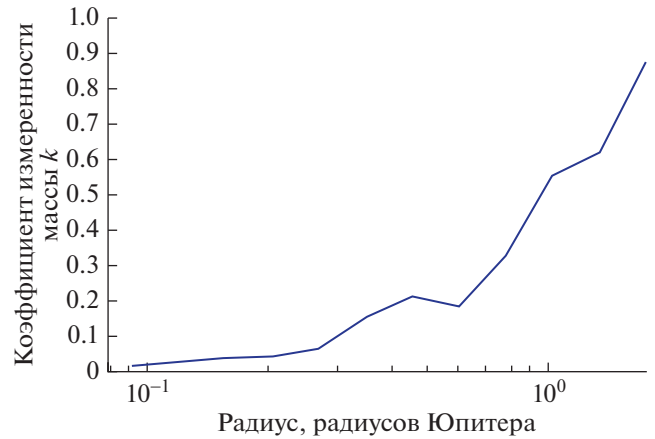


Рис. 3. Зависимость коэффициента измеренности массы k от радиуса для планет “Кеплера”.

следовательно, эту зависимость можно аппроксимировать степенным законом. Методом наименьших квадратов был вычислен показатель степени, который имеет значение -1.9 ($dN/dm \propto m^{-1.90 \pm 0.06}$). Стандартное отклонение значения показателя степени было вычислено по формуле стандартной ошибки коэффициента регрессии. Мы исключили из рассмотрения крайнюю левую точку, так как она принадлежит области, в которой данные на “Кеплере” становятся неполными (Petigura и др., 2013).

Для проверки статистической гипотезы о следовании скорректированного распределения планет “Кеплера” степенному закону с показателем степени -1.9 был применен критерий Колмогорова–Смирнова с уровнем значимости $\alpha = 0.05$. Критерий показал, что при выбранном уровне значимости скорректированное распределение действительно следует степенному закону.

Учет геометрической вероятности транзитной конфигурации

Следуя Petigura и др. (2013), мы рассмотрели еще один фактор наблюдательной селекции, связанный с разной геометрической вероятностью транзитной конфигурации при разных расстояниях между планетой и звездой. Метод транзитов обнаруживает лишь планеты, с точки зрения земного наблюдателя, проходящие по диску своей звезды, т.е. планеты, для которых наклонение орбит попадает в узкий диапазон вблизи 90° . Подавляющее большинство планет не демонстрируют транзитов.

Поскольку геометрическая вероятность транзитной конфигурации обратно пропорциональна расстоянию между планетой и звездой (2), метод транзитов наиболее эффективен для поиска более близких к звезде планет.

Априори не ясно, зависит ли распределение планет по массам от большой полуоси орбиты, другими словами, является ли распределение планет по массам одинаковым в различных частях планетных систем. В Солнечной системе, например, планеты земного типа расположены внутри снеговой линии, а планеты-гиганты – вне ее. Если распределение планет по массам зависит от расстояния между планетой и звездой, наблюдаемое распределение планет с транзитами будет отличаться от истинного распределения.

Если геометрическая вероятность транзитной конфигурации для экзопланеты составляет величину p ($p \ll 1$), и мы обнаружили такую планету, это означает, что в среднем таких планет должно

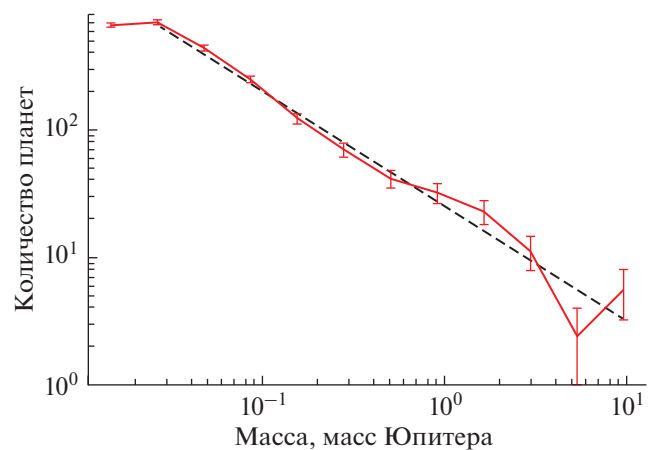


Рис. 4. Скорректированное (с помощью коэффициента измеренности массы k) распределение по массам планет “Кеплера” с транзитами (красная линия). Вертикальными отрезками показаны статистические погрешности по Пуассону. Черной линией показана аппроксимация степенным законом $dN/dm \propto m^{-1.9}$.

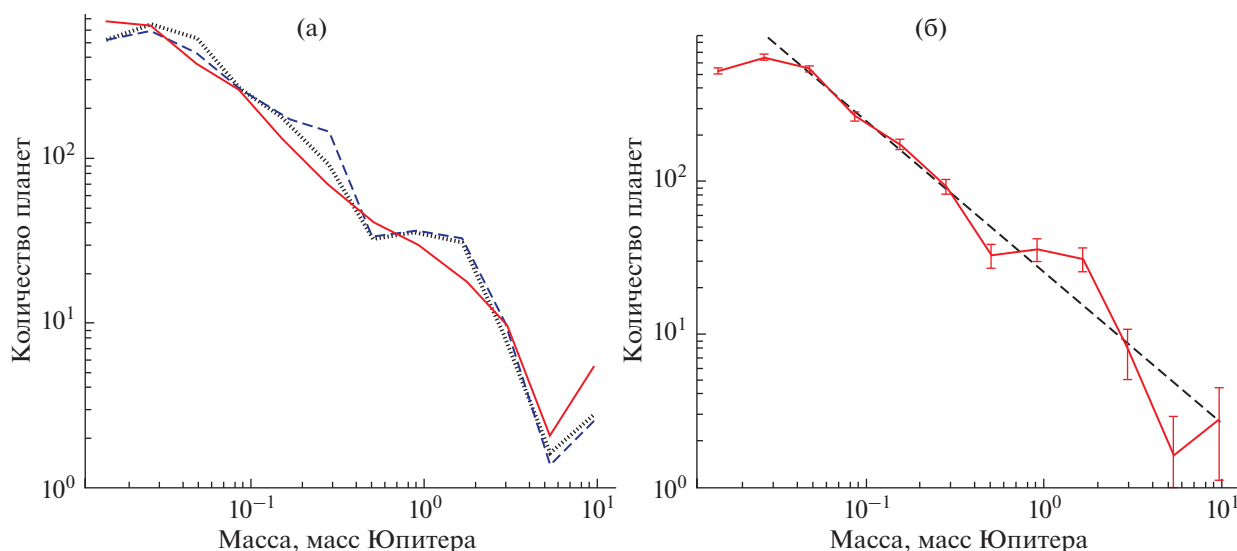


Рис. 5. (а). Распределение планет “Кеплера” по массам без учета (красная линия) и с учетом (синяя пунктирная линия) геометрической вероятности транзитной конфигурации. Черной точечной линией показано распределение планет “Кеплера” по массам с учетом геометрической вероятности транзитной конфигурации после исключения планет Kepler-34b, Kepler-16b и Kepler-1647b. (б). Распределение планет “Кеплера” по массам, построенного с учетом геометрической вероятности транзитной конфигурации (красная сплошная линия), и аппроксимация степенным законом $dN/dm \propto m^{-1.99}$ (черная пунктирная линия). Вертикальными отрезками показаны статистические погрешности по Пуассону.

быть $1/p$, причем подавляющее большинство из них не будут демонстрировать транзиты.

Согласно Winn (2014) геометрическая вероятность транзитной конфигурации:

$$p = \left(\frac{r_* \pm r}{a} \right) \left(\frac{1 + e \sin \omega}{1 - e^2} \right), \quad (2)$$

где r_* , r – радиус родительской звезды и радиус планеты соответственно; a – большая полуось орбиты планеты; e – эксцентриситет орбиты планеты; ω – угол перигентра восходящего узла; “ \pm ” – описывает случай скользящего транзита (“+”) или игнорирует его (“-”).

Если радиус планеты намного меньше радиуса звезды ($r \ll r_*$), а эксцентриситет орбиты близок к нулю ($e \approx 0$), уравнение (2) сводится к

$$p = r_*/a. \quad (3)$$

Чтобы учесть наличие планет без транзитов, мы построили новое распределение, рассмотрев каждую планету с транзитами со статистическим весом k_1 , обратно пропорциональным геометрической вероятности ее транзитной конфигурации:

$$k_1 = 1/p = a/r_*.$$

Полученное распределение было нормировано так, чтобы общее количество планет осталось неизменным.

Результат представлен на рис. 5а синей пунктирной линией.

На первый взгляд, учет геометрической вероятности транзитной конфигурации более отличает распределение планет по массам от степенного закона. Однако, если рассмотреть распределение планет “Кеплера” в зависимости от обратной вероятности транзитной конфигурации $k_1 = a/r_*$, то окажется, что новые осцилляции на графике вызваны в значительной степени влиянием трех планет с наименьшими значениями вероятности транзитной конфигурации, а значит – с наибольшим статистическим весом (Kepler-34b, Kepler-16b и Kepler-1647b) (рис. 6), которые вносят в гистограмму непропорционально большой вклад (и, возможно, являются статистическим выбросом). Исключив из рассмотрения эти три планеты, мы получили распределение, представленное на рис. 5а черной точечной линией.

Распределение планет “Кеплера” по массам, построенное с учетом геометрической вероятности транзитной конфигурации, было аппроксимировано степенной функцией (рис. 5б). Методом наименьших квадратов был вычислен показатель степени, который имеет значение -1.99 ± 0.08 ($dN/dm \propto m^{-1.99 \pm 0.08}$).

Применив критерий Колмогорова–Смирнова для сравнения распределений планет “Кеплера”, полученных с учетом и без учета вероятности транзитной конфигурации (красная сплошная и черная пунктирная линии на рис. 5а), мы обнаружили, что на уровне значимости $\alpha = 0.05$ оба распределения статистически различны. Это свиде-

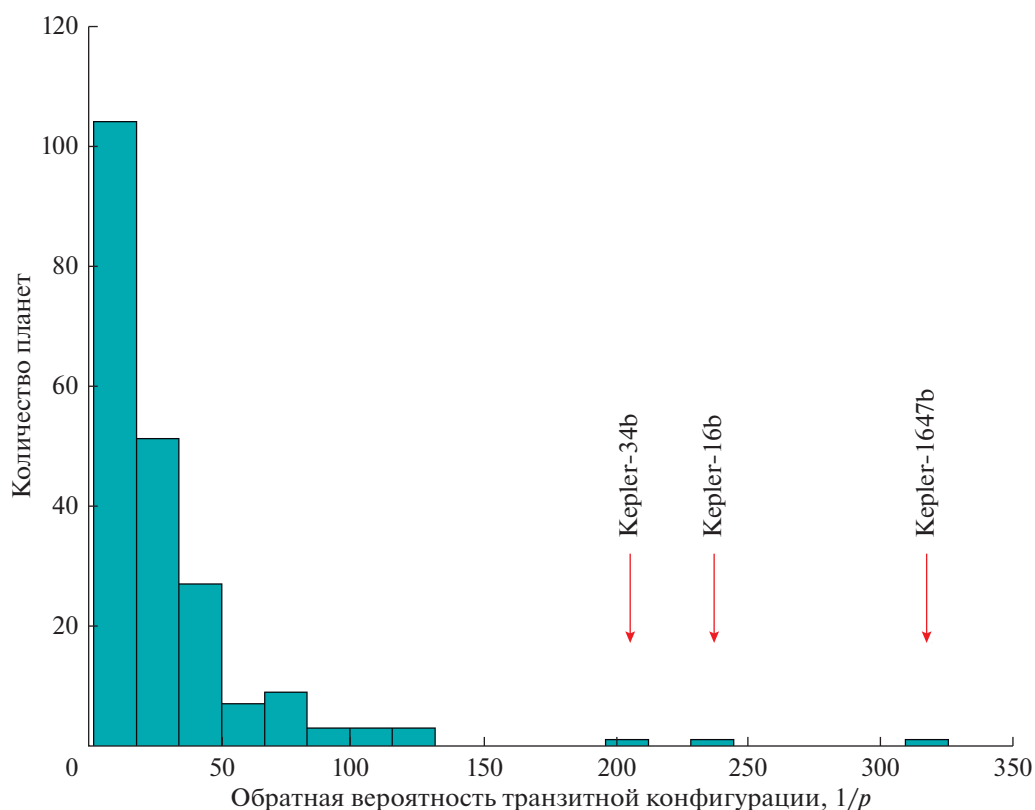


Рис. 6. Распределение планет “Кеплера” с измеренной массой в зависимости от обратной вероятности транзитной конфигурации $k_1 = 1/p$.

тельствует в пользу того, что распределение планет по массам действительно зависит от величины большой полуоси орбиты.

УЧЕТ ФАКТОРОВ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО МАССАМ ПЛАНЕТ, ОТКРЫТЫХ В НАЗЕМНЫХ ПРОГРАММАХ НАБЛЮДЕНИЙ ТРАНЗИТОВ НА CoRoT

Наземные программы наблюдений транзитов, такие, как SuperWASP, HATNet, HAT-South, KELT, XO, QES и др. ведут поиск планет с помощью фотометрических наблюдений автоматическими широкоугольными телескопами небольшой апертуры (обычно 10–40 см). Наблюдения сквозь турбулентную земную атмосферу ограничивают точность единичного фотометрического замера величиной 0.1–0.3%, что затрудняет обнаружение планет за пределами размерного класса гигантов, т.е. планет с радиусами менее 0.7–0.8 радиусов Юпитера (у солнцеподобных звезд). Наземные программы наблюдений транзитов оптимизированы под поиск горячих юпитеров, поэтому подавляющее большинство открытых в них планет относится именно к этому типу.

Размеры планет-гигантов практически не зависят от их массы – и планеты с массой Сатурна (0.3 масс Юпитера), и планеты с массой ~10 масс Юпитера имеют приблизительно одинаковые радиусы, близкие к радиусу Юпитера. Исключение составляют планеты, расположенные очень близко к своей звезде и нагретые звездным излучением до температур свыше 1000–1200 К. Сильный нагрев приводит к “разбуханию” планетных атмосфер и увеличению видимого радиуса планет с транзитами, иногда до 1.5–2 радиусов Юпитера, такие планеты называют “раздутыми” (inflated).

Поскольку наземные программы наблюдений транзитов не эффективны в поисках планет с радиусами менее 0.7–0.8 радиусов Юпитера, распределение по массам планет с транзитами не искажено наблюдательной селекцией только в области планет-гигантов. Транзиты планет меньшего размера (нептунов и суперземель) детектируются плохо (замываются звездными мерцаниями), поэтому из трех сотен планет с транзитами, открытых в наземных обзорах, только 14 имеют радиусы меньше 0.7 радиусов Юпитера (HAT-P-11b, HAT-P-26b, HATS-7b, WASP-156b, 55 Cnc e, GJ 1214b, LHS 1140b, c, и планеты системы TRAPPIST-1).

Чтобы сравнить распределение по массам планет с транзитами, открытых в наземных наблюдатель-

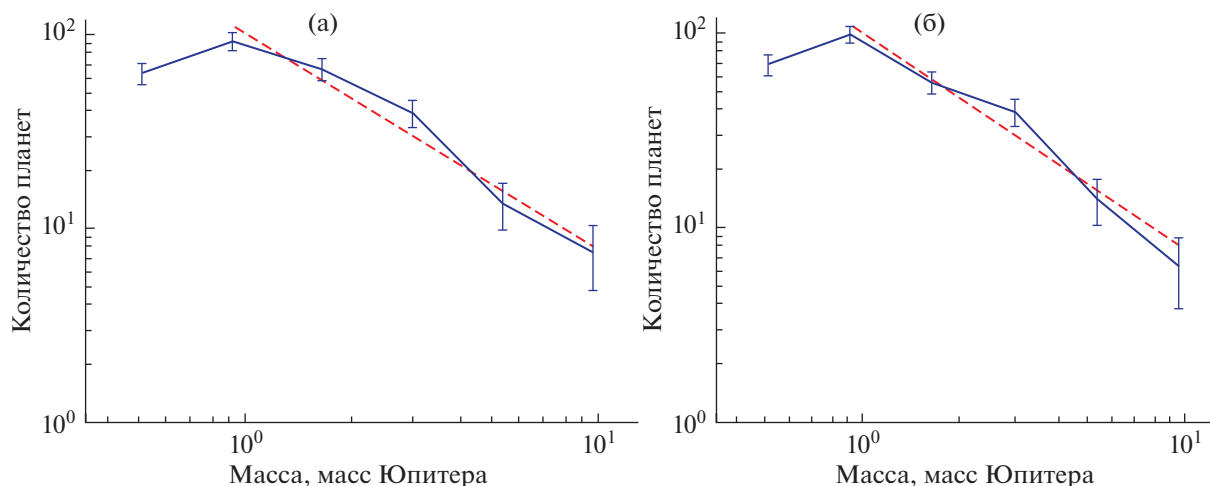


Рис. 7. (а). Распределение по массам транзитных планет, обнаруженных наземными наблюдательными программами и спутником CoRoT (сплошная синяя линия). Синими отрезками показаны статистические погрешности по Пуассону. Красной пунктирной линией показан степенной закон с показателем степени -2.12 . (б). Распределение по массам транзитных планет, обнаруженных наземными наблюдательными программами и спутником CoRoT, скорректированное с учетом геометрической вероятности транзитной конфигурации (синяя линия). Вертикальными отрезками показаны статистические погрешности по Пуассону. Красной пунктирной линией показан степенной закон с показателем степени -2.17 .

ных программах и на CoRoT, с распределением по массам планет “Кеплера”, мы рассмотрели планеты, открытые в наземных наблюдательных программах, с массами в диапазоне от 0.378 до 13 масс Юпитера, таких планет оказалось 288. Мы разбили этот диапазон на 6 интервалов, с тем, чтобы границы интервалов совпадали с границами интервалов в распределении планет “Кеплера”. Как и в предыдущем случае, мы исключили из рассмотрения крайнюю левую точку, где возможна неполнота данных, и аппроксимировали полученное распределение степенным законом. Показатель степени был вычислен методом наименьших квадратов. Распределение по массам планет с транзитами, открытых в наземных наблюдательных программах, с хорошей точностью следует степенному закону с показателем степени -2.12 ± 0.12 (рис. 7а). Как и в случае с планетами “Кеплера”, погрешность показателя степени была вычислена по формуле стандартной ошибки коэффициента регрессии.

Хотя значения геометрической вероятности транзитной конфигурации для планет, обнаруженных в наземных транзитных наблюдательных программах, варьируются не так сильно, как для планет “Кеплера”, мы учли этот фактор согласно методике, описанной в разделе “Учет геометрической вероятности транзитной конфигурации”. Мы аппроксимировали полученное распределение степенной функцией, исключив крайнюю левую точку. Показатель степени был вычислен методом наименьших квадратов и составил -2.17 ± 0.12 . Скорректированное распределение и результат аппроксимации представлены на рис. 7б.

Применение критерия Колмогорова–Смирнова с уровнем значимости $\alpha = 0.05$ показало, что распределение по массам планет с транзитом, обнаруженных в наземных программах наблюдений и на CoRoT, следует степенному закону как без учета, так и с учетом вероятности транзитной конфигурации. Этот же критерий показал, что оба варианта распределения являются статистически схожими. Другими словами, для планет, обнаруженных в наземных программах наблюдений и на CoRoT, зависимость массового распределения от величины большой полуоси орбиты не проявляется. Возможно, это связано с тем, что подавляющее большинство планет с транзитом удалено от своих звезд не далее, чем на 20 звездных радиусов (в Солнечной системе это соответствует расстоянию <0.1 а. е.).

ЗАВИСИМОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛАНЕТ ПО МАССАМ ОТ СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА РОДИТЕЛЬСКИХ ЗВЕЗД (FGK)

До сих пор мы анализировали распределения планет с транзитами по массам, игнорируя свойства родительских звезд. Однако свойства планетных систем существенно зависят от свойств родительских звезд, в частности, распространенность планет-гигантов растет с ростом массы и металличности звезд (Udry и др., 2005, Perryman, 2011), а распространенность планет малых масс, напротив, увеличивается с уменьшением массы и металличности родительских звезд (Brewer и др., 2018). Распределения планет по массам для звезд разных спектральных классов, возможно, различны.

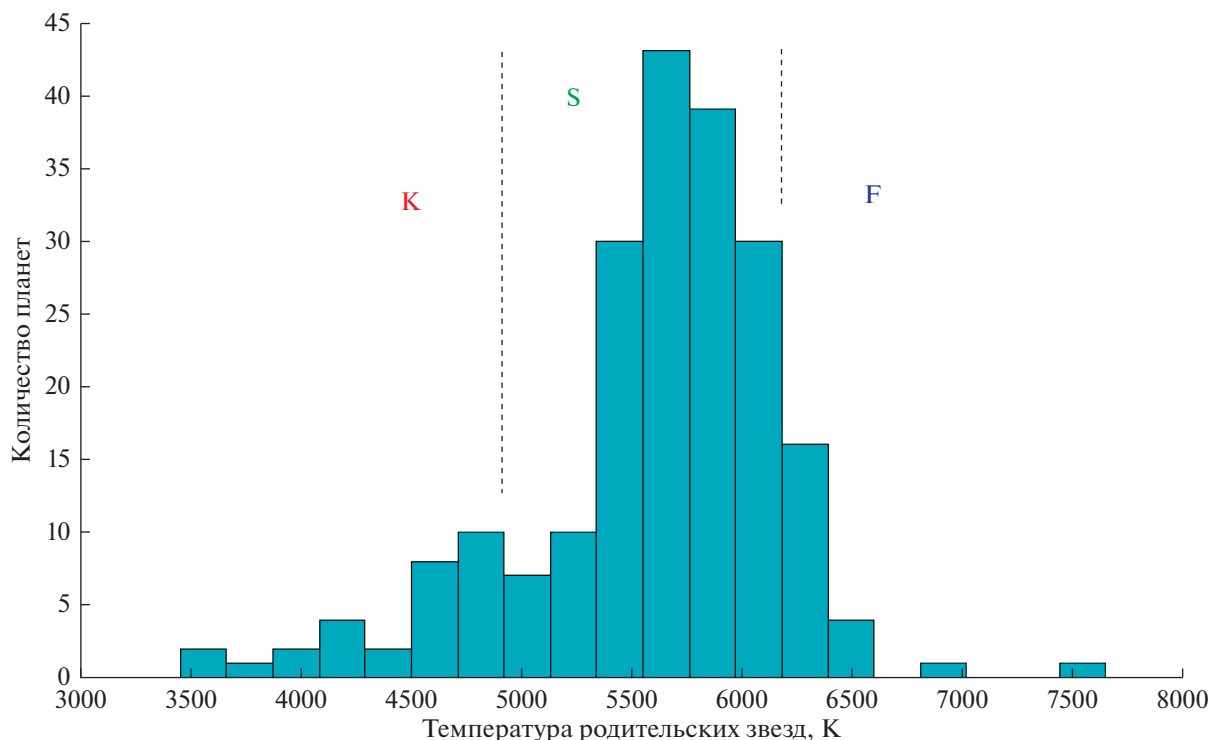


Рис. 8. Распределение по эффективным температурам родительских звезд планет “Кеплера” с транзитами с измеренной массой. Показано разделение планет на группы в зависимости от эффективной температуры родительских звезд: в группу К входят планеты у звезд холоднее 5000 К, в группу S – планеты у звезд с температурой от 5000 до 6200 К, в группу F – планеты у звезд горячее 6200 К.

На рис. 8 представлено распределение по эффективным температурам родительских звезд планет “Кеплера” с транзитами с измеренной массой.

Подавляющее большинство родительских звезд программы наблюдения на космическом телескопе им. Кеплера имеют эффективные температуры от 5400 до 6200 К, т.е. являются солнцеподобными. Это не случайно – именно солнцеподобные звезды были отобраны программой наблюдения “Кеплера” в качестве основных целей миссии. Тем не менее на “Кеплере” наблюдали и некоторое число звезд других спектральных классов.

Мы разделили планеты “Кеплера” с транзитами на три группы в зависимости от эффективной температуры их родительских звезд: в группу К вошли планеты, вращающиеся вокруг звезд с эффективной температурой ниже 5000 К, в группу S – планеты, чьи родительские звезды имеют эффективные температуры от 5000 до 6200 К (в эту группу попадают звезды примерно от спектрального класса от F8 до K2), и в группу F – планеты горячих звезд с эффективными температурами свыше 6200 К. В группу К вошла 531 планета, из которых масса была измерена у 33, в группу S – 1856 планет, масса измерена у 157, в группу F – 177 планет, масса измерена у 20 (рис. 8).

Мы удалили из группы К планету Kepler-432b с массой $5.41 (+0.32; -0.18)$ масс Юпитера, поскольку родительская звезда Kepler-432 является не звездой главной последовательности, а красным гигантом (при массе 1.32 солнечных масс ее радиус достигает 4.06 солнечных радиусов). Находясь на главной последовательности, эта звезда имела спектральный класс F. Таким образом, в группе К остались 32 планеты.

Мы применили к каждой группе процедуру, описанную в разделе “Учет разной доли планет...”, уменьшив количество интервалов разбиения с 12 до 6 (по правилу Стёрджиса для 32 планет), что проиллюстрировано на рис. 9–10.

Из-за малого количества планет в группах F и K соответствующие распределения не выглядят гладкими, однако, как показывает проведенный тест Колмогорова–Смирнова, они следуют степенному закону. Аппроксимированное найденное распределения степенным законом, мы вычислили показатели степени и их стандартные отклонения согласно методике, описанной в разделе “Учет разной доли планет...”. Для группы K показатель степени оказался равным -2.08 ± 0.24 ($dN/dm \propto m^{-2.08 \pm 0.24}$), для группы S: -1.97 ± 0.11 ($dN/dm \propto m^{-1.97 \pm 0.11}$), для группы F: -1.41 ± 0.10 ($dN/dm \propto m^{-1.41 \pm 0.10}$) (см. рис. 10).

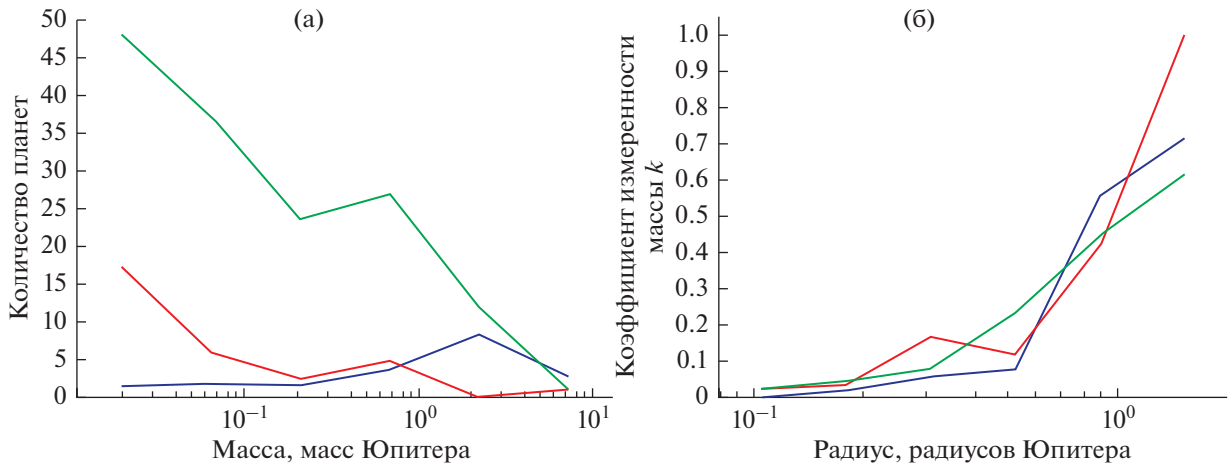


Рис. 9. (а). Распределения по массам планет “Кеплера”, построенные отдельно для групп спектральных классов родительских звезд К (красная линия), S (зеленая линия) и F (синяя линия), без учета эффектов наблюдательной селекции (в частности, коэффициента измеренности масс). (б). Зависимость коэффициента измеренности массы k от радиуса для планет “Кеплера” из каждой группы: К (красная линия), S (зеленая линия) и F (синяя линия).

Если показатели степени в распределениях планет “Кеплера” из групп К и S согласуются друг с другом, в пределах погрешностей приблизительно равны -2 , то распределение планет из группы F заметно от них отличается. Чтобы определить, является ли это различие объективным, или оно представляет собой следствие неучтенной ранее наблюдательной селекции, мы рассмотрели распределение планет “Кеплера” из групп F, K и S по радиусам (всех планет, а не только тех, у кого была измерена масса).

На рис. 11а представлены распределения по радиусам планет “Кеплера” с транзитами из групп F, K и S. Для наглядности мы нормировали эти распределения на количество планет в каждой группе, результат представлен на рис. 11б.

Сравнение распределений планет из групп F, K и S по радиусам демонстрирует явный дефицит планет небольших размеров в группе F в сравнении с группами K и S. Если максимум в распределении планет из групп K и S приходится на планеты с радиусом 2 радиуса Земли, то в распределении планет из группы F – на планеты с радиусом 3 радиуса Земли. Это может быть связано с тем, что звезды главной последовательности спектрального класса F в среднем 1.3–1.5 раза больше, чем звезды спектрального класса G, и в 1.7–2 раза больше, чем звезды спектрального класса K (Агемян, 1981). При заданной глубине транзита радиусы планет с транзитами у звезд спектрального класса F пропорционально больше, чем радиусы планет у звезд спектральных классов G и K.

Изучение эффективности автоматических алгоритмов, отыскивающих сигналы транзитов в кривых блеска целевых звезд “Кеплера”, предпринималось неоднократно (Christiansen и др.,

2015; 2016). Эффективность поискового алгоритма SOC версии 9.2 увеличивается от 0 до ~90% для отношения сигнал/шум (MES) от 6 до 12 для орбитальных периодов короче 50 земных сут, и существенно падает для планет с орбитальными периодами свыше 150 земных сут. Поскольку при постоянном уровне шума величина MES пропорциональна глубине транзита (Tenenbaum и др., 2013), неполнота данных “Кеплера” для звезд F-класса становится существенной при больших радиусах планет с транзитами.

Чтобы подтвердить гипотезу о том, что распределения планет “Кеплера” у звезд F-группы искажены наблюдательной селекцией, мы рас-

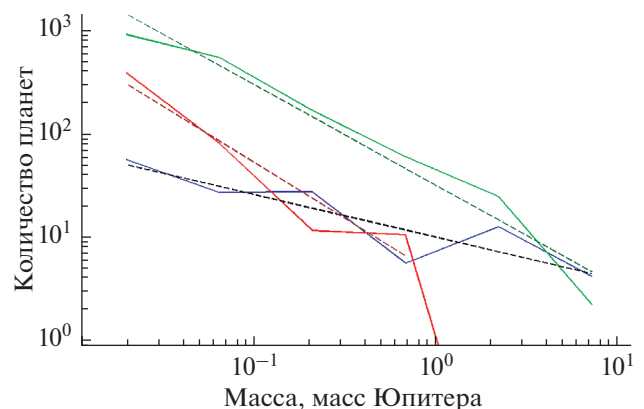


Рис. 10. Распределение по массам планет “Кеплера” из групп F (синим), K (красным) и S (зеленым) после учета коэффициентов измеренности массы k . Пунктирными линиями показаны аппроксимирующие их степенные зависимости с показателем степени -1.41 (черным), -2.08 (темно-красным) и -1.97 (темно-зеленым).

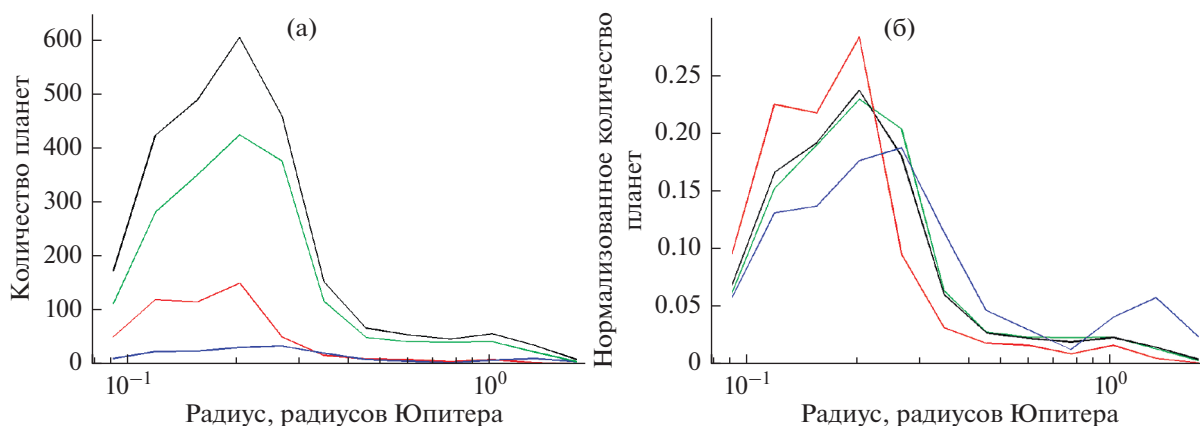


Рис. 11. (а). Распределения по радиусам планет “Кеплера” с транзитами групп F (177 планет, синяя линия), K (531 планета, красная линия) и S (1856 планет, зеленая линия). Черным цветом показано суммарное распределение (2564 планеты). (б). То же, что и на рис. 11а, но распределения нормированы на количество планет в каждой группе.

смотрели планеты у звезд горячее 6200 К, обнаруженные наземными транзитными наблюдательными программами и спутником CoRoT. Таких планет оказалось 85. Ниже представлено распределение этих планет по массам. (Количество интервалов разбиения было определено по правилу Стёрджиса – для 85 планет оно равно 7.)

Как и раньше, исключив крайнюю левую точку и аппроксимировав распределение степенным законом (рис. 12), мы получили показатель степени, равный -1.97 ± 0.17 : $dN/dm \propto m^{-1.97 \pm 0.17}$.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МАССАМ ПЛАНЕТ У ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА M

Планет с транзитами с измеренной массой, вращающихся вокруг звезд спектрального класса M,

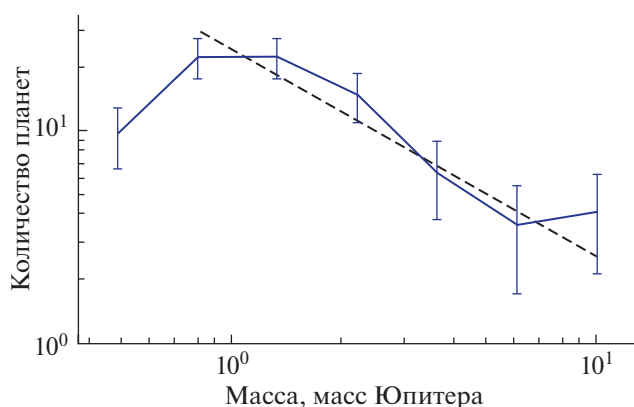


Рис. 12. Распределение планет с транзитами, обнаруженных в наземных программах наблюдений и на CoRoT, и вращающихся вокруг звезд горячее 6200 К, и аппроксимация степенным законом. Вертикальными отрезками показаны статистические погрешности по Пуассону. Черной пунктирной линией показан степенной закон с показателем степени -1.97 .

известно слишком мало для надежных статистических выводов. На 11 сентября 2019 г. по данным NASA Exoplanet Archive их было известно всего 23. Однако планет у красных карликов, обнаруженных RV-методом, известно гораздо больше.

В июле 2019 г. в архиве электронных препринтов была опубликована работа Tuomi и др. (2019), посвященная изучению распространенности планет различных типов у M-звезд в окрестностях Солнца. Авторы успешно объединили разнородные данные, полученные в различных программах наблюдений, ведущих поиск планет RV-методом с помощью спектрографов HIRES/Keck, PFS/Magellan, HARPS/ESO, UVES/VLT, а также AAT, APF, CORALIE, ELODIE, HARPN, HET, LICK и SOPHIE. Всего наблюдениями было охвачено 426 звезд, многие из которых наблюдались независимо несколькими научными коллективами. Исследователи искали в данных колебания лучевых скоростей родительских звезд, не коррелирующие с какими-либо маркерами звездной активности и не сопровождающиеся колебаниями блеска. Если обнаруженное RV-колебание сопровождалось хотя бы одним признаком, свидетельствующим о непланетной природе, оно исключалось из рассмотрения. В результате было обнаружено 118 кандидатов в планеты, большинство из которых уже было известно ранее.

Поскольку 118 кандидатов были обнаружены в программах наблюдений с различной чувствительностью и продолжительностью наблюдений, авторы учли факторы наблюдательной селекции, вызванные неоднородностью данных. Они рассмотрели экзопланеты в параметрическом пространстве “орбитальный период–проективная масса” (аналогично Ананьева и др., 2019), где рассмотрены массы планет в интервале от 1 до 1000 масс Земли, а орбитальные периоды – от 1 до 10^4

земных суток. Tuomi и др. (2019) разделили каждый рассмотренный диапазон на восемь интервалов, равных в логарифмическом масштабе (таким образом, все пространство параметров оказалось поделено на 64 отдельные области), и для каждой области вычислили вероятность обнаружения планеты имеющейся совокупностью наблюдательных программ, см. рис. 14 в работе Tuomi и др. (2019).

Вероятность обнаружения планеты менялась от 0.887 для планет с массами от 421.7 до 1000 масс Земли (т.е. от 1.33 до 3.15 масс Юпитера) и орбитальными периодами от 1 до 3.16 суток, до 0.001 для планет с массами от 1 до 2.37 масс Земли и орбитальными периодами от 100 до 316 сут. Для планет с массой менее 2.37 масс Земли и орбитальными периодами свыше 316 сут эта вероятность падала до нуля – амплитуда колебаний лучевой скорости звезды, наводимая такими планетами, оказывалась слишком малой, чтобы ее можно было зафиксировать имеющимися средствами.

Авторы построили наблюдаемые распределения 118 планетных кандидатов по массам (рис. 15 в работе Tuomi и др., 2019) без учета различий в вероятности обнаружить планету в разных областях параметрического пространства. Мы применили к их данным похожую методику, что и к планетам “Кеплера” – а именно каждую планету мы рассмотрели со статистическим весом, обратным вероятности обнаружения в данной области параметрического пространства. Результат представлен на рис. 13.

Мы исключили из рассмотрения крайнюю левую точку, где велика неполнота данных (для планет с массами 1–2.37 масс Земли и орбитальными периодами, превышающими 316 сут, вероятность обнаружения равна нулю). Мы аппроксимировали степенной зависимостью участок распределения, близкий к прямой в логарифмическом масштабе (на рис. 13 он показан синей пунктирной линией), и получили показатель степени, равный -2.10 ± 0.15 ($dN/dm \propto m^{-2.10 \pm 0.15}$). Если степенной зависимостью аппроксимировать всю полученную гистограмму (черная сплошная линия на рис. 13), то показатель степени окажется равным -1.87 ± 0.38 ($dN/dm \propto m^{-1.87 \pm 0.38}$).

Пик на гистограмме в области ~ 300 масс Земли обусловлен семью планетами, причем шесть из них имеют орбитальный период от 10^3 до 10^4 земных суток, и лишь у одной – GJ 876 с – орбитальный период составляет 30.23 сут. Как и статистически значимая разница между распределениями планет “Кеплера” с учетом и без учета вероятности транзитной конфигурации (раздел “Учет геометрической вероятности...”), это свидетельствует в пользу предположения, что распределение экзопланет по массам зависит от длины большой

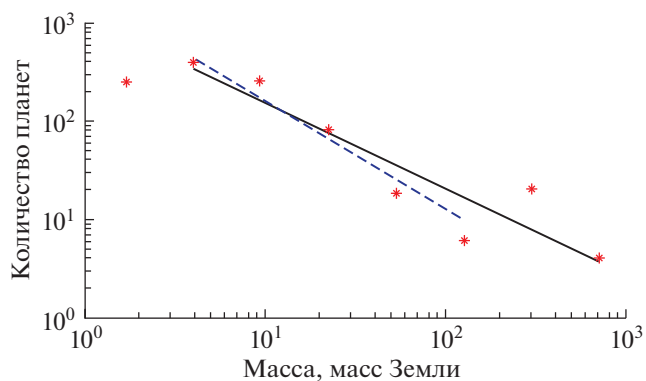


Рис. 13. Распределение по проективным массам (показано красными звездами) планет у М-звезд с учетом разной вероятности обнаружить планету в различных участках пространства параметров. Исключена крайняя левая точка, где данные не полны. Прямыми линиями показаны степенные зависимости с показателем степени -1.87 ± 0.38 (черная сплошная линия) и -2.10 ± 0.15 (синяя пунктирная линия).

полуоси орбиты (расстояния между планетой и звездой).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали распределения по массам трех групп экзопланет: планет “Кеплера” с транзитами, планет с транзитами, обнаруженных в наземных программах наблюдений и на ИСЗ CoRoT, и планет, обнаруженных RV-методом у близких красных карликов (по результатам Tuomi и др., 2019). Приняв во внимание наиболее значимые факторы наблюдательной селекции, различные для каждой группы планет, мы нашли, что распределения масс могут быть описаны универсальным степенным законом с показателем степени -2 : $dN/dm \propto m^{-2}$.

Распределение планет “Кеплера”, построенное с учетом геометрической вероятности транзитной конфигурации и скорректированное с учетом разной доли планет с измеренной массой в зависимости от их радиуса, описывается степенным законом с показателем степени -1.99 ± 0.08 . Распределение планет с планет, обнаруженных в наземных программах наблюдений и на CoRoT, описывается степенным законом с показателем степени -2.17 ± 0.12 . Наконец, распределение планет, обнаруженных методом лучевых скоростей у близких красных карликов, описывается степенным законом с показателем степени -2.10 ± 0.15 . Достоверность следования распределений степенному закону была проверена с помощью критерия Колмогорова–Смирнова с уровнем значимости $\alpha = 0.05$.

Также мы рассмотрели распределения по массам планет “Кеплера” с транзитами в зависимо-

сти от спектрального класса родительских звезд. Никакого статистически значимого различия обнаружить не удалось. Распределение по массам планет “Кеплера”, вращающихся вокруг звезд холоднее 5000 К, аппроксимируется степенным законом с показателем степени -2.08 ± 0.24 . Распределение планет “Кеплера”, вращающихся вокруг звезд с температурой от 5000 до 6200 К (т.е. солнцеподобных) аппроксимируется степенным законом с показателем степени -1.97 ± 0.11 . Распределение планет “Кеплера” у звезд горячее 6200 К следует другому степенному закону -1.41 ± 0.10 , но предположительно показано, что это следствие наблюдательной селекции, связанной с большими размерами дисков F звезд и низкой эффективностью обнаружения “Кеплером” наиболее мелких транзитов. Распределение планет у звезд горячее 6200 К, обнаруженных в наземных программах наблюдений и на CoRoT, описывается степенным законом с показателем степени -1.97 ± 0.17 .

Вместе с тем, учет геометрической вероятности транзитной конфигурации для планет “Кеплера” приводит к статистически значимому отличию полученного распределения от распределения, построенного без учета этого фактора. Это свидетельствует в пользу гипотезы, что распределение планет по массам зависит от расстояния между планетой и звездой. Анализ распределения планет, обнаруженных RV-методом у близких красных карликов, приводит к тому же выводу — большинство планет-гигантов у этих звезд имеют орбитальные периоды от 10^3 до 10^4 земных суток. Возможно, за снеговой линией, в области, недоступной методу поиска планет по транзитам, доля планет-гигантов значительно выше, чем во внутренних частях планетных систем.

Работа была выполнена по гранту Министерства образования и науки Российской Федерации 14.W03.31.0017 и в части последнего раздела по гранту РФФИ 18-19-00452.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агекян Т.А. Звезды. Галактики. Метагалактика. М.: Наука, 1981.
- Ананьева В.И., Тавров А.В., Венкстерн А.А., Чурбанов Д.В., Шашкова И.А., Кораблев О.И., Берто Ж.-Л. Распределение экзопланет-гигантов по истинным и проективным массам. Учет наблюдательной селекции // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 2. С. 133–146.
- Иванова А.Е., Ананьева В.И., Венкстерн А.А., Шашкова И.А., Юдаев А.В., Тавров А.В., Кораблев О.И., Берто Ж.-Л., Распределение транзитных экзопланет по массам с учетом факторов наблюдательной селекции // Письма в Астрон. журн. 2019. Т. 45. № 10. С. 1–8. <https://doi.org/10.1134/S0320010819100048>
- Фёрстер Э., Рёнц Б. Методы корреляционного и регрессионного анализа. Руководство для экономистов. М.: Финансы и статистика, 1983.
- Brewer J.M., Wang S., Fischer D.A., Foreman-Mackey D. Compact multi-planet systems are more common around metal poor hosts. 2018. <https://arxiv.org/pdf/1810.10009.pdf>
- Butler R.P., Wright J.T., Marcy G.W., Fischer D.A., Vogt S.S., Tinney C.G., Jones H.R.A., Carter B.D., Johnson J.A., McCarthy C., Penny A.J. Catalog of Nearby Exoplanets. 2006. <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0607493.pdf>
- Christiansen J.L., Clarke B.D., Burke C.J., Seader Sh., Jenkins J.M., Twicken J.D., Smith J.C., Batalha N.M., Haas M.R., Thompson S.E., Campbell J.R., Sabale A., Uddin A.K. Measuring transit signal recovery in the Kepler pipeline II: Detection efficiency as calculated in one year of data // Astrophys. J. 2015. V. 810. Iss. 2. Article id. 95. 11 p. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/810/2/95>
- Christiansen J.L., Clarke B.D., Burke C.J., Jenkins J.M., Bryson S.T., Coughlin J.L., Mullally F., Thompson S.E., Twicken J.D., Batalha N.M., Haas M.R., Catanzarite J., Campbell J.R., Uddin A.K., Zamudio K., Smith J.C., Henze C.E. Measuring transit signal recovery in the Kepler pipeline. III. Completeness of the Q1–Q17 DR24 Planet Candidate Catalog with important caveats for occurrence rate calculations // Astrophys. J. 2016. V. 828:99. 8 p. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/2/99>
- Cumming A., Butler R.P., Marcy G.W., Vogt S.S., Wright J.T., Fischer D.A. The Keck planet search: Detectability and the minimum mass and orbital period distribution of extrasolar planets // Proc. Astron. Soc. Pacific. 2008. V. 120(867). P. 531–554. <https://doi.org/10.1086/588487>
- Ho S., Turner E.L. The Posterior distribution of $\sin(i)$ values for exoplanets with $Mt \sin(i)$ determined from radial velocity data // Astrophys. J. 2011. V. 739. 26 p. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/739/1/26>
- Howard A.W., Marcy G.W., Johnson J.A., Fischer D.A., Wright J.T., Isaacson H., Valenti J.A., Anderson J., Lin D.N.C., Ida S. The occurrence and mass distribution of close-in super-Earths, Neptunes, and Jupiters // Science. 2010. V. 330(6004). P. 653–655. <https://doi.org/10.1126/science.1194854>
- Jorissen, Mayor, Udry. The distribution of exoplanet masses // Astron. and Astrophys. 2001. V. 379. P. 992–998. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011373> https://en.wikipedia.org/wiki/Kernel_density_estimation
- Marcy G., Butler R.P., Fischer D., Vogt S., Wright J.T., Tinney C.G., Jones H.R.A. Observed properties of exoplanets: Masses, orbits, and metallicities // Progress Theor. Phys. Suppl. 2005. V. 158. P. 24–42. DOI.org/10.1143/PTPS.158.24
- NASA Exoplanet Archive. 2019. <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>
- Perryman M. The Exoplanet Handbook. 2011.
- Petigura E.A., Howard A.W., Marcy G.W. Prevalence of Earth-size planets orbiting Sun-like stars // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2013. V. 110(48). P. 19273–19278. <https://doi.org/10.1073/pnas.1319909110>
- Sturges H. The choice of a class-interval // J. Amer. Statist. Assoc. 1926. V. 21. P. 65–66. (<https://vlgr.rane->

- pa.ru/pp/hmp/bks100tv1314/lect_TV07.pdf 25 апреля 2019).
- Tenenbaum P., Christiansen J.L., Jenkins J.M., Rowe J.F., Seader S., Caldwell D.A., Clarke B.D., Li J., Quintana E.V., Smith J.C., Stumpe M.C., Thompson S.E., Twicken J.D., Van Cleve J.* Detection of potential transit signals in the first three quarters of Kepler mission data // *Astrophys. J. Suppl.* 2012. V. 199:24. 15 p. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/199/1/24>
- Twicken J.D., Jenkins J.M., Seader S., Tenenbaum P., Smith J.C., Brownston L.S., Burke C.J., Catanzarite J.H., Clarke B.D., Cote M.T., Girouard F.R., Klaus T.C., Li J., McCauliff S.D., Morris R.L., Wohler B., Campbell J.R., Uddin A.K., Zamudio K.A., Sabale A., Bryson S.T., Caldwell D.A., Christiansen J.L., Coughlin J.L., Haas M.R., Henze C.E., Sanderfer D.T., Thompson S.E.* Detection of potential transit signals in 17 quarters of Kepler data: Results of the final Kepler mission transiting planet search (DR25) // *Astron. J.* 2016. V. 152:158. 25 p. <https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/6/158>
- Tuomi M., Jones H.R.A., Butler R.P., Arriagada P., Vogt S.S., Burt J., Laughlin G., Holden B., Shectman S.A., Crane J.D., Thompson I., Keiser S., Jenkins J.S., Berdiñas Z., Diaz M., Kiraga M., Barnes J.R.* Frequency of planets orbiting M dwarfs in the Solar neighbourhood. 2019. <https://arxiv.org/pdf/1906.04644.pdf>
- Udry, Fischer, Queloz.* A decade of radial-velocity discoveries of exoplanets. 2005. <https://www.lpi.usra.edu/books/PPV/8058.pdf>
- Winn J.N.* Transits and Occultations // *Exoplanets* / Ed. Seager S. Univ. Arizona Press, 2014. 526 p.

УДК 523-52

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД МОМЕНТОВ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ КОАГУЛЯЦИИ СМОЛУХОВСКОГО В ТЕОРИИ АККУМУЛЯЦИИ ПЫЛЕВЫХ ТЕЛ В ДОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

© 2020 г. А. В. Колесниченко*

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

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

Поступила в редакцию 26.11.2019 г.

После доработки 26.12.2019 г.

Принята к публикации 13.01.2020 г.

Применительно к проблеме объединения пылевых частиц, являющихся основным структурообразующим элементом планетезималей в допланетном облаке, предлагается параметрический метод моментов решения интегро-дифференциального уравнения Смолуховского, описывающего дисперсную коагуляцию дискового вещества. Рассмотрен параметрический подход к нахождению функции распределения допланетных тел по размерам, основанный на диаграмме Пирсона, при помощи которой вполне удовлетворительно отыскиваются соответствующие распределения по их первым четырем моментам. Этот подход особенно эффективен, когда необходимо знание только общих свойств функций распределения коагулирующих тел по объемам и их временная эволюция. Поскольку кинетика процессов укрупнения допланетных тел существенным образом зависит от конкретного вида ядер коагуляции, то в работе предложен достаточно общий метод их аппроксимации, позволяющий получить для них упрощенные выражения. В качестве практического приложения параметрический метод моментов продемонстрирован на ряде примеров роста допланетных тел. Полученные результаты обеспечивают новый продуктивный подход к решению ключевой проблемы звездно-планетной космогонии, связанной с объяснением процесса роста межзвездных пылевых частиц до крупных планетезималей.

Ключевые слова: уравнение коагуляции Смолуховского, метод моментов, протопланетный диск, процессы коагуляции в пылевых средах

DOI: 10.31857/S0320930X20030068

ВВЕДЕНИЕ

Изучение проблемы происхождения и эволюции Солнечной системы, возникновения разнообразных природных условий на Земле и других планетах представляет одно из важнейших направлений современной космогонии. Решение этой проблемы связано с проведением комплекса исследований по самым актуальным вопросам астрофизики, геофизики и космохимии на основе развития теории, обобщения и анализа экспериментальных данных и построения соответствующих математических моделей. За последние годы, благодаря впечатляющим успехам астрофизики, открытиям протопланетных дисков и внесолнечных планетных систем, а также бурному развитию вычислительной математики, расширились возможности комплексных исследований физической структуры и эволюции допланетного газопылевого облака вокруг молодой звезды солнечного типа, из которых, по современным представлениям, формируются планеты.

Создание адекватных космогонических моделей связано с изучением динамической и тепловой эволюции гетерогенного газопылевого вещества дифференциально вращающегося допланетного диска при учете турбулентных, магнетогидродинамических и радиационных процессов, протекающих с участием фазовых переходов, химических реакций и коагуляции (см., например, Сафронов, 1960; 1969; Goldreich, Ward, 1973; Nakamoto, Nakagawa, 1994; Weidenschilling, 1980; nakagawa и др., 1983; 1986; Dubrulle и др., 1995; Youdin, Shu, 2002; Колесниченко, 2004; 2005; Marov, Kolesnichenko, 2001; 2013). От пространственно-временного распределения гидро-термодинамических параметров дисковой среды зависят агрегатное состояние основных компонентов допланетного вещества, расположение их фронтов конденсации-сублимации, а также химический состав планет, их спутников, астероидов и комет.

К сожалению, все еще большое число проблем, связанных с данным направлением исследований, пока остается нерешенным. К ним, в

первую очередь, относятся вопросы, связанные с ранними этапами эволюции Солнечной системы и причинами ее уникальности по сравнению с известными планетными системами у других звезд. В частности, условия, при которых начинается образование планет в протопланетном диске, все еще остаются плохо понятыми, несмотря на несколько десятилетий астрофизических исследований. В связи с этим, приоритетным по-прежнему остается ключевой вопрос космогонии — каким образом в протопланетном облаке происходит процесс роста твердых тел от пылевых частиц до крупных агломератов (с большой начальной массой порядка массы астероидов $\sim 10^{15} - 10^{19}$ г и размерами в пределах 0.1–10 км) и от планетезималей до планет?

Важно отметить, что до последнего времени в большинстве теоретических моделей объединения пылевых частиц в допланетном диске изначально принималась компактная структура возникающих пылевых кластеров. Однако, как теперь стало ясно, растущие благодаря взаимным столкновениям частиц пылевые образования могут иметь весьма ажурную структуру и чрезвычайно низкую объемную плотность (см., например, Blum, 2004; Ormel и др., 2007; Suyama и др., 2008; Wada и др., 2008; Okuzumi и др., 2011; Suyama и др., 2012). Для подобных ворсистых агрегатов, имеющих по сравнению с компактными пылевыми частицами относительно большие геометрические поперечные сечения, меняется весь режим движения в газопылевой космической среде, в частности, из-за значительного изменения силы трения. Следовательно, для адекватного моделирования эволюции пылевых агрегатов в диске и, в конечном счете, механизма образования рыхлых протопланетезималей, нужно привлекать к рассмотрению их фрактальные свойства и внутреннюю структуру.

В отличие от ряда классических исследований (см., например, Сафронов, 1969; Weidenschilling, 1980; Nakagawa и др., 1981; 1986), в которых моделирование велось в рамках “обычной” сплошной среды, в работах (Колесниченко, 2000; Колесниченко, Маров, 2014а) предлагалось рассматривать совокупность пылевых агрегатов как особый тип сплошной среды — фрактальной среды, для которой существуют точки и области, не заполненные ее частицами. При этом гидродинамическое моделирование такой среды, обладающей нецелой массовой размерностью D , необходимо проводить, в общем случае, в рамках дробно-интегральной модели, использующей различные интегралы дробных порядков, для которых порядок дробного интегрирования определяется массовой размерностью пылевых кластеров, а сам интеграл интерпретируется как особый тип интеграла на фрактале с точностью до числового множителя (см. Tarasov, 2005; 2010).

Поскольку вид коэффициентов коагуляции пылевых кластеров (в частности, коэффициенты мономер-кластерной коагуляции и кластер-кластерной коагуляции) существенно изменяется во фрактальной среде (см. Kolesnichenko, 2001; Kolesnichenko, Marov, 2006; Колесниченко, Маров, 2014б), то это обстоятельство усложняет также решение кинетического уравнения Смолуховского, моделирующего процессы аккумуляции допланетных тел.

Именно по этой причине возникает насущная необходимость в разработке нового подхода, позволяющего находить полуэмпирические функции распределения частиц по размерам в случае, когда имеются лишь ограниченные данные о коэффициентах коагуляции. В частности, для таких распределений возможно получить приемлемые аппроксимации в тех случаях, когда разработан теоретический способ определения нескольких целых моментов, причем само искомое распределение остается при этом неизвестным.

В качестве таких аппроксимирующих распределений в представленной работе предложено использовать кривые Пирсона (Pearson, Hartley, 1954). Решение поставленной задачи базируется на приближенных методах получения первых моментов функции распределения, которые позволяют найти центральные моменты, а затем и параметры кривых Пирсона. В работе проводится сравнение подобных методов и обсуждается практическая применимость каждого из них. На основе полученных моментов найдены соотношения, позволяющие, в частности, оценить среднее значение, рассеяние, симметрию и островершинность вероятностного распределения искомых характеристик стохастической системы. Эти соотношения используются затем при подборе полуэмпирических моделей распределения по диаграмме Пирсона (Hahn, Shapiro, 1967). В качестве справочного материала приведены точные и полные формулы для основных типов кривых Пирсона. Полученные результаты применимы для любых распределений частиц по размерам, для которых найдены первые четыре начальных момента.

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ СМОЛУХОВСКОГО МЕТОДОМ МОМЕНТОВ

Для моделирования процесса аккумуляции допланетных тел будем использовать методы теории коагуляции, в которой рассматривается преимущественно лишь объединение частиц. Хотя в процессе аккумуляции планетезималей существенную роль играет также дробление сталкивающихся тел, учет которого сильно усложняет изучение этого процесса, в данной работе мы ограничимся рассмотрением пространственно однородной аккумуляции тел, не подвергающихся дроблению.

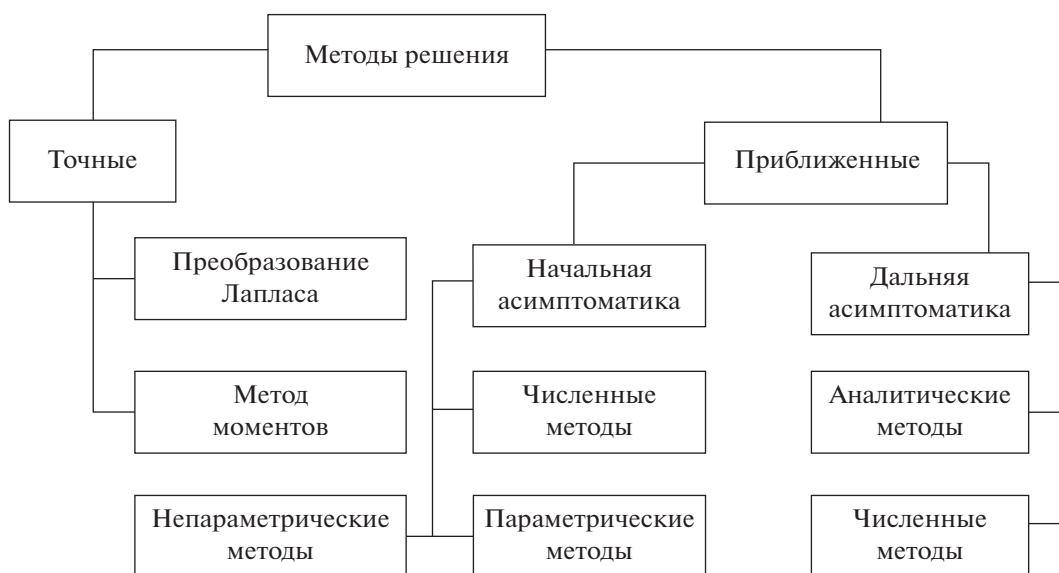


Рис. 1. Методы решения уравнения коагуляции Смолуховского.

Интегральная форма записи кинетического уравнения коагуляции Смолуховского (Smoluchowski, 1917) в этом случае записывается в виде:

$$\frac{\partial f(v, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^v K(v-w, w) f(v-w, t) f(w, t) dw - f(v, t) \int_0^{\infty} K(v, w) f(w, t) dw, \quad (1)$$

где $f(v, t)$ – непрерывная функция распределения (спектр) по объемам v коагулирующего роя пылевых частиц; $K(v, w)$ – ядро коагуляции, описывающее вероятность столкновения и объединения частиц с объемами v и w . Коэффициент $K(v, w)$ является неотрицательной функцией, симметричной относительно своих аргументов, $K(v, w) = K(w, v) \geq 0$. Для решения интегро-дифференциального кинетического уравнения (1) необходимо задание начального условия

$$f(v, 0) = f_0(v), \quad (2)$$

а также выполнение условий $f(v, t) \rightarrow 0$ при $v \rightarrow 0$ и $v \rightarrow \infty$.

Точные методы решения уравнения коагуляции. Обсудим кратко некоторые методы решения кинетического уравнения коагуляции (1), которое по своей структуре является интегро-дифференциальным уравнением. Решение подобных уравнений представляет значительные математические трудности. Имеющиеся методы решения уравнения (1) для упрощения их анализа можно разбить на группы (см. рис. 1). Точные аналитические методы решений образуют небольшую группу, обзор их можно найти в работах (Волошук, Седунов, 1975; Попель и др., 1975; Волошук, 1984).

При этом класс точных решений, основанных на применении интегрального преобразования Лапласа, может быть получен только для ядер коагуляции, являющихся линейными функциями по каждому из аргументов в отдельности, т.е. для ядер вида

$$\begin{aligned} K_0(v, w) &= G_0, & K_1(v, w) &= G_1(v+w), \\ K_2(v, w) &= G_2vw. \end{aligned} \quad (3)$$

Наиболее теоретически продвинутыми к настоящему времени являются исследования процессов коагуляции для ядер типа $K_0(v, w) = G_0$, не зависящих от объемов коагулирующих частиц. Решение уравнения (1) с ядром $K_2(v, w) = G_2vw$ нельзя считать физически реализуемым, поскольку, начиная с некоторого момента времени, число частиц в системе становится отрицательным (см. Сафронов, 1969). В связи с исследованиями эволюции протопланетного газопылевого облака Сафроновым (1969) было получено аналитическое решение уравнения (1) с ядром, пропорциональным сумме объемов сталкивающихся частиц $K_1(v, w) = G_1(v+w)$, которое дает качественно правильный общий ход зависимости $K(v, w)$ от объемов тел. Однако, к сожалению, до сих пор не найдено ни одной дисперсной системы, для которой микрофизика коагуляционного процесса в точности приводила бы к ядрам подобного типа.

В монографии (Волошук, Седунов, 1975) рассмотрены решения кинетических уравнений с яд-

рами (3) и с начальным распределением в виде гамма-распределения

$$f(v, 0) = \begin{cases} N_0 \frac{\lambda^\beta}{\Gamma(\beta)} v^{\beta-1} \exp(-\lambda v), & v \geq 0, \lambda > 0, \beta > 0; \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (4)$$

где N_0 – суммарное количество частиц в начальный момент времени; $\Gamma(\beta) = \int_0^\infty x^{\beta-1} \exp(-x) dx$ – гамма-функция; в случае, когда β – положительное целое число, $\Gamma(\beta) = (\beta - 1)!$

Для начального условия (4) общее решение кинетического уравнения (1) с ядром $K_0(v, w) = G_0$ можно записать в виде

$$f(X, \xi_0) = \frac{(1 - \xi_0)^2}{v \xi_0} \exp(-\beta X) \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta^{k\beta}}{\Gamma(k\beta)} \xi_0^k X^{\beta k}, \quad (5)$$

где $X \equiv v N_0 / S$; $\xi_0 \equiv 1 - N(\tau_0) / N_0$; суммарное количество частиц $N(\tau_0)$ определяется равенством $N(\tau_0) = N_0(1 + N_0 \tau_0 / 2)^{-1}$; $\tau_0 \equiv G_0 t$; S – количество пылевой фазы в единице объема.

Для случая $\beta = 1$, соответствующего экспоненциальному начальному распределению, выражение (5) преобразуется к виду

$$f(X, \xi_0) = \frac{X}{v} (1 - \xi_0)^2 \exp[-X(1 - \xi_0)]. \quad (5.1)$$

Для $\beta = 2$ выражение (5) можно записать следующим образом

$$f(X, \xi_0) = \frac{X(1 - \xi_0)}{v \xi_0^{1/2}} \exp(-2X) \operatorname{sh}(2X \xi_0^{1/2}). \quad (5.2)$$

Общее решение уравнения (1) для случая ядра $K_1(v, w) = G_1(v + w)$ с начальным условием (4) записывается в виде

$$f(X, \xi_0) = \frac{X}{v} \xi_1 (1 - \xi_1) \exp[-(\beta + \xi_1)X] \times \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta^{\beta(k+1)} X^{\beta-1+k(\beta+1)}}{(k+1)! \Gamma[\beta(k+1)]}, \quad (6)$$

где $\xi_1 \equiv 1 - N(\tau_1) / N_0$; $\tau_1 \equiv G_1 t$; суммарное количество частиц $N(\tau_1)$ определяется равенством $N(\tau_1) = N_0 \exp(-S \tau_1)$.

При $\beta = 1$, т.е. для случая экспоненциального начального распределения, из (6) следует

$$f(X, \xi_0) = \frac{(1 - \xi_1)}{v \xi_1^{1/2}} \exp[-(\beta + \xi_1)X] I_1(2X \xi_1^{1/2}). \quad (6.1)$$

Метод моментов. В тех практически важных случаях, когда полного знания закона распре-

ления частиц не требуется, а достаточно лишь информации о поведении во времени нескольких

целых моментов $m_j \equiv \int_0^\infty v^j f(v, t) dv$ ($j = 0, 1, 2, \dots$) функции распределения $f(v, t)$, задача существенно упрощается (см., например, Marov, Kolesnichenko, 2001; Wright и др., 2001; Estrada, Cuzzi, 2008; Mingzhou и др., 2008; Cheni др., 2014). Для ядер вида (3) она решается точно.

Рассмотрим, в качестве примера, ядро $K_1(v, w) = G_1(v + w)$. Для нахождения решения воспользуемся методом моментов, смысл которого состоит в сведении уравнения (1) к бесконечной системе обыкновенных дифференциальных уравнений относительно моментов m_j ($j = 0, 1, 2, \dots$). Для получения этой системы умножим обе части уравнения (1) на v^j и проинтегрируем результат по v в пределах от 0 до ∞ ; в итоге получим следующую систему уравнений относительно моментов m_j :

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_0}{\partial t} &\equiv \frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty K(v, w) f(v, t) f(w, t) dw dv, \\ \frac{\partial m_1}{\partial t} &\equiv \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty (w - v) K(v, w) \times \\ &\quad \times f(v, t) f(w, t) dw dv = 0, \\ \frac{\partial m_j}{\partial t} &= \int_0^\infty \int_0^\infty [1/2(v + w)^j - v^j] K(v, w) \times \\ &\quad \times f(v, t) f(w, t) dw dv, \quad (j = 2, 3, \dots). \end{aligned} \quad (7)$$

Нулевой момент равен суммарному количеству частиц, а первый момент – количеству дисперсной фазы в единице объема:

$$\begin{aligned} m_0 &\equiv N(t) = \int_0^\infty f(v, t) dv, \\ m_1 &= S(t) = \int_0^\infty v f(v, t) dv. \end{aligned} \quad (8)$$

Для того чтобы выразить правые части уравнений этой системы также через моменты, нужно конкретизировать ядро коагуляции и принять допущение относительно начального вида функции распределения. В результате получим систему дифференциальных уравнений для определения числа частиц по размерам.

Например, для ядра $K_1(v, w) \equiv G_1(v + w)$ первые пять моментных уравнения (1) запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{G_1} \frac{\partial m_0}{\partial t} &= -m_1 m_0, & \frac{1}{G_1} \frac{\partial m_1}{\partial t} &= 0, \\ \frac{1}{G_1} \frac{\partial m_2}{\partial t} &= 2m_1 m_2, & \frac{1}{G_1} \frac{\partial m_3}{\partial t} &= 3(m_1 m_3 + m_2^2), \\ \frac{1}{G_1} \frac{\partial m_4}{\partial t} &= 4m_1 m_4 + 10m_2 m_3. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь предполагается, что дисперсная фаза не удаляется из рассматриваемого объема. Если ввести безразмерное время $\tau = G_1 S t$, то точное решение системы (9) может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} m_1 &= S, & m_2 &= m_2(0) \exp 2\tau, \\ m_3 &= \exp 3\tau \left[m_3(0) - \frac{m_2^2(0)}{S} (1 - \exp \tau) \right], \\ m_4 &= \exp 4\tau \left\{ 10 \frac{m_2(0)}{S} (\exp \tau - 1) \times \right. \\ &\times \left. \left[\frac{m_2^2(0)}{S} (\exp \tau - 1) + m_3(0) \right] + m_4(0) \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Приближенный метод моментов решения уравнения коагуляции. Приближенные методы решения уравнения Смолуховского (1) можно разделить на две основные группы: методы для получения начальной асимптотики и методы решений для получения дальних асимптотик. Первую группу методов можно разделить на численные и параметрические методы.

Поскольку в настоящее время не найдены аналитические методы решения кинетических уравнений (1) с произвольными ядрами, то многие исследования последних лет были посвящены разработке численных методов решения этих уравнений. Основное внимание в этих работах уделялось построению рациональных схем расчета уравнений (1), оценке точности получаемых результатов и развитию общих методик анализа результатов. Обзор по имеющимся реализациям численных методов можно найти, например, в работах (Волощук, 1984; Chan и др., 2006). Основная трудность при использовании численных методов решения уравнения (1) возникает из-за большого диапазона изменения частиц по размерам. Объемы, по которым производится интегрирование правой части уравнения (1), изменяются в общем случае в широких пределах, что затрудняет выбор рационального шага интегрирования. Для сужения области интегрирования применяются различные преобразования переменных и неравномерные сетки интегрирования (см. Волощук, 1984). Поэтой причине, несмотря на кажущуюся универсальность численных методов, они применяются сравнительно редко.

При удачном стечении обстоятельств, часто не требуется полного знания функции распределе-

ния частиц по размерам, а достаточно лишь информации о поведении во времени ее нескольких характеристик (таких как центр распределения, рассеяние, симметрия и островершинность), которые можно представить с помощью моментов распределения относительно нуля

$$m_j \equiv \int_0^{\infty} v^j f(v, t) dv, \quad (j = 0, 1, 2, \dots). \quad (11)$$

являющихся числовыми характеристиками случайной функции $f(v, t)$. Наиболее важной характеристикой центра распределения является среднее значение (математическое ожидание) $E(v) \equiv m_1 = \int_0^{\infty} v f(v, t) dv$. Тогда j -й момент относительно математического ожидания (или центральный момент) определяется как $\mu_j \equiv E[v - m_1]^j = \int_0^{\infty} (v - m_1)^j f(v, t) dv$. Первый центральный момент всегда равен нулю, $\mu_1 = 0$. Второй центральный момент (дисперсия) является показателем рассеяния и определяется соотношением

$$\mu_2 \equiv \sigma^2(v) \equiv E[v - m_1]^2 = \int_0^{\infty} (v - m_1)^2 f(v, t) dv. \quad (12)$$

Легко показать, что $\mu_2 = m_2 - m_1^2$. Третий момент относительно среднего, связанный с асимметрией распределения, определяется как

$$\mu_3 \equiv E[v - m_1]^3 = m_3 - 3m_2 m_1 + 2m_1^3. \quad (13)$$

Одновершинное распределение с $\mu_3 < 0$ имеет левостороннюю (отрицательную) асимметрию. Если $\mu_3 > 0$, то распределение имеет правостороннюю (положительную) асимметрию. Для симметричного распределения $\mu_3 = 0$. Величина

$$\sqrt{\beta_1} \equiv \mu_3 / (\mu_2)^{3/2} \quad (14)$$

измеряет отношение асимметрии распределения к мере рассеяния. Этот нормированный показатель позволяет сравнивать асимметрию двух распределений, имеющих различный масштаб (см., например, Hahn, Shapiro, 1967). Наконец четвертый момент относительно среднего связан с островершинностью распределения и называется эксцессом. Он определяется как

$$\mu_4 \equiv E(v - m_1)^4 = m_4 - 4m_3 m_1 + 6m_2 m_1^2 - 3m_1^4. \quad (15)$$

Величина

$$\beta_2 \equiv \mu_4 / \mu_2^2 \quad (16)$$

является относительным показателем эксцесса. Для нормального распределения, имеющего колоколообразную форму, значение $\beta_2 = 3.0$. Нормальное распределение обычно используется как

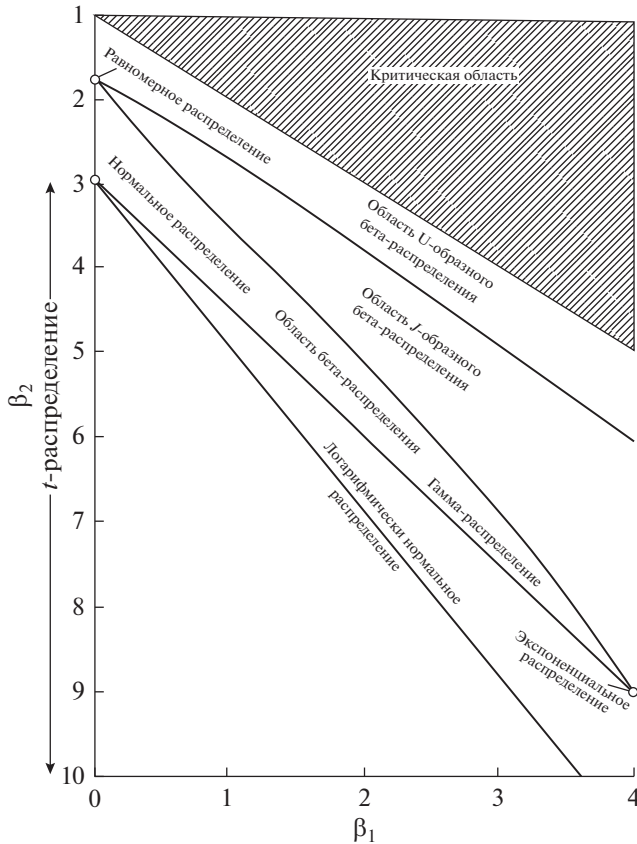


Рис. 2. Области в плоскости (β_1, β_2) для различных распределений.

стандарт, по которому сравнивается островершинность распределений.

Известно, что по первым четырем моментам распределения можно сделать параметрическую оценку самого распределения на основе диаграммы Пирсона, представленной на рис. 2 (см. Nahn, Shapiro, 1967). Далее будет продемонстрирована подобная методика.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ КОАГУЛЯЦИИ

Многие исследования последних лет были направлены на разработку различных параметрических методов решения кинетических уравнений Смолуховского с произвольными ядрами (см., например, Волошук, Седунов, 1975; Lee, 1983; Волошук, 1984; Логунов, 1979; Frenklach, Harris, 1987; McGraw, 1997; Barrett, Jheeta, 1996; Синайский, 1997; Barrett, Webb, 1998; Колесниченко, 2000; 2001; Marov, Kolesnichenko, 2001; Frenklach, 2002; Marchisio, Fox, 2005; Chani др., 2006; Mingzhou и др., 2008; Yu и др., 2008; 2011).

Параметрические методы основаны на предположении, что решение (точное или приближенное) принадлежит некоторому наперед задан-

ному параметрическому классу функций, в котором ищется приближение. Теоретически распределение $f(v, t)$ всегда может быть представлено в виде бесконечного ряда¹ по какой-либо полной ортогональной системе функций $\phi_k(v)$:

$$f(v, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k(t) \phi_k(v), \tag{17}$$

что позволяет использовать это разложение как параметрическое представление распределения $f(v, t)$ с параметрами $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$ исходное кинетическое уравнение (1) следует заменить системой моментных уравнений (7), число которых совпадает с числом неизвестных коэффициентов. В результате при подстановке (17) в (7) можно получить следующую систему нелинейных уравнений относительно моментов:

$$m_j \frac{\partial m_j}{\partial t} = \sum_{k,l=0}^{\infty} \alpha_k \alpha_l \beta_{klj},$$

$$m_j = \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k \int_0^{\infty} v^j \phi_k(v) dv,$$

$$\beta_{klj} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} K(v, w) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{2} (v+w)^j - v^j \right] \phi_k(v) \phi_l(w) dv dw. \tag{18}$$

В том случае, когда система функций $\phi_j(v)$ ортогональна и нормирована на единицу, то при умножении исходного кинетического уравнения (1) на $\phi_j(v)$ и последующем интегрировании по v , можно получить следующую систему уравнений

$$\frac{\partial \alpha_j}{\partial t} = \sum_{k,l=0}^{\infty} \alpha_k \alpha_l \beta_{klj}^*, \quad \beta_{klj}^* = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} K(v, w) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{2} \phi_j(v+w) - \phi_j(v) \right] \phi_k(v) \phi_l(w) dv dw,$$

которая, в отличие от системы (18), разрешена относительно производных по α_j . Коэффициенты β_{klj} и β_{klj}^* в (18) и (19) постоянны и должны определяться решением соответствующей системы. К сожалению, системы уравнений (18) и (19), в силу большого объема и громоздкости необходимых вычислений, могут быть решены только численно с помощью ЭВМ.

Важно иметь в виду, что определение коэффициентов β_{klj} существенно зависит от выбора ба-

¹ Заметим, что ряд (17) может быть даже расходящимся, моменты более высокого порядка могут вовсе не существовать, а аппроксимация несколькими первыми слагаемыми может оказаться лучшей, чем в том случае, когда указанный ряд сходится (см. Левин, 1974).

зисных функций $\varphi_j(v)$, в качестве которых могут быть использованы ряды Фурье, полиномы Эрмита, полиномы Чебышева, полиномы Лагерра и т.д. (см., например, Кендал, Стьюарт, 1966; Левин, 1974). Вместе с тем, исследования точности аппроксимации, которой можно достигнуть при использовании конечного числа членов разложения по полиномам Эрмита (так называемого ряда Грамма–Шарлье) показали следующее (см. Кендал, Стьюарт, 1966):

– Эти ряды могут вести себя нерегулярно, – сумма k членов может дать худшее приближение, чем сумма $(k - 1)$ членов.

– Сумма конечного числа членов этих рядов может привести к отрицательным значениям на “хвосте” распределения.

– Использование конечных рядов дает удовлетворительные результаты только в случае распределений с умеренной асимметрией ($\beta_1 < 0.7$).

Этот негативный результат является довольно серьезным препятствием при применении нескольких начальных членов ряда (17) для аппроксимации решения кинетического уравнения (1), когда требуется определить не только моменты искомого распределения, но и само распределение.

По счастью, для некоторых ядер специальных видов параметрический метод решения уравнения Смолуховского может быть несколько видоизменен и эффективно использован. К таким ядрам относятся симметричные ядра со степенью однородности η , которые имеют вид:

$$K(v, w) = G \sum_{j=0}^n \alpha_j (v^{\eta-\delta_j} w^{\delta_j} + v^{\delta_j} w^{\eta-\delta_j}), \quad (20)$$

где G – множитель, определяемый специфическими условиями, при которых происходит коагуляция; α_j и δ_j – заданные числа. К этому классу ядер относятся и ядра (3), при которых кинетическое уравнение допускает точные решения.

При подстановке (20) в (7) получается бесконечная система дифференциальных уравнений для моментов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_0}{\partial t} &= \frac{\partial N}{\partial t} = -G \sum_{j=0}^n \alpha_j m_{\eta-\delta_j} m_{\delta_j}, \\ \frac{\partial m_1}{\partial t} &= \frac{\partial S}{\partial t} = 0, \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{\partial m_p}{\partial t} &= \frac{G}{2} \sum_{j=0}^n \alpha_j \times \\ &\times \sum_{k=1}^{p-1} C_p^k (m_{\eta-\delta_j+p-k} m_{\delta_j+k} + m_{\eta-\delta_j+k} m_{\delta_j+p-k}), \\ &(p = 2, 3, \dots), \end{aligned} \quad (21)$$

где $C_n^j = n! / j!(n - j)!$ – биномиальные коэффициенты.

Для решения этой системы, в правые части которых входят в общем случае дробные моменты, необходимо иметь соотношения связи между дробными и целыми моментами. Эти соотношения могут быть получены на основе параметрических и непараметрических предположений о виде этих связей. Параметрические методы базируются на условии, что искомое распределение принадлежит определенному параметрическому классу.

Для уменьшения числа отыскиваемых параметров в качестве такого класса может быть выбрана совокупность известных распределений $f(v, t)$, включающая начальное распределение. Наиболее распространенным подходом является использование нормального распределения, которое дает приемлемое описание многих (хотя далеко не всех) реальных явлений. Аналогично, гамма-распределение и логарифмическое нормальное распределение могут быть использованы для описания случайных величин, ограниченных только с одной стороны (сверху, или снизу), в то время как бета-распределение – для описания случайных величин, ограниченных как сверху, так и снизу.

Хотя эти модели приводят к распределениям самой различной формы, все же и они не дают той степени обобщения, которая часто бывает необходима. Это иллюстрируется на рис. 2, где показаны области в плоскости (β_1, β_2) для различных распределений – нормального, бета-распределения (частный случай – равномерное распределение), гамма-распределения (частный случай – экспоненциальное распределение) и логарифмически нормального, где β_1 – квадрат нормированного показателя асимметрии, а β_2 – нормированный показатель островершинности. Сюда входит также t -распределение Стьюдента – симметричное распределение, сходящееся к нормальному, когда его параметр (число степеней свободы) произвольно увеличивается.

Пример 1. Предположим для простоты, что в результате процессов коагуляции распределение $f(v, t)$ остается в классе распределений, к которым принадлежит начальное распределение, а со временем меняются только его статистические параметры: среднее значение, дисперсия и т.п. В качестве начального распределения пылевых частиц по размеру (диаметру) $d(v)$ в газопылевом облаке, по аналогии с атмосферным аэрозолем, выберем двухпараметрическое логнормальное распределение.

Плотность вероятности логарифмически нормального закона зависит от среднего значения $\langle \ln d \rangle$ и показателя рассеяния (дисперсии) $\sigma_L^2 \equiv \langle (\ln d - \langle \ln d \rangle)^2 \rangle$ логарифма диаметра d :

$$f(d; \mu^*, \sigma_L) = \frac{N}{\sigma_L d \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(\ln d - \langle \ln d \rangle)^2}{2\sigma_L^2} \right\} = \frac{N}{\sigma_L d \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{\ln^2(d/\mu^*)}{2\sigma_L^2} \right\}. \quad (22)$$

Медиана распределения определяется, как нетрудно убедиться из (22), соотношением $\mu^* = \exp(\ln d)$, а средние значения самого диаметра и его дисперсии соответственно равны

$$\langle d \rangle = \exp(1/2 \sigma_L^2 + \ln \mu^*), \quad (23)$$

$$\sigma^2 \equiv \langle (d - \langle d \rangle)^2 \rangle = \langle d \rangle^2 [\exp \sigma_L^2 - 1].$$

Используя эти соотношения, можно получить формулы для статистических параметров (σ_L^2 и μ^*) логнормального распределения (22) только через средний диаметр частиц $\langle d \rangle$ и относительную дисперсию $\beta^2 \equiv \langle (d - \langle d \rangle)^2 \rangle / \langle d \rangle^2$ их размера:

$$\sigma_L^2 = \ln(1 + \beta^2), \quad \mu^* = \langle d \rangle / \sqrt{1 + \beta^2}. \quad (24)$$

Используем для этого формулу перехода $f(v) = f[d(v)] \left| \frac{\partial d(v)}{\partial v} \right|$ (справедливую для строго возрастающей функции $v = v(d)$ случайной величины d (см. Hahn, Shapiro, 1967)) и распределение (22) для определения плотности начального распределения объема $v = (\pi/6)d^3$ пылевых частиц; тогда

$$f(v; \sigma_L, \mu) = \frac{N}{3\sqrt{2}\pi\sigma_L v} \exp \left[-\frac{\ln^2(v/\mu)}{18\sigma_L^2} \right], \quad (25)$$

$$(\mu = (\pi/6)\mu^{*3}).$$

Пусть теперь процесс коагуляции пылевых частиц в диске не меняет этого распределения, а со временем меняются только параметры $\mu(t)$ и $\sigma_L^2(t)$. Введем моменты логнормального распределения

$$m_p(t) = \frac{N}{3\sqrt{2}\pi\sigma_L(t)} \int_0^\infty v^{p-1} \exp \left\{ -\frac{\ln^2[v/\mu(t)]}{18\sigma_L^2(t)} \right\} dv. \quad (26)$$

Согласно (Lee, 1983) для момента p -го порядка справедливо представление

$$m_p = m_1 \mu^{p-1} \exp \left[3/2 (p^2 - 1) \sigma_L^2 \right], \quad (27)$$

$$m_1 = S = \text{const},$$

позволяющее выразить дробные моменты, входящие в (21) через m_1, μ, σ_L^2 . В итоге получим следующую параметрическую систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений (число уравнений должно совпадать с числом неизвестных коэффициентов) для определения параметров $\mu(t), \sigma_L^2(t)$ по заданным начальным значениям $\mu(0), \sigma_L^2(0)$:

$$N \equiv m_0 = S \mu^{-1} \exp(-3/2 \sigma_L^2), \quad (28)$$

$$S \equiv m_1 = \text{const}, \quad m_2 = S \mu \exp(9/2 \sigma_L^2);$$

$$\frac{\partial m_0}{\partial t} = -G \sum_{j=0}^K \alpha_j m_{\eta-\delta_j} m_{\delta_j} = -G m_1^2 \mu^{\eta-2} \sum_{j=0}^n \alpha_j \times \exp \left\{ 3/2 [\delta_j^2 + (\eta - \delta_j)^2 - 2] \sigma_L^2 \right\} = \quad (29)$$

$$= -G \mu^\alpha m_0^2 \sum_{j=0}^K \alpha_j \exp \left\{ 3/2 [\delta_j^2 + (\eta - \delta_j)^2] \sigma_L^2 \right\},$$

$$\frac{\partial m_2}{\partial t} = 2G \sum_{j=0}^n \alpha_j m_{\eta-\delta_j+1} m_{\delta_j+1} = 2G m_1^2 \mu^\alpha \sum_{j=0}^n \alpha_j \times \exp \left\{ 3/2 [(\delta_j + 1)^2 + (\eta - \delta_j + 1)^2 - 2] \sigma_L^2 \right\} = \quad (30)$$

$$= 2G \mu^{\eta+2} \sum_{j=0}^n \alpha_j \exp \left\{ 3/2 [\delta_j^2 + (\eta - \delta_j)^2] \sigma_L^2 \right\}.$$

Эта параметрическая система уравнений нелинейна и может быть решена только численно. Результаты подобного моделирования в связи с задачей осаждения пылевых частиц к центральной плоскости диска представлены в монографиях (Marov, Kolesnichenko, 2001; Колесниченко, Маров, 2014б). Здесь же отметим, что изменение во времени среднего числа частиц $N(t)$ можно оценить, предположив, что дисперсия σ_L^2 остается постоянной. В этом случае, ограничившись двумя первыми моментами, из (21) будем иметь

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -G \mu^\alpha N^2 \sum_{j=0}^K \alpha_j \exp \left\{ 3/2 [\delta_j^2 + (\eta - \delta_j)^2] \sigma_L^2 \right\}. \quad (31)$$

Решение этого уравнения, полученное при использовании начального условия $N(0) \equiv N_0 = S/\tilde{v}(0)$, имеет вид

$$N(t) = \frac{S}{\tilde{v}(0) (1 + qt)}, \quad q = G \mu^\alpha \frac{S}{\tilde{v}(0)} \sum_{j=0}^n \alpha_j \times \exp \left\{ 3/2 [\delta_j^2 + (\eta - \delta_j)^2] \sigma_L^2 \right\}, \quad (32)$$

где $\tilde{v}(0) = (\pi/6)\langle d \rangle^3 = \mu(0) \exp(3/2 \sigma_L^2)$ – начальное значение среднего объема. Отсюда, при использовании соотношения $\tilde{v}(t) = S/N$, можно найти изменение во времени среднего объема частиц.

Для относительно больших значений времени, когда $qt \gg 1$, из (32) следует

$$N(t) = 1/G\mu^\alpha t \sum_{j=0}^n \alpha_j \exp\left\{3/2[\delta_j^2 + (\eta - \delta_j)^2]\sigma_L^2\right\}. \quad (33)$$

Из этого выражения видно, что при достаточно большом времени коагуляции среднее число частиц в системе перестает зависеть от их начального распределения, т.е. как бы “забывает свое прошлое”, и может быть описано некоторой универсальной функцией, вид которой определяется только ядром коагуляции. Аналогичное рассмотрение может быть проведено и с другими возможными распределениями пылевых частиц по объемам в коагулирующем потоке, например, с гамма-распределением.

Пример 2. Пусть, например, исходная плотность распределения частиц по объемам является гамма-распределением (4). И пусть на начальном участке процесса коагуляции $f(v, t)$ остается в двухпараметрическом классе этого распределения, которое задается равенством

$$p(v, 0) = N_0 \frac{\lambda^\beta}{\Gamma(\beta)} v^{\beta-1} \exp(-\lambda v), \quad \lambda > 0, \quad \beta > 0. \quad (34)$$

Тогда $f(v, t)$ запишется в виде

$$f(v, t) = \frac{S}{\langle v \rangle} p(v, t), \quad \langle v \rangle = \int_0^\infty v p(v, t) dv = \frac{\beta}{\lambda}. \quad (35)$$

Определяя моменты $f(v, t)$, получим

$$m_0 = S \frac{\lambda}{\beta}, \quad m_2 = m_0 \frac{(\beta + 1)\beta}{\lambda^2}, \quad (36)$$

$$m_\alpha = \frac{m_0 \Gamma(\beta + \alpha)}{\lambda^\alpha \Gamma(\beta)}, \quad m_{1+\alpha} = \frac{m_0 (\beta + \alpha) \Gamma(\beta + \alpha)}{\lambda^{\alpha+1} \Gamma(\beta)}.$$

При больших значениях β и $\beta \gg \alpha$, раскрывая гамма-функцию по асимптотическому разложению Стирлинга, получим

$$\Gamma(\beta + \alpha)/\Gamma(\beta) \simeq A\beta^\alpha, \quad A = (1 + \alpha)\exp(-\alpha), \quad (37)$$

что позволяет переписать третье и четвертое равенства в (36) в виде

$$m_\alpha = Am_0^{1-\alpha} S^\alpha, \quad m_{1+\alpha} = Am_0^{-\alpha} S^{1+\alpha}. \quad (38)$$

Рассмотрим случай, когда ядро коагуляции определяется равенством

$$K(v, w) = Gv^{n/2} w^{n/2}. \quad (39)$$

Соответствующие ему первые три уравнения для моментов запишем в виде

$$\frac{\partial m_0}{\partial t} = -\frac{1}{2} Gm_{n/2}^2, \quad \frac{\partial m_1}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial m_2}{\partial t} = 2Gm_{1+n/2}^2. \quad (40)$$

Учитывая (38), получим

$$\frac{\partial m_0}{\partial t} = -\frac{1}{2} GA^2 S^n m_0^{2(1+n/2)}, \quad m_1 = S, \quad (41)$$

$$\frac{\partial m_2}{\partial t} = -2GA^2 S^{2(1+n/2)} m_0^n.$$

Дополняя эти уравнения начальными условиями и решая их, получим

$$\frac{m_0(\tau)}{m_0(0)} = \left[1 + \frac{1-n}{2} [m_0(0)]^{1-n} \tau\right]^{1/(n-1)}, \quad (42)$$

$$\tau = GA^2 S^n t,$$

$$\frac{m_2(\tau)}{m_2(0)} = 1 + \frac{2S^2}{m_2(0)m_0(0)} \left[\frac{m_0(0)}{m_0(\tau)} - 1\right]. \quad (43)$$

НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ КОАГУЛЯЦИИ

Параметрические методы регуляризации системы моментных уравнений (21), несмотря на математическую простоту получения решения, основаны на очень сильном исходном допущении об *a priori* известном виде искомого распределения, которое обычно задают “волевым” способом. Этот изъян в выборе доопределяющих соотношений может быть ликвидирован, если воспользоваться непараметрическим методом интерполяции для определения связей между целыми и дробными моментами на временном интервале $[t, t + \Delta t]$. С этой целью перейдем к безразмерным переменным при помощи нормирования всех моментов на их значения в начале интервала и введем интерполяционный полином Лагранжа $L_j^n(x)$ для оценки дробного момента $m_{i+\alpha}$ в следующем виде (см., например, Логунов, 1979; Press и др., 1992; Marov, Kolesnichenko, 2001)

$$m'_{i+\alpha}(t) = \sum_{j=k}^{k+n} \left[m'_j(t) \right] L_j^{(n)}, \quad k \leq t \leq k+n, \quad (44)$$

$$m'_j(t) \equiv \frac{m_j(t)}{m_j(0)},$$

где

$$L_j^n(x) = \frac{1}{n!} \prod_{n+1}^{n-j} \frac{(-1)^{n-j} C_n^j}{x-j}, \quad C_n^j = \frac{n!}{j!(n-j)!},$$

$$\prod_{n+1} (x) = x(x-1)(x-2)\dots(x-n), \quad (45)$$

$$x = i + \alpha - j.$$

Интерполяционная формула (44) справедлива для любого времени t и обеспечивает совпадение оценки интерполируемого момента с его точным

значением в любой момент времени, если α – целое, а при $t = 0$, если α – дробное число (см. Демидович, Марон, 1963). Определяя теперь моменты распределения из соответствующей системы дифференциальных уравнений (при выбранном начальном распределении) можно по первым пяти моментам определить вид искомого распределения частиц по размерам с помощью диаграммы Пирсона (см. Hahn, Shapiro, 1967).

Отметим, что для оценки точности интерполяции по формуле (44) в литературе были проведены многочисленные численные расчеты дробных моментов гамма- и логнормальных распределений. Результаты показали, что относительная ошибка интерполяции монотонно убывает с ростом параметра n , при увеличении дисперсий исследуемых распределений, а также при увеличении порядка интерполируемого момента. Так, относительная ошибка интерполяции для начальных дробных моментов гамма-распределения зависит только от его параметра формы β и имеет порядок 10^{-2} при $\beta = 2$ и порядок 10^{-3} при $\beta = 5$. С ростом β ошибка монотонно убывает. Знак ошибки в общем случае зависит от β и порядка интерполируемого момента. Для логнормального распределения соотношение (44) становится точным при $n \geq 2$.

Аппроксимация ядер коагуляции. Для исследования процессов укрупнения допланетных тел теоретически можно использовать любые методы, рассмотренные выше, с соответствующим ограничением на вид ядра коагуляции. Однако с точки зрения вычислений и последующего анализа результатов наиболее прост метод, основанный на непараметрическом доопределении системы моментных уравнений. Этот метод является достаточно общим, так как применим для решения уравнений с ядрами коагуляции вида (20). В случае, когда исследуемое ядро коагуляции имеет другой вид, для него можно построить аппроксимирующую формулу типа (20).

Пусть $K(v, w)$ – симметричная функция двух переменных со степенью однородности η , которую надо аппроксимировать рядом вида (20). Учитывая условие однородности, запишем $K(v, w)$ в виде (Логинов, 1979)

$$K(v, w) = v^n K(1, X) = v^n \sum_{j=0}^n \beta_j (X^{\delta_j} + X^{n-\delta_j}), \quad (46)$$

$$X \equiv \frac{w}{v}.$$

Неизвестные коэффициенты β_j определим из условия выполнения равенства между правой и левой частью (46) при фиксированных значениях X , которые являются точками привязки. Чтобы при последующем интегрировании разложения (46) не появлялись моменты порядка выше степени однородности η , коэффициенты δ_j можно определить равенством

$$\delta_j = \eta j(n+1)^{-1}. \quad (47)$$

С учетом введенных обозначений систему уравнений для нахождения коэффициентов β_j можно переписать в виде

$$K(1, X_k) = \sum_{j=0}^n \beta_j (X_k^{\delta_j} + X_k^{n-\delta_j}), \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (48)$$

При умножении правой и левой частей (48) на v^n , получим следующее: при $n = 0$ аппроксимация ядра $K(v, w)$ отыскивается в классе функций

$$K(v, w) = \beta_0^{(0)} (v^n + w^n); \quad (49)$$

при $n = 1$ – в классе функций

$$K(v, w) = \beta_0^{(1)} (v^n + w^n) + \beta_1^{(1)} v^{n/2} w^{n/2}; \quad (50)$$

при $n = 2$ – в классе функций

$$K(v, w) = \beta_0^{(2)} (v^n + w^n) + \beta_1^{(2)} (v^{2n/3} w^{n/3} + v^{n/3} w^{2n/3}) \quad (51)$$

и т.д.

Таким образом, решая уравнения (48) относительно коэффициентов β_j можно получить: при $n = 0$

$$\beta_0^{(0)} = K(1, X_1) / (1 + X_1^n); \quad (52)$$

при $n = 1$

$$\beta_0^{(1)} = (K(1, X_1) X_2^{n/2} - K(1, X_2) X_1^{n/2}) / (X_2^{n/2} (1 + X_1^n) - X_1^{n/2} (1 + X_2^n)),$$

$$\beta_1^{(1)} = (K(1, X_2) (1 + X_1^n) - K(1, X_1) (1 + X_2^n)) / (X_2^{n/2} (1 + X_1^n) - X_1^{n/2} (1 + X_2^n)); \quad (53)$$

Таблица 1. Значения величин X_i при различном числе точек привязки (Логинов, 1979)

X	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$	$m = 7$	$m = 8$	$m = 9$
X_0	0	0	0	0	0	0	0	0
X_1		1	1/2	1/3	1/4	1/5	1/6	1/7
X_2				1	2/3	1/2	2/5	1/3
X_3						1	3/4	3/5

при $n = 2$

$$\beta_0^{(2)} = \frac{K(1, X_1)(X_2^{n/3} + X_2^{2n/3}) - K(1, X_2)(X_1^{n/3} + X_1^{2n/3})}{(1 + X_1^n)(X_2^{n/3} + X_2^{2n/3}) - (1 + X_2^n)(X_1^{n/3} + X_1^{2n/3})}, \quad (54)$$

$$\beta_1^{(2)} = \frac{K(1, X_2)(1 + X_1^n) - K(1, X_1)(1 + X_2^n)}{(1 + X_1^n)(X_2^{n/3} + X_2^{2n/3}) - (1 + X_2^n)(X_1^{n/3} + X_1^{2n/3})}.$$

Аппроксимацию ядра $K(v, w)$ называют m -точечной, если правая и левая части соотношения (46) совпадают в m точках при изменении параметров X_i от 0 до ∞ . Когда выбрана m -точечная схема привязки, то последовательность точек X_i для системы (48) определяется следующим рекуррентным соотношением:

$$(m - 1) \left[(X_i + 1)^{-1} - (X_{i+1} + 1)^{-1} \right] = 1, \quad (55)$$

$$i = 2, 3, \dots, \quad X_1 = 0.$$

Рассчитанные по формуле (55) значения величин X_i при различном числе точек привязки приведены в табл. 1.

АППРОКСИМАЦИЯ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ СМОЛУХОВСКОГО ЭМПИРИЧЕСКИМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ

Подход Пирсона. Рассмотрим теперь подход Пирсона к описанию распределений, основанный на отыскании семейства кривых, при помощи которого можно удовлетворительно представить встречающиеся на практике распределения. На рис. 3 представлены графики для определения типа кривой Пирсона в зависимости от параметра β_1 , измеряющего отношение асимметрии распределения к мере рассеяния, и параметра β_2 , являющегося относительным показателем эксцесса. Эти графики заимствованы из работ (Крамер, 1948; Elderton, 1953; Кендал, Стьюарт, 1966).

Пирсон предложил для описания статистического распределения $f(x)$ случайной величины x

использовать решения дифференциального уравнения

$$\frac{df}{dx} = -\frac{(x - a)f}{b_0 + b_1x + b_2x^2}. \quad (56)$$

Семейство плотностей, определяемых этой формулой, известно под названием “семейства распределений Пирсона”. Если иметь в виду унимодальные распределения, то представляется интересным изучить тот класс плотностей, которые: (а) имеют единственную моду, т.е. $df/dx = 0$ в некоторой точке $x = a$, где a – мода; (б) имеют гладкое соприкосновение с осью x на концах интервала, где сосредоточено распределение, т.е. $df/dx = 0$, когда $f = 0$. Нетрудно видеть, что решения уравнения (56) удовлетворяют этим условиям. Следует

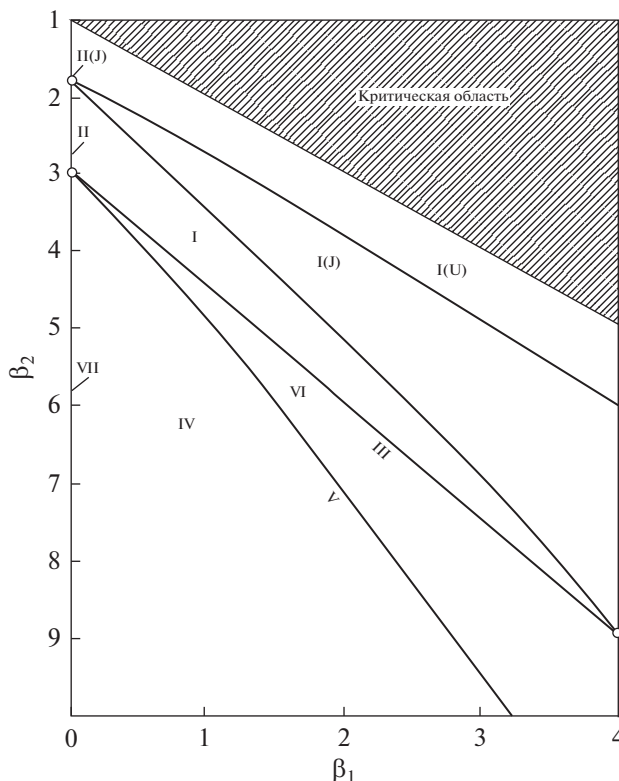


Рис. 3. Графики для определения типа кривой Пирсона в зависимости от β_1 и β_2 .

Таблица 2. Плотности распределений из семейства Пирсона

Тип уравнения	Начало отчета для x	Область определения
I. Бета-распределение $f(x) = f_0 \left(1 + \frac{x}{a_1}\right)^{m_1} \left(1 - \frac{x}{a_2}\right)^{m_2}$	Мода	$-a_1 < x < a_2$
II. $f = f_0 \left(1 - x^2/a^2\right)^m$	Мода (среднее)	$-a < x < a$
III. Гамма-распределение $f = f_0 e^{-\gamma x} (1 - x/a)^{\gamma a}$	Мода	$-a < x < \infty$
IV. Распределение Пирсона четвертого типа $f = f_0 e^{-\gamma \arctan x/a} \left(1 + \frac{x^2}{a^2}\right)^{-m}$	Среднее $+va/(2m - 2)$	$-\infty < x < \infty$
V. $f = f_0 e^{-\gamma/x} x^{-p}$	Начало кривой	$0 < x < \infty$
VI. Распределение Пирсона шестого типа $f = f_0 (x - a)^{q_2} x^{-q_1}$	Точка, отстоящая на $ a $ от начала кривой	$a < x < \infty$
VII. $f = f_0 \left(1 + x^2/a^2\right)^{-m}$	Среднее (мода)	$-\infty < x < \infty$

заметить, что среди распределений семейства (56) существуют и такие распределения, которые имеют J - и U -образную форму.

Прежде, чем переходить к нахождению семейства точных решений уравнения (56), рассмотрим некоторые свойства, присущие этому семейству в целом.

Имеем: $x^n (b_0 + b_1 x + b_2 x^2) \frac{df}{dx} = x^n (x - a)$.

Интегрируя левую часть этого уравнения по частям и предполагая, что полученные интегралы существуют, получим

$$\begin{aligned} & \left[x^n (b_0 + b_1 x + b_2 x^2) f \right]_{-\infty}^{\infty} - \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} (nb_0 x^{n-1} + (n+1)b_1 x^n + (n+2)b_2 x^{n+1}) f dx = (57) \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} x^{n+1} f dx - a \int_{-\infty}^{\infty} x^n f dx. \end{aligned}$$

Предположим теперь, что выражение в квадратных скобках обращается в нуль на концах распределения $\lim_{f \rightarrow \pm\infty} x^{n+2} f \rightarrow 0$, или что распределение имеет бесконечный диапазон. Тогда, пользуясь обозначениями (11) для моментов относительно нуля, будем иметь

$$nb_0 m_{n-1} + \{(n+1)b_1 - a\} m_n + \{(n+2)b_2 + 1\} m_{n+1} = 0. \quad (58)$$

Это уравнение позволяет выразить четыре константы a, b_0, b_1 и b_2 через моменты $m_1, m_2, m_3,$

m_4 , или через три момента (13), взятых относительно среднего: μ_2, μ_3, μ_4 . Полагая в (58) последовательно $n = 0, 1, 2, 3$, можно найти следующие соотношения:

$$\begin{aligned} a &= -\frac{\mu_3 (\mu_4 + 3\mu_2^2)}{A} = -\frac{\sqrt{\mu_2} \sqrt{\beta_1} (\beta_2 + 3)}{A'}, \\ b_0 &= -\frac{\mu_2 (4\mu_2 \mu_4 - 3\mu_3^2)}{A} = -\frac{\mu_2 (4\beta_2 - 3\beta_1)}{A'}, \\ b_1 &= -\frac{\mu_3 (\mu_4 + 3\mu_2^2)}{A} = -\frac{\sqrt{\mu_2} \sqrt{\beta_1} (\beta_2 + 3)}{A'}, \\ b_2 &= -\frac{(4\mu_2 \mu_4 - 3\mu_3^2 - 6\mu_2^3)}{A} = -\frac{(2\beta_2 - 3\beta_1 - 6)}{A'}. \end{aligned} \quad (59)$$

где

$$\begin{aligned} A &\equiv 10\mu_2 \mu_4 - 18\mu_2^3 - 12\mu_3^2, \\ A' &\equiv 10\beta_2 - 18 - 12\beta_1, \end{aligned} \quad (60)$$

а параметры β_1 и β_2 определяются формулами (14) и (16). В этих формулах нулевое значение принято в качестве среднего, так что распределения семейства (56) полностью определяются своими четырьмя первыми моментами.

Семейство кривых Пирсона, удовлетворяющее уравнению (56) приведено в табл. 2.

Таблица 3. Типы кривых Пирсона и соответствующие им критерии

Тип кривой	Граница 0	I	II	III	IV	V	VI	VII	Граница 1
Критерии	$d < 0$	$\kappa < 0$	$\kappa = 0$ $\beta_2 < 3$	$\kappa = \pm\infty$ $a = 0$	$0 < \kappa < 1$	$\kappa = 1$	$\kappa > 1$	$\kappa = 0$ $\beta_2 > 3$	$c \geq 0$ $\mu_3 = \infty$

Из уравнения (56) следует, что мода равна $x = a$. Из (59) следует, что для пирсоновской меры асимметрии (*skewness*) имеем

$$Sk \equiv \frac{-a}{\sqrt{\mu_2}} = \frac{\sqrt{\beta_1}(\beta_2 + 3)}{10\beta_2 - 12\beta_1 - 18}. \quad (61)$$

Далее, если $a = 0$, то

$$d^2 f / dx^2 = f(b_0 - b_2 x^2)(b_0 + b_1 x + b_2 x^2)^{-2},$$

поэтому точки перегиба графика плотности распределения $f(x)$ определяются формулой $x^2 = b_0/b_2$. Следовательно, у плотности распределений из семейства Пирсона существует не более чем две точки перегиба, и если их действительно две, то они отстоят от моды на одинаковом расстоянии. В общем случае может случиться, что одна из точек перегиба находится вне области, где сосредоточено распределение. Семейство кривых Пирсона, удовлетворяющее уравнению (56) приведено в табл. 2.

Дискриминант знаменателя в уравнении (56) равен: $D = b_1^2(1 - \kappa^{-1})$, где

$$\kappa = b_1^2 / 4b_0b_2 = \frac{\beta_1(\beta_2 + 3)^2}{4(2\beta_2 - 3\beta_1 - 6)(4\beta_2 - 3\beta_1)}$$

– “каппа Пирсона” Общий интеграл уравнения (56) зависит от вида корней квадратного уравнения $b_0 + b_1 x + b_2 x^2 = 0$ и определяется параметром критерием Пирсона и дополнительными параметрами:

$$a \equiv 2\beta_2 - 3\beta_1 - 6, \quad c \equiv 8\beta_2 - 15\beta_1 - 36 = 0, \\ d \equiv \beta_2 - \beta_1 - 1 < 0.$$

В табл. 3 приведены типы кривых Пирсона и соответствующие им критерии, а так же границы области кривых Пирсона. Граница 1 – это верхняя граница всех распределений, а граница 0 – граница кривых Пирсона.

Таким образом, если вдоль осей прямоугольной системы координат условиться откладывать отрезки, отвечающие величинам β_1 и β_2 , то в плоскости β_2, β_1 различным типам кривых Пирсона будут соответствовать области, кривые и точки.

На рис. 3 указано такое разбиение плоскости β_2, β_1 для основных типов кривых Пирсона I–VII. Прямая линия с уравнением $d \equiv \beta_2 - \beta_1 - 1 = 0$ представляет собой верхнюю границу для допустимых точек (β_2, β_1) , так как не существует распределений, для которых $d < 0$. Кроме этого, если кривая принадлежит семейству Пирсона, причем $c \equiv 8\beta_2 - 15\beta_1 - 36 \geq 0$, то $\mu_3 = \infty$. На рис. 3 прямая с уравнением $c = 0$ служит нижней границей точек с координатами (β_2, β_1) .

Заметим, что наиболее типичная колокообразная форма кривой типа I наблюдается тогда, когда m_1 и m_2 положительны (см. область I на рис. 3): для J -образного бета-распределения (см. область I(J)) один из этих показателей отрицателен. Если же m_1 и m_2 оба отрицательны, то бета-распределение имеет U -образную форму (см. на рис. 3 область I(U)).

– Граница области I(J) задается уравнением

$$4(4\beta_2 - 3\beta_1)(5\beta_2 - 6\beta_1 - 9)^2 = \\ = \beta_1(\beta_2 + 3)^2(8\beta_2 - 9\beta_1 - 12).$$

– Линия III типа: $2\beta_2 - 3\beta_1 - 6 = 0$.

– Линия V типа: $\beta_1(\beta_2 + 3)^2 = 4(4\beta_2 - 3\beta_1) \times (2\beta_2 - 3\beta_1 - 6)$.

– Линия, ниже которой (а также на ней самой) для всех кривых Пирсона:

$$\mu_8 = \infty, \quad 8\beta_2 - 15\beta_1 - 36 = 0.$$

Было установлено (Pearson, Hartley, 1954), что пирсоновские распределения нередко хорошо соответствуют результатам наблюдений. Другое достоинство этих распределений (в частности, распределений I и III типов) состоит в том, что ими можно с хорошей точностью приближать теоретические распределения, зная их моменты. Систематическое изложение техники подбора аппроксимирующих распределений было дано Elderton (1953). Все распределения Пирсона определяются своими четырьмя первыми моментами, за исключением распределений, задаваемых меньшим количеством моментов.

Пирсоновский метод подгонки состоит в следующем:

1. Определяются первые четыре момента для эмпирического распределения, отвечающие результатам наблюдений.

2. Вычисляются значения β_1 и β_2 и величина κ (см. (61)), и, следовательно, определяется тип распределений.

3. Эмпирические моменты приравниваются моментам подходящего распределения, которые выражены в терминах его параметров.

4. Полученные уравнения разрешаются относительно неизвестных параметров и, следовательно, находится искомое распределение (см. Большев, Смирнов, 1983).

В следующем разделе рассмотрим пример иллюстрирующий этот процесс.

ВЫЧИСЛЕНИЕ МОМЕНТОВ РЕШЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Схему вычисления моментов решения рассмотрим на примере кинетического уравнения (1) с ядром коагуляции

$$K(v, w) = Gv^\alpha w^\alpha. \tag{62}$$

Подставляя (62) в (21) и учитывая (44), получим систему уравнений для определения первых пяти моментов решения кинетического уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} m'_0 &= B_0 (m'_0)^\alpha, & \frac{d}{d\tau} m'_1 &= 0, \\ \frac{d}{d\tau} m'_2 &= B_2 (m'_{1+\alpha})^\alpha, & \frac{d}{d\tau} m'_3 &= B_3 m'_{1+\alpha} m'_{2+\alpha}, \\ \frac{d}{d\tau} m'_4 &= B_4 m'_{1+\alpha} m'_{3+\alpha} + B_5 (m'_{2+\alpha})^2, \end{aligned} \tag{63}$$

где дифференцирование проводится по $\tau = Gm_1^{2\alpha} t$. Здесь

$$\begin{aligned} B_0 &= -\frac{1}{2} m_1^{-2\alpha} m_0^{-1}(0) m_{1+\alpha}^2(0), \\ B_2 &= m_1^{-2\alpha} m_2^{-1}(0) m_{1+\alpha}^2(0), \\ B_3 &= 3m_1^{-2\alpha} m_{1+\alpha}(0) m_{2+\alpha}(0) m_3(0), \\ B_4 &= 4m_1^{-2\alpha} m_{1+\alpha}(0) m_{3+\alpha}(0) m_4^{-1}(0), \\ B_5 &= 3m_1^{-2\alpha} m_{2+\alpha}^2(0) m_4^{-1}(0). \end{aligned} \tag{64}$$

Для случая двухточечной интерполяции дробных моментов через целые доопределяющие уравнения для системы (63) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} m'_\alpha &= (m'_0)^{1-\alpha}, & m'_{1+\alpha} &= (m'_2)^\alpha, \\ m'_{2+\alpha} &= (m'_2)^{1-\alpha} (m'_3)^\alpha, & m'_{3+\alpha} &= (m'_{3+\alpha})^{1-\alpha} (m'_4)^\alpha. \end{aligned} \tag{65}$$

Подставляя (65) в (63), получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} m'_0 &= B_0 (m'_0)^{2(1-\alpha)}, & \frac{d}{d\tau} m'_1 &= 0, \\ \frac{d}{d\tau} m'_2 &= B_2 (m'_2)^{2\alpha}, \\ \frac{d}{d\tau} m'_3 &= B_3 m'_2 (m'_3)^\alpha, \\ \frac{d}{d\tau} m'_4 &= B_4 (m'_2)^\alpha (m'_3)^{1-\alpha} (m'_4)^\alpha + \\ &+ B_5 (m'_2)^{1-\alpha} (m'_3)^{2\alpha}. \end{aligned} \tag{66}$$

Первые четыре уравнения имеют аналитические решения, которые можно записать в виде:

при $\alpha = 1/2$

$$\begin{aligned} m'_0 &= \exp(B_0 \tau), & m'_1 &= 1, & m'_2 &= \exp(B_2 \tau), \\ m'_3 &= [1 + (B_3/2B_2)\exp(B_2 \tau)]^2; \end{aligned} \tag{67.1}$$

при $\alpha \neq 1/2$

$$\begin{aligned} m'_0 &= [1 + (2\alpha - 1)B_0 \tau]^{-1/(1-2\alpha)}, & m'_1 &= 1, \\ m'_2 &= [1 + (2\alpha - 1)B_2 \tau]^{1/(1-2\alpha)}, & m'_3 &= \\ &= \left\{ 1 + \frac{B_3}{2B_2} \left[\left(1 + \frac{B_2 \tau}{1 - 2\alpha} \right)^{2(1-\alpha)/(1-2\alpha)} - 1 \right] \right\}^{1/(1-\alpha)}. \end{aligned} \tag{67.2}$$

По первым пяти моментам решения можно сделать параметрическую оценку самого решения на основе диаграммы Пирсона, построенных в координатах квадрата асимметрии β_1 и эксцесса β_2 оцениваемого распределения

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \left[\mu'_3 / (\mu'_2)^{3/2} \right]^2, & \beta_2 &= \mu'_4 / (\mu'_2)^2, \\ \mu'_i &= \int_0^\infty (v - \bar{v})^i p(v) dv. \end{aligned} \tag{68}$$

Чтобы решить, какое из семейств распределений Пирсона аппроксимирует искомое распределение, нужно использовать годограф совокупности параметров $\beta_1(\tau)$ и $\beta_2(\tau)$.

На рис. 4 представлена диаграмма Пирсона для классических распределений, на которой нанесены годографы точек с координатами $\beta_1(\tau)$ и $\beta_2(\tau)$, рассчитанные для ядра вида (62) при $\alpha = 0$, $\alpha = 1/4$ и $\alpha = 1/2$ (Логоунов, 1979). Годограф 4 соответствует уравнению с ядром $K(v, w) = G(v + w)$. При этом в качестве начальной плотности рас-

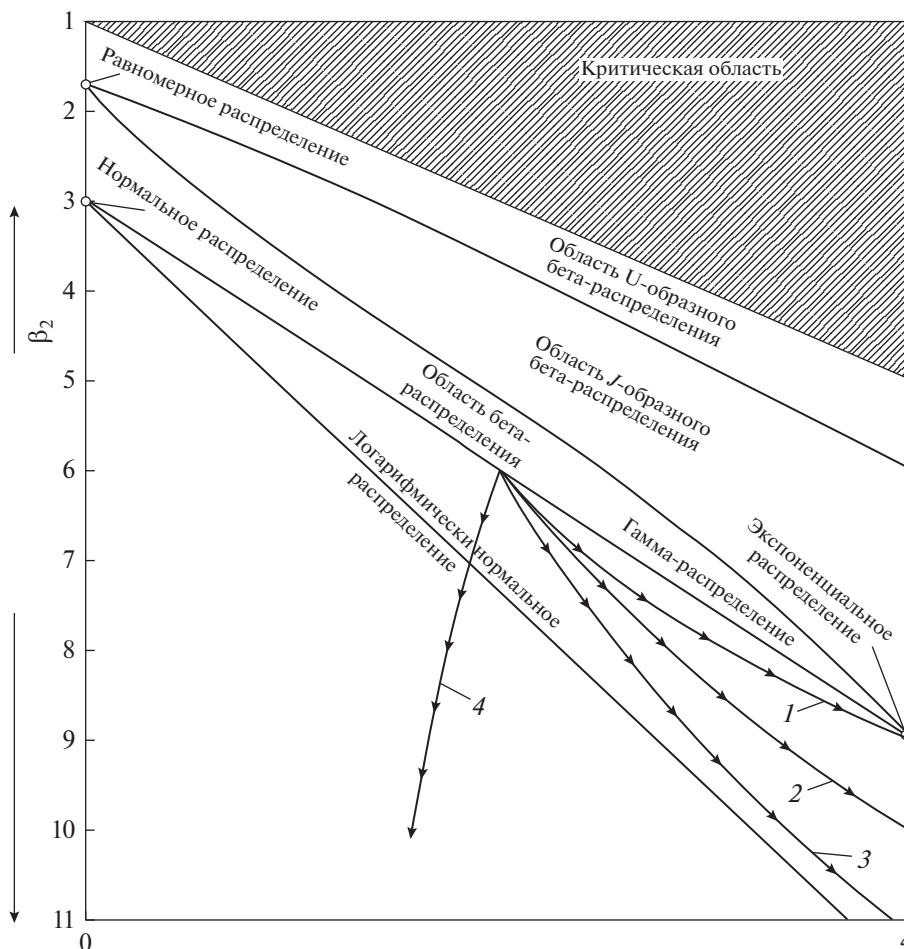


Рис. 4. Диаграмма Пирсона с годографами решений кинетического уравнения соответствующих ядрам (62) при 1 – $\alpha = 0$; 2 – $\alpha = 1/4$; 3 – $\alpha = 1/2$; 4 – $K(v, w) = G(v + w)$.

пределения частиц по размерам было выбрано гамма-распределение

$$p(v, 0) = \frac{\lambda^\beta}{\Gamma(\beta)} v^{\beta-1} \exp(-\lambda v), \tag{69}$$

при $\lambda = 4 \times 10^9$, $\beta = 2$,

причем начальные значения моментов определялись как

$$m_\gamma(0) = \Gamma(\beta + \gamma) / \lambda^\gamma \Gamma(\beta). \tag{70}$$

В рассматриваемом случае точки β_1, β_2 лежат в области, ограниченной графиками кривых гамма-распределения и логнормального распределения (см. рис. 2). Следовательно, для описания полученных экспериментальных данных нужно выбрать семейство III (см. рис. 3) распределений Пирсона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная работа является необходимым звеном в ряду исследований, посвященных

математическим аспектам моделирования допланетного газопылевого облака, в процессе эволюции которого формируются и взаимодействуют друг с другом разномасштабные пылевые фрактальные агломераты, служащие, в конечном счете, основой зародышей рыхлых протопланетезималей. Поскольку строгое решение задачи образования и эволюции фрактальных кластеров включает одновременно с оценкой их скоростей также и определение функции распределения (спектра) кластеров по размерам (т.е. решение обобщенного нелинейного пространственно-неоднородного кинетического уравнения Смолуховского), то в ряде работ (Колесниченко, 2000; Колесниченко, Маров, 2014а; 2014б; Kolesnichenko, 2001; Marov, Kolesnichenko, 2001) были получены практически важные модели для ядер коагуляции фрактальных кластеров. При этом были рассмотрены две группы моделей образования кластеров в дисковой фрактальной среде. К первой группе моделей ядер коагуляции относятся модели, обусловленные прилипанием мономеров к кластеру; при этом учитывался связанный с характером движе-

ния отдельного мономера переход от кинетического режима к диффузионному. Ко второй группе моделей относятся модели, описывающие рост фрактальных агрегатов в результате ассоциации двух кластеров. Полученные алгебраические выражения для коэффициентов коагуляции во фрактальных средах существенно усложняются по сравнению с их видом в континуальной коагулирующей среде. Это обстоятельство дополнительно затрудняет решение кинетического уравнения Смолуховского, моделирующего процессы аккумуляции допланетных тел. По этой причине требуется разработка подхода, позволяющего находить полуэмпирические распределения допланетных тел по размерам, когда имеются ограниченные данные о коэффициентах коагуляции в стохастической фрактальной системе.

В представленной статье рассмотрен подход к решению уравнения столкновительной коагуляции Смолуховского с произвольными ядрами коагуляции, который может быть полезным в тех случаях, когда необходимо знание только общих свойств функции распределения допланетных тел по размерам. Этот подход включает в себя решение конечного числа связанных между собой дифференциальных уравнений для целых моментов функции распределения пылевых агломератов по размерам. Преимущество метода моментов состоит в том, что он позволяет находить подходящее распределение допланетных тел по размерам, когда имеются лишь ограниченные данные о характеристиках коагулирующей газопылевой системы. Такие аппроксимационные распределения могут быть установлены в тех случаях, когда теоретически найдено конечное число моментов распределения, причем точный вид искомого распределения заранее неизвестен. Подбор аппроксимирующих распределений по известным моментам функции распределения имеет долгую историю. В данной работе аппроксимацию эмпирическими распределениями искомого распределения предложено выполнять с помощью кривых Пирсона.

Приведенные результаты открывают возможности создания усовершенствованных (и более приближенных к реальности) моделей эволюции газопылевого облака, обеспечивая тем самым еще один эффективный подход в решении ключевой проблемы звездно-планетной космогонии, связанной с объяснением процесса роста межзвездных пылевых частиц до крупных планетезималей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Большев Л.Н., Смирнов Н.В. Таблицы математической статистики. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. 416 с.

Волощук В.М., Седунов Ю. Процессы коагуляции в дисперсных средах. М.: Гидрометиздат, 1975. 320 с.

Волощук В.М. Кинетическая теория коагуляции. М.: Гидрометиздат, 1984. 283 с.

Демидович Б.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. М.: Физматгиз, 1963. 664 с.

Кендал М.Дж., Стьюарт А. Теория распределений. Пер. с англ. / Ред. Колмогоров А.Н. М.: Наука, 1966. 588 с.

Колесниченко А.В. Проблемы моделирования процессов массопереноса и коагуляции в допланетном газопылевом облаке // Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2000. № 41. 30 с.

Колесниченко А.В. О синергетическом механизме возникновения когерентных структур в континуальной теории развитой турбулентности // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 5. С. 405–427. (*Kolesnichenko A.* Synergetic mechanism of the development of coherent structures in the continual theory of developed turbulence // Sol. Syst. Res. 2004. V. 38. № 5. P. 351–371).

Колесниченко А.В. О роли индуцированных шумом неравновесных фазовых переходов в структурировании гидродинамической турбулентности // Астрон. вестн. 2005. Т. 39. № 3. С. 243–262. (*Kolesnichenko A.* The role of noise-induced nonequilibrium phase transitions in the structurization of hydrodynamic turbulence // Sol. Syst. Res. 2005. V. 39. № 3. P. 214–230.)

Колесниченко А.В., Маров М.Я. Моделирование процессов образования пылевых фрактальных кластеров как основы рыхлых прото-планетезималей в Солнечном допланетном облаке // Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2014а. № 75. 44 с.

Колесниченко А.В., Маров М.Я. Турбулентность и самоорганизация. Проблемы моделирования космических и природных сред. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2014б. 632 с.

Крамер Г. Математические методы статистики. М.: ИЛ, 1948. 648 с.

Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Советское радио, 1974. 656 с.

Логунов В.И. Обезвоживание и обессоливание нефтей. М.: Химия, 1979. 216 с.

Попель А.С., Регирер С.А., Шадрин Н.Х. Об уравнениях кинетики агрегационных процессов в суспензиях // Прикл. математика и механика. 1975. Т. 39. № 1. С. 131–143.

Сафронов В.С. О гравитационной неустойчивости в плоских вращающихся системах с осевой симметрией // ДАН СССР. 1960. Т. 130. № 1. С. 53–56.

Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.

Синайский Э.Г. Гидродинамика физико-химических процессов. М.: Недра, 1997. 339 с.

Barrett J.C., Jheeta J.S. Improving the accuracy of the moments method for solving the Aerosol General Dynamic Equation // J. Aerosol Sci. 1996. V. 27. P. 1135–1142.

Barrett J.C., Webb N.A. A comparison of some approximate methods for solving the aerosol general dynamic equation // J. Aerosol Sci. 1998. V. 29. P. 31–39.

Blum J. Grain growth and coagulation // ASP Conf. Ser. V. 309. Astrophysics of Dust / Ed. Witt A.N., Clayton G.C., Draine B.T. San Francisco: ASP, 2004. P. 369–391.

- Chan T.L., Lin J.Z., Zhou K., Chan C.K.* Simultaneous numerical simulation of nano and fine particle coagulation and dispersion in a round jet // *J. Aerosol Sci.* 2006. V. 37. P. 1545–1561.
- Dubrulle B., Morfill G., Sterzik M.* The dust subdisk in the protoplanetary nebula // *Icarus.* 1995. V. 114. P. 237–246.
- Elderton W.P.* Frequent curves and correlation. Cambridge Univ. Press, 1953. 290 p.
- Frenklach M., Harris S.J.* Aerosol dynamics modeling using the method of moments // *J. Coll. Interface Sci.* 1987. V. 118. P. 252–261.
- Frenklach M.* Method of moments with interpolative closure // *Chem. Eng. Sci.* 2002. V. 57. P. 2229–2239.
- Goldreich P., Ward W.R.* The formation of planetesimals // *Astrophys. J.* 1973. V. 183. № 3. P. 1051–1061.
- Hahn G.J., Shapiro S.S.* Statistical models in engineering. N.Y.: Wiley, 1967. 376 p.
- Kolesnichenko A.V.* Hydrodynamic aspects of modeling of the mass transfer and coagulation processes in turbulent accretion disks // *Sol. Syst. Res.* 2001. V. 35. № 2. P. 125–140.
- Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Fundamentals of the mechanics of heterogeneous media in the circumsolar protoplanetary cloud: The effects of solid particles on disk turbulence // *Sol. Syst. Res.* 2006. V. 40. № 1. P. 1–56.
- Lee K.W.* Change of particle size distribution during brownian coagulation // *J. Colloid Interface Sci.* 1983. V. 92. № 2. P. 315–325.
- Marchisio D.L., Fox R.O.* Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments // *J. Aerosol Sci.* 2005. V. 36. P. 43–73.
- Marov M.Ya., Kolesnichenko A.V.* Mechanics of turbulence of multicomponent gases. Kluwer Acad. Publ, 2001. 375 p.
- Marov M.Ya., Kolesnichenko A.V.* Turbulence and Self-Organization. Modeling Astrophysical Objects. Springer, 2013. 657 p.
- McGraw R.* Description of aerosol dynamics by the quadrature method of moments // *Aerosol Sci. Technol.* 1997. V. 27. P. 255–265.
- Mingzhou Yu., Jianzhong Lin., Tatleung C.A.* New moment method for solving the coagulation equation for particles in brownian motion // *Aerosol Sci. and Technology.* 2008. V. 42. P. 705–713.
- Nakagawa Y., Nakazawa K., Hayashi C.* Growth and sedimentation of dust grains in the primordial solar nebula // *Icarus.* 1981. V. 45. P. 517–528.
- Nakagawa Y., Hayashi C., Nakazawa K.* Accumulation of planetesimals in the solar nebula // *Icarus.* 1983. V. 54. P. 361–376.
- Nakagawa Y., Sekiya M., Hayashi C.* Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula // *Icarus.* 1986. V. 67. P. 375–390.
- Nakamoto T., Nakagawa Y.* Formation, early evolution, and gravitational stability of protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 1994. V. 421. P. 640–651.
- Okuzumi S., Tanaka H., Takeuchi T., Sakagami M.-A.* Electrostatic barrier against dust growth in protoplanetary disks. 1. Classifying the evolution of size distribution // *Astrophys. J.* 2011. V. 731. P. 95–115.
- Ormel C.W., Spaans M., Tielens A.G.G.M.* Dust coagulation in protoplanetary disks: Porosity matters // *Astron. and Astrophys.* 2007. V. 461. P. 215–236.
- Pearson E.S., Hartley H.O.* Biometrika Tables for Statisticians. V. I. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1954. 25 p.
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P.* Numerical Recipes in Fortran: 2nd edition. Cambridge Univ. Press, 1992. 994 p.
- Smoluchowski M.V.* Experiments on a mathematical theory of kinetic coagulation of colloid solutions // *Z. Phys. Chem.-Stoichiometrie und Verwandtschaftslehre* 1917. V. 92. P. 129–68.
- Suyama T., Wada K., Tanaka H.* Numerical simulation of density evolution of dust aggregates in protoplanetary disks. I. Head-on collisions // *Astrophys. J.* 2008. V. 684. P. 1310–1322.
- Suyama T., Wada K., Tanaka H., Okuzumi S.* Geometrical cross sections of dust aggregates and a compression model for aggregate collisions // arxiv:1205.1894v1 [astro-ph. EP]. 2012. 28 p.
- Tarasov V.E.* Fractional hydrodynamic equations for fractal media // *Annals of Physics.* 2005. V. 318. № 2. P. 286–307.
- Tarasov V.E.* Fractional dynamics: Applications of fractional calculus to dynamics of particles, fields and media. Springer: Higher Education Press, 2010. 516 p.
- Wada K., Tanaka H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T.* Simulation of dust aggregate collisions. II. Compression and disruption of three-dimensional aggregates in head-on collisions // *Astrophys. J.* 2008. V. 677. P. 1296–1308.
- Weidenschilling S.J.* Dust to planetesimals: Settling and coagulation in the solar nebula // *Icarus.* 1980. V. 44. P. 172–189.
- Youdin A.N., Shu F.* Planetesimal formation by gravitational instability // *Astrophys. J.* 2002. V. 580. P. 494–505.
- Yu M.Z., Lin J.Z., Chan T.L.* A new moment method for solving the coagulation equation for particles in Brownian motion // *Aerosol Sci. Technol.* 2008. V. 42. P. 705–713.
- Yu M.Z., Lin J., Jin H., Jiang Y.* The verification of the Taylor-expansion moment method for the nanoparticle coagulation in the entire size regime due to Brownian motion // *J. Nanopart. Res.* 2011. V. 13. P. 2007–2020.

УДК 520.6

ГЛУБИННЫЕ ГРУНТОЗАБОРНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ БУДУЩИХ РОССИЙСКИХ ЛУННЫХ ПОЛЯРНЫХ МИССИЙ

© 2020 г. М. Л. Литвак^{а, *}, А. В. Носов^а, Т. О. Козлова^а, В. И. Михальский^а,
А. С. Перхов^а, В. И. Третьяков^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: litvak@mx.iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 07.11.2019 г.

После доработки 04.12.2019 г.

Принята к публикации 13.01.2020 г.

В статье представлен обзор как ранее использовавшихся лунных глубинных грунтозаборных устройств (ГГЗУ), так и новых прототипов таких устройств, разработанных для исследования лунного полярного реголита в рамках будущих лунных проектов, а также рассмотрены различные по техническим параметрам и компоновочным решениям варианты ГГЗУ, предназначенных для будущих российских лунных миссий.

Ключевые слова: Луна, полярные области, криогенное бурение, летучие вещества

DOI: 10.31857/S0320930X20030081

ВВЕДЕНИЕ

Возвращение человека на Луну и создание постоянной действующей лунной базы, что сегодня активно обсуждается и общественностью, и космическими агентствами разных стран является сейчас одним из наиболее вероятных и прорабатываемых вариантов космической экспансии за пределы Земли. В связи с близостью нашего спутника можно не только отрабатывать различные сценарии пребывания человека в космическом пространстве, готовясь к длительным экспедициям на Марс, но и начать разрабатывать на коммерческой основе лунные ресурсы. Последнее даже получило специальный термин In Situ Resource Utilization (ISRU) (Anand и др., 2012; Crawford, 2015). В список наиболее востребованных лунных ресурсов входят водород, кислород (входящие в состав летучих соединений, включая воду), различные металлы и их соединения, необходимые для обеспечения астронавтов воздухом, водой, ракетным топливом и материалами для создания лунной базы (Anand и др., 2012; Crawford, 2015). При этом отмечается высокая важность и необходимость исследований природной среды на лунных полюсах, анализа состава лунного полярного реголита для выяснения условий происхождения и эволюции Солнечной системы, обнаружения водяного льда и сложных молекулярных соединений и уточнения запасов ресурсов планируемых к использованию до начала освоения Луны и построения лунной базы.

Наиболее популярными сейчас районами посадки автоматических космических аппаратов (КА) и, в будущем, пилотируемых станций являются полюса и высокоширотные области Луны (в большей степени это относится к южному полюсу), где находятся вечнотененные кратеры, в которых могли сохраниться огромные отложения различных летучих веществ и прежде всего водяного льда (см. также главу “Летучие соединения...”). С научной точки зрения исследование номенклатуры летучих веществ, их изотопного состава (прежде всего отношение D/H) может помочь ответить на вопрос о происхождении водяного льда (вода, возникшая в лунном реголите под воздействием солнечного ветра, эндогенная вода, лед, принесенный кометами и астероидами) и пролить свет как на происхождение системы Земля–Луна, так и на эволюцию всей солнечной системы (Литвак, Санин, 2018). При этом, с точки зрения будущего освоения, изучение наиболее обогащенных водяным льдом районов может указать место оптимального расположения будущей лунной базы.

Как правило “полезные ископаемые” (это в полной мере относится и к залежам водяного льда в высокоширотных областях Луны) распределены крайне неоднородно, находятся в приповерхностном слое на разной глубине. Их обнаружение требует использования как дистанционных методов поиска с помощью средних и тяжелых луноходов, способных проводить геологоразведку, так и применения оборудования, предназначенного

для извлечения проб лунных ресурсов – буровые установки и грунтозаборные устройства.

В связи с этим при планировании будущих автоматических лунных миссий с наиболее высоким приоритетом рассматривается разработка глубинных грунтозаборных устройств (ГГЗУ), позволяющих извлекать с разной глубины, хранить и транспортировать пробы лунного вещества для их упаковки перед доставкой на Землю или для анализа *in situ* бортовым оборудованием.

Российская лунная программа предполагает, что за Российской Федерацией должны быть закреплены наиболее привлекательные плацдармы на Луне с высокими энергетическим и ресурсным потенциалами. Впоследствии они будут использоваться для создания Лунной базы. Реализация такого подхода сначала предусматривает исследование Луны с помощью автоматических станций, которые должны поступательно решать поставленные задачи, переходя от научно-исследовательских запросов к промышленно-технологическим, чтобы служить трамплином для подготовки пилотируемых миссий. Сейчас эта идеология реализуется в текущей Федеральной космической программе (ФКП) до 2025 г. и будет продолжена в следующей ФКП на период с 2026 по 2035 гг.

На первом этапе российской лунной программы основная роль отводится посадочным миссиям Луна-25, Луна-27, Луна-28, Луна-29, которые должны быть реализованы последовательно друг за другом с усложнением поставленных задач и используемых технологий. В их научные задачи входит изучение минералогического, химического, изотопного состава лунного реголита, а также поиск летучих соединений (в том числе водяного льда и органических соединений) в приповерхностном слое реголита полярных областей Луны. В каждой из этих миссий предусмотрено взятие образцов грунта с различных глубин, как с помощью манипуляторов, так и с применением полноценного ГГЗУ и доставка их на борт КА для анализа разносторонними методами с помощью бортовых научных аналитических приборов.

Проект Луна-25 (Опытно-конструкторская работа (ОКР) Луна–Глоб) является первой российской лунной посадочной миссией, запуск которой намечен на 2021 г. Последняя успешная посадка (КА Луна-24) была осуществлена СССР в 1976 г., основным достижением которой было бурение на глубину около 2,4 м, дальнейший забор и возвращение около 200 г лунного реголита (с сохранением стратиграфии) на Землю для дальнейшего исследования (см. Барсуков, 1980). В задачи Луны-25 входит отработка методов мягкой посадки в данных широтах, исследование лунной поверхности и окружающих условий в высокоширотных районах более 70° ю.ш. (см. Долгополов и др., 2011; Дьячкова и др., 2017). Для исследования

свойств лунного реголита в миссии Луна-25 будут использованы бесконтактные (фотосъемка, инфракрасная, нейтронная и гамма спектроскопия) и контактные (взятие верхнего слоя реголита и его последующий масс-спектрометрический анализ) методы.

Посадка КА Луна-27 (ОКР Луна–Ресурс-1) планируется на 2024–2025 гг. в окрестности южных полярных широт (80° с.ш.). На КА предполагается осуществить гораздо большее количество научных исследований: исследование экзосферы (измерение потоков заряженных и нейтральных частиц) и пылевой обстановки, изучение внутреннего строения Луны, элементный, минералогический и изотопный анализ лунного реголита. Большое значение придается поиску летучих веществ и подповерхностного водяного льда, которые могли сохраниться в толще лунного грунта в течение миллиардов лет даже в освещенных полярных районах на глубине до 1 м (Mitrofanov и др., 2012; Sanin и др., 2017). Для этого будет использован целый комплекс научной аппаратуры, разрабатываемый в тесном сотрудничестве с Европейским космическим агентством (ESA) и включающий ГГЗУ (с глубиной бурения более 1 м), манипуляторный комплекс для передачи образцов грунта и несколько аналитических приборов (масс спектрометры, хроматографический комплекс) для анализа этих образцов (Carpenter, Fissackerly, 2017). Основная цель проекта – криогенное взятие лунного грунта с глубины, где могут сохраниться летучие соединения, включая воду, с минимальным температурным воздействием, чтобы максимально избежать сублимации летучих веществ из образца в процессе его взятия и передачи на анализ.

Проекты ФКП Луна-28 и Луна-29 находятся еще на начальной стадии определения концепций миссий и основных научных задач и выработки предложений по составу комплекса научной аппаратуры. Стратегически, первая из этих миссий будет посвящена глубинному криогенному бурению лунного реголита в полярных широтах и доставке полученных образцов на Землю. Вторая миссия предполагает создание тяжелого лунохода для проведения геологоразведки прилегающей территории и, возможно, совместную работу с пилотируемой экспедицией (находящейся на орбитальной станции на орбите искусственно-го спутника Луны).

Успешная реализация первых российских миссий требует использования современных технологий бурения и извлечения образцов грунта, но адаптированных к лунным условиям, что может использоваться в дальнейшем для создания технологий добычи и извлечения лунных полезных ископаемых.

В настоящей работе представлен обзор существующих лунных ГГЗУ, а также изучены их основные научные задачи и вытекающие из них технические характеристики ГГЗУ для разных лунных посадочных миссий.

ЛЕТУЧИЕ СОЕДИНЕНИЯ В ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Летучие вещества, сформировавшиеся вместе с Луной или принесенные на нее извне и сохранившиеся с доисторических времен, могут многое сказать об истории возникновения Луны, и эволюции Солнечной системы в целом. Кроме этого, летучие вещества, и в особенности водяной лед, могут рассматриваться как необходимая ресурсная составляющая для поддержания постоянного пребывания астронавтов на поверхности Луны.

Можно выделить несколько ключевых вопросов, связанных с присутствием летучих веществ в верхнем слое реголита на Луне, которые требуют ответа:

- 1) Как распределены летучие вещества на поверхности Луны?
- 2) Каков их химический и изотопный состав?
- 3) Что является их основным источником/источниками?
- 4) Когда они были доставлены на Луну?
- 5) Что они могут сказать нам о происхождении системы Земля–Луна?
- 6) Можно ли их рассматривать как лунные ресурсы, достаточные для обеспечения постоянных лунных баз или, более глобально, как источник полезных ископаемых, доставляемых на Землю?

Сейчас наиболее популярной и обсуждаемой гипотезой образования Луны считается гигантское столкновение молодой Земли и протопланыты размером с Марс произошедшее на ранних стадиях эволюции Солнечной системы (Сапур, Asphaug, 2001). Долгое время полагали, что подавляющая часть летучих веществ, включая воду, осталась на Земле, а Луна превратилась в “сухое” небесное тело со средним содержанием воды порядка 50 ppm (Fegley, Swindle, 1993). Это подтверждалось ранними результатами анализов образцов, привезенных с Луны американскими астронавтами в ходе реализации программы Apollo. Однако в последние годы ситуация кардинально изменилась – в дополнительных исследованиях доставленных образцов было обнаружено, что в вулканических стеклах, привезенных Apollo-17, содержание воды может достигать до 750 ppm (Saal и др., 2008). Впоследствии это открытие было подтверждено современными орбитальными измерениями пирокластической породы, находящейся в лунных морях, в которой содержание воды может достигать до нескольких сотен ppm (Milliken,

Li, 2017). Последние теоретические модели гигантского столкновения также показывают, что содержание воды в недрах Луны после завершения формирования Луны может быть достаточно большим (Hauri и др., 2015).

Сейчас наиболее привлекательными местами, где на поверхности Луны мог сохраниться водяной лед и другие летучие вещества, являются полярные кратеры, куда не попадает прямой солнечный свет, а температура может опускаться до нескольких десятков кельвинов (см., например Watson и др., 1999), формируя внутри кратеров холодные ловушки. Источники поступления летучих веществ в реголит могут быть совершенно разные. Это могут быть столкновения с кометами, которые приносят из внешних областей Солнечной системы водяной лед и минералы с высоким содержанием связанной воды. В результате столкновения кометы образуется локальная временная атмосфера, а молекулы летучих и воды (под действием теплового движения и гравитации Луны) могут мигрировать к полюсам и навсегда оседают в холодных ловушках. Аналогичный процесс происходит при взаимодействии протонов солнечного ветра с поверхностью Луны. В результате соударений могут образоваться молекулы воды или гидроксильная группа OH, которые, выйдя из поверхности за счет перемешивания под воздействием метеоритной бомбардировки, могут также мигрировать к лунным полюсам и осесть в холодных ловушках (Crider, Vondrak, 2000). Наконец, вулканическая активность, имевшая место 3.8 млрд лет назад, могла выбрасывать огромное количество газов из недр Луны и даже образовывать временную атмосферу с плотностью до 1–6% от земной (Needham, Kring, 2017). Конденсация летучих веществ и водяных паров из такой атмосферы также могла приводить к насыщению холодных ловушек водяным льдом и другими летучими веществами. Все это позволяет говорить о том, что на Луне в верхнем слое реголита могут присутствовать несколько типов воды – внутренняя (из недр), экзогенная (привнесенная извне кометами и астероидами) и солнечная (образующаяся под воздействием солнечного ветра).

Удивительно, но теория холодных ловушек была проверена не на Луне, а на Меркурии. В ходе миссии NASA MESSENGER было проведено детальное картографирование рельефа с помощью фотосъемки с высоким разрешением и лазерной альтиметрии поверхности. Были отождествлены полярные кратеры, куда никогда не попадает солнечное излучение, и было показано, что их распределение точно совпадает с картиной наземной радиолокации Меркурия (Paige и др., 2013). Последняя обнаружила яркие области, проинтерпретированные как отражение от водяного льда,

находящегося либо на поверхности, либо на не-большой глубине на дне этих кратеров.

Для Луны картина оказалась более сложная. В ходе орбитальной миссии NASA Lunar Prospector с использованием нейтронной спектроскопии поверхности было обнаружено скопление водородсодержащих соединений на полюсах (Feldman и др., 1998). Его не удалось сопоставить с крупными полярными кратерами, так как пространственное разрешение американского нейтронного детектора было недостаточное. Первые наблюдения радиолокации с борта миссии NASA Clementina также сначала интерпретировались как скопление водяного льда внутри полярных кратеров, но затем были опровергнуты данными наземных наблюдений (Simpson и др., 1999). Лишь относительно недавно удалось показать, что радиолокация выявляет аномальные кратеры (по коэффициенту круговой поляризации), где может содержаться водяной лед, но далеко не все холодные ловушки попадают в этот список (Patterson и др., 2017). В 2009 г. была запущен орбитальный аппарат NASA Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO). На его борту находятся несколько приборов, которые обеспечивают глобальное картографирование Луны в различных диапазонах. Это российский нейтронный спектрометр с высоким пространственным разрешением (прибор ЛЕНД), лазерный альтиметр LOLA, инфракрасный спектрометр Diviner, ультрафиолетовый спектрометр LAMP, бистатический радар Mini-RF и камеры LROC с высоким (сотни метров) разрешением. Картографирование лунной поверхности, проведенное осенью 2009 г., выявило несколько полярных кратеров с повышенным содержанием водорода/водяного льда. Один из них, кратер Кабео, был выбран для баллистической бомбардировки, в ходе которой тяжелый разгонный блок космического аппарата LRO был перенаправлен в центр этого кратера. Выброшенное в результате взрыва облако газа и пыли было исследовано орбитальными спектрометрами на борту LRO, измерения которых показали наличие различных летучих веществ, в том числе водяных паров, концентрация которых соответствовало наличию в поверхностном слое реголита водяного льда с массовой долей доходящей до 5% (Colaprete и др., 2010). Это совпало с данными последующей нейтронной спектроскопии, проведенной с орбиты, показавшей, что в этом кратере на глубине до полуметра можете находиться от 1 до 10% водяного льда (Sanin и др., 2017).

К сожалению, не все полярные кратеры демонстрируют подобные особенности. В ряде случаев водородный сигнал либо отсутствует, либо он обнаруживается только в освещенной окрестности кратера (Mitrofanov и др., 2012). Сопоставление карт экспериментов Diviner (карта возможного залегания водяного льда по анализу температуры

поверхности), ультрафиолетового спектрометра LAMP (поиск поверхностного водяного льда по интенсивности линий водорода Ly α) и нейтронного спектрометра LEND (поиск водяного льда на глубине до 1 м по вариациям нейтронного альbedo) показывает как сходства, так и различия (Haune и др., 2015; Sanin и др., 2017). Это указывает на гетерогенное распределение водяного льда как по поверхности, так и по глубине.

Возможно, водяной лед накапливался в кратерах, которые были вечнотеневными только на ранней Луне, а сейчас это свойство утратили. В результате глобального перераспределения масс на раннем этапе эволюции Луны ее ось вращения могла сместиться, что привело к соответствующему смещению полюсов. Косвенно на это указывает отсутствие явных признаков водорода/водяного льда в самых полярных кратерах. Кроме того, симметричность расположения водородонасыщенных северной и южной областей, отстоящих от полюсов, но лежащих вдоль одной оси, подтверждает эту теорию (Sieglar и др., 2016).

Вечнотеневные полярные кратеры, как кладовая разнообразных летучих веществ накопленных за миллиарды лет, безусловно, являются наиболее привлекательными в качестве мест посадок будущих миссий. Однако, они находятся на высоких широтах, а доступ к ним затруднен. В них не попадает солнечный свет, отсутствует радиосвязь, а температуры близки к абсолютному нулю. Поэтому с инженерной точки зрения рассматриваются различные компромиссные варианты: например, посадка лунохода рядом с таким кратером с возможностью последующего кратковременного визита внутрь кратера, или выбор мест посадок стационарных аппаратов среди приполярных освещенных районов, где лед мог сохраниться на некоторой глубине.

Орбитальные наблюдения показывают, что такие перспективные районы существуют. Чтобы водяной лед неограниченное время сохранялся непосредственно на лунной поверхности, требуются очень низкие температуры порядка 110 К. В этом случае скорость сублимации будет составлять всего 1 мм за миллиард лет (Zhang, Paige, 2009). При более высоких температурах, например, 150 К, поверхностный слой водяного льда толщиной 1 м может сублимировать всего за 1000 лет (Paige и др., 2013). Для других летучих веществ (CO₂, NH₃, некоторые органические соединения) температуры консервации должны быть еще ниже. Таким образом, первоначально образовавшийся водяной лед может сохраниться, только если он будет экранирован от внешних условий верхним слоем сухого реголита толщиной более 10 см. Это может произойти в результате микрометеоритного перемешивания верхнего слоя лунной поверхности, который и может защитить нижние слои и

создать условия для сохранения в них летучих и воды. С помощью орбитальных наблюдений, основанных на нейтронной спектроскопии, данных наземных и орбитальных радарных исследований, такие залежи можно локализовать с точностью до небольших районов, а посадочные миссии и, прежде всего, луноходы уже могут непосредственно исследовать эти районы и взять пробы для проведения элементного и изотопного анализа. Суточные вариации температуры лунной поверхности имеют большую амплитуду, достигающую до нескольких сотен градусов от ~50 К ночью и до ~250 К в полдень на высоких широтах. Однако на глубине более полуметра температура становится стабильной и по данным инфракрасной съемки можно определить районы, где водяной лед может сохраняться на доступной для исследований глубине. Это означает, что будущие посадочные миссии должны иметь возможность глубинного бурения до глубин 1–2 м, а сам механизм бурения, взятия проб и их передачи в аналитические приборы должен носить малоинвазивный характер. В процессе бурения и доставки образца грунта в аналитические приборы необходимо максимально сохранить естественные температурные условия его пребывания в толще грунта. Такой тип бурения, как правило называют криогенным, поскольку изъятый из грунта образец должен быть доставлен при очень низких температурах, чтобы предотвратить сублимацию летучих веществ. Подобные методы бурения еще не применялись в планетных исследованиях и для их реализации требуется разработать специальные типы буровых устройств. В следующей главе представлен обзор существующих ГЗУ, обеспечивающих глубинное бурение до 1–2 м и которые могут рассматриваться в качестве прототипов для создания будущих криогенных ГЗУ.

ОБЗОР СУЩЕСТВУЮЩИХ ГЗУ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ПЛАНЕТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Луна и Марс – это наиболее интенсивно исследуемые объекты Солнечной системы на протяжении многих десятилетий. За это время были успешно реализованы десятки научных орбитальных и посадочных миссий и практически в каждой с высоким приоритетом ставилась задача детального изучения свойств (механических, тепловых, электромагнитных) и состава (геологического, химического, элементного и изотопного) приповерхностного слоя грунта. Дистанционные методы (фотосъемка, инфракрасная и ультрафиолетовая спектрометрия, нейтронная и гамма-спектроскопия, радарные измерения и т.п.) обладают разной проникающей способностью от нескольких микрон до километров, но все равно не предоставляют полной картины и требуют

дополнительной верификации и уточнения, что может быть обеспечено только взятием и всесторонним анализом проб грунта с разной глубины. Поэтому еще на ранних этапах, на автоматических посадочных миссиях, начиная с американских марсианских Viking-1 и -2 и заканчивая аппаратами советской программы Луна, использовались буровые устройства, позволяющие заглубляться на несколько десятков сантиметров или первые метры и забирать грунт либо для анализа на борту посадочных станций, либо для возврата на Землю.

В целом, грунтозаборные устройства, основываясь на глубине их проникновения в подповерхностные слои исследуемого грунта, можно разделить на 4 группы.

1 группа – это поверхностные ГЗУ. Они способны проникать в грунт на глубину от 1 до 10 см. Сегодня это самый распространенный тип ГЗУ. В список таких ГЗУ попадают как устройства ковшового типа, так и устройства, использующие буровой инструмент. Они очень удачно вписываются в состав манипуляторных комплексов, устанавливаемых на планетоходы или посадочные платформы. Их основное преимущество состоит в простоте конструкции, минимальном энергопотреблении, небольшой массе и возможности производить отбор проб различных механических свойств (от рассыпчатого до твердого грунта) в различных местах около КА. В качестве примера можно привести миссии NASA Phoenix и MSL/Curiosity. В ходе первой миссии был проведен только ковшовый забор самого верхнего слоя марсианского грунта (Smith и др., 2008). Во втором случае – это использование ковшового устройства и бура в составе манипулятора тяжелого марсохода (Anderson и др., 2012). В 2012 г. марсоход Curiosity осуществил первое бурение на поверхности Марса, заглубившись на глубину порядка 6 см. На сегодняшний момент таких бурений сделано около двух десятков вдоль трассы движения марсохода.

2 группа – глубинные ГЗУ (ГГЗУ), предназначенные для бурения на глубины 1–3 м. Это уже более сложные и массивные устройства, являющиеся одним из главных элементов научной аппаратуры на борту посадочного аппарата. Для проходки на такие глубины уже используется буровой инструмент, состоящий, как правило, из одной буровой штанги. История таких ГГЗУ начинается с советских миссий Луна-16 и Луна-20 (см. детальное описание ниже). К ним можно также отнести перспективные разработки ГГЗУ для миссии NASA IceBreaker (Zacny и др., 2013) и российско-европейского проекта ExoMars-2020 для исследования Марса (Vago и др., 2017), Resource Prospector (Zacny и др., 2015) и ProSEED (Carpenter, Fisackerly, 2017) для лунных посадочных миссий (см. также детальное описание ни-



Рис. 1. Общий вид марсохода ExoMars-2020.

же). Кроме лунных и марсианских исследований подобное ГЗУ было установлено в миссии ESA Rosetta и Фобос-Грунт (аналогичные устройства) для исследования ядра кометы Чурюмова–Герасименко и спутника Марса – Фобоса. Именно такие буровые устройства сейчас рассматриваются в качестве основных прототипов будущего криогенного ГЗУ для лунных исследований.

3 группа – это ГЗУ, способные производить бурение на глубины от нескольких метров до 10 м. Эти устройства либо состоят из составной буровой штанги, когда отдельные элементы собираются в единую штангу по мере проходки скважины, либо из самозаглубляющегося устройства типа ударного проходчика. Примером является действующая марсианская миссия NASA Insight, в состав которого входит устройство, основанное на ударном механизме внедрения на глубину до 5 м и предназначенное для изучения механических и тепловых свойств подповерхностных слоев Марса (Spohn и др., 2019). Устройство позволяет произвести необратимую проходку в глубину без возможности возврата из скважины. КА Insight успешно сел на поверхность Марса в конце 2018 г. и уже провел тестовые операции по заглублению на глубину порядка 40 см. Отдаленным аналогом также является ГЗУ разрабатываемое для марсохода ЕКА ExoMars-2020, так как в нем должен быть отработан механизм сборки буровой штанги из отдельных колен/звеньев, позволяющий бурить на глубины более 2 м при наличии дополнительных звеньев.

4 группа – ГЗУ для бурения на глубину более 10 м. Это массивные составные устройства, требующие больших энергозатрат. Они еще существуют только в виде начальных, не детализированных проработок и не применялись в планет-

ных исследованиях. В ближайшем будущем они будут очень востребованы, в том числе для научно-промышленных целей, связанных с поиском ресурсов и полезных ископаемых на других планетах и небесных телах Солнечной системы.

Далее в этой главе более подробно рассмотрены ГЗУ, позволяющие извлекать пробы грунта с глубин порядка 1–2 м, которые либо уже были успешно использованы в космических экспериментах (миссии к Луне и Марсу), либо в настоящее время для них созданы действующие прототипы или летные образцы, протестированные в различных условиях и готовые к применению в космосе. Сравнительный анализ характеристик таких ГЗУ, на наш взгляд, позволяет понять, какие из них являются наиболее важными для создания следующего поколения ГЗУ для будущих лунных автоматических миссий.

Марс. Ключевым элементом второй части российско-европейской миссии ExoMars, планируемой к запуску в 2020 г., на предприятиях ESA создается марсоход с ГЗУ, которое позволит впервые пробурить скважину в марсианской поверхности на глубину до 2 м. Общий вид марсохода представлен на рис. 1.

Основная задача – добраться до внутренних слоев грунта, скрытых от внешних неблагоприятных радиационных условий и воздействия атмосферы, и где могли сохраниться органические соединения. Проходка на глубину достигается за счет составного бурового инструмента, состоящего из четырех колен по 0.5 м длиной и механизма их автоматической состыковки, что существенно уменьшает размер ГЗУ и облегчает его размещение на борту марсохода (см. также рис. 2).

Буровая штанга снабжена внешним шнеком для отвода бурового шлама из скважины и законцовкой с четырьмя резами. Наконечник бурового инструмента имеет приемную полость для взятия образца, которая открывается и закрывается перемещением специального поршня. При продолжении бурения с открытой полостью внутрь ее попадает проба грунта, после заполнения полость закрывается и производится выемка инструмента из скважины и перегрузка пробы в специальное распределительное устройство (SPDS) для размельчения и последующей передачи в аналитические приборы марсохода (рамановский спектрометр, инфракрасный спектрометр). Буровой инструмент снабжен термодатчиками для контроля температуры бура и грунта, что позволяет обеспечивать такие режимы бурения при низких температурах (до -80°C) и в разреженной атмосфере Марса, чтобы избежать сублимации летучих веществ, прежде всего вкрапленный водяного льда. Ожидается, что нагрев образца грунта во время бурения будет не более $5-20^{\circ}\text{C}$. ГЗУ также снабжено инфракрасным датчиком (Ma_MISS,

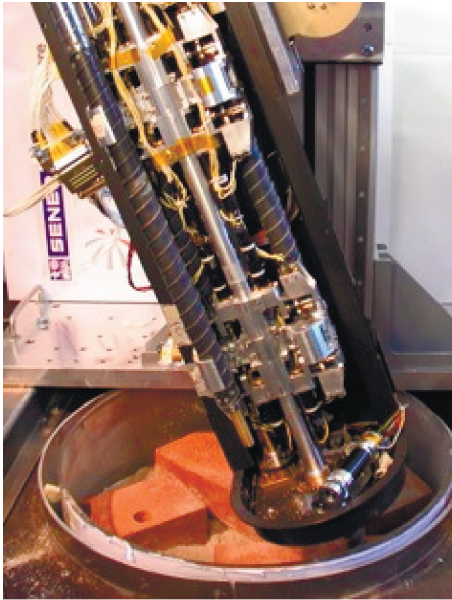


Рис. 2. Общий вид ГЗУ на марсоходе ExoMars-2020.

ссылка) для проведения спектрометрического анализа минералогического состава грунта вдоль скважины в течение всего процесса бурения. Для проникновения вглубь ГЗУ снабжено только

вращательным механизмом (скорость вращения 100–300 об./мин) с потреблением порядка 80 Вт и прижимной силой около 100 Н. Объем пробы составляет примерно 2.5 см³ (диаметр 1 см, длина 3 см). Полная масса ГЗУ вместе с управляющей электроникой составляет 21 кг.

Летный прототип этого ГЗУ уже протестирован и проверен в различных режимах, включающих бурение и отбор проб с глубины 0.5–2 м, в условиях, приближенных к марсианским по давлению и температуре, с использованием для тестирования стратиграфически различных образцов грунта, включающих также образцы со слоями водяного льда с содержанием воды до 35% по массовой доле. Основным разработчиком ГЗУ создаваемого по заказу ESA является итальянский машиностроительный концерн Leonardo.

Вторым примером является разрабатываемая фирмой Honeybee Robotics буровая установка IceBreaker, предназначенная для бурения льдонасыщенных грунтов в полярных районах Марса. Общий вид данного ГЗУ представлен на рис. 3.

Конструктивно и по компоновке данная разработка ГЗУ предназначена для небольшой околополярной посадочной миссии NASA класса Polar lander, которая уже использовалась для миссий NASA Phoenix и Insight. На данный момент она успешно прошла испытания в термовакuum-

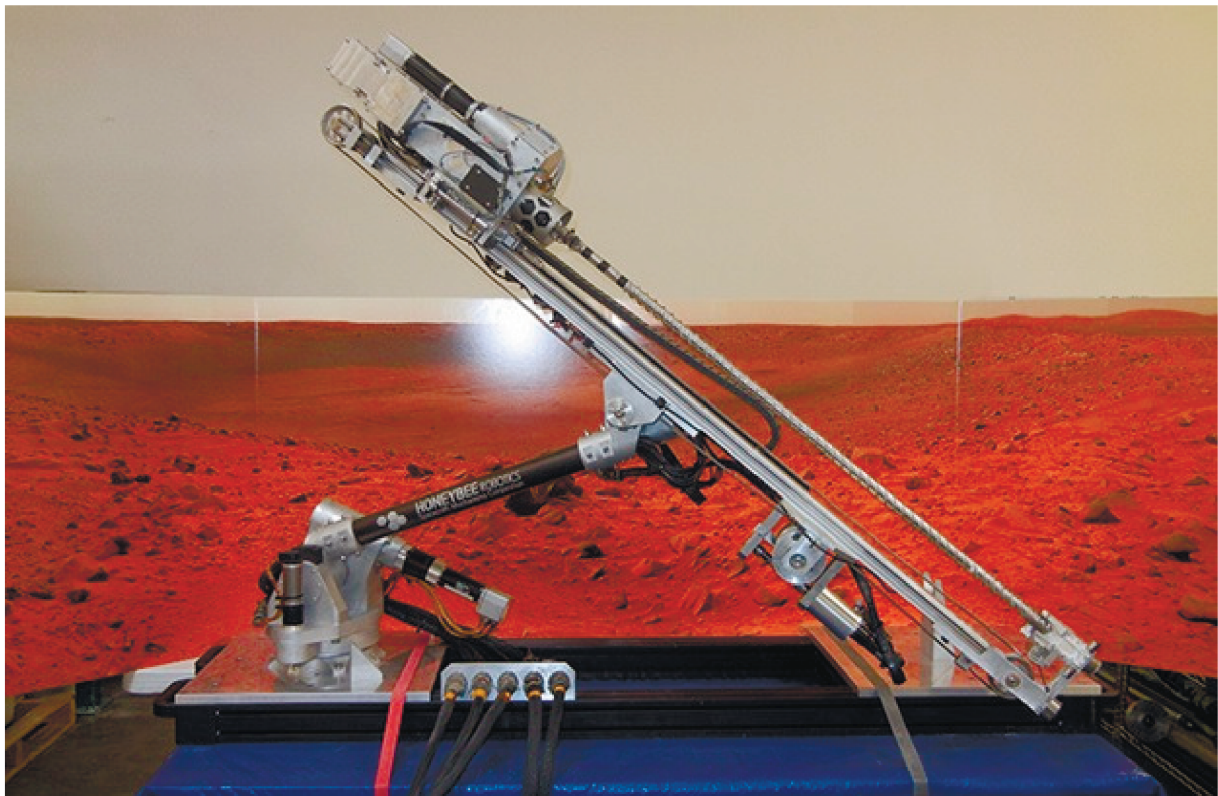


Рис. 3. Общий вид ГЗУ IceBreaker.

ной камере и в арктических условиях (Zasny и др., 2016a). При разработке этого ГЗУ был выбран ударно-вращательный механизм внедрения, как наиболее эффективный с точки зрения быстрого проникновения в твердые породы с наименьшими энергетическим затратами. Предусмотрены различные режимы бурения, развивающие максимальную мощность до 350 Вт и предусматривающие усилие прижатия к грунту до 160 Н на базальтовых камнях. В целом данное ГЗУ можно характеризовать классической формулой 1-1-100-100 или 1 м проходки за 1 ч с мощностью 100 Вт и прижимной силой 100 Н. Последняя определяется реакцией опоры посадочного аппарата. В условиях с низкой гравитацией небольшой посадочный аппарат массой порядка 350 кг существенно ограничивает прижимную силу на уровне не более 300–350 Н. Диаметр бурового инструмента составляет 25 мм при “полезной” длине от 1 до 3.5 м (в случае разных лабораторных образцов). Он также снабжен терпарами для мониторинга температуры грунта при бурении. Данное ГЗУ имеет в своем составе двойную систему перегрузки, рассчитанную как на легкосыпучие, так и на “липкие” образцы. Буровой инструмент выполнен в виде шнека с переменным шагом со сплошным и обоюдоострым резцом из карбида вольфрама на конце бура. Верхняя часть буровой штанги снабжена шнеком с небольшими желобами винтовой поверхности (2 мм) но имеющими высокий угол подъема (30°). Эта часть предназначена для эффективного отвода бурового шлама. Нижняя часть шнека имеет более широкие желоба (6 мм) с небольшим углом подъема (10°). Ее основная задача – забирать пробы грунта из скважины. Резец выполнен из твердого сплава для размельчения очень твердых пород, так как прочность льдонасыщенных грунтов при низких температурах (порядка –100°С) возрастает в несколько раз. В этом ГЗУ предусмотрено взятие образцов через каждые 10 см по глубине с их доставкой в аналитические приборы. Очистка шнека с образцами породы производится специальным устройством, где вращающиеся щетки счищают грунт с витков шнека в приемное устройство.

В ходе наземных испытаний данная установка была испытана в условиях максимально приближенных к марсианским, беспрепятственно смогла пробурить мерзлый грунт на всей возможной длине (на 1 м по плотным замороженным базальтовым грунтам и на 3.5 м по сплошному льду) и успешно изъять пробы. Наибольшее зафиксированное изменение температуры образцов при воздействии на них бурового инструмента составило 8°С.

Луна. Если до недавнего времени на Марсе было реализовано только поверхностное бурение на глубину менее 10 см (миссия NASA Mars Science Laboratory), то на Луне еще в 20-м веке удалось

провести эксперименты по глубинному бурению и даже доставить образцы породы на Землю. Первые в мире забор и доставка образцов лунного грунта на Землю были осуществлены в рамках советской космической миссии Луна-16. Для этих целей на посадочном модуле было установлено ГЗУ, состоящее из бурового инструмента с системой электрических приводов и механизма выноса бурового инструмента. Механизм выноса представлял собой штангу с приводами, обеспечивающими ее перемещение в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Такие возможности позволяли выбирать место для бурения вблизи аппарата, и производить перегрузку колонки добытого реголита в возвращаемый аппарат. Буровой инструмент был оснащен системой приводов, обеспечивающей ударно-вращательный способ бурения, преимущества которого состоят в том, что сочетание вращения и ударных нагрузок увеличивают ресурс коронки бурового инструмента и уменьшают вероятность подклинивания керна при колонковом бурении. В результате буровой инструмент имел достаточно большую скорость бурения (в среднем 60 мм/мин) и малое энергопотребление. Коронка бурового инструмента обеспечивала разрушение породы набором твердосплавных резцов, расположенных по диаметру. Вынос выбуренной породы осуществлялся шнековым транспортом, а грунт, оставшийся внутри, поступал в кerno-приемную полость бурового инструмента. Для отрыва сплошного керна от породы и сохранения сыпучих пород при загрузке в контейнер возвращаемого аппарата входное отверстие коронки бурового инструмента было оснащено специальным кернорвателем и специальными ворсовыми включениями на внутреннем диаметре инструмента, исключающими возможность выпадания керна. После бурения рабочая часть бурового инструмента вместе с кернам лунного реголита перегружалась в возвращаемый аппарат и доставлялась на Землю. Максимально достигнутая глубина проникновения составила 350 мм при взятой массе грунта 101 г. Общий вид ГЗУ Луна-16 представлен на рис. 4, где 1 – корпус ГЗУ, 2 – привод вращения, 3 – буровой инструмент.

Детальная фотография бурового инструмента представлена на рис. 5.

Посадочный модуль КА Луна-20 оснащался аналогичным ГЗУ, что и Луна-16. Отличие состояло в выборе места посадки, отличавшегося более сложным с точки зрения бурения поверхностным слоем. Результатом миссии стала доставка 55 г лунного грунта на Землю с глубины 340 мм.

Автоматическая межпланетная станция Луна-24 стала последней из серии космических аппаратов советской программы Луна. Она имела в своем составе совершенно новый тип ГЗУ, хотя основная посадочная платформа была заимствована из

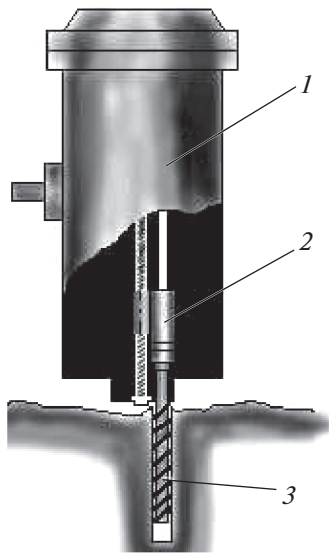


Рис. 4. Общий вид ГЗУ Луна-16.

миссий Луна-16 и Луна-20. Новое ГЗУ при прежних установочных размерах и энергопотреблении позволило увеличить глубину бурения почти в шесть раз и загрузить пробы грунта, взятые по всей глубине скважины с сохранением их стратификации, в возвращаемый аппарат. ГЗУ Луна-24 содержало ряд уникальных конструктивных решений, не встречавшихся в космической технике ранее. Бурение скважины производилось колонковым инструментом с вращательным и

вращательно-ударным режимом проходки, при этом колонка грунта при бурении отбиралась в гибкий грунтонос для сохранения стратификации. Затем заполненный грунтом грунтонос укладывался в кассету и перегружался в контейнер возвращаемого аппарата, а ГЗУ автоматически отводилось из зоны старта. Применив совершенно новое решение упаковки взятых пробы в грунтонос, советские инженеры решили не только проблему перегрузки и доставки образца в возвращаемый аппарат, но и нашли техническое решение, как избежать чрезмерного уплотнения и перемешивания грунта с сохранением его стратификации. При обычном колонковом бурении проба, пройдя через отверстие в буровой коронке, начинает перемешиваться и тормозится за счет сил внутреннего трения, постепенно уплотняя и забивая грунто-приемную область, что ведет к прекращению процесса взятия грунта уже на небольшой глубине. Специальный гибкий грунтонос подхватывал грунт, проходящий через отверстие буровой коронки, и транспортировал его дальше без перемешивания. В рамках миссии Луна-24 удалось доставить на Землю 170 г грунта с глубины до 2400 мм с сохранением стратификации. Общий вид ГЗУ Луна-24, установленного на КА, представлен на рис. 6.

К сожалению, после окончания программы Луна на наш спутник больше не летали автоматические посадочные станции снабженные ГЗУ. К этим планам вернулись только в 21-м веке, при этом уже на основе новых знаний о Луне, концен-

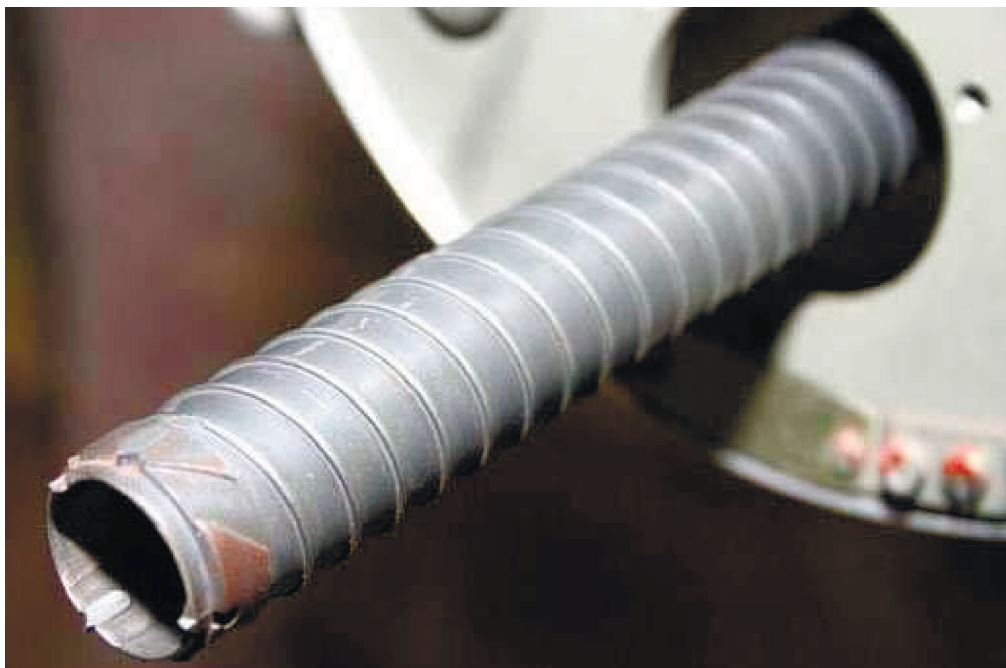


Рис. 5. Общий вид бурового инструмента ГЗУ Луна-16.



Рис. 6. Общий вид ГЗУ Луна-24.

трируясь на доставке на Землю образцов реголита из полярных областей. В настоящее время такие посадочные миссии прорабатываются различными космическими агентствами и даже частными организациями и прототипы соответствующих ГЗУ активно создаются и тестируются в условиях, приближенных к лунным. В качестве наиболее технически проработанного нужно отметить проект ГЗУ для лунной миссии NASA Resource Prospector. Хотя сама миссия была впоследствии отменена, тем не менее удалось создать действующий концепт ГЗУ с очень высоким уровнем готовности – в терминах используемого в NASA Technical Readiness Level (TRL) характеризующего уровень разработки аппаратуры, TRL достиг уровня 6 (см. Zaspu и др., 2017). В качестве основы была взята уже описанная выше марсианская ГЗУ IceBreaker (с TRL = 4) и ее следующая версия LITA (TRL = 5). Общий вид ГЗУ Resource Prospector показан на рис. 7.

Так же, как и IceBreaker, ГЗУ для Resource Prospector состоит из вращательно-ударного механизма, расположенного в верхней части, единой буровой штанги, внешняя поверхность которой выполнена в виде шнека с переменным ходом витков (точно так же, как у IceBreaker), станции

очистки, использующей щеточный механизм, механизма перегрузки и механизма раскрытия/выноса. Полная масса ГЗУ составляет 15 кг плюс дополнительные 5 кг, чтобы разместить и закрепить его на борту лунохода. ГЗУ следует универсальному правилу бурения скважины глубиной 1 м за 1 ч, используя мощность не более 100 Вт и силу прижатия не более 100 Н. При этом было заложено потребление до 300 Вт на ударный механизм (4 Дж на один удар) и столько же на вращение (до 120 оборотов в минуту). Длина буровой штанги составляет около 1200 мм, а ее диаметр равен 1 дюйму, что позволяет забирать примерно 12 см³ лунного грунта в каждой проходке. Максимальный размер ГЗУ не превышает 1800 мм. Механизм раскрытия/выноса обеспечивает закрепление ГЗУ на борту лунохода в транспортном положении на высоте 80 см над поверхностью. Разрешенный температурный диапазон для хранения составляет [–233, +70°C], а для работы – [–60, +50°C]. Созданное ГЗУ успешно прошло натурные испытания в Арктике, Антарктиде, Гренландии, и экспериментальные проверки в термовакуумной камере, где были созданы лунные давление 10^{–5} Торр и температура (<200 К), а также использовался аналог лунного полярного

реголита с различным содержанием воды. Было показано, что бурение обеспечивает многократный забор грунта по глубине с шагом 100 мм, при этом контролируется тепловой режим и реализуется возможность доставки образцов с сохранением летучих веществ. Многократный забор грунта по глубине считается оптимальным, так как позволяет детально изучить стратиграфию скважины, облегчает вынос бурового шлама и тем самым снижает энергетические затраты на глубинное бурение и обеспечивает необходимое сохранение охлажденного лунного грунта внутри скважины. В термовакуумной камере, в лунных условиях, были проведены эксперименты по оценке скорости сублимации летучих веществ (CO_2 , H_2O , OH , N_2 , Ar) в процессе бурения и выполнены соответствующие расчеты тепловых условий. Последние учитывали диффузию молекул в порах грунта (закон Фика) и их сублимацию с поверхности зерен вещества (закон Кнудсена). Было обнаружено, что при доставке образцов грунта с глубин более 0.5 м содержание в них H_2O сохраняется, хотя и уменьшается на 80% по сравнению с исходной концентрацией. Таким образом, эксперименты и расчеты показали, что такой тип ГГЗУ позволяет обеспечить криогенное бурение и доставку образцов реголита на поверхность (Teodoro и др., 2017).

В качестве основного варианта ГГЗУ для российской посадочной миссии Луна-27, создаваемой в рамках ОКР Луна–Ресурс-1 сейчас рассматривается научная аппаратура ProSEED, предложенная ESA и основанная на разработках ГГЗУ для марсохода ExoMars-2020 с учетом адаптации к лунным условиям и требованиями КА (Carpenter, Fisackerly, 2017). На сегодняшний день уже создан технологический прототип, который проходит испытания в специальной термовакуумной камере, где имитируются лунные условия (температура и давление) и различные типы лунных грунтов (с разным содержанием воды).

Как и в случае миссии ExoMars-2020 это ГГЗУ создается итальянской компанией Leonardo. ГГЗУ ProSEED должно обеспечить многократное взятие проб лунного грунта с разной глубины и их дальнейшую передачу для изучения несколькими аналитическими научными приборами, входящим в состав научной аппаратуры посадочного аппарата Луна-27.

ГГЗУ ProSEED входит в состав комплекса PROSPECT, состоящего из ГГЗУ ProSEED и аналитического научного прибора PROSPA (также создаваемого ЕКА), в который проба доставляется непосредственно из ГГЗУ. Доставка проб грунта в российские аналитические научные приборы осуществляется манипуляторным комплексом ЛМК, который забирает пробу грунта из ГГЗУ ProSEED. В этот список входит: аналитический

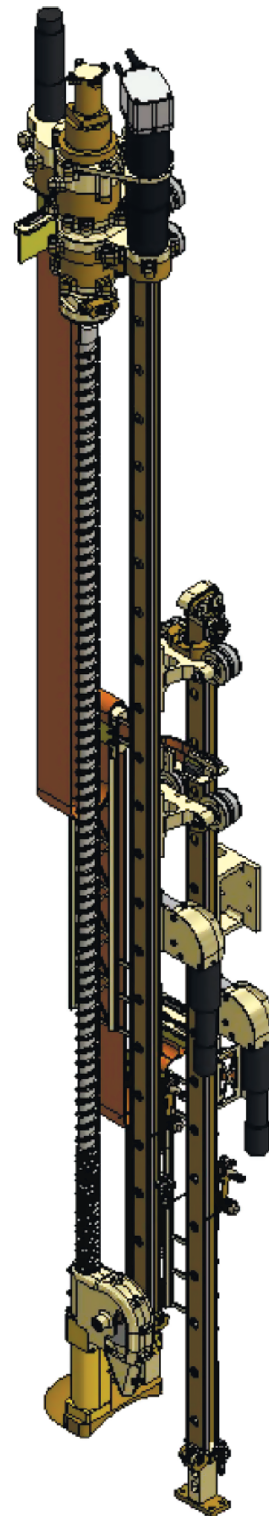


Рис. 7. Общий вид ГГЗУ Resource Prospector.

комплекс, состоящий из приборов ТА-Л (термоанализатор с пиролитическими ячейками), ГХ-Л (газовый хроматограф) и НГМС (газовый масс-спектрометр) и лазерный масс-спектрометр ЛАЗМА-ЛР.

В научные задачи миссии Луна-27 входит извлечение не менее 25 проб лунного реголита – из не менее 5-и разных скважин и не менее пяти образцов с разных глубин каждой скважины. Максимальная глубина, с которой должна извлекаться проба, составляет около 1 м. В процессе взятия и передачи образцов должен обеспечиваться благоприятный температурный режим (минимальный нагрев образца) для максимальной сохранности летучих веществ. С учетом различных требований (объем пробы, сыпучесть, размер частиц), предъявляемых аналитическими приборами на КА Луна-27 к извлекаемому грунту, найдено техническое решение по комбинированному взятию образцов. Для прибора PROSPA доставка образца объемом около 1 см³ осуществляется непосредственно в полость на конце бурового инструмента, которая открывается по такому же принципу как в ГГЗУ на марсоходе ExoMars-2020. Доставка грунта осуществляется извлечением буровой штанги из скважины и поворотом ГГЗУ в определенное положение, чтобы совместить конец бурового инструмента и приемную воронку PROSPA. Она установлена на карусели с пиролитическими ячейками. Образец поршнем выдавливается из полости бурового инструмента внутрь воронки и далее в пиролитическую ячейку. Взятие остальной пробы грунта осуществляется с помощью выдвижной части бурового инструмента, имеющей внутри шнековую поверхность, на витках которой, в процессе взятия, остаются частицы грунта в достаточном для анализа количестве. При таком способе можно обеспечить большую рассыпчатость пробы и необходимый объем в 4–5 см³ для российских аналитических приборов, куда она доставляется с помощью манипулятора. В этом случае буровая штанга вынимается из скважины и ГГЗУ поворачивается в положение, в котором шнек с налипшим грунтом располагается над приемной воронкой. С помощью механических щеток грунт счищается в воронку и по ней попадает в приемное устройство манипулятора, подводимое под воронку, после чего манипулятор разносит грунт в приемные окна ТА-Л и ЛАЗМА-ЛР, дозируя его в соответствии с требованиями каждого прибора. Во обоих рассмотренных случаях основной задачей кинематики движения ГГЗУ является точное совмещение приемной воронки и бурового инструмента для успешной передачи грунта.

Полная масса ГГЗУ ProSEED составляет 31 кг, максимальная потребляемая мощность около 170 Вт (может регулироваться), прижимная сила не должна превышать 650 Н. ГГЗУ должна иметь собственную систему обеспечения терморегулирования, так как по тепловым интерфейсам она отвязана от конструкции КА.

В табл. 1 мы привели сравнение основных параметров лунных ГГЗУ, включая устройства для Луна-16, Луна-24 и ProSEED.

РАЗРАБОТКА ГГЗУ ДЛЯ БУДУЩИХ ЛУННЫХ МИССИЙ

В российской лунной программе заложена определенная последовательность полярных посадочных автоматических миссий, в каждой из которых предусмотрены взятие образцов полярного реголита с глубин, где могли сохраниться летучие вещества, с анализом их на борту, а в рамках некоторых миссий также и доставка образцов на Землю. Текущая Федеральная космическая программа (ФКП) действует до 2025 г. и включает реализацию посадочных миссий Луна-25, Луна-27 и начало работ по проекту Луна-28. За горизонтом 2025 г. также предусмотрены автоматические посадочные миссии, которые будут являться важными предшествующими элементами пилотируемой программы и будут использоваться для геологоразведки территории первых высадок и выбора оптимального места расположения будущей российской лунной базы. В качестве одного из важных составляющих программы рассматривается возможность использования автоматических станций для отработки взаимодействия людей и роботов. В первую очередь это касается привлечения космонавтов для управления аппаратурой на посадочных аппаратах с борта орбитальной станции.

Можно выделить несколько классов будущих лунных посадочных полярных миссий.

К первому классу относятся космические аппараты типа Луна-25 и Луна-27. Это стационарная посадочная платформа, которая обеспечивает мониторинг окружающей обстановки (поля заряженных и нейтральных частиц, пылевая, микрометеоритная и радиационная обстановки), проводит элементный, минералогический, изотопный анализ образцов близлежащего грунта, а также выполняет измерения его тепловых, механических и электромагнитных свойств на разной глубине.

Ко второму классу относятся космические аппараты типа Луна-28. Это также стационарная платформа, но ее основное предназначение – забрать стратиграфическую колонку или стратиграфический набор образцов грунта с глубины до 2 м максимально малоинвазивным способом, чтобы сохранить исходные свойства грунта (прежде всего состав летучих веществ) и доставить образцы на Землю. Кроме самой посадочной платформы в состав КА входит ГГЗУ и капсуляционно-транспортное устройство для герметичной упаковки образцов их загрузки в спускаемую капсулу возвратного аппарата, стартующего с поверхно-

Таблица 1. Сравнительный анализ лунных ГЗУ

	Луна-16, -20	Луна-24	Resource Prospector	ProSEED
Тип бурения	Колонковое	Колонковое	Цельный бур	Цельный бур
Режим внедрения	Ударно-вращательный	Ударно-вращательный	Ударно-вращательный	Вращательный
Способ очистки скважины	Шнек	Шнек	Шнек + многократный забор с разных глубин	Шнек + многократный забор с разных глубин
Забор с разных глубин	Однократное бурение с забором всей стратиграфической колонки	Однократное бурение с забором всей стратиграфической колонки	Дискретный забор каждые 10 см	Дискретный забор каждые 30–50 см
Способ забора	Колонковый	Гибкий грунтонос с забором всей стратиграфической колонки	На витках шнека в конце буровой штанги оптимизированных под забор пробы	Комбинированный: Внутри бурового инструмента На витках выдвижного шнека
Способ передачи пробы	Автоматическая упаковка всей колонки и возврат на Землю	Автоматическая упаковка всей колонки и возврат на Землю	Очистка шнека щеточным механизмом в приемное устройство	Комбинированный: Непосредственно в приемное окно НА Очистка шнека щеточным механизмом в приемное устройство манипулятора
Устройство раскрытия/выноса	Нет	Нет	Да	Да
Кол-во скважин	1	1	Многократно	Многократно
Усилие прижатия	80–120 Н	<400 Н	100 Н	<650 Н
Скорость бурения	56 мм/мин	150 мм/мин	1 м за час	Несколько см в минуту
Максимальный размер	690 мм	3200 мм	1800 мм	2500 мм
Глубина	417 мм	2400 мм	1000 мм	900–1000 мм
Диаметр бура	26 мм	28 мм	25.4 мм	25 мм
Объем пробы	101 г	170 г	12 см ³	Две пробы <1 и 4–5 см ³
Мощность	140 Вт	500 Вт	500 Вт	100–200 Вт
Вращательный механизм	508 об./мин	До 220 об./мин	120 об./мин	До 300 об./мин
Ударный механизм	1524 уд./мин	600 уд./мин	1160 уд./мин	Нет
Масса	13.6 кг	54 кг	20 кг	31 кг
Рабочий диапазон температур	Нет данных*	–150, +150°C	–60, +50°C	–50, +50°C

* Известно, что первое включение ГЗУ Луна-16 произошло при температуре –120°C.

сти с образцами внутри. Жизненный цикл посадочной платформы составляет не более одного лунного дня, и в программе исследований, как правило, не предусмотрена сложная процедура анализа образцов (возможен только их предварительный скрининг) и, в связи с этим, для этого класса миссий рассматривается упрощенный комплекс научной аппаратуры. Основные научные приборы планируется устанавливать на небольшом луноходе, который сможет отъехать в сторону и выжить после старта с Луны возвратного модуля. Для такого класса посадочных миссий важно предусмотреть орбитальный аппарат для командно-телеметрического обмена и получения научных данных с лунохода и также, для отработки стыковки на орбите с возвратным аппаратом, если будет выбрана такая схема миссии Луна-28.

К третьему классу относится миссия с луноходом среднего класса массой 200–400 кг оснащенный облегченной ГГЗУ (порядка 15 кг). В его задачи входит исследование большой территории на расстоянии до нескольких десятков километров с проведением первичной геологической разведки вдоль трассы движения. Такой проект подразумевает установку на луноход специализированного комплекса научной аппаратуры, позволяющего проводить дистанционный анализ подстилающей поверхности на глубину до 0.5–1 м и выбирать перспективные места останковки лунохода для проведения глубинного бурения, взятия образцов и их анализа на борту лунохода, например, с помощью хроматографического комплекса и масс-спектрометров. Часть образцов может сохраняться на борту лунохода, чтобы последующие миссии могли их забрать и вернуть на Землю.

К четвертому классу можно отнести миссии с тяжелыми аппаратами, которые сегодня еще находятся в самой начальной стадии концептуальной проработки, но скорее всего будут предназначены для подготовки и отработки высадки космонавтов и тяжелых луноходов на поверхность Луны, а в дальнейшем – для проведения серьезных геологоразведочных работ. К примерам таких проектов может относиться концепция лунохода – “Робот-геолог” (Vasiliev и др., 2017).

Исходя из накладываемых ограничений на каждый класс автоматических миссий, скорее всего, необходимо разработать несколько модификаций ГГЗУ, адаптированных под конкретные научные и технологические требования. Анализируя имеющиеся на сегодняшний момент разработки (см. главу “Обзор...” и табл. 1) и ограничения условий на лунной поверхности, можно выделить два способа взятия образцов грунта, которые могут быть реализованы в той или иной модификации ГГЗУ.

В первом способе отбор точечных проб производится на поверхности из стратиграфической

колонки реголита, изъятый при колонковом способе бурения, с использованием или без использования гибкого тракта (грунтоноса). Без грунтоноса стратиграфическая колонка забирается в полость трубы шнека бурового инструмента, имеющей технологические отверстия (см. рис. 8). Эти отверстия представляют собой либо продольные вырезы, распределенные по длине бурового инструмента, либо точечные отверстия для внедрения приемных устройств.

Наличие технологических отверстий незначительно влияет на жесткость бурового инструмента, но при этом дает возможность забора точечных проб с разной глубины. При этом улучшается проходимость бурового инструмента, так как коэффициент трения грунта по грунту намного выше, чем металла бурового инструмента по грунту, что позволяет протягивать колонку внутри бурового инструмента при прохождении скважины. Этот эффект уменьшает возможность заклинивания колонки грунта внутри бурового инструмента. Тем не менее вероятность заклинивания колонки грунта внутри бурового инструмента все равно остается довольно высокой для радиусов бурового инструмента 20–30 мм при глубинах бурения более одного метра. Кроме этого, существенным недостатком такого извлечения колонки грунта является возможность осыпания столба реголита при извлечении на поверхность.

Чтобы свести вероятность заклинивания бурового инструмента к минимуму, используется гибкий грунтонос. Конструктивно данный способ отличается от простого колонкового наличием внутренней полой трубы, где в межстеночном пространстве уложен гибкий грунтонос из специального текстильного материала. Схема реализации изображена на рис. 9, где: 1 – резец, 2 – шнек, 3 – гибкий грунтонос, 4 – штанга буровая, 5 – наружная труба грунтоноса, 6 – подшипник, 7 – внутренняя труба грунтоноса, 8 – трос грунтоноса, 9 – соединение с приводом бурового инструмента, 10 – фланец крепления к корпусу привода бурового инструмента.

При прохождении скважины привод грунтоноса равномерно тянет его основание, что позволяет подхватывать и забирать внутрь колонку с грунтом. Это дает возможность проводить бурение на глубины более 2 м. Данный способ является оптимальным для миссий с возвращаемым аппаратом, так как заполненный, но все-таки достаточно гибкий грунтонос легко укладывается в контейнер возвратного модуля с сохранением стратиграфической колонки. Дополнительным преимуществом гибкого грунтоноса при криогенном бурении могут быть его теплоизоляционные свойства, позволяющие дольше сохранять изначальную температуру образца, минимизируя

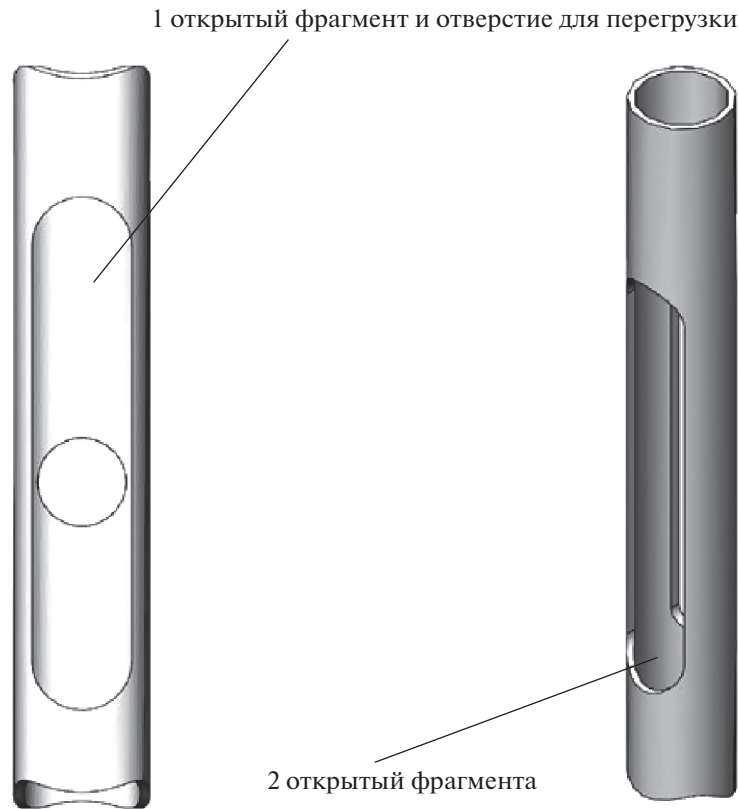


Рис. 8. Варианты исполнения колонковых буровых инструментов с открытыми фрагментами.

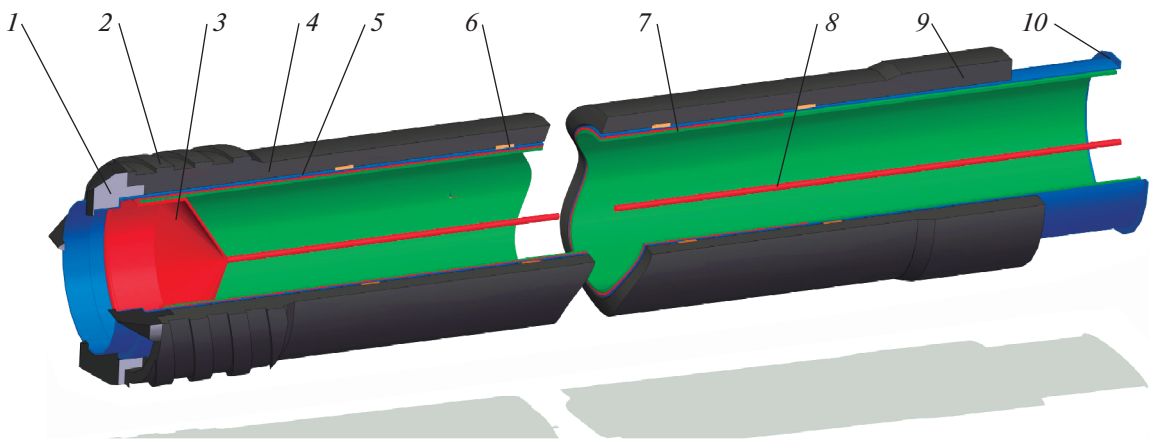


Рис. 9. Буровой инструмент, оснащенный гибким грунтоносом.

градиент температур между образцом и нагретыми стенками буровой штанги.

После внедрения бурового инструмента в процессе извлечения гибкого грунтоноса на поверхность допускается отбор, анализ и упаковка точечных проб грунта. Это возможно реализовать при помощи специального устройства точечного отбора и манипуляторного комплекса. Отбор проб осуществляется в процессе изъятия бурового

инструмента из скважины с остановкой для взятия одиночной пробы с заданной глубины. Схема работы такого комплекса изображена на рис. 10.

Для реализации этого способа на корпусе ГЗУ установлено устройство отбора пробы, которое протыкает гибкий грунтонос (он может состоять из нескольких самозатягивающихся шторок, которые пробоотборник раздвигает при входе), забирает и выдавливает порцию грунта в приемное

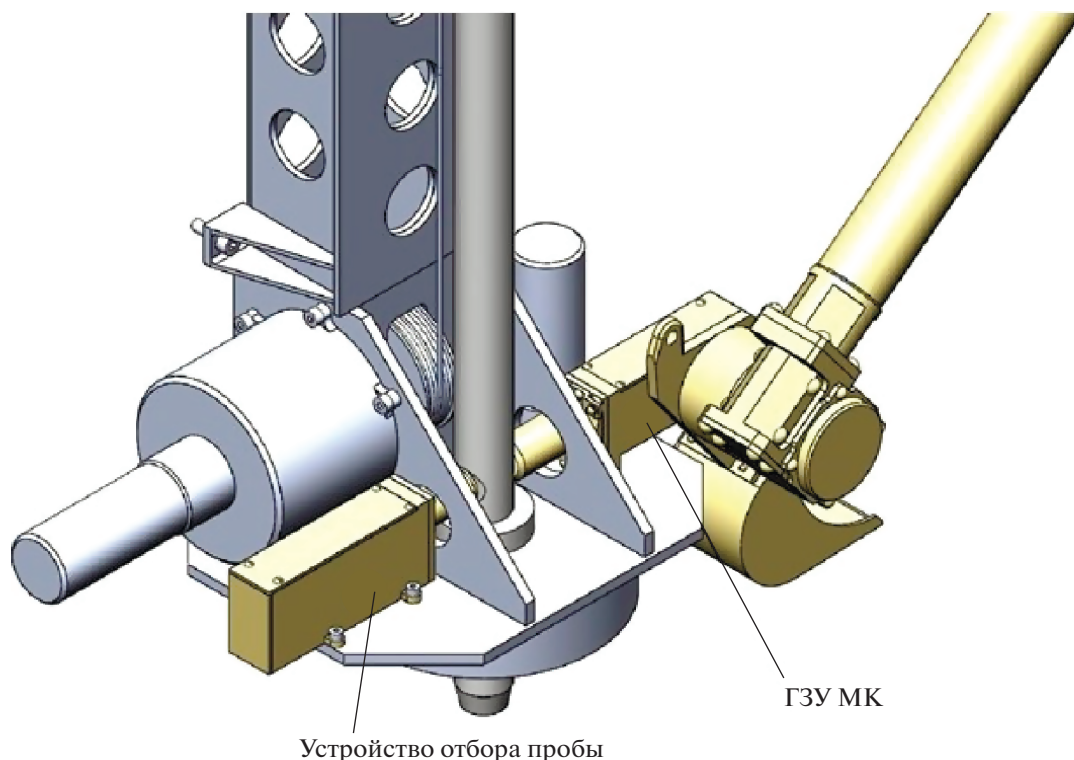


Рис. 10. Отбор точечных проб манипуляторным комплектом из ГЗУ.

устройство манипуляторного комплекса, которое подводится с другой стороны бурового инструмента напротив приемного устройства.

Таким образом, колонковое бурение, реализованное в подобном устройстве, позволяет одновременно забирать стратиграфическую колонку вещества и проводить исследование точечных проб грунта, изъятых с разной глубины. В наибольшей степени это подходит для буровых устройств, предназначенных для посадочных миссий с последующим возвратом лунного вещества на Землю. В такой реализации можно обеспечить большую глубину бурения, сохранить стратиграфию вещества, отдельно отобрать и запаковать самостоятельные “точечные” пробы вещества с сохранением летучих веществ. Основные недостатки таких устройств – достаточно высокая сложность исполнения, требующая, для достижения высокой надежности, как и всей аппаратуры автоматических космических аппаратов, значительных наземных отработок, и невозможность установки на луноходы из-за высокой массы ГЗУ и ограничений по бурению нескольких скважин.

Во втором способе отбор проб осуществляется шнековым транспортером. Для этой конфигурации ГЗУ буровой инструмент выполнен в виде шнека, что обеспечивает проходку с невысоким

энергопотреблением на глубины более 1 м с малой вероятностью заклинивания. При таком способе бурения буровой шлам, выносится на поверхность или уплотняется в стенки скважины. Взятие грунта осуществляется устройством, расположенным в наконечнике бурового инструмента. Оно представляет собой малый шнековый транспортер, управляемый системой из двух приводов, позволяя независимо отбирать пробы грунта с любой глубины на “нетронутой” части скважины (дно скважины, где еще не происходило основное бурение), при этом с контролем прилагаемого усилия и температуры. Иллюстрация данного способа бурения на рис. 11, на котором слева направо показаны фазы полного цикла работы пробоотборника: 1 – проходка основной скважины (максимальные энергозатраты); 2 – внедрение шнекового пробоотборника (минимальные энергозатраты); 3 – втягивание шнека с отобранной пробой; 4 – перегрузка в приемное устройство путем освобождения шнековой полости. При вращении шнекового пробоотборника через специальную шайбу (показана зеленым цветом) грунт счищается со шнека и высыпается обратно в полость; 5 – очистка полости пробоотборника от оставшихся фрагментов грунта.

В ходе бурения основные энергозатраты идут на проходку скважины до нужной глубины, после



Рис. 11. Схема работы бурового инструмента с шнековым пробоотборником (слева—направо).

чего используется выдвижной шнековый транспортер для внедрения в дно скважины. Образец грунта захватывается на его винтовой поверхности и втягивается вместе со шнеком. Чтобы доставить образец на поверхность необходимо извлечь буровой инструмент из скважины и перед выгрузкой совместить его законцовку с приемным устройством аналитического прибора или передающим устройством, таким как приемник манипуляторного комплекса. Таким образом, представленный способ также позволяет отбирать пробы с разной глубины, но для этого требуется выемка всего бурового инструмента из уже пробуренной скважины, что увеличивает время доставки образца до аналитических приборов, снижает вероятность сохранения летучих и также возрастает вероятность обрушения стенок сква-

жины при извлечении инструмента и может привести к невозможности продолжить бурение в этой скважине. Однако экспериментальные отработки и численное моделирование ГГЗУ Lunar Resource Prospector (см. выше) показывают, что такой способ бурения работает и обеспечивает криогенный забор грунта. Еще одним отрицательным аспектом является использование приводов в наконечнике инструмента, что повышает вероятность отказа в условиях больших отрицательных температур. В тоже время основными преимуществами являются: существенно меньшая сложность устройства, чем в аппаратуре для колонкового бурения, малая масса ГГЗУ, возможность реализовать многократное бурение в нескольких скважинах, размельченная проба реголита, снятая с винтовой поверхности шнека.

Поэтому такая модификация ГГЗУ рассматривается, как наиболее предпочтительная для установки на небольшие посадочные платформы типа Луна-27 и на средние луноходы, с той целью, чтобы в ходе таких миссий был обеспечен криогенный забор грунта с глубины не менее 1 м.

Кроме выбора способа забора грунта немаловажно определиться с компоновкой всего ГГЗУ, как достаточно большого и сложного узла, непосредственно встраиваемого в конструкцию посадочного аппарата или лунохода. С учетом того, что глубина проходки скважины составляет 1–2 м, возникают соответствующие требования к габаритам бурового инструмента, а следовательно, и к габаритам базовой конструкции ГГЗУ в условиях использования на современном КА. Масса ГГЗУ ограничена, и не может превышать 30–35 кг для посадочных платформ, и 10 кг для небольших луноходов. Агрессивная лунная пылевая среда и свойства самого реголита (сильная адгезия, абразивность и мелкий размер частиц) не позволяют использовать составной буровой инструмент, что могло бы в разы снизить габариты и динамическую нагрузку на КА. Сложность размещения устройств больших габаритов накладывает ограничения на жесткость конструкции и требует учитывания температурных расширений устройства при его работе в широком диапазоне температур, имеющихся на Луне, и задает высокие требования к используемым материалам. Работа в широких температурных диапазонах, а также переживание лунной ночи требуют термоизоляции и использования источников тепла, таких как РИТы, либо электрического подогрева. Большое количество движущихся узлов, многие из которых совершают большие перемещения, накладывает ограничения на их исполнение с целью их компактности, минимального энергопотребления и точности. При этом используются современные компактные электродвигатели космического исполнения вместе с минимальным количеством редукторов и паразитных передач. Линейные перемещения реализуются несколькими способами, наиболее предпочтительные из которых передача винт-гайка (точен и удобен для узлов малых габаритов, например актуаторы с длинной штока до 100 мм) и передача системой тросов. Ее преимущество состоит в малом весе и реализации длинных перемещений без серьезного прироста в массе в отличие от передачи винт-гайка. Конструкция ГГЗУ при всех этих ограничениях должна обеспечивать взаимодействие с устройствами передачи грунта в аналитические приборы и капсулирующими устройствами (для миссий с возвратом грунта на Землю).

Основываясь на проведенном выше анализе конструкций различных ГГЗУ, можно предло-

жить некоторые общие компоновочные решения для лунных буровых устройств. Так подачу бурового инструмента по оси желательнее реализовать на системе тросов, исходя из большой глубины погружения. Так же система тросов благодаря своей упругости сыграет роль пружинного аккумулятора усилий при возникновении проблем с проходкой без резких перегрузок двигателей и редукторов. Приводы исполнительных механизмов разнесены группами на подвижных и статических частях ГГЗУ, исходя из сложности обеспечения теплового режима, а также технологических ограничений по прокладке кабелей к динамическим узлам. Каждое компоновочное решение должно предусматривать реализацию обоих предпочтительных способов изъятия проб, описанных в главе выше.

Можно выделить два типа компоновочных решений ГГЗУ:

1) Сварная пространственная конструкция. Состоит из трубчатых полых направляющих, соединенных пластинчатыми перемерчками/шпангоутами. Предпочтительный материал такой конструкции – сплав титана. Она имеет малый вес и хорошо адаптируется к моментам силы на изгиб, приложенным к основной оси ГГЗУ. При этом обеспечивается центровка бурового инструмента относительно фермы. К сожалению, для данного типа фермы затруднена возможность горизонтальной передачи пробы из-за пространственной конструкции, которая усложняет подход манипуляторного комплекса к буровому инструменту. Пример сварной пространственной конструкции с буровым инструментом длиной 2 м представлен на рис. 12.

2) ГЗУ с фермой, основанной на замкнутом профиле. Эта компоновочное решение имеет ряд особенностей, включая: упрощенное изготовление (за счет возможности использовать готовый стандартный профиль); большую жесткость конструкции (гораздо выше, чем у сварной конструкции); небольшой вес; точный ход подвижных частей ГГЗУ (за счет избавления от большинства консольных нагрузок и точности изготовления самой фермы). Пример такой конструкции представлен на рис. 13, а на рис. 14 показан пример ее статичного (без механизма выноса и перемещения) размещения и взаимодействие с манипуляторным комплексом на борту посадочной платформы.

ВЫВОДЫ

Суммируя уже накопленный опыт разработок ГГЗУ для лунных исследований и адаптируя его для будущих лунных посадочных полярных миссий разных классов, можно заключить следующее.

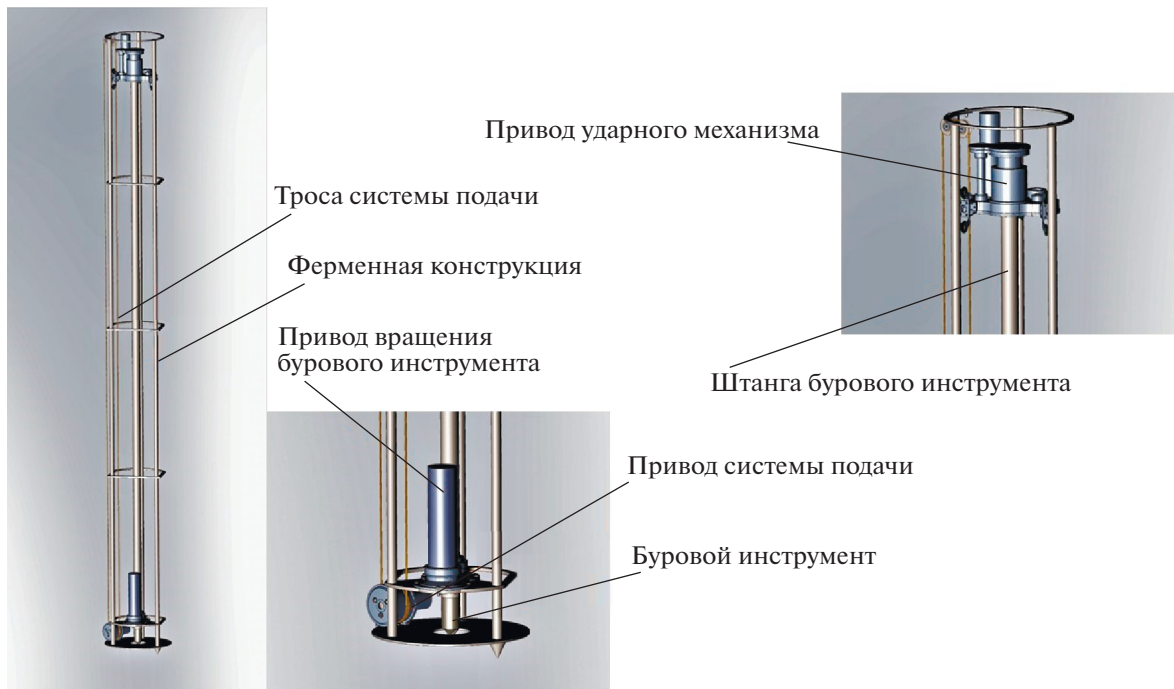


Рис. 12. Сварная пространственная конструкция ГЗУ.

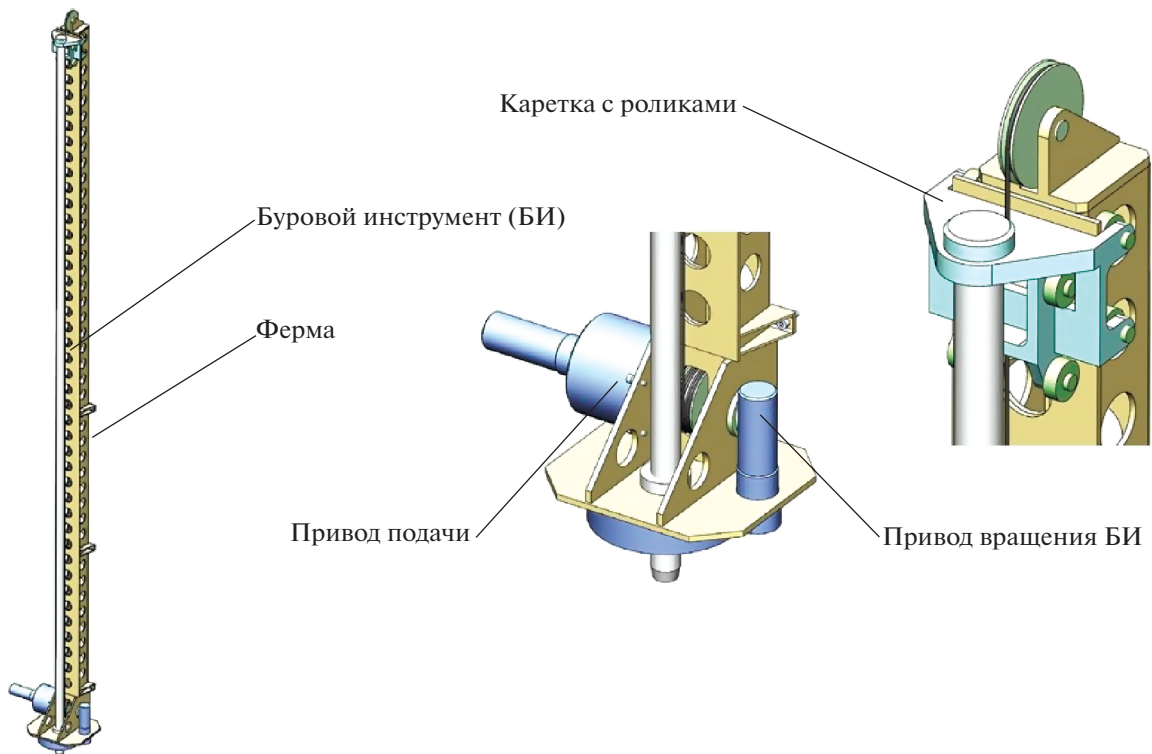


Рис. 13. Конструкция ГЗУ, основанная на замкнутом профиле.

1) Для класса средних посадочных платформ, например на КА Луна-27, требуется ГЗУ с полной массой не более 25 кг, потреблением не более

200 Вт (которое может регулироваться в зависимости от выбранного режима работы), прижимным усилием не более 300 Н, выполненное в виде

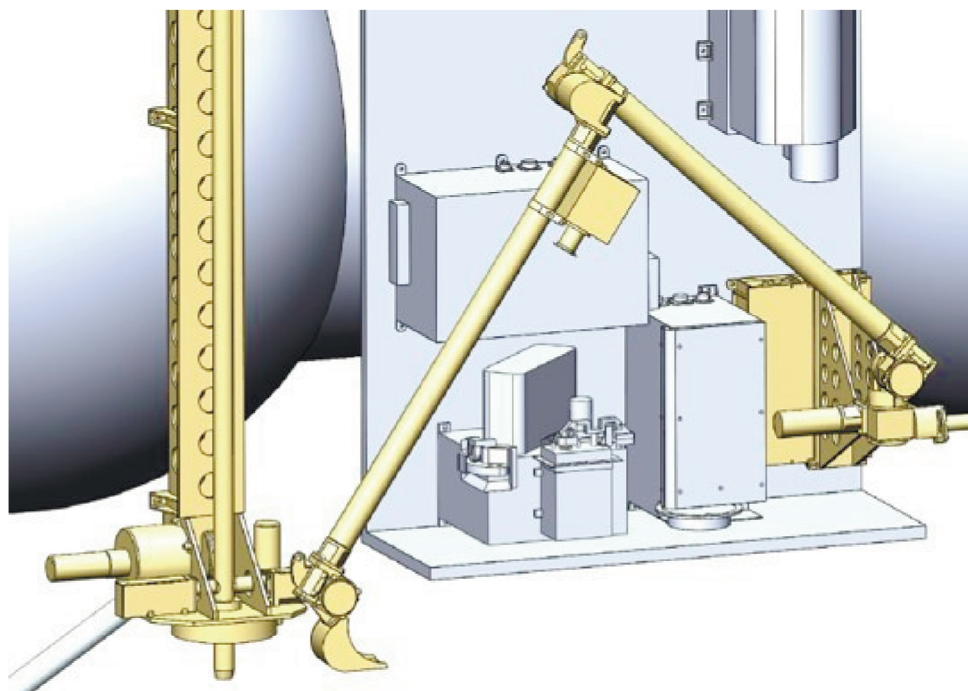


Рис. 14. Размещение и взаимодействие ГЗУ с манипуляторным комплексом на КА.

единой облегченной фермы, снабженной устройством выноса и поворота. ГЗУ должно использовать ударно-вращательный принцип бурения на глубину в диапазоне 1–2 м, и оснащаться внешним шнеком для проходки скважины и внутренним шнеком для забора грунта. ГЗУ должно допускать взаимодействие с приемными устройствами манипуляторного комплекса для выгрузки образцов грунта. Внутренний шнек должен иметь механизм очистки, позволяющий счищать налипший грунт в окно приемного устройства. Законцовка бурового инструмента должна быть снабжена датчиками для анализа механических свойств грунта и контроля за температурой забираемого образца. Объем забираемого образца будет определяться характеристиками аналитических приборов, и может составлять от нескольких кубических сантиметров до 10 см³. Поскольку в закреплении ГЗУ участвуют элементы конструкции посадочного аппарата, температура которых, как правило, не поддерживается в диапазоне, достаточном для работы и выживания в режиме ожидания, то ГЗУ должно иметь собственную систему терморегулирования и быть термоизолировано от конструкции КА.

2) Для класса средних луноходов по сравнению с посадочной платформой конструкция ГЗУ упрощается в части отказа от механизма перемещения и возможно механизма выноса. Требования по многократному бурению здесь обеспечиваются за счет бурения на разных остановках лунохода. Из-

за уменьшения массы глубина бурения также уменьшается до 1–1.5 м, что по-прежнему позволяет достичь глубин, где могли сохраниться летучие вещества. Полная масса ГЗУ для мобильных платформ не должна превышать 15 кг. Кроме аналитических приборов, комплекс научных приборов должен в обязательном порядке включать аппаратуру для дистанционного зондирования подповерхностного слоя (радар или гамма-спектрометр), чтобы выбирать наиболее перспективные места для остановок лунохода и проведения сеанса бурения.

3) Наконец, для более тяжелого класса посадочных платформ, в первую очередь предназначенных не столько для забора грунта и его анализа на борту, сколько для его возврата на Землю, наиболее подходящим решением является ГЗУ колонкового типа, снабженное внутренним гибким грунтоносом, и в обязательном порядке допускающее взятие не только стратиграфической колонки, но и отдельных проб с разной глубины в процессе передачи колонки грунта из скважины на борт КА. ГЗУ в этом случае может иметь массу до 35 кг и обеспечивать бурение на глубины более 2 м. Отбор “точечных” проб подразумевает не только их передачу в аналитические приборы на выборочный скрининг, но и герметичную упаковку или капсулирование для отправки на Землю.

Так как разрабатываемые ГЗУ предназначены для полярного бурения, то их основной целью является взятие и доставка на поверхность образ-

цов грунта с сохранением различных летучих веществ, прежде всего водяного льда. Для этого, в дополнение к приведенным выше типам конструкции ГГЗУ, должно быть разработано специальное ПО, позволяющие гибко варьировать режимы работы, чередуя энергозатратные фазы бурения до заданной глубины с режимами с малым потреблением энергии, предназначенными для взятия образцов с nepотревоженного дна скважины с минимальным их нагревом и быстрой передачей их в приемные устройства аналитических приборов или манипулятора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Барсуков В.Л. Лунный грунт из Моря Кризисов: Сб. статей. М.: Наука, 1980. 360 с.
- Долгополов В.П., Ефанов В.В., Зайцева О.Н., Зеленый Л.М., Мартынов М.Б., Пичхадзе К.М. Перспективные космические аппараты для фундаментальных и прикладных исследований Луны // Космонавтика и ракетостроение. 2011. № 3(64). С. 52–65.
- Дьячкова М.В., Литвак М.Л., Митрофанов И.Г. Санин А.Б. Выбор мест посадки космического аппарата Луна-25 в окрестности южного полюса луны // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 3. С. 204–215. (Djachkova M.V., Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B. Selection of Luna-25 landing sites in the South Polar Region of the Moon // Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. P. 185–195.)
- Литвак М.Л., Санин А.Б. Вода в Солнечной системе // УФН. 2018. Т. 188. № 8. С. 865–880. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.04.038277>
- Anand M., Crawford I.A., Balat-Pichelin M., Abanades S., van Westrenen W., Péraudeau G., Jaumann R., Seboldt. A brief review of chemical and mineralogical resources on the Moon and likely initial In Situ Resource Utilization (ISRU) applications // Planet. Space Sci. 2012. V. 74. P. 42–48.
- Anderson R.C., Jandura L., Okon A.B., Sunshine D., Roumeiotis C., Beegle L.W., Hurowitz J., Kennedy B., Limonadi D., McClowskey S., Robinson M., Seybold C., Brown K. Collecting samples in Gale Crater, Mars; an overview of the Mars Science Laboratory Sample Acquisition, Sample Processing and Handling system // Space Sci. Rev. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9898-9>
- Canup R.M., Asphaug E. Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation // Nature. 2001. V. 412. P. 708.
- Carpenter J., Fisackerly R. PROSPECT: ESA's Package for Resource Observation and In-Situ Prospecting for Exploration, Commercial Exploitation, and Transportation // 48th Lunar and Planet. Sci. Conf. held 20–24 March 2017, at the Woodlands, Texas. LPI Contribution No. 1964, id. 2514.
- Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., Ennico K., Hermaly B., Marshall W., Ricco A., Elphic R.C., Goldstein D., Summy D., Bart G.D., Asphaug E., Korycansky D., Landis D., Sollitt L. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. P. 463.
- Crawford I. Lunar resources: A review // Progress in Phys. Geography. 2015. V. 39. P. 137–167. <https://doi.org/10.1177/0309133314567585>
- Crider D., Vondrak R.R. The solar wind as a possible source of lunar polar hydrogen deposits // Geophys. Res. Planets. 2000. V. 105. P. 26773.
- Fegley B., Swindle T.D. Resources of Near-earth Space / Eds Lewis J.S., Matthews M.S., Guerrieri M.L. Tucson: Univ. of Ariz. Press, 1993. P. 367.
- Feldman W.C., Maurice S., Binder A.B., Barraclough B.L., Elphic R.C., Lawrence D.J. Fluxes of fast and epithermal neutrons from Lunar Prospector: Evidence for water ice at the lunar poles // Science. 1998. V. 281. P. 1496–1500.
- Grotzinger J.P., Crisp J., Vasavada A.R., Anderson R.C. Baker C.J., Barry R., Blake D.F., Conrad P., Edgett K.S., Ferdowski B., Gellert R., Gilbert J.B., Golombek M., Gómez-Elvira J., Hassler D.M., Jandura L., Litvak, M., Mahaffy P., Maki J., Meyer M., Malin M.C., Mitrofanov I., Simmonds J.J., Vaniman D., Welch R.V., Wiens R.C. Mars Science Laboratory Mission and Science Investigation // Space Sci. Rev. 2012. V. 170. P. 5–56.
- Hauri E.H., Saal A.E., Rutherford M.J., Van Orman J.A. Water in the Moon's interior: Truth and consequences // Earth and Planet Sci. Lett. 2015. V. 409. P. 252–264.
- Hayne P.O., Hendrix A., Sefton-Nash E., Siegler M.A., Lucey P.G., Rutherford K.D., Williams J.-P., Greenhagen B.T., Paige D.A. Evidence for exposed water ice in the Moon's south polar regions from Lunar Reconnaissance Orbiter ultraviolet albedo and temperature measurements // Icarus. 2015. V. 255. P. 58.
- Milliken R.T., Li S. Remote detection of widespread indigenous water in lunar pyroclastic deposits // Nat. Geosci. 2017. V. 10. P. 561–565.
- Mitrofanov I., Litvak M., Sanin A., Malakhov A., Golovin D., Boynton W., Droege G., Chin G., Evans L., Harshman K., Fedosov F., Garvin J., Kozyrev A., McClanahan T., Milikh G., Mokrousov M., Starr R., Sagdeev R., Shevchenko V., Shvetsov V., Tret'yakov V., Trombka J., Varenikov A., Vostrukhin A. Testing polar spots of water-rich permafrost on the Moon: LEND observations onboard LRO // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. CiteID E00H27.
- Needham D.H., Kring D.A. 48th Lunar and Planet. Sci. Conf. 20–24 March 2017, The Woodlands, Texas (LPI Contribution, No. 1964) 2017. P. 1192.
- Neumann G.A., Cavanaugh J.F., Sun X., Mazarico E.M., Smith D.E., Zuber M.T., Mao D., Paige D.A., Solomon S.C., Ernst C.M., Barnouin O.S. Bright and dark polar deposits on Mercury: Evidence for surface volatiles // Science. 2013. V. 339. P. 300.
- Paige D.A., Siegler M.A., Harmon J.K., Neumann G.A., Mazarico E.M., Smith D.E., Zuber M. T., Harju E., Delitsky M.L., Solomon S.C. Thermal stability of volatiles in the north polar region of Mercury // Science. 2013. V. 339. P. 296.
- Patterson G.W., Stickle A.M., Turner F.S., Jensen J.R., Bussey D.B.J., Spudis P., Espiritu R.C., Schulze R.C., Yocky D.A., Wahl D.E., Zimmerman M., Cahill J.T.S., Nolan M., Carter L., Neish C.D., Raney R.K., Thomson B.J., Kirk R. Thompson T.W., Tise B.L., Erteza I.A., Jakowatz C.V. Bistatic radar observations of the Moon us-

- ing Mini-RF on LRO and the Arecibo Observatory // *Icarus*. 2017. V. 283. P. 2–19.
- Paulsen G., Zacny K., Kim D., Mank Z., Wang F., Thomas N., Hyman C., Mellerowicz B., Yaggi B., Fitzgerald Z., Ridilla A., Atkinson J., Quinn J., Smith J., Kleinhenz J.* TRL6 lunar Resource Prospector drill // *Lunar and Planet. Sci. Conf. XLVIII*. 2017. Abstract # 1362.
- Saal A.E., Hauri E.H., Cascio M.L., Van Orman J.A., Ruth-erford M.C., Cooper R.F.* Volatile content of lunar volcanic glasses and the presence of water in the Moon's interior // *Nature*. 2008. V. 454. P. 192.
- Sanin A.B., Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Bakhtin B.N., Bodnarik J.G., Boynton W.V., Chin G., Evans L.G., Harshman K., Fedosov F., Golovin D.V., Kozyrev A.S., Livengood T.A., Malakhov A.V., McClanahan T.P., Mokrousov M.I., Starr R.D., Sagdeev R.Z., Tretyakov V.I., Vostrukhin A.A.* Hydrogen distribution in the lunar polar regions // *Icarus*. 2017. V. 283. P. 20–30.
- Siegler M.A., Miller R.S., Keane J.T., Laneville M., Paige D.A., Matsuyama I., Lawrence D.J., Crotts A., Poston M.J.* Lunar true polar wander inferred from polar hydrogen // *Nature*. 2016. V. 531. P. 480.
- Simpson R.A., Tyler G.L., Leonard G.* Reanalysis of Clementine bistatic radar data from the lunar South Pole // *J. Geophys. Res. Planets*. 1999. V. 104. P. 3845.
- Smith P.H., Tamppari L., Arvidson R.E., Bass, D., Blaney D., Boynton W., Carswell A., Catling D., Clark B., Duck T., DeJong E., Fisher D., Goetz W., Gunnlaugsson P., Hecht M., Hipkin V., Hoffman J., Hviid S., Keller H., Kounaves S., Lange C.F., Lemmon M., Madsen M., Malin M., Markiewicz W., Marshall J., McKay C., Mellon M., Michel-angeli D., Ming D., Morris R., Renno N., Pike W.T., Staufer U., Stoker C., Taylor P., Whiteway J., Young S., Zent A.* Introduction to special section on the Phoenix Mission: Landing site characterization experiments, Mission Overviews, and Expected Science // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. CiteID E00A18.
- Spohn T., Grott M., Smrekar S.E., Knollenberg J., Hudson T.L., Krause C., Müller N., Jänchen J., Börner A., Wippermann T., Krömer O., Lichtenheldt R., Wisniewski L., Grygorczuk J., Fittock M., Rheershemius S., Sprowitz T., Kopp E., Walter I., Plesa A.C., Breuer D., Morgan P., Banerdt W.B.* The heat flow and physical properties package (HP³) for the InSight mission // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 214. id. 96.
- Teodoro L.F.A., Colaprete A., Roush T., Elphic R., Cook A., Kleinhenz J., Fritzler E., Smith J.T., Zacny K.* Numerical models of volatiles loss during Lunar Resource Prospector mission sample acquisition // *Lunar Exploration Analysis Group*. 2017. Abstract # 5058.
- Vago J.L., Westall F., Pasteur Instrument Team, Pasteur Landing Team, Coates A.J., Jaumann R., Korabely O., Ciarletti V., Mitrofanov I., Jossset Jean-Luc, De Sanctis, Maria Cristina, Bibring Jean-Pierre, Rull F., Goesmann F., Steininger H., Goetz W., Brinckerhoff W., Szopa C., Raulin F., Howell G.M., Whyte L.G., Fairén A.G., Bridges J., Hauber E., Ori G.G., Werner S., Loizeau D., Kuzmin R.O., Williams R.M.E., Flahaut J., Forget F., Rodionov D., Svedhem H., Sefton-Nash E., Kminek G., Lorenzoni L., Joudrier L., Mikhailov V., Zashchirinskiy A., Alexashkin S., Calantropio F., Merlo A., Poulakis P., Wittasse O., Bayle O., Bayón S., Meierhenrich U., Carter J., García-Rui J.M., Baglioni P., Haldemann A., Ball A.J., Debus A., Lindner R., Haessig F., Monteiro D., Trautner R., Voland C., Rebeyre P., Goultly D., Didot F., Durrant S., Zekri E., Koschny D., Toni A., Visentin G., Zwick M., van Winnendael M., Azkarate M., Carreau C., ExoMars Project Team.* Habitability on Early Mars and the Search for Biosignatures with the ExoMars Rover // *Astrobiology*. 2017. V. 17. <https://doi.org/10.1089/ast.2016.1533>
- Vasavada A.R., Paige D.A., Wood S.E.* Near-surface temperatures on Mercury and the Moon and the stability of polar ice deposits // *Icarus*. 1999. V. 141. P. 179.
- Vasiliev A., Dalyaev I., Slyuta E.* Design concept of lunar rover for the Moon geological exploration // 28th Daaam Int. Symposium on Intelligent Manufacturing and Automation, Vienna, Austria. 2017. P. 0780–0786. <https://doi.org/10.2507/28th.daaam.proceedings.110>
- Watson K., Murray B., Brown H.J.* On the possible presence of ice on the Moon // *Geophys. Res.* 1961. V. 66. P. 1598.
- Zacny K., Paulsen G., McKay C.P., Glass B., Dave A., Davila A.F., Marinova M., Mellerowicz B., Heldmann J., Stoker C., Cabrol N., Hedlund M., Craft J.* Reaching 1m deep on Mars: The IceBreaker Drill // *Astrobiology*. 2013. V. 13. <https://doi.org/10.1089/ast.2013.1038>
- Zacny K., Paulsen G., Chu P., Mellerowicz B., Yaggi B., Klein-henz J., Smith J.* The IceBreaker drill system: Sample acquisition and delivery for the lunar resource prospecting mission // 46th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2015. Abstract # 1614.
- Zacny K., Paulsen G.* 1 m class drill for acquisition and transfer of volatile rich samples on the Moon, Mars, and ocean worlds // 3rd Int. Workshop on Instrumentation for Planet. Missions. 2016a. Abstract # 4118.
- Zacny K., Paulsen G., Wang A., Yaggi B., Quinn J., Smith J.* Lunar Resource Prospector drill // 47th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2016b. Abstract # 1614.
- Zhang J.A., Paige D.A.* Cold-trapped organic compounds at the poles of the Moon and Mercury: Implications for origins // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L16203.

УДК 523.681

ЧАСТОТА ПАДЕНИЙ МЕТЕОРИТОВ И БОЛИДОВ

© 2020 г. А. Е. Дудоров^{a, b}, О. В. Еретнова^{a, *}

^aЧелябинский государственный университет, Челябинск, Россия

^bУральский федеральный университет им. Первого президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

*e-mail: eretnova@csu.ru

Поступила в редакцию 18.02.2019 г.

После доработки 28.10.2019 г.

Принята к публикации 01.11.2019 г.

Проведен статистический анализ 926 зарегистрированных падений метеоритов с 1860 по 2017 г. Построенное распределение метеоритов по массам аппроксимируется логнормальным законом. Показано, что средний интервал между регистрациями падений метеоритов, подобных метеориту Chelyabinsk, составляет ~25 лет. Автокорреляционным методом исследована зависимость числа падающих за год метеоритов от времени. Обнаружена (10–11)-летняя периодичность у группы Н-хондритов, железных и железокремнистых метеоритов на интервале с 1860 по 1960 г. Распределения числа зарегистрированных падений метеоритов по годам, месяцам и времени суток сопоставлены с аналогичными распределениями для болидов. Максимальное число болидов приходится на 2005 и 2015 годы, что позволяет предположить наличие (10–11)-летнего цикла в распределении числа болидов по годам. Отмечено, что большая часть падений метеоритов приходится на интервал времени от полудня до полуночи и на весенне-летний период. Число регистрируемых болидов не зависит ни от времени суток, ни от времени года.

Ключевые слова: метеориты, болиды, распределение по массам, распределение по годам, месяцам, времени суток, периодичность падения метеоритов

DOI: 10.31857/S0320930X20030032

ВВЕДЕНИЕ

Ежегодно на Землю выпадает несколько десятков тысяч тонн космического вещества. В основном, это пыль и мелкие метеороиды ($d < 0.5$ м), сгорающие в атмосфере и наблюдаемые как метеоры (Астероидно-кометная опасность, 2010). Метеороиды размером от 0.5 до 10 м полностью или частично разрушаются в атмосфере и наблюдаются как болиды.

Разрушение в нижних слоях атмосферы тел диаметром от 10 до 50 м сопровождается взрывом, по мощности сравнимым со взрывом атомной бомбы. При ударе фрагментов о поверхность Земли могут образовываться кратеры. Метеорит Челябинск является примером падения подобного тела. Энергия его взрыва оценивается примерно в 500 килотонн (Ророва и др., 2013; Челябинский суперболид, 2016; Chelyabinsk Superbolide, 2019). В населенных пунктах Челябинской области воздушной ударной волной были повреждены здания, в основном окна, дымоходы, вентиляция. Зарегистрировано более тысячи пострадавших от осколков разлетевшихся стекол. Энергия взрыва небесного тела размером $50 < d < 100$ м составляет десятки мегатонн, разрушения происходят на

площади в тысячи квадратных километров, что соответствует локальной катастрофе. Примерами подобных падений являются Тунгусское и Аризонское события. Космические тела с размерами более 100 м сталкиваются с Землей не чаще, чем раз в 5–10 тыс. лет (Астероидно-кометная опасность, 2010; Brown и др., 2013). Тела таких размеров достигают поверхности планеты с космическими скоростями, практически не разрушаясь в атмосфере. При их ударе о поверхность Земли возникают кратеры диаметром в 10–20 раз больше размера упавшего тела. При падении в океан образуются цунами. Выделившаяся при этом энергия вызывает пожары и землетрясения, которые могут охватить миллионы квадратных километров. Катастрофа такого рода считается региональной. Если размеры тела превышают километр, последствия столкновения имеют характер глобальной катастрофы. В настоящее время подобные события определяются с помощью регистрации астероидов (passc.net/EarthImpactDatabase/).

В Meteoritical Bulletin Database (www.lpi.usra.edu/meteor/) представлены данные о зарегистрированных падениях метеоритов на Землю с 1801 г. База данных регулярно пополняется и об-

новляется. Статистический анализ данных о падениях за большой промежуток времени позволяет выявить закономерности в распределении метеоритов по типам, массам, времени падения и оценить частоту падения космических тел различных размеров.

Не все вошедшие в атмосферу Земли метеороиды регистрируются как метеориты. Часть из них полностью сгорает в атмосфере, часть падает в озера, моря и океаны. Лишь малая часть упавших на сушу метеоритов может быть найдена. В последние десятилетия появилась возможность регистрации болидов с помощью болидных сетей, инфразвуковых станций и спутников. Среднее число регистрируемых болидов почти в 5 раз превышает число метеоритов. Данные о 714 болидах с 1995 г., энергия которых превышает 0.07 килоджоуль, приведены на сайте NASA (cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/). Для тела, движущегося со скоростью 20 км/с и плотностью 3 г/см³, энергия 0.07 кДж соответствует диаметру ~0.9 м и массе ~1.1 т.

В работе Брауна (Brown и др., 2013) проведена оценка частоты падения космических тел в зависимости от их диаметра на основе данных о болидах. Показано, что тела диаметром ~20 м (подобные метеориту Chelyabinsk) падают ~1 раз в 30 лет. Дудоров и Еретнова (2014) получили аналогичный результат на основе данных о зарегистрированных падениях метеоритов с 1910 по 2013 гг.

Hughes (1981) исследовал выборку зарегистрированных падений метеоритов с 1700 по 1975 г. В распределении числа каменных метеоритов по массам он нашел максимум в интервале $M = (2-4)$ кг. Дудоров и Еретнова (2014) показали, что распределение метеоритов по массам, падения которых зарегистрированы с 1910 по 2013 г., описывается логнормальным законом, и максимум в распределении приходится на интервал масс $M = (2.5-4.0)$ кг.

Алексеев (1988) провел анализ числа зарегистрированных падений каменных метеоритов (Н- и L-хондритов) в интервале с 1800 по 1983 г. У Н-хондритов он обнаружил колебания числа падений с периодом 10.5 ± 0.5 лет, коррелирующие с 11-летними вариациями числа солнечных пятен.

Hughes (1981) и Алексеев (1988) отметили, что с апреля по сентябрь регистрируется больше метеоритов по сравнению с другим полугодием. По их мнению, наиболее вероятная причина неравномерности распределения падений метеоритов по месяцам года — сезонный фактор. Весной и летом условия для наблюдения падений метеоритов наиболее благоприятны в северном полушарии, где регистрируется около 88% падений метеоритов (Алексеев, 1988).

В ряде работ (Wetherill, 1968; Hughes, 1981; Алексеев, 1988) отмечается преобладание числа регистрируемых падений в дневное время, так как днем подавляющее большинство людей бодрствует. Согласно Hughes (1981), с 12 до 18 ч наблюдается почти в два раза больше падений, чем с 6 до 12 ч. Алексеев (1988) пришел к выводу, что около 70% падений всех хондритов приходится на послеполуденное время.

Дудоров и Еретнова (2014) показали, что некоторые максимумы в распределении числа зарегистрированных падений метеоритов по годам близки к минимумам солнечной активности (1933–1934, 1976–1977 гг. и др.). Авторы высказали предположение о том, что в годы максимума солнечной активности усиленный солнечный ветер отклоняет метеороиды от первоначальных орбит и таким образом влияет на частоту их падения на Землю. Для проверки этого предположения необходимо исследование периодичности в распределении числа падений метеоритов по годам.

В работе Hughes (1981) отмечено, что в 19 веке число регистрируемых падений возросло. За промежуток времени 20 лет в начале 19 века было зарегистрировано 48 метеоритов, в середине — 85, а в конце 19 века — уже 100 метеоритов. Это связано с тем, что в 19 веке быстро росла численность наблюдателей, а также уровень их культуры.

В настоящей работе мы расширили исследуемую выборку зарегистрированных падений метеоритов и используем данные о 926 падениях с 1860 по 2017 г. На основе этой выборки построено распределение метеоритов по массам, оценивается среднегодовой поток метеоритного вещества на Землю. Детально исследуется периодичность распределения числа регистрации падений метеоритов по годам автокорреляционным методом. Оценивается частота регистрации падения метеоритов, подобных метеориту Chelyabinsk. Проводится сравнение распределений регистрации метеоритных падений по месяцам года и времени суток с аналогичными распределениями для болидов, регистрируемых болидными сетями, спутниками и инфразвуковыми станциями.

ВЫБОРКА МЕТЕОРИТОВ

В работе использованы данные о 926 зарегистрированных падениях метеоритов (далее — падения метеоритов) с 1860 по 2017 год из Meteoritical Bulletin Database (www.lpi.usra.edu/meteor/) и работы Buchwald (1975) (см. Дудоров, Еретнова, 2019). Кроме того, дополнительные сведения о метеоритах, упавших на территории бывшего СССР, взяты с сайта Лаборатории метеоритики ГЕОХИ РАН (www.meteorites.ru/) и из работ Кулика (1941а; 1941б). В Приложении метеориты

Таблица 1. Распределение зарегистрированных падений метеоритов по типам и группам

Тип		Число падений	%	Группа	Число падений	%	% из Hughes (1981)
Каменные	Хондриты	785	84.9	L	342	36.9	92.5
				H	308	33.5	
				LL	77	8.3	
				Углистые	41	4.4	
				Др. группы	2	0.2	
				Группа не определена	15	1.6	
	Ахондриты	74	7.8				
	Неклассиф. каменные	11	1.2				
Железные		45	4.9				5.7
Железокаменн.		10	1.1				1.3
Аномальные		1	0.1				0.5

разделены по типам и группам для проведения статистических исследований. Для каждого метеорита указаны название, страна и географические координаты места падения, дата и время падения, найденная масса метеорита, его тип. О наиболее известных метеоритах в Приложении приведены более детальные сведения и литература.

В табл. 1 представлено распределение метеоритов по типам и группам (Weisberg и др., 2006). Все метеориты подразделяются на три типа: каменные, железные и железокаменные. Табл. 1 показывает, что каменные метеориты составляют около 94% от всех метеоритов, падения которых наблюдались. Среди каменных метеоритов ~85% относятся к хондритам, около 8% – к ахондритам. Наиболее многочисленными среди хондритов являются группы L- и H-хондритов (~40 и 33.5%, соответственно). Деление железных, железокаменных метеоритов и ахондритов на группы мы не приводим ввиду их малочисленности. Более подробное описание классификации метеоритов приведено в Приложении. В последнем столбце табл. 1 для сравнения приведено процентное соотношение типов метеоритов из работы Hughes (1981). Он исследовал статистику 858 падений с 1700 по 1975 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТЕОРИТОВ ПО МАССАМ

В большинстве случаев метеороид при падении распадается на фрагменты. Под массой метеорита будем понимать сумму масс найденных фрагментов, данные о которых известны. На рис. 1

приведена гистограмма распределения метеоритов по логарифму масс. Ширина столбца гистограммы составляет $\Delta \lg M = 0.2$, что соответствует изменению массы в 1.58 раза при переходе к соседнему столбцу. Согласно рис. 1, наибольшее число метеоритов приходится на интервал $\lg M = 0.2-0.8$, что соответствует массе $M = (1.6-6.3)$ кг. Этот интервал масс согласуется с найденными в работах Hughes (1981), Дудорова и Еретновой (2014). Построенную по наблюдательным данным гистограмму в интервале $\lg M = -1.8-2.6$ (в него попали 902 метеорита из 926) можно аппроксимировать логнормальным распределением (Агекян, 1974):

$$f(\lg M_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(\lg M_i - \mu)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где $f(\lg M_i)$ – функция масс, μ – логарифм наиболее вероятного значения массы, σ – среднеквадратичное отклонение от μ . Для нашей выборки $\mu = 0.43 \pm 0.06$, $\sigma = 0.88 \pm 0.01$, наиболее вероятное значение массы $M_{\text{вер}} = 2.7$ кг.

По функции масс (1) можно определить число метеоритов N_i в интервале масс $\Delta \lg M_i$:

$$N_i = f(\lg M_i) \times 902 \Delta \lg M_i. \quad (2)$$

На рис. 1 аппроксимация распределения числа падений метеоритов по массам изображена сплошной линией.

Согласно теоретическим представлениям, распределение по массам (или размерам) фрагментов, образованных в результате дробления, описывается логнормальным законом (Колмого-

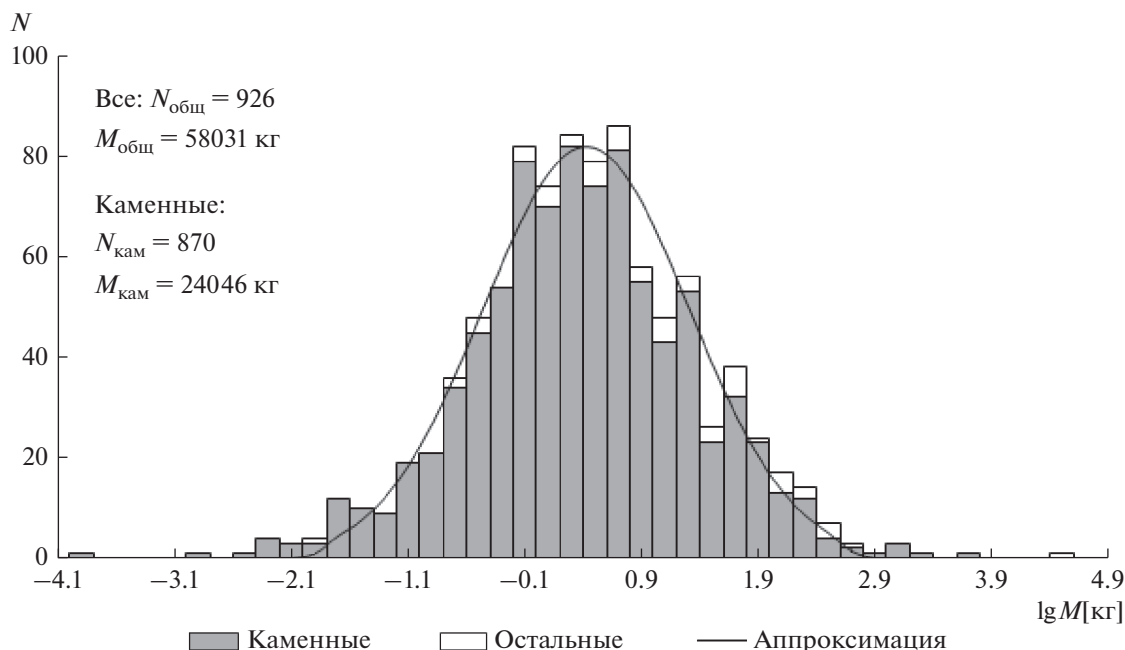


Рис. 1. Распределение по массам метеоритов, падения которых зарегистрированы с 1860 по 2017 год. Сплошная линия – аппроксимация гистограммы логнормальным распределением.

ров, 1941). В работах Бадюкова и Дудорова (2013), Badyukov, Dudorov (2013), Бадюкова и др. (2014) показано, что распределение по массам фрагментов метеорита Chelyabinsk аппроксимируется логнормальным законом. Метеориты образуются в результате дробления метеороидов, которые являются продуктами столкновительной эволюции и фрагментации астероидов. Распределение астероидов по массам является степенным (см. Dohnanyi, 1969; Durda, Dermott, 1997; Rubincam, 2018). Число ударных кратеров на Луне, где нет атмосферы, убывает с ростом их диаметра по степенному закону, показатель степенной функции принимает значения от 1.5 до 4 в зависимости от

размера кратеров (Иванов, 2018; Ivanov, 2018). Правую ветвь гистограммы на рис. 1 можно аппроксимировать степенным законом. Уменьшение числа регистрируемых падений метеоритов в области $\lg M < 0.4$ можно объяснить тем что: 1) небольшие метеороиды могут сгорать в атмосфере; 2) чем меньше масса (и размер) метеорита, тем меньше вероятность найти его фрагменты. В данном случае логнормальный закон является наиболее подходящей аппроксимацией гистограммы распределения числа метеоритов по массам, построенной по наблюдательным данным.

Если число объектов возрастает с уменьшением массы по степенному закону, то их распределение по массам можно представить кумулятивной функцией в виде:

$$N_m = N_0 M^{-s}, \quad (3)$$

где N_0 – число объектов с массой 1 кг, N_m – число объектов массы M и большей (кумулятивное число), s – показатель степени (масс-индекс) (Бронштэн, 1987).

В нашем случае это можно сделать для интервала $\lg M = 0.2-2.8$. На рис. 2 представлена кумулятивная зависимость $\lg N_m - \lg M$ для исследуемых метеоритов. Аппроксимируя ее линейной зависимостью:

$$\lg N_m = (3.05 \pm 0.29) - (0.73 \pm 0.08) \lg M, \quad (4)$$

получим $N_0 = 10^{3.05 \pm 0.29}$, $s = 0.73 \pm 0.08$.

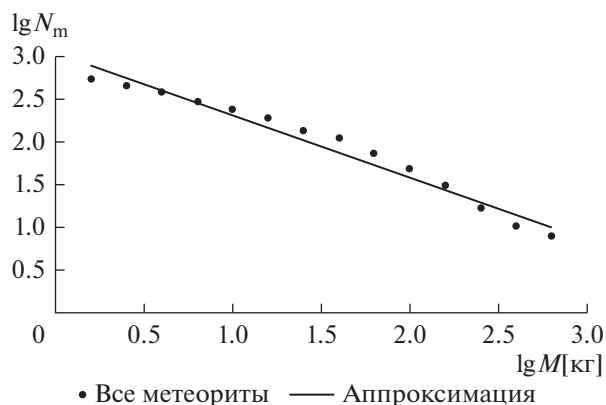


Рис. 2. Логарифмическая зависимость кумулятивного числа метеоритов N_m от их массы M .

Hughes (1981) для каменных метеоритов в интервале $\lg M = 0.3-2.2$ нашел значение масс-индекса $s = 0.80 \pm 0.04$. Halliday и др. (1989) получили значение $s = 0.82$. для метеоритов с массой от 1 до 100 кг. Дудоров и Еретнова (2014) определили величину масс-индекса $s = 0.72 \pm 0.09$ в интервале $\lg M = 0.4-2.8$, используя выборку падений метеоритов с 1910 по 2013 гг. В работе (Hughes, 1981) отмечено, что теоретическое значение масс-индекса для тел, образованных в результате фрагментации, равно 0.8.

Положив в (3) $N_m = 1$ и подставив N_0 и s из (4), получим максимально возможную массу метеорита для исследуемой выборки $M_{\max} \approx 15$ т. Среди метеоритов, падения которых наблюдались с 1860 по 2017 гг., наибольшую массу имеют метеориты Kirin (4 т) и Sikhote-Alin (31 т). Метеорит Sikhote-Alin является железным метеоритом, такие метеориты при движении в атмосфере теряют гораздо меньше вещества чем каменные. В нашей выборке подавляющее число метеоритов являются каменными.

Используя кумулятивное распределение, оценим поток метеоритного вещества на Землю по падениям, зарегистрированным с 1860 по 2017 гг.:

$$M_{\text{общ}} = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} dN_m M dM = -s N_0 \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} M^{-s} dM = \frac{s N_0}{s-1} (M_{\min}^{1-s} - M_{\max}^{1-s}). \quad (5)$$

Подставив все значения в (5), найдем $M_{\text{общ}} \approx 41$ т. Левая часть гистограммы на рис. 1 не будет вносить существенный вклад в оценку массы метеоритного вещества, так как масса метеоритов исследуемой выборки с $M < 1$ кг равна 115 кг, что составляет $\approx 0.2\%$ от общей массы. Среднегодовой поток метеоритного вещества на Землю, найденный по зарегистрированным падениям, составит $M_{\text{год}} \approx 0.26$ т/г.

Для построения распределения метеоритов по массам (рис. 1) использовались данные об известных массах найденных фрагментов. Для найденных фрагментов метеорита Chelyabinsk в Meteoritical Bulletin Database (www.lpi.usra.edu/meteor/) указана масса ~ 1000 кг. Это фрагменты, находящиеся в метеоритных коллекциях университетов, научных институтов, музеев. Примерно столько же находится в частных коллекциях и у населения, поэтому общая масса фрагментов может быть в 2–3 раза больше указанной (Челябинский суперболид, 2016; Chelyabinsk Superbolide, 2019). Предполагая, что для каждого метеорита известная найденная масса фрагментов в ~ 3 раза мень-

ше массы метеорита, получим $M_{\text{общ}} \approx 120$ т и $M_{\text{год}} \approx 0.78$ т/г.

С 1860 по 2017 гг. зарегистрировано 926 падений метеоритов на сушу. Это соответствует ~ 6 падениям в год или ~ 0.04 падениям в расчете на 10^6 км². В развитых странах с большой плотностью населения число регистраций метеоритов значительно больше. По данным нашей выборки (см. Дудоров и Еретнова, 2019) для стран Европы (Германия, Франция, Великобритания, Испания) оно составляет в среднем 0.3 падения в год на 10^6 км², для Японии – 0.6. Экстраполируем эти значения на всю поверхность Земли, две трети которой занимают моря и океаны. Тогда масса метеоритного вещества оказывается в 11–22 раз больше, $M_{\text{общ}} \approx (1.3-2.6) \times 10^3$ т и $M_{\text{год}} \approx (8.2-16.4)$ т/г.

В настоящей статье показано (см. разделы: “Распределение числа падений метеоритов и болидов по месяцам”, “Распределение числа падений метеоритов и болидов по времени суток”), что с октября по март регистрируется в ~ 1.4 раза меньше метеоритов, чем с апреля по сентябрь. В ночное время число наблюдаемых падений метеоритов в ~ 1.8 раз меньше, чем в дневное. Число зарегистрированных болидов не зависит от времени года и практически одинаково в дневное и ночное время. Учитывая эти поправки, окончательно получаем массу метеоритного вещества, выпавшего с 1860 по 2017 гг., $M_{\text{общ}} \approx (2-4) \times 10^3$ т и среднегодовой поток, $M_{\text{год}} \approx (13-26)$ т/г.

Bland и др. (1996) радиоуглеродным методом определили земной возраст 98 метеоритов, найденных в местах их скопления (Сахара, равнина Налларбор в Австралии, шт. Нью-Мексико США). По этим данным они получили поток ≈ 50 т/г на поверхность Земли для метеоритов с массой от 10 г до 1000 кг. Полученное значение потока имеет значительную погрешность из-за трудностей в оценке возраста найденных фрагментов, отождествлении фрагментов одного и того же метеорита, малой площади исследования.

Только для 15 каменных метеоритов надежно определена доатмосферная (начальная) масса метеороида (Popova и др., 2011; 2013; Jenniskens и др., 2012). Для них доля суммарной массы найденных фрагментов, данные о которых известны, составляет от 10^{-1} до 10^{-4} от массы метеороида. Этот коэффициент учитывает абляцию и массу не найденных фрагментов. В нашей выборке 94% составляют каменные метеориты. Взяв предельное значение коэффициента 10^{-4} (метеориты Chelyabinsk, Sutter’s Mill, Almahata Sitta, Tagish Lake), получим среднегодовой поток метеороидного вещества, попадающего в атмосферу Земли,

Таблица 2. Зарегистрированные падения метеоритов, подобных метеориту Chelyabinsk

Название, страна	Дата падения, тип	Найденная масса (т)	Масса метеороида (т)	Характерный размер (м)	Номер в Приложении
Tsarev, Россия	06.12.1922 хондрит	1.125	11250	18.8	516
Norton County, США	18.02.1948 ахондрит	1.080	10800	18.6	867
Kunya-Urgench, Туркмения	20.06.1998 хондрит	1.100	11000	18.7	263
Chelyabinsk, Россия	15.02.2013 хондрит	~1	12000–13000	18–20	761

$M_{\text{год}}^{\text{атм}} \approx (4.3-8.6) \times 10^4$ т/г. В работе Drolshagen и др. (2017) дана оценка полной массы космического вещества (пыль и тела диаметром до 1 км), попадающего в атмосферу Земли, $\approx 2 \times 10^4$ т/г.

Следовательно, поток метеоритного вещества, найденный по зарегистрированным падениям, составляет $\sim 10^{-5}$ от общего потока космического вещества. Предполагая, что имеющаяся выборка падений метеоритов статистически повторяет характеристики общего потока, мы используем ее для исследования частоты падения небольших космических тел.

ЧАСТОТА ПАДЕНИЙ МЕТЕОРИТОВ, ПОДОБНЫХ ЧЕЛЯБИНСКОМУ

В табл. 2 приведены характеристики метеоритов, подобных Челябинскому. Данные о суммарной массе найденных фрагментов метеоритов взяты из Meteoritical Bulletin Database (www.lpi.usra.edu/meteor/). Для метеорита Chelyabinsk данные о начальной массе и размере метеороида получены на основе оценки энергии взрыва по инфразвуковым данным (Ророва и др., 2013). Для остальных метеоритов доатмосферную массу и размер оценим по известной найденной массе. Как было отмечено выше, для каменных метеоритов предельное значение доли суммарной массы найденных фрагментов, данные о которых известны, составляет 10^{-4} от массы метеороида. Под характерным размером каждого метеороида понимается диаметр шара соответствующей массы и плотности. Для каменных метеоритов средняя плотность равна $\bar{\rho} = 3.2$ г/см³ (www.meteorites.ru/). С 1922 по 2017 год зарегистрировано 4 падения метеорита, подобных метеориту Chelyabinsk. Следовательно, средний интервал между падениями подобных метеоритов на Землю, равен ~ 25 годам. Эта оценка близка к значению, полученному Brown и др. (2013).

С 1860 по 2017 год наблюдалось 16 падений метеоритов с массой от 168 до 565 кг (см. Дудоров, Еретнова, 2019), что соответствует начальным диаметрам от 10 до 15 м. Это равносильно частоте падения раз в 10 лет.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ПАДЕНИЙ МЕТЕОРИТОВ И БОЛИДОВ ПО ГОДАМ

На рис. 3 изображены распределение числа регистраций падений метеоритов по годам (гистограмма) и среднегодовые числа Вольфа (сплошная линия) (www.solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml). Рис. 3 показывает, что в распределении числа падений метеоритов по годам выделяются чередующиеся максимумы и минимумы. Некоторые максимумы числа падений метеоритов близки к минимумам солнечной активности: 1868, 1933–1934, 1976–1977 гг. и др. Исследуем распределение метеоритов по годам на наличие периодичности.

926 метеоритов, характеристики которых приведены в Приложении, разделены на три группы по содержанию железа в металлической фазе.

1. Группа NIR. Поскольку среди каменных метеоритов у N-хондритов самое большое содержание железа, находящегося в металлической фазе (12–20%) (Дьяконова и др., 1979), мы объединили их с железными (I) и железокремниевыми (R) метеоритами. В эту группу вошло 363 метеорита.

2. Группа L. Вторую большую группу (419 метеоритов) составили хондриты L и LL с содержанием железа от 5 до 12%.

3. Группа AC. Третья группа (115 метеоритов) — это ахондриты и углистые хондриты, у которых железа в металлической фазе менее 1%. Эту группу мы исключили из статистики, так как для нее среднее число падений в год меньше 1.

На рис. 4 точечными линиями изображены сглаженные кривые числа зарегистрированных падений метеоритов, полученные методом скользящей средней с интервалом усреднения 5 лет,

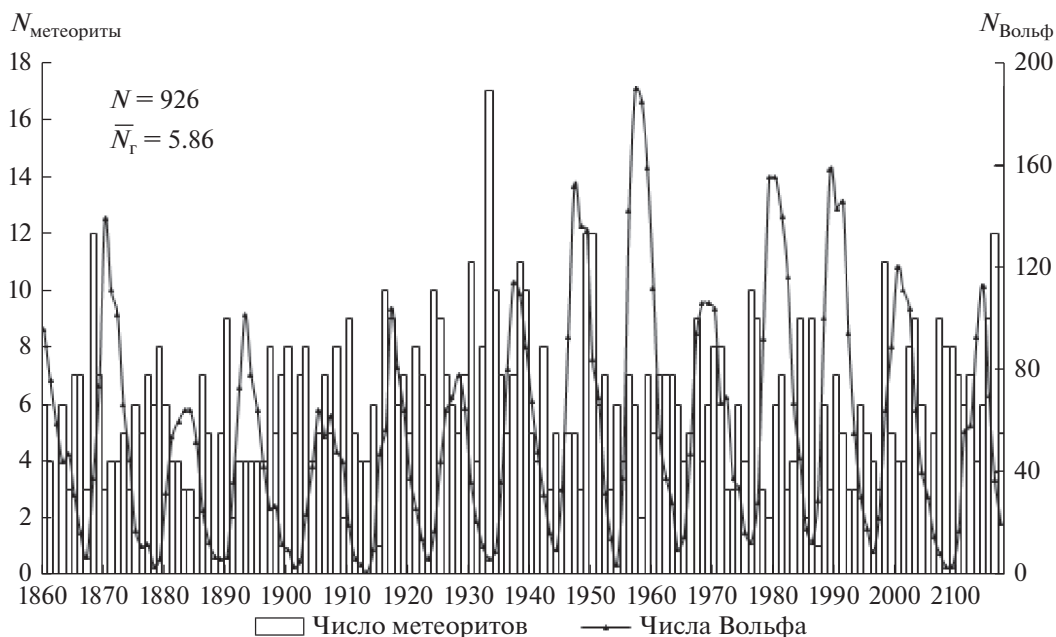


Рис. 3. Распределение числа зарегистрированных падений метеоритов по годам и среднегодовые числа Вольфа с 1860 по 2017 год. N – общее число метеоритных падений, \bar{N}_r – среднее число падений в год.

для группы HIR (рис. 4а) и группы L (рис. 4б). Сглаживание убирает мелкие флуктуации и облегчает выявление периодичности. Мы пробовали проводить сглаживание с интервалами 3, 5 и 7 лет. Интервал усреднения 5 лет оказался оптимальным.

Для изучения периодичности в распределении метеоритов по годам использован автокорреляционный метод (Крамер, 1975). Он позволяет исследовать взаимосвязь между исходным временным рядом и рядом, полученным путем сдвига исходного на определенный шаг по времени. В нашем случае это временной ряд числа падений метеоритов. Коэффициент автокорреляции вычисляется по формуле:

$$r_{t,t-T} = \frac{\overline{x_t x_{t-T}} - \bar{x}_t \cdot \bar{x}_{t-T}}{\sigma(x_t) \sigma(x_{t-T})}, \quad (6)$$

где \bar{x}_t – среднее значение исходного ряда (среднее число падений метеоритов в год); x_{t-T} – среднее значение ряда, полученного из исходного путем сдвига на шаг по времени T ; $\sigma(x_t)$, $\sigma(x_{t-T})$ – среднеквадратичные отклонения от средних значений для соответствующих рядов.

Коэффициент автокорреляции может принимать значения от -1 до 1 . Он будет близок к 1 , когда максимумы обоих рядов совпадают, и близок к -1 , когда максимумы первого ряда совпадают с минимумами второго.

На рис. 5 приведены значения коэффициентов автокорреляции для метеоритов групп HIR и L, упавших с 1860 по 1960 гг., в зависимости от шага по времени. Из рис. 5а следует наличие (10–11)-летней периодичности у метеоритов группы HIR с коэффициентом автокорреляции $r_{t,t-T} = 0.3$. У метеоритов группы L подобная периодичность отсутствует (см. рис. 5б), хотя распределение числа падений по годам является неравномерным (рис. 4б).

11-летняя цикличность присуща солнечной активности, уровень которой характеризуется числами Вольфа. Коэффициент автокорреляции для временного ряда среднегодовых чисел Вольфа равен $r_{t,t-T} = 0.8$. Вычислим коэффициент корреляции $r_{M,B}$ между временным рядом числа падений метеоритов для группы HIR и среднегодовыми числами Вольфа:

$$r_{M,B} = \frac{\overline{x_M x_B} - \bar{x}_M \cdot \bar{x}_B}{\sigma(x_M) \sigma(x_B)}. \quad (7)$$

На интервале с 1860 по 1920 год $r_{M,B} = -0.3$, с 1860 по 1960 год коэффициент корреляции равен $r_{M,B} = -0.15$. Это говорит о том, что существует слабая связь между максимумами числа падений метеоритов и минимумами солнечной активности.

Исследование периодичности в распределении метеоритных падений по годам затруднено тем, что среднее число регистрируемых метеоритов невелико (~ 6 в год). Более точная зависимость может быть получена по статистике наблю-

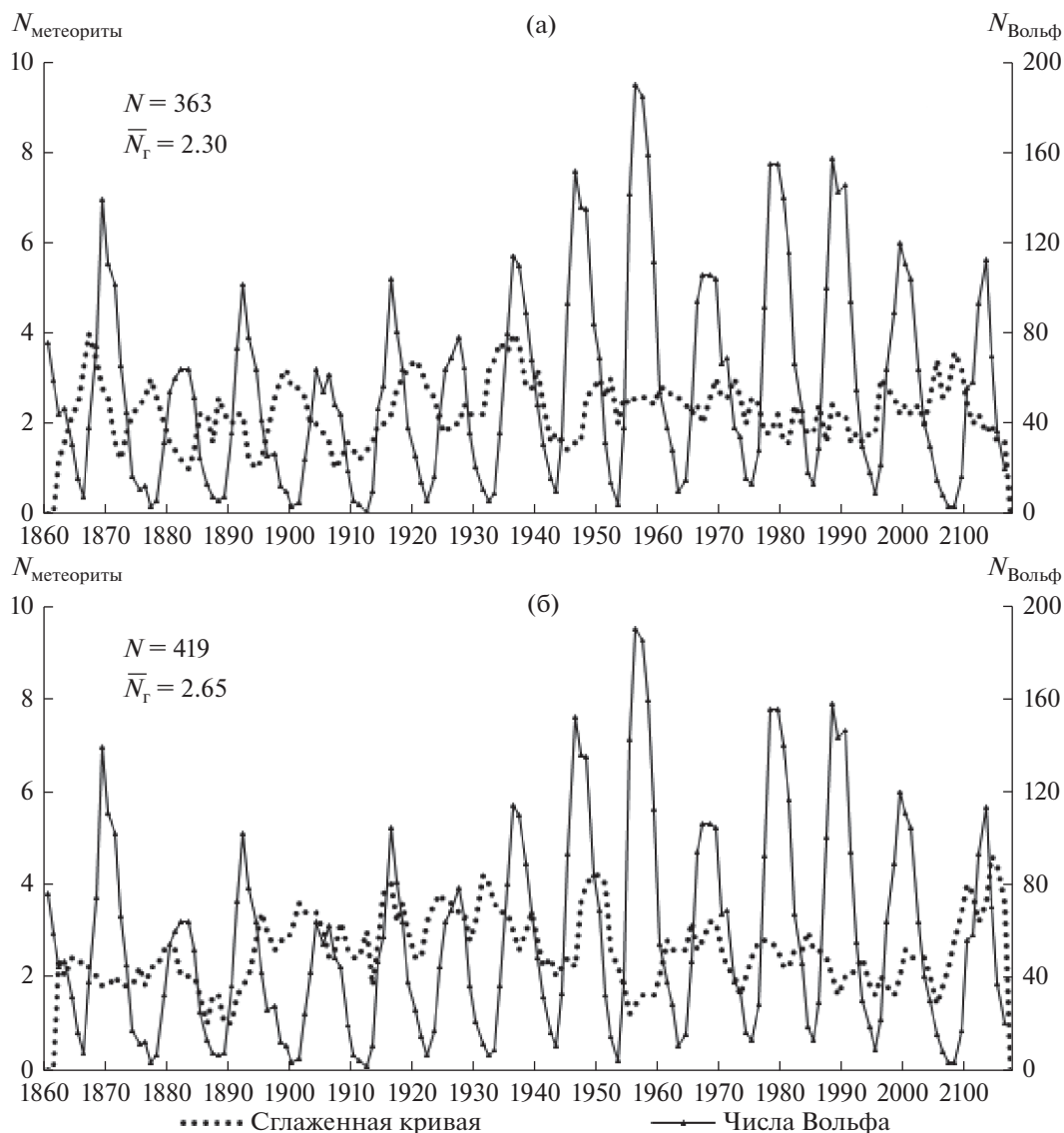


Рис. 4. Сглаженные кривые числа зарегистрированных падений метеоритов и среднегодовые числа Вольфа с 1860 по 2017 год: (а) группа NIR, (б) группа L. N – общее число метеоритных падений, \bar{N}_r – среднее число падений в год.

даемых болидов. Среднее число регистрируемых болидов примерно в 5 раз превышает число метеоритов. На рис. 6 представлены распределения числа болидов по годам и среднегодовые числа Вольфа. Максимальное число болидов приходится на 2005 и 2015 год, что позволяет предположить наличие (10–11)-летней периодичности в распределении числа падений болидов по годам.

Максимумы числа болидов (2005 и 2015 гг.) смещены примерно на 3 года относительно минимумов солнечной активности (2008–2009 и 2018–2019 гг.). Это можно объяснить тем, что продолжительность последнего цикла солнечной активности составила ~ 13 лет (Obridko, Shelting, 2008). Регистрировать входящие в атмосферу

Земли космические тела с помощью болидных сетей, спутников и инфразвуковых станций начали с 1995 г. (www.cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/). Для уточнения параметров периодичности в распределении числа болидов по годам необходимо дальнейшее накопление наблюдательных данных.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ПАДЕНИЙ МЕТЕОРИТОВ И БОЛИДОВ ПО МЕСЯЦАМ

Распределение числа падений метеоритов по месяцам приведено на рис. 7а. Каждый столбец гистограммы представляет среднемесячное число метеоритов с 1860 по 2017 г. Рисунок показывает, что с апреля по сентябрь (выделенная часть гистограммы) регистрируется больше падений, чем

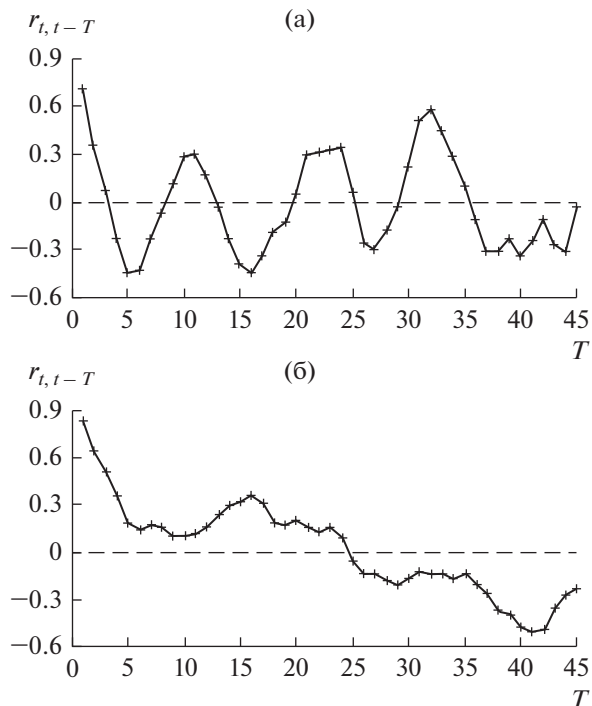


Рис. 5. Коэффициенты автокорреляции $r_{t,t-T} = f(T)$ для сглаженных распределений метеоритов, падения которых зарегистрированы с 1860 по 1960 год. (а) группа NIR, (б) группа L.

с октября по март (58 и 42%, соответственно). Подобная весенне-летняя асимметрия отмечена в работах Hughes (1981) и Алексева (1988). Наибо-

лее вероятная причина неравномерности регистрации метеоритов в течение года – селекция наблюдений. 85.5% падений метеоритов исследуемой выборки зарегистрированы в Северном полушарии, где находится ~74% обитаемой суши и условия для наблюдения более благоприятные в весенне-летний период.

В распределении числа болидов по месяцам (рис. 7б) не наблюдается сезонной асимметрии, с апреля по сентябрь регистрируется ~49% от среднегодового числа болидов.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ПАДЕНИЙ МЕТЕОРИТОВ И БОЛИДОВ ПО ВРЕМЕНИ СУТОК

Точное время падения известно для 333 метеоритов из исследуемых 926. На рис. 8а показано распределение числа падений метеоритов в течение суток (время местное). Каждый столбец гистограммы представляет среднесуточное число метеоритов с 1860 по 2017 г. Выделенная часть гистограммы соответствует интервалу времени от полудня до полуночи (в дальнейшем – послеполуденное время).

Согласно рис. 8а, 66% падений метеоритов приходится на послеполуденное время. Этот факт был отмечен в работах Hughes (1981), Алексева (1988).

65% падений метеоритов регистрируется в дневное время, с 8 до 20 ч, когда большая часть людей бодрствует. Преобладание числа регистра-

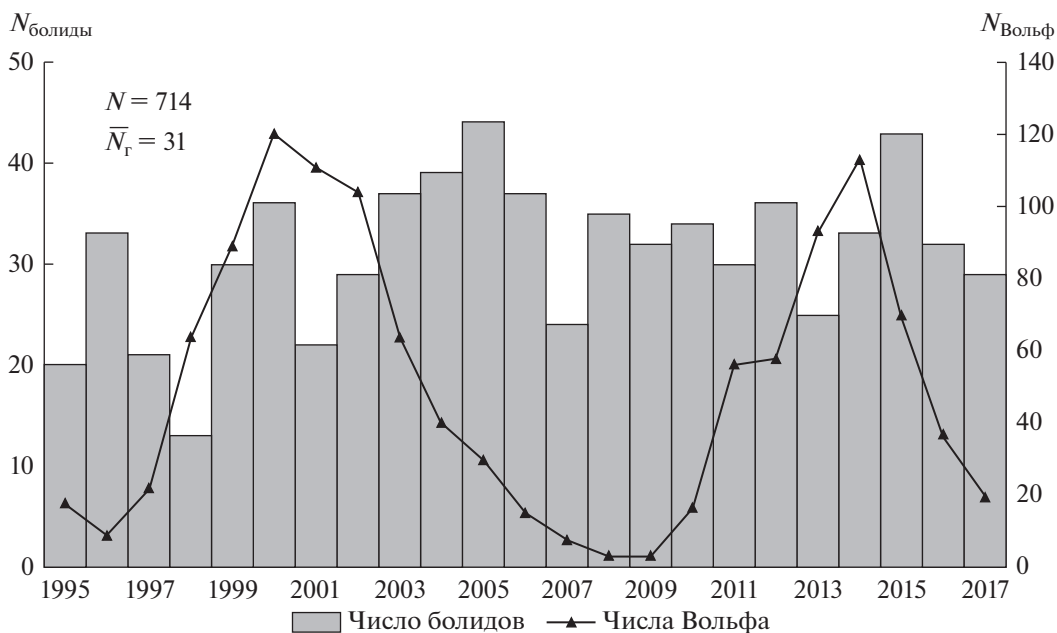


Рис. 6. Распределение числа болидов по годам и среднегодовые числа Вольфа с 1995 по 2017 год. N – общее число болидов, \bar{N}_T – среднее число болидов в год.

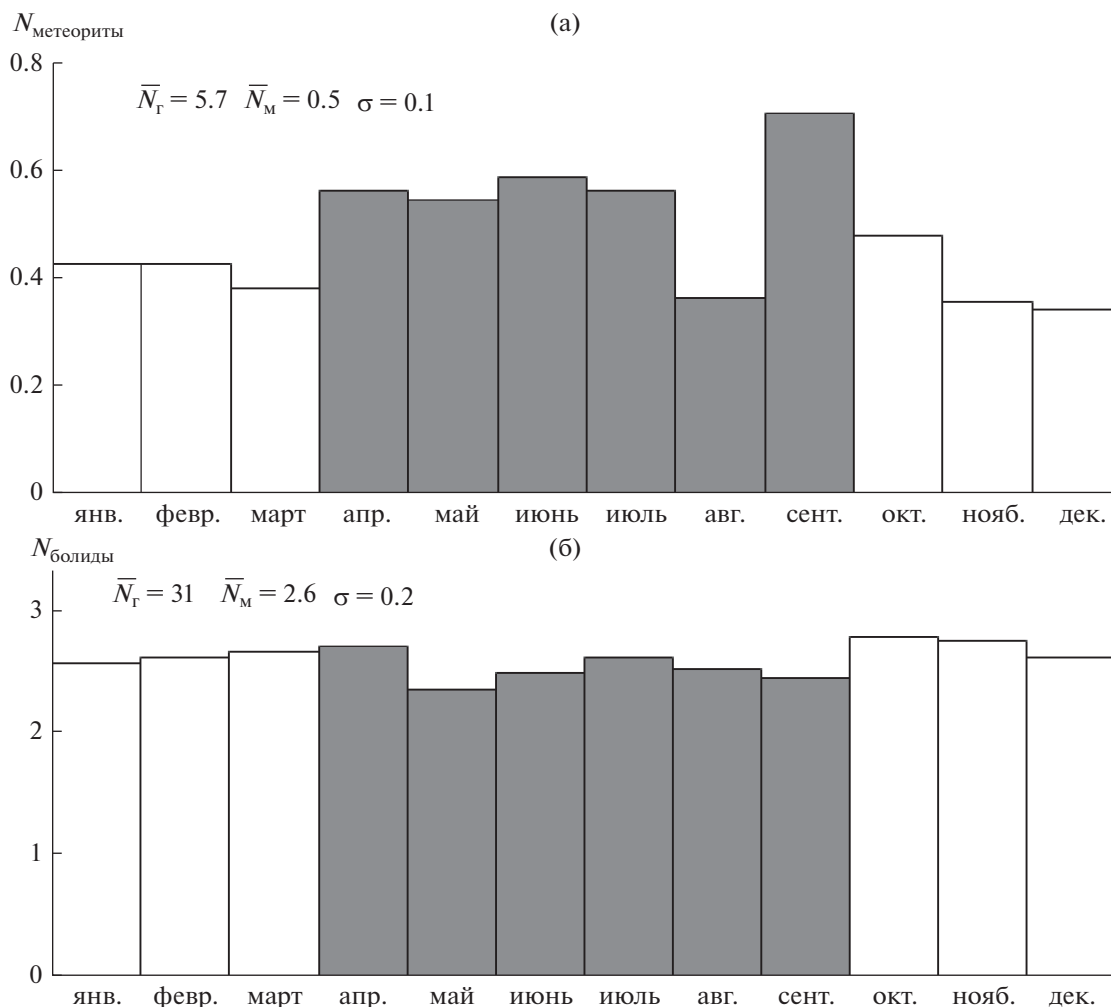


Рис. 7. Распределение числа зарегистрированных падений метеоритов (а) и болидов (б) по месяцам. $\bar{N}_Г$ – среднее число метеоритов (болидов) в год, $\bar{N}_М$ – среднее число падений в месяц, σ – среднеквадратичное отклонение от $\bar{N}_М$.

ции падений в дневное время показано в работах Wetherill (1968), Hughes (1981) и Алексеева (1988).

Halliday и Griffin (1982), используя данные болидных сетей Канады и Европы, провели моделирование орбит метеороидов. Предполагая прямое (как и у Земли) движение метеороидов по орбите, они получили послеполуденный избыток числа регистрации падений метеоритов и минимум числа регистрации падений вблизи 6 ч утра. Galant и др. (2009), моделируя динамику орбит околоземных астероидов, получили превышение в ~ 2 раза допозднего потока околоземных объектов над послеполуденным, что противоречит наблюдаемому распределению числа зарегистрированных падений метеоритов в течение суток.

Сравним распределение числа падений метеоритов по времени суток с аналогичным распределением для болидов (рис. 8б). Рисунок показывает, что у болидов не наблюдается послеполуденной

асимметрии. В интервале времени от полудня до полуночи зарегистрировано 358 болидов из 714, что составляет $\sim 50\%$. Практически одинаково и число болидов, регистрируемых в дневное и ночное время (51% и 49%, соответственно). В распределении болидов по времени суток на рис. 8б выделяются ряд минимумов: с 3 до 7, с 13 до 14 и с 17 до 18. Первый из них близок к минимуму, полученному в работе Halliday и Griffin (1982).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведен статистический анализ характеристик метеоритов, падения которых зарегистрированы с 1860 по 2017 г. Данные о 926 метеоритах систематизированы и приведены в Приложении. Для каждого метеорита указаны название, страна и географические координаты места падения, дата и время падения, найденная

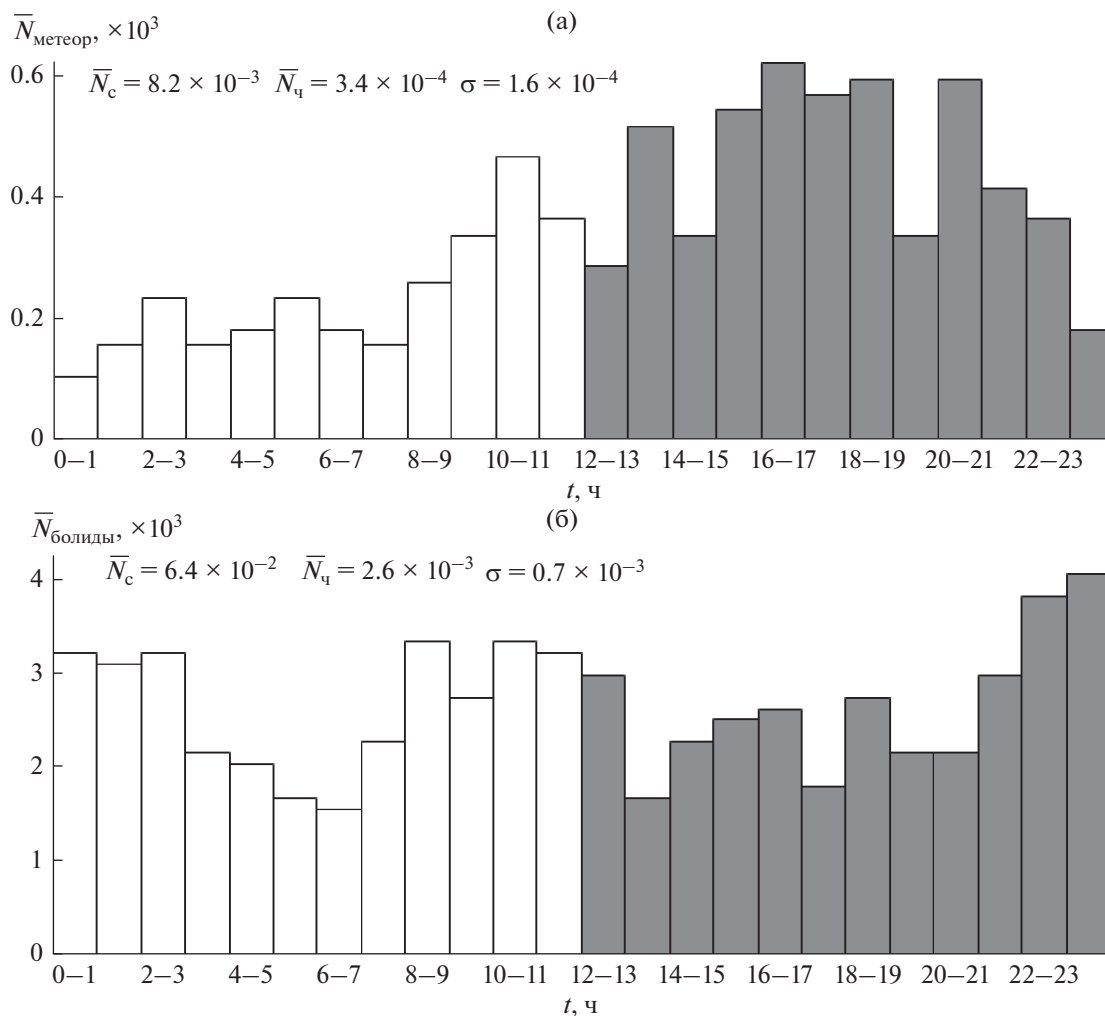


Рис. 8. Распределение числа зарегистрированных падений метеоритов (а) и болидов (б) по времени суток. Время местное. \bar{N}_c – среднее число метеоритов (болидов) в сутки, \bar{N}_q – среднее число падений в час, σ – среднеквадратичное отклонение от \bar{N}_q .

масса метеорита, его тип. О наиболее известных метеоритах в Приложении представлены более детальные сведения и литература. Построено распределение метеоритов по массам, сделана оценка среднегодового потока метеоритного вещества на Землю. Оценена частота регистрации падений на Землю метеоритов, подобных метеориту Chelyabinsk. Исследованы распределения числа регистрации падений метеоритов по годам, месяцам и времени суток. Проведено их сравнение с аналогичными распределениями для болидов. Анализ результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. Распределение метеоритов по массам можно аппроксимировать логнормальным законом, максимум приходится на интервал масс, $M = (1.6-6.3)$ кг.

Оценен среднегодовой поток метеоритного вещества, $M_{\text{год}} \approx (13-26)$ т/г, на основе кумулятивного распределения метеоритов по массам и среднегодовой поток метеороидного вещества, попадающего в атмосферу Земли, $M_{\text{год}}^{\text{атм}} \approx (4.3-8.6) \times 10^4$ т/г. Оценки потока носят приближенный характер.

2. Показано, что средний интервал времени между регистрациями падений метеоритов, подобными метеориту Chelyabinsk, составляет ~ 25 лет. Brown и др. (2013) оценивают частоту падения метеороидов диаметром 20 м как ~ 1 раз в 30 лет на основе данных о болидах. Таким образом, космические тела размером ~ 20 м достаточно частые “гости” на нашей планете. У человечества пока нет средств заблаговременного обнаружения тел подобных размеров, которые в зависимости от угла входа в атмосферу, близости к крупным горо-

дам и промышленным объектам могут нанести и значительно больший ущерб, чем метеорит Chelyabinsk.

3. У группы NIR на интервале с 1860 по 1960 гг. обнаружена (10–11)-летняя периодичность в распределении числа падений метеоритов по годам, а также слабая корреляция между максимумами числа падений метеоритов и минимумами солнечной активности. Среднее число регистрируемых падений метеоритов невелико (~6 в год), что затрудняет исследование периодичности. Среднее число регистрируемых болидов в год примерно в пять раз превышает число метеоритов. Несмотря на короткий срок работы болидных сетей и инфразвуковых станций, можно предположить, что максимумы числа болидов чередуются с интервалом около 11 лет. Подобная периодичность выявлялась ранее В.А. Алексеевым для Н-хондритов.

Изменение числа падений метеоритов с периодом 10–11 лет обнаруживается только у группы NIR, включающей Н-хондриты, железные и железокаменные метеориты с большим содержанием железа и никеля и проявляющие признаки ферромагнетизма. На такие материалы оказывает воздействие внешнее магнитное поле. Это позволяет предположить, что в годы максимумов солнечной активности секторное магнитное поле Солнца может оказывать более сильное влияние на движение метеороидов в межпланетном пространстве, чем в годы минимумов, и изменять их первоначальные орбиты. Однако это предположение требует дальнейшего исследования.

4. Показано, что в распределении числа зарегистрированных падений метеоритов по месяцам и времени суток существенную роль играют эффекты наблюдательной селекции. 58% от среднегодового числа падений метеоритов приходится на весенне-летний период. Распределение болидов по месяцам не зависит от времени года.

Существенно больше зарегистрированных падений метеоритов (~66%) приходится на интервал времени от полудня до полуночи, чем в первую половину суток. Это согласуется с результатами, полученными ранее другими авторами. Число болидов практически одинаково как в дневное и ночное время, так и в первую и вторую половину суток.

Дальнейшее накопление наблюдательных данных о метеоритах, околоземных метеороидах, а также развитие методов регистрации болидов позволят уточнить распределение числа зарегистрированных метеоритных падений по времени суток и ответить на вопрос о наличии и причинах периодичности в распределении числа зарегистрированных падений метеоритов по годам.

Авторы выражают благодарность рецензентам, в частности ведущему научному сотруднику ИДГ РАН Б.А. Иванову, за обсуждение результатов и улучшение подачи материала статьи, а также доценту кафедры теоретической физики ЧелГУ С.А. Хайбрахманову за прочтение рукописи статьи и сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агекян Т.А.* Теория вероятностей для астрономов и физиков. М.: Наука, 1974. 264 с.
- Алексеев В.А.* Статистика метеоритных падений // Метеоритика. 1988. Вып. 47. С. 24–31.
- Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Ред. Шустов Б.М., Рыхлова Л.В. М.: Физматлит, 2010. 384 с.
- Бадюков Д.Д., Дудоров А.Е.* Фрагменты Челябинского метеоритного дождя: распределение по массам, размерам и возможная масса максимального фрагмента // Геохимия. 2013. Т. 51. № 7. С. 642–646.
- Бадюков Д.Д., Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А.* Распределение фрагментов челябинского метеорита по массам // Вестн. Челябинского гос. ун-та. 2014. № 1(330). Физика. Вып. 19. С. 40–46.
- Бронштэн В.А.* Метеоры, метеориты, метеороиды. М.: Наука, 1987. 173 с.
- Дудоров А.Е., Еретнова О.В.* Частота падения метеоритов // Вестн. Челябинского гос. ун-та. 2014. № 1(330). Физика. Вып. 19. С. 58–67.
- Дудоров А.Е., Еретнова О.В.* Выборка зарегистрированных падений метеоритов с 1860 по 2017 гг. 2019. /www.csu.ru/Shared%20Documents/theor_phys/Dudorov_Eretnova_meteorite_falls_1860-2017.pdf
- Дьяконова М.И., Харитонов В.Я., Явнель А.А.* Химический состав метеороидов. М.: Наука, 1979. 67 с.
- Иванов Б.А.* Распределение по размерам малых лунных кратеров: роль увеличения диаметра при старении кратеров и время их жизни // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 1. С. 3–31. (*Ivanov B.A.* Size-Frequency Distribution of Small Lunar Craters: Widening with Degradation and Crater Lifetime // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 1. P. 3–31.)
- Колмогоров А.Н.* О логарифмически нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении // Докл. АН СССР. 1941. Т. 31. № 2. С. 99–101.
- Крамер Г.* Математические методы статистики. М.: Мир, 1975. 648 с.
- Кулик Л.А.* Прирост коллекции метеоритов Академии Наук СССР в Москве с 1934 по 1939 г. // Метеоритика. 1941а. Вып. 1. С. 73–121.
- Кулик Л.А.* Комитет по метеоритам АН СССР в 1939 г. // Метеоритика. 1941б. Вып. 2. С. 123–129.
- Челябинский суперболид / Ред. Горькавый Н.Н., Дудоров А.Е. Челябинск: Изд-во Челябинского гос. ун-та, 2016. 223 с.
- Badyukov D.D., Dudorov A.E.* Fragments of the Chelyabinsk meteorite shower: Distribution of masses and sizes and constraints on the mass of the largest fragment // Geochem. Int. 2013. V. 51. № 7. P. 583–586.

- Bland P.A., Smith T.B., Jul A.J.T., Berry F.J., Bevan A.W.R., Cloude S., Pillinger C.T.* The flux of meteorites to the Earth over the last 50000 years // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1996. V. 283. P. 551–565.
- Brown P.G., Assink J.D., Astiz L., Blaauw R., Boslough M.B., Borovička J., Brachet N., Brown D., Campbell-Brown M., Ceranna L., Cooke W., de Groot-Hedlin C., Drob D.P., Edwards W., Evers L.G., Garces M., Gill J., Hedlin M., Kingery A., Laske G., Le Pichon A., Mialle P., Moser D.E., Saffer A., Silber E., Smets P., Spalding R.E., Spurný P., Tagliaferrri E., Uren D., Weryk R.J., Whitaker R., Krzeminski Z.* A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // *Nature.* 2013. V. 503. P. 238–241.
- Chelyabinsk Superbolide / Eds Gorkavyy N., Dudorov A., Taskaev S. Switzerland AG: Springer Nature, 2019. 304 p.
- Buchwald V.F.* Handbook of Iron Meteorites. Univ. of California Press, 1975. 1418 p.
- Dohnanyi J.S.* Collisional model of asteroids and their debris // *J. Geophys. Res.* 1969. V. 74. P. 2531–2554.
- Drolshagen G., Koschny D., Drolshagen S., Kretschmer J., Poppe B.* Mass accumulation of earth from interplanetary dust, meteoroids, asteroids and comets // *Planet. and Space Sci.* 2017. V. 143. P. 21–27.
- Durda D.D., Dermott S.F.* The collisional evolution of the asteroid belt and its contribution to the zodiacal cloud // *Icarus.* 1997. V. 130. P. 140–164.
- Gallant J., Gladman B., Čuk M.* Current bombardment of the Earth-Moon system: Emphasis on cratering asymmetries // *Icarus.* 2009. V. 202. P. 371–382.
- Halliday I., Griffin A.A.* A study of the relative rates of meteorite falls on the Earth's surface // *Meteoritics.* 1982. V. 17. P. 31–46.
- Halliday I., Blackwell A.T., Griffin A.A.* The flux of meteorites on the Earth's surface // *Meteorites.* 1989. V. 24. P. 173–178.
- Hughes D.W.* Meteorite falls and finds: some statistics // *Meteoritics.* 1981. V. 16. P. 269–281.
- Ivanov B.A.* Size-frequency distribution of small lunar craters: Widening with degradation and crater lifetime // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 1. P. 3–31.
- Jenniskens P., Fries M.D., Yin Q.-Z., Zolensky M., Krot A.N., Sandford S.A., Sears D., Beauford R., Ebel D.S., Friedrich J.M., Nagashima K., Wimpenny J., Yamakawa A., Nishiizumi K., Hamajima Y., Caffee M.W., Welten K.C., Laubenstein M., Davis A.M., Simon S.B., Heck P.R., Young E.D., Kohl I.E., Thiemens M.H., Nunn M.H., Mikouchi T., Hagiya K., Ohsumi K., Cahill T.A., Lawton J.A., Barnes D., Steele A., Rochette P., Verosub K.L., Gattac-
ceca J., Cooper G., Glavin D.P., Burton A.S., Dworkin J.P., Elsila J.E., Pizzarello S., Ogliore R., Schmitt-Kopplin P., Harir M., Hertkorn N., Verchovsky A., Grady M., Nagao K., Okazaki R., Takechi H., Hiroi T., Smith K., Silber E.A., Brown P.G., Albers J., Klotz D., Hankey M., Matson R., Fries J.A., Walker R.J., Puchtel I., Lee C.-T.A., Erdman M.E., Eppich G.R., Roeske S., Gabelica Z., Lerche M., Nuevo M., Girten B., Worden S.P. Radar-enabled recovery of the Sutter's Mill meteorite, a carbonaceous chondrite regolith breccia // *Science.* 2012. V. 338. P. 1583–1587.*
- Obridko V.N., Shelting B.D.* On prediction of the strength of the 11-year solar cycle № 24 // *Sol. Phys.* 2008. V. 248. P. 191–202.
- Popova O., Borovička J., Hartmann W., Spuný P., Gnos E., Nemtchinov I., Trigo-Rodrigues J.M.* Very low strengths of interplanetary meteoroids and small asteroids // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2011. V. 46. P. 1525–1550.
- Popova O., Jenniskens P., Emel'yanenko V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudorov A., Grokhovsky V.I., Badyukov D.D., Yin Q.Z., Gural P.S., Albers J., Granvik M., Evers L.G., Kuiper J., Kharlamov V., Solovyov A., Rusakov Y.S., Korotkiy S., Serdyuk I., Korochantsev A.V., Larionov M.Yu., Glazachev D., Mayer A.E., Gisler G., Gladkovsky S.V., Wimpenny J., Sanborn M.E., Yamakawa A., Verosub K.L., Rowland D.J., Roeske S., Botto N.W., Friedrich J.M., Zolensky M.E., Le L., Ross D., Ziegler K., Nakamura T., Ahn I., Lee J.I., Zhou Q., Li X.H., Li Q.L., Liu Y., Tang G.Q., Hiroi T., Sears D., Weinstein I.A., Vokhmintsev A.S., Ishchenko A.V., Schmitt-Kopplin P., Hertkorn N., Nagao K., Haba M.K., Komatsu M., Mikouchi T.* (the Chelyabinsk Airburst Consortium). Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // *Science.* 2013. V. 342. P. 1069–1073.
- Rubincam D.P.* Possible lack of low-mass meteoroids in the Earth's meteoroid flux due to space erosion? // *Icarus.* 2018. V. 299. P. 161–165.
- Weisberg M.K., McCoy T.J., Krot A.N.* Systematics and evaluation of meteorite classification / *Meteorites and the Early Solar System II* // Eds Lauretta D.S., McSween H.Y. Tucson: Univ. Arizona Press, 2006. P. 19–52.
- Wetherill G.W.* Stone meteorites: Time of fall and origin // *Science.* 1968. V. 159. № 3810. P. 79–82.
- www.cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/
- www.lpi.usra.edu/meteor/
- www.meteorites.ru/
- www.passc.net/EarthImpactDatabase/
- www.solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml

УДК 523.44

ПОИСК МОЛОДЫХ ПАР АСТЕРОИДОВ НА БЛИЗКИХ ОРБИТАХ

© 2020 г. Э. Д. Кузнецов^{a, *}, А. Е. Розаев^b, Е. Плавалова^c, В. С. Сафронова^a, М. А. Васильева^a

^aУральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

^bЯрославский государственный университет, Ярославль, Россия

^cМатематический институт Словацкой академии наук, Братислава, Словакия

*e-mail: eduard.kuznetsov@urfu.ru

Поступила в редакцию 02.09.2019 г.

После доработки 12.12.2019 г.

Принята к публикации 19.12.2019 г.

В работе выполнен анализ динамической эволюции ряда молодых пар астероидов на близких орбитах с целью оценки их возраста. Применено несколько методов отбора пар и оценки их возраста: анализ сходимости орбитальных элементов; оценка метрик Холшевникова в пространстве кеплеровых элементов орбит; оценка относительных расстояний и скоростей в моменты сближений астероидов. Получены оценки возраста пар астероидов в зависимости от скоростей дрейфа больших полуосей орбит, обусловленных влиянием эффекта Ярковского.

Ключевые слова: пары астероидов, численное моделирование, эффект Ярковского, метрики Холшевникова, радиус сферы Хилла, вторая космическая скорость

DOI: 10.31857/S0320930X2003007X

ВВЕДЕНИЕ

Распределение орбит астероидов в Солнечной системе является результатом различных процессов, которые действовали в течение продолжительного времени (см., например, Deienno и др., 2016; Granvik и др., 2017). Как было показано в работе (Vokrouhlický, Nesvorný, 2008), в главном поясе астероидов существует большое количество пар астероидов с близкими орбитами, имеющих общее происхождение. В результате исследования этих пар (Pravec, Vokrouhlický, 2009) была доказана их статистическая значимость. Численное интегрирование в прошлое показало, что в момент образования пары астероиды двигались с низкими относительными скоростями, но детальный механизм формирования пар астероидов на близких орбитах был еще не ясен.

Механизм формирования пар астероидов был предложен в работе (Pravec и др., 2010). При отношении масс астероидов меньше, чем $m_2/m_1 \approx 0.2$, возможно образование пары за счет распада быстро вращающегося родительского тела. Здесь m_1 — масса главного (более массивного) астероида пары, m_2 — масса второго астероида. Когда отношение масс приближается к этому верхнему пределу, период вращения родительского тела становится большим. Результаты фотометрических наблюдений пар астероидов (Pravec и др., 2010) показывают, что главные астероиды пар при отношении масс много меньших 0.2 вращаются

быстро, вблизи их критической частоты деления. По мере приближения отношения масс к 0.2, период вращения главного астероида растет. Следовательно, пара астероидов может образоваться в результате вращательного деления родительского астероида и превращения его в двойную систему, которая распадается под действием собственной внутренней динамики вскоре после образования.

В работе (Pravec, Vokrouhlický, 2009) при анализе пар астероидов также были выделены шесть новых компактных скоплений (групп), состоящих из трех или более астероидов. Численное интегрирование в прошлое позволило предположить, что они являются молодыми семействами с возрастом менее 2 млн лет. В дальнейшем (Pravec и др., 2018) была показана тесная взаимосвязь между парами и молодыми (возраст менее 1 млн лет) семействами. Для 11 из 13 компактных групп астероидов наблюдается уменьшение периода осевого вращения главного астероида при приближении отношения масс к 0.2, аналогично зависимости, выявленной для пар астероидов (Pravec и др., 2010). Двумя исключениями являются группы с большим значением отношения масс $m_2/m_1 > 0.7$ — (18777) Hobson и (22280) Mandragora, для образования которых требуется другой механизм.

Были предложены два возможных механизма образования более чем одного фрагмента путем вращательного деления: процесс вторичного деления (Jacobson, Scheeres, 2011) и событие кратеро-

образующего столкновения с почти критически вращающимся родительским астероидом (Vokrouhlický и др., 2017). Из будущих исследований необходимо будет выявить, какие из групп были сформированы тем или иным процессом. Наиболее интригующей является возможность каскадного разрушения родительского тела для некоторых из групп (Pravec и др., 2018).

Современное состояние проблемы изучения молодых пар представлено в работе (Pravec и др., 2019). Новые фотометрические данные в целом подтверждают механизм образования пар, предложенный в (Pravec и др., 2010). Необходимо отметить весьма неправильную форму большинства исследованных астероидов и наличие крупных “бульжников” на поверхности некоторых из них. Особый интерес представляют 13 пар (примерно 1/3 от общего числа рассмотренных в работе (Pravec и др., 2019) пар), в которых главные астероиды входят в двойные или тройные системы.

В настоящей работе мы выполним исследование динамической эволюции пар астероидов с целью уточнения их возраста. Будут рассмотрены: 1) избранные молодые пары астероидов из (Pravec и др., 2019); 2) новые группы астероидов и новые члены известных групп, выделенные в работе (Kuznetsov, Vasileva, 2019) с помощью метрик Холшевникова; 3) пары астероидов, имеющих близкие значения метрик Холшевникова в пятимерном пространстве кеплеровых орбит и в трехмерном фактор-пространстве позиционных элементов орбит. Для повышения точности моделирования будем учитывать влияние эффекта Ярковского путем оценки скорости дрейфа большой полуоси орбиты на основе данных об орбитальных и физических параметрах исследуемого астероида и астероида (101955) Bennu (Spoto и др., 2015).

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ДРЕЙФА БОЛЬШОЙ ПОЛУОСИ ОРБИТЫ, ОБУСЛОВЛЕННОГО ЭФФЕКТОМ ЯРКОВСКОГО

Известно, что негравитационные тепловые эффекты играют важную роль в динамике малых тел. Фундамент современной теории эффекта Ярковского был заложен в работах (Vokrouhlický, 1998; 1999). Поскольку до сих пор не выполнены прямые измерения влияния эффекта Ярковского на большие полуоси орбит астероидов главного пояса, в работе Spoto и др. (2015) было предложено использовать калибровку скорости дрейфа большой полуоси орбиты астероида на основе физических и орбитальных параметров астероида (101955) Bennu для вычисления возраста 37 семейств астероидов главного пояса, образовавшихся в результате дробления родительских тел вследствие столкновений.

В настоящей работе мы используем этот подход для оценки максимальных значений модулей ускорения, обусловленного эффектом Ярковского, и скорости дрейфа больших полуосей орбит для некоторых пар астероидов с очень близкими орбитами и (потенциально) очень малым возрастом.

Как известно, негравитационное тангенциальное ускорение a_τ может быть выражено как (Marsden, 1973; Farnocchia и др., 2013; Del Vigna и др., 2018):

$$a_\tau = A_2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^d \tau, \tag{1}$$

где r – гелиоцентрическое расстояние, τ – единичный вектор. Коэффициент A_2 зависит от физических параметров астероида. Нормирующий множитель $r_0 = 1$ а. е. Показатель степени d определяется теплофизическими свойствами астероида и лежит в интервале от 0.5 до 3.5 (Farnocchia и др., 2013). Усредняя (1) по полному периоду, получим выражение для средней скорости дрейфа большой полуоси (Vokrouhlický, 1998):

$$\frac{da}{dt} = -\frac{8(1-A)\Phi}{9n} W(K, R) \cos \phi. \tag{2}$$

Здесь n – среднее движение; ϕ – наклон оси вращения астероида к плоскости орбиты. Альbedo Бонда A выражается через геометрическое альbedo p_v как $A = 1/3p_v$. Стандартный коэффициент силы излучения Φ в приближении сферического тела обратно пропорционален средней плотности ρ , диаметру астероида D и квадрату орбитального расстояния r^2 : $\Phi \sim (D\rho r^2)^{-1}$. Функция $W(K, R)$ определяется теплофизическими параметрами и частотой осевого вращения тела (для суточного эффекта Ярковского) (Vokrouhlický, 1998):

$$W(K, R) = -\frac{k_1\Theta}{1 + 2k_2\Theta + k_3\Theta^2} \approx -\frac{0.5\Theta}{1 + \Theta + 0.5\Theta^2} \approx -\frac{1}{5}. \tag{3}$$

Оценка выражения (3) получена в пределе большого тела, когда радиус тела много больше глубины слоя, в котором происходит переизлучение тепла. В этом случае все три коэффициента k примерно равны 1/2. Эффект Ярковского максимален, когда безразмерный тепловой параметр $\Theta \approx 1$.

Простой учет эффекта Ярковского, приводящего к вековым изменениям большой полуоси, можно получить путем нормализации, используя параметры астероида (101955) Bennu, поскольку они известны с малыми ошибками (Spoto и др., 2015):

$$\dot{a} \equiv \frac{da}{dt} = \left(\frac{da}{dt} \right)_B \frac{\sqrt{a_B(1-e_B^2)} D_B \rho_B \cos \phi}{\sqrt{a(1-e^2)} D \rho \cos \phi} \frac{1-A}{1-A_B}. \tag{4}$$

Здесь нижний индекс “В” указывает на астероид (101955) Bennu, для которого значение дрейфа большой полуоси $\dot{a}_B = (19 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ а. е./млн лет). После подстановки физических параметров (101955) Bennu (Del Vigna и др., 2018), мы получим выражение для дрейфа большой полуоси за счет эффекта Ярковского (в единицах а. е./млн лет), если a выражено в а. е., диаметр D – в км, плотность ρ – в г/см³):

$$\dot{a} = \frac{da}{dt} = 12.09 \times 10^{-4} \frac{\cos \phi}{\sqrt{a(1-e^2)}} \frac{1-A}{D \rho}. \quad (5)$$

Поскольку наклон оси вращения к плоскости орбиты ϕ известен для небольшого числа астероидов, при получении оценок мы полагали $|\cos \phi| = 1$, что дает максимум модуля скорости дрейфа. Значение $(1 - A)$ обычно очень близко к единице. Средняя плотность ρ для большинства астероидов лежит в диапазоне от 1.0 до 3.3 г/см³. Для получения более точной оценки плотности необходимо учитывать таксономический класс изучаемых астероидов. Принимая для средней плотности значение $\rho = 1.1$ г/см³ (примерно соответствующее наименее плотному классу углистых хондритов), мы получаем максимальную оценку значения модуля дрейфа большой полуоси. В предположении равного альбедо диаметр D астероида можно оценить по абсолютной звездной величине H и значению геометрического альбедо p_v (Bowell и др., 1989):

$$D = 1329 \text{ км} \times 10^{-H/5} \times \frac{1}{\sqrt{p_v}}. \quad (6)$$

При оценке диаметров использовались абсолютные звездные величины и альбедо с сайтов Horizons (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>) и ALCDEF (<http://alcdef.org/>).

В табл. 1 приведены оценки максимальных по модулю значений скорости дрейфа большой полуоси da/dt , обусловленных эффектом Ярковского, для некоторых пар астероидов, имеющих общее происхождение (Pravec и др., 2019).

РЕЗУЛЬТАТЫ ДЕТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ ИЗБРАННЫХ ПАР

Для изучения динамической эволюции некоторых выделенных близких пар астероидов было выполнено численное моделирование на интервале времени 800 тыс. лет в прошлое с помощью интегратора Mercury (Chambers, 1999).

Выполнены три варианта интегрирования. В первом случае учитывались только возмущения от больших планет. Во втором – добавлены возмущения от Цереры, Весты, Юноны и Паллады. В третьем – добавлен учет суточного эффекта Ярковского.

В качестве основных критериев вероятной эпохи образования пары были приняты: 1) сходимость угловых орбитальных элементов (разность долгот восходящих узлов и разность аргументов перигелия); 2) минимальное значение относительной скорости, определяемое по Nesvorný, Vokrouhlický (2006), и z -компоненты относительной скорости, согласно работе (Rosaev, Plavalova, 2018).

В некоторых случаях были получены оценки возраста пар, значительно отличающиеся от значений, приведенных в работе (Pravec и др., 2019) (см. табл. 2, рис. 1–3). Эта проблема требует дальнейшего тщательного изучения в каждом конкретном случае.

Для пары (80218) 1999 VO123 – (213471) 2002 ES90 гистограмма сближений в работе (Pravec и др., 2019) имеет очень узкий вид, поэтому можно заключить, что данная пара образовалась примерно 140 тыс. лет назад, и наши расчеты это подтверждают. Аналогично для пар (52852) 1998 RB75–(250322) 2003 SC7, (5026) Martes–2005 WW113, (1741) Giclas–(258640) 2002 ER36, (26416) 1999 XM84–(214954) 2007 WO58 наши результаты находятся в хорошем согласии с результатами (Pravec и др., 2019). Заметим, что оценки возраста, приведенные в последнем столбце табл. 2, получены интегрированием номинальных орбит без учета негравитационных эффектов. Совпадение с результатами работы (Pravec и др., 2019) говорит о том, что для данных пяти пар негравитационные эффекты на рассматриваемом интервале времени не существенны. В настоящей работе мы уделим основное внимание **трем** оставшимся парам (выделены полужирным шрифтом в табл. 2): (21436) Chaoyichi–(334916) 2003 YK39, (46829) McMahon–2014 VR4, (4765) Wasserburg–(350716) 2001 XO105, для которых полученные в настоящей работе оценки возраста существенно отличаются от оценок, приведенных в работе (Pravec и др., 2019).

Оценка возраста пары (4765) Wasserburg–(350716) 2001 XO105

Главный астероид пары принадлежит к E-типу по классификации Толена (Tholen, 1984). По значению абсолютной звездной величины диаметр астероида (4765) Wasserburg может быть оценен в 2.15 км, диаметр (350716) 2001 XO105 составляет порядка 0.37 км. В работе (Pravec и др., 2019) отмечают, что возможно общее происхождение пары и астероида 2016 GL253, однако окончательный вывод можно будет сделать только после уточнения орбиты 2016 GL253.

По результатам интегрирования номинальной орбиты в программе Mercury оценка возраста пары составляет около 100 тыс. лет (см. рис. 1, 2).

Таблица 1. Оценки максимальных по модулю значений скорости дрейфа большой полуоси da/dt для некоторых пар астероидов

Номер пары	Астероид	H , зв. вел.	D , км	a , а. е.	$ da/dt _{\max} \times 10^4$, а. е./млн лет
1	(4765) Wasserburg	13.8	2.15	1.94574	2.282
	(350716) 2001 XO105	17.6	0.37	1.94574	13.135
2	(46829) McMahon	15.0	2.31	2.40021	2.872
	2014 VR4	18.0	0.58	2.40056	11.434
3	(21436) Chaoyichi	15.3	2.29	2.18625	3.030
	(334916) 2003 YK39	18.2	0.60	2.18663	11.519
4	(1741) Giclas	11.4	10.62	2.88320	0.536
	(258640) 2002 ER36	15.8	1.40	2.88572	4.065
5	(2110) Moore-Sitterly	13.4	6.41	2.19854	1.130
	(44612) 1999 RP27	15.5	2.20	2.19804	3.249
6	(3749) Balam	13.3	4.54	2.23699	1.442
	(312497) 2009 BR60	17.7	0.60	2.23656	10.943
7	(4905) Hiromi	12.2	9.76	2.60132	0.667
	(7813) Anderserikson	13.1	6.04	2.60032	1.068
8	(5026) Martes	13.9	8.00	2.37782	1.842
	2005 WW113	17.8	1.33	2.37756	11.10
9	(6369) 1983 UC	14.2	3.34	2.29269	2.009
	(510132) 2010 UY57	18.2	0.53	2.29294	12.677
10	(7343) Ockeghem	14.3	2.92	2.19294	2.297
	(154634) 2003 XX38	16.8	0.92	2.19276	7.264
11	(8306) Shoko	14.9	2.42	2.24199	2.887
	2011 SR158	18.1	0.55	2.24136	12.602
12	(9783) Tensho-kan	14.06	4.40	2.66889	1.448
	(348018) 2003 SF334	17.1	1.08	2.66844	5.874
13	(10123) Fideoja	14.55	2.29	2.26930	2.834
	(117306) 2004 VF21	16.4	0.98	2.26905	6.644
14	(17198) Gorjup	15	2.31	2.27942	2.883
	(229056) 2004 FC126	17.5	0.73	2.28066	9.116
15	(25021) Nischakumar	15.7	2.19	2.31840	3.138
	(453818) 2011 SJ109	18.4	0.63	2.31733	10.882
16	(25884) Asai	14.7	1.45	1.95432	4.192
	(48527) 1993 LC1	16.1	1.39	1.95430	5.146
17	(26416) 1999 XM84	14.3	3.18	2.34188	2.044
	(214954) 2007 WO58	16.8	1.01	2.34234	6.464
18	(26420) 1999 XL103	15.7	1.67	2.19730	4.058
	2012 TS209	18.4	0.48	2.19707	14.070
19	(43008) 1999 UD31	15.7	1.67	2.34803	4.024
	(441549) 2008 TM68	17.5	0.73	2.34733	9.225
20	(44620) 1999 RS43	15.6	1.75	2.17589	3.956
	(295745) 2008 UN98	17.6	0.70	2.17656	9.932

Таблица 1. Окончание

Номер пары	Астероид	H , зв. вел.	D , км	a , а. е.	$ da/dt _{\max} \times 10^4$, а. е./млн лет)
21	(49791) 1999 XF31	15.8	0.86	2.31640	4.226
	(436459) 2011 CL97	18.4	0.26	2.31658	13.98
22	(52852) 1998 RB75	14.8	2.15	2.26263	2.985
	(250322) 2003 SC7	16.8	0.86	2.26294	7.497
23	(80218) 1999 VO123	16.6	1.18	2.21814	5.631
	(213471) 2002 ES90	16.9	1.04	2.21872	6.466

Таблица 2. Оценки возраста пар астероидов

Астероид 1	Астероид 2	Возраст, тыс. лет (Pravec и др., 2019)	Возраст, тыс. лет (настоящая работа)
(4765) Wasserburg	(350716) 2001 XO105	200	100
(46829) McMahon	2014 VR4	800	150
(21436) Chaoyichi	(334916) 2003 YK39	30	30–120
(5026) Martes	2005 WW113	18	18
(1741) Giclas	(258640) 2002 ER36	200	180
(52852) 1998 RB75	(250322) 2003 SC7	500	470
(26416) 1999 XM84	(214954) 2007 WO58	270	300
(80218) 1999 VO123	(213471) 2002 ES90	140	140

В настоящее время большая полуось орбиты астероида (4765) Wasserburg несколько меньше, чем у (350716) 2001 XO105. В то же время, диаметр (4765) Wasserburg значительно больше диаметра (350716) 2001 XO105. Соответственно, ожидаемая величина дрейфа большой полуоси за счет эффекта Ярковского у (350716) 2001 XO105 больше. На основании этого мы можем исключить все значения $(da/dt)_{350716} < 0$ ($A_2 < 0$), так как при рассмотрении эволюции в прошлое орбиты в паре будут расходиться.

При учете эффекта Ярковского в распределении скоростей появляется вторичный минимум (рис. 3), соответствующий совпадению больших полуосей в паре, как показано на рис. 4, при этом первичный минимум, соответствующий близости угловых элементов (номинальная орбита) сохраняется. Отметим, что чем меньше скорость дрейфа большой полуоси, обусловленная эффектом Ярковского, тем дальше по времени находится вторичный минимум.

Таким образом, учет негравитационных эффектов при определении возраста пар позволяет компенсировать разности больших полуосей вблизи номинальной орбиты. Действительно, как видно на рис. 3, большие полуоси (4765) Wasserburg и (350716) 2001 XO105 примерно совпадают в интервале 300–350 тыс. лет назад, что вызывает появление вторичного минимума относительной скорости на рис. 4. Количественное согласование

графиков на рис. 3 и 4 требует детального учета эффекта Ярковского для каждого из астероидов пары. Очевидно, максимального эффекта учета негравитационных сил следует ожидать, когда вторичный и первичный минимумы совпадают, т.е. большие полуоси астероидов в паре совпадают в ту же эпоху, когда совпадают угловые элементы.

Оценка возраста пары (46829) McMahon–2014 VR4

Пара (46829) McMahon–2014 VR4 исследована в работе (Pravec и др., 2019). Показано, что главный астероид пары (46829) McMahon представляет собой двойную систему с отношением диаметров 0.4 и орбитальным периодом 16.833 ч. По значению абсолютной звездной величины диаметр (46829) McMahon может быть оценен в 2.3 км, диаметр 2014 VR4 – около 0.35 км.

По результатам интегрирования номинальных орбит в программе Mercury получена оценка возраста пары – около 150 тыс. лет (рис. 5–7).

В настоящее время большая полуось орбиты астероида (46829) McMahon несколько меньше, чем у 2014 VR4. Эта разница очень мала и составляет 1.5×10^{-4} а. е. Диаметр астероида (46829) McMahon значительно больше диаметра 2014 VR4. Соответственно, ожидаемая величина скорости дрейфа большой полуоси за счет эффекта Ярков-

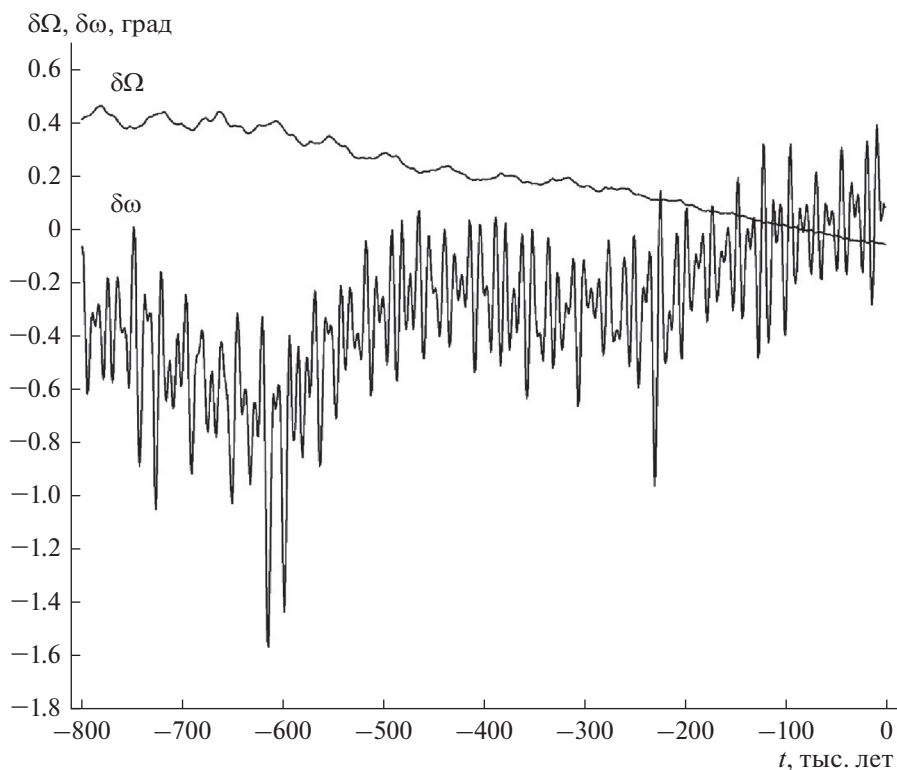


Рис. 1. Эволюция разности аргументов перигелия $\delta\omega$ и разности долгот восходящих узлов $\delta\Omega$ для пары (4765) Wasserburg–(350716) 2001 XO105 без учета эффекта Яковлевского.

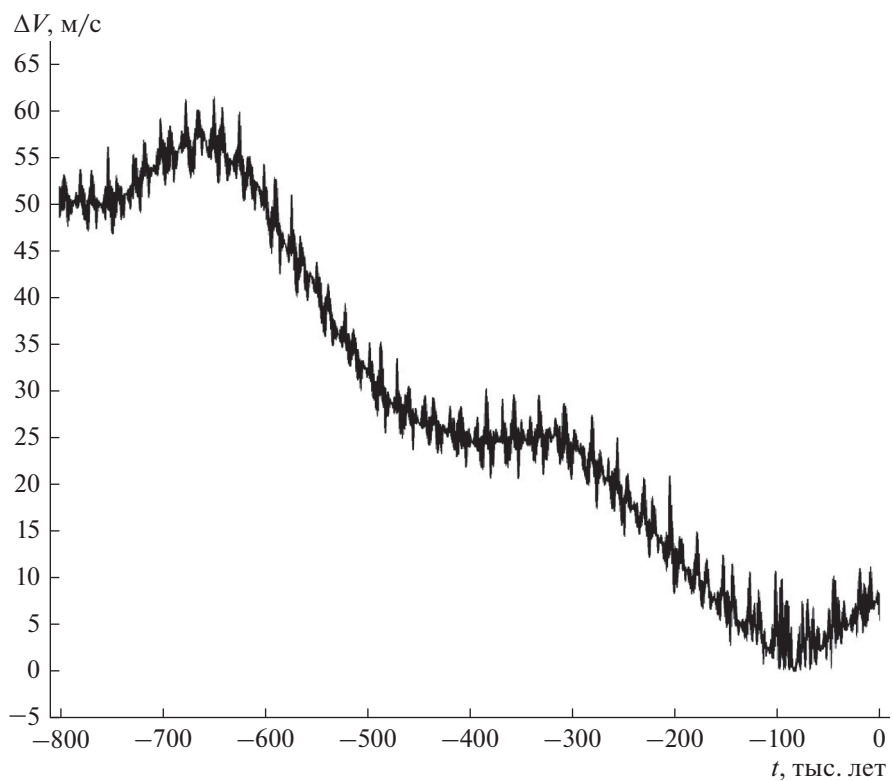


Рис. 2. Изменение относительной скорости Δv для пары (4765) Wasserburg–(350716) 2001 XO105 без учета эффекта Яковлевского.

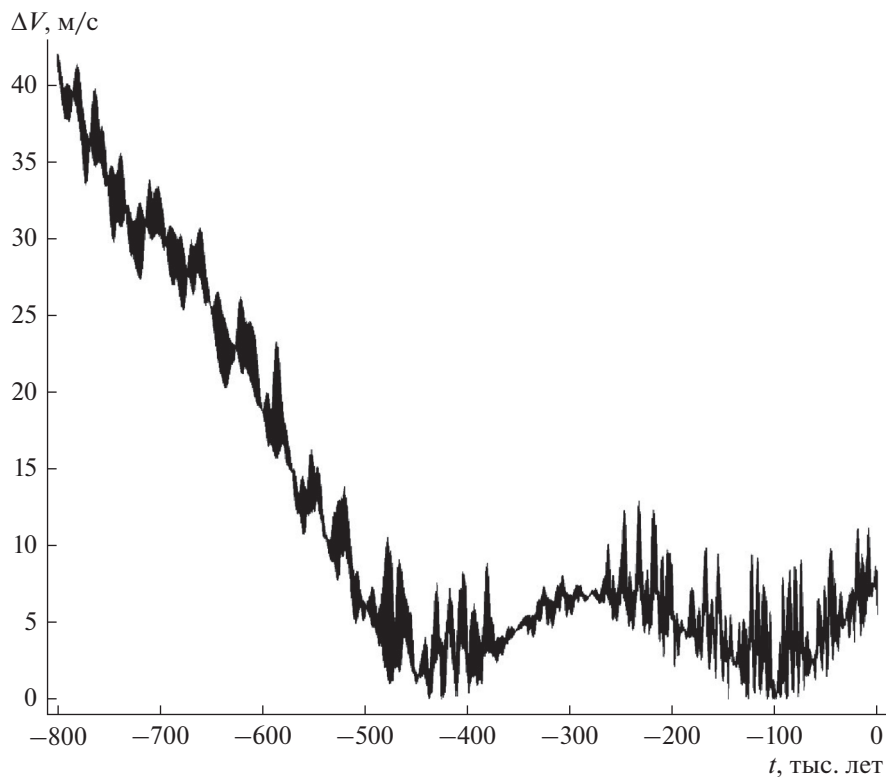


Рис. 3. Изменение относительной скорости Δv для пары (4765) Wasserburg–(350716) 2001 XO105 при значениях скорости дрейфа большой полуоси $(da/dt)_{4765} = 2.5 \times 10^{-4}$ а. е./млн лет и $(da/dt)_{350716} = 4.4 \times 10^{-4}$ а. е./млн лет).

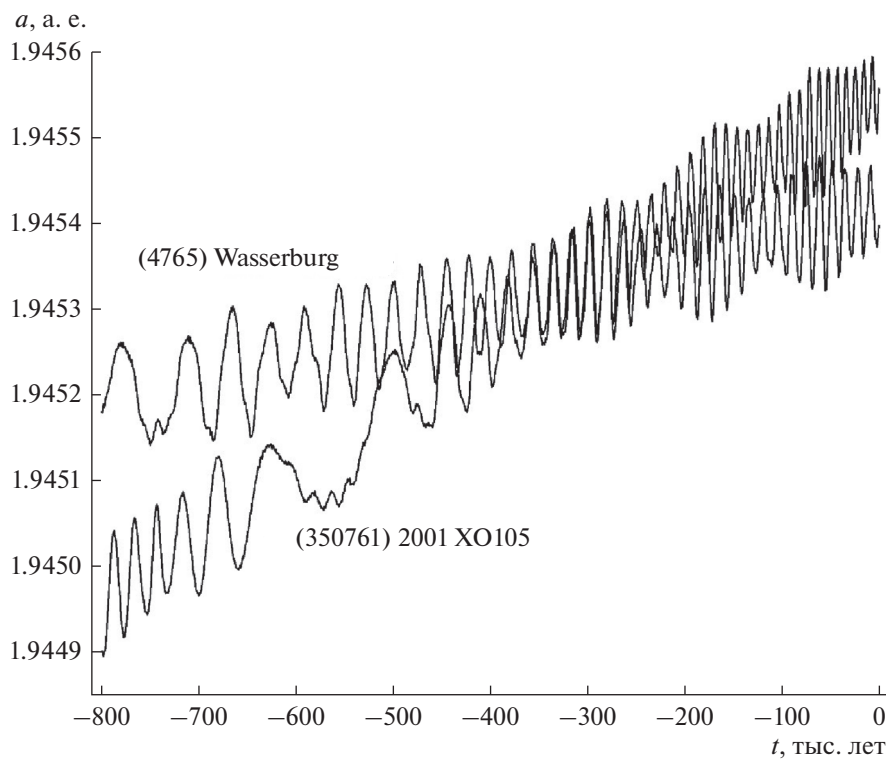


Рис. 4. Эволюция больших полуосей орбит для пары (4765) Wasserburg–(350716) 2001 XO105 при значениях скорости дрейфа $(da/dt)_{4765} = 2.5 \times 10^{-4}$ а. е./млн лет и $(da/dt)_{350716} = 4.4 \times 10^{-4}$ а. е./млн лет).

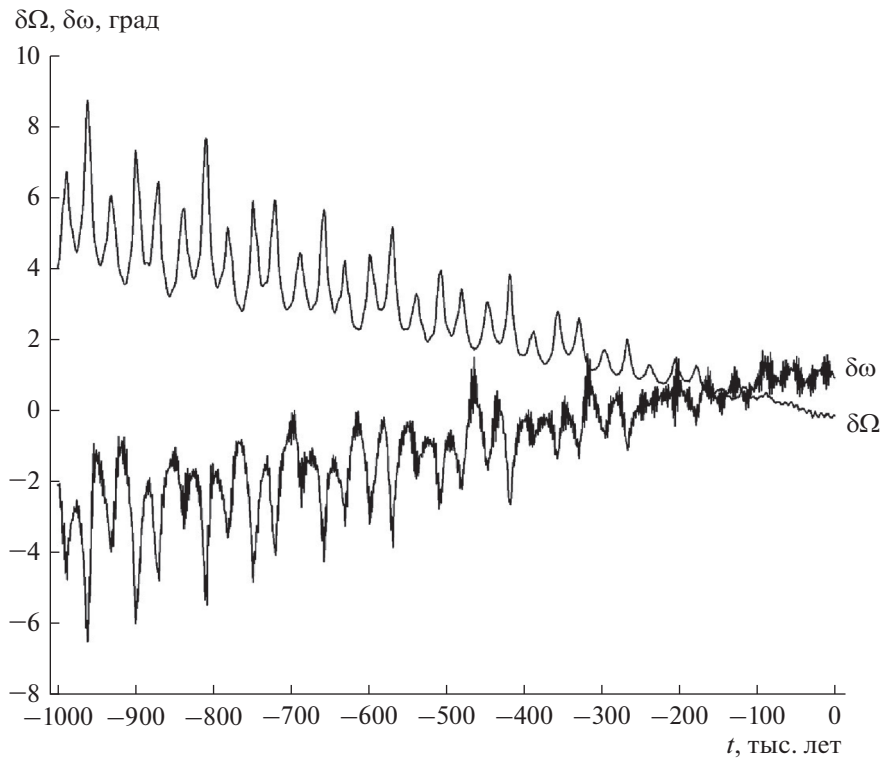


Рис. 5. Эволюция разности аргументов перигелия $\delta\omega$ и разности долгот восходящих узлов $\delta\Omega$ для пары (46829) McManon–2014 VR4 без учета эффекта Ярковского.

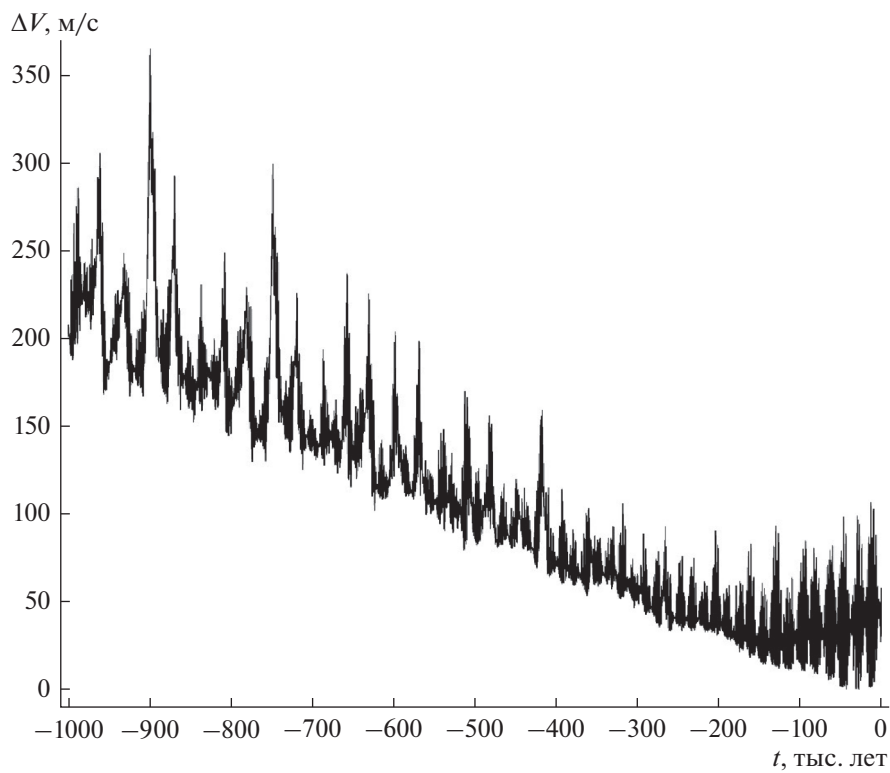


Рис. 6. Изменение относительной скорости Δv для пары (46829) McManon–2014 VR4 без учета эффекта Ярковского.

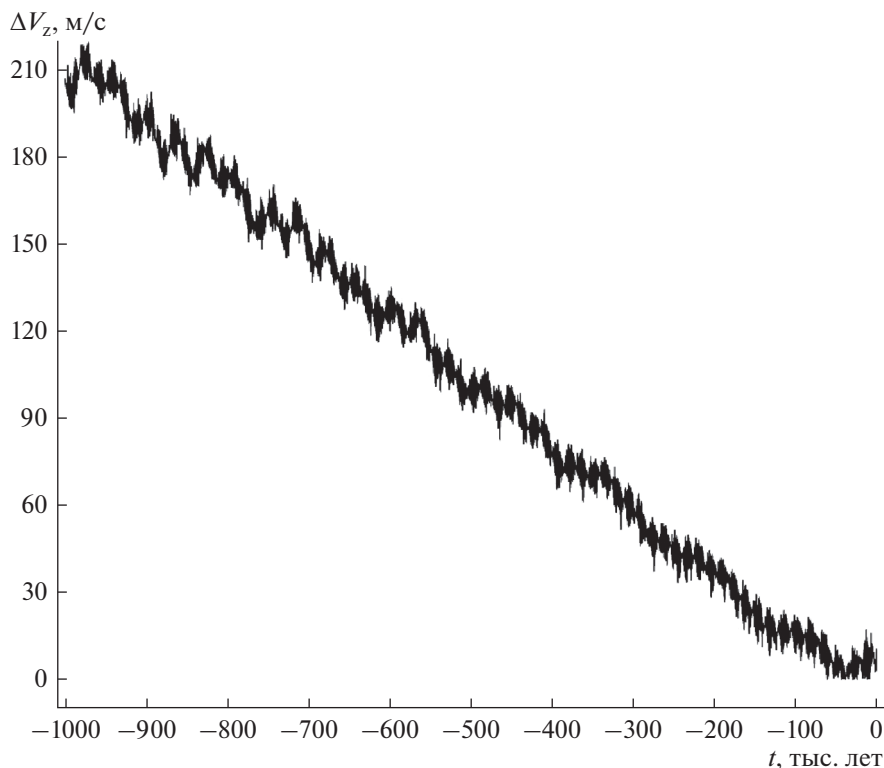


Рис. 7. Изменение z -компоненты относительной скорости Δv_z для пары (46829) McMahoon–2014 VR4 без учета эффекта Ярковского.

ского у 2014 VR4 больше, следовательно, мы можем исключить все значения $(da/dt)_{2014VR} < 0$ ($A_2 < 0$), так как при интегрировании в прошлое орбиты в паре расходятся.

Если принять, что роль учета негравитационных эффектов при определении возраста пар сводится к компенсации разности больших полуосей вблизи номинальной орбиты, то это означает, что возраст этой пары весьма мал.

Отметим, что скорость расхождения угловых элементов довольно велика, порядка 5 градусов за миллион лет. Совпадение долготы узла имеет место около 50 тыс. лет назад, в то время как для аргумента перигелия это происходит ранее, примерно 150 тыс. лет назад (рис. 5).

Как отмечено в работе (Pravec и др., 2019), орбита 2014 VR4 плохо определена, поэтому была выполнена вариация начальных условий для этого астероида в диапазоне: $\Delta a = 1 \times 10^{-7}$ а. е., $\Delta e = 1 \times 10^{-6}$, $\Delta i = 1 \times 10^{-5}$, $\Delta \omega = 1 \times 10^{-5}$, $\Delta \Omega = 1 \times 10^{-5}$, $\Delta M = 1 \times 10^{-5}$ относительно номинальных значений орбиты. В результате не было обнаружено существенного изменения условий сходимости по сравнению с номинальной орбитой.

Оценка возраста пары (21436) Chaoyichi–(334916) 2003 YK39

Исследование пары (21436) Chaoyichi–(334916) 2003 YK39, выполненное в (Pravec и др., 2019) показало, что главный астероид пары (21436) Chaoyichi представляет собой двойную систему с орбитальным периодом 81.19 ч. В работе (Pravec и др., 2019) сделан вывод, что это молодая пара астероидов, показывающая орбитальную сходимость около 30 тыс. лет назад. Однако по результатам нашего интегрирования, возраст пары может составлять от 30 до 120 тыс. лет в зависимости от скорости дрейфа большой полуоси под влиянием эффекта Ярковского (рис. 8).

ПОИСК КАНДИДАТОВ В МОЛОДЫЕ ПАРЫ АСТЕРОИДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТРИК ХОЛШЕВНИКОВА

Поиск кандидатов в молодые пары астероидов осуществлялся путем вычисления значений метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5 (Kholshchevnikov и др., 2016; Холшевников, Щепалова, 2018). Обозначения метрик соответствуют обозначениям, используемым в работах (Kholshchevnikov и др., 2016; Холшевников, Щепалова, 2018). Метрика ρ_2 – это расстояние между двумя орбитами в пятимерном пространстве кеплеровских орбит. Метрика ρ_5 –

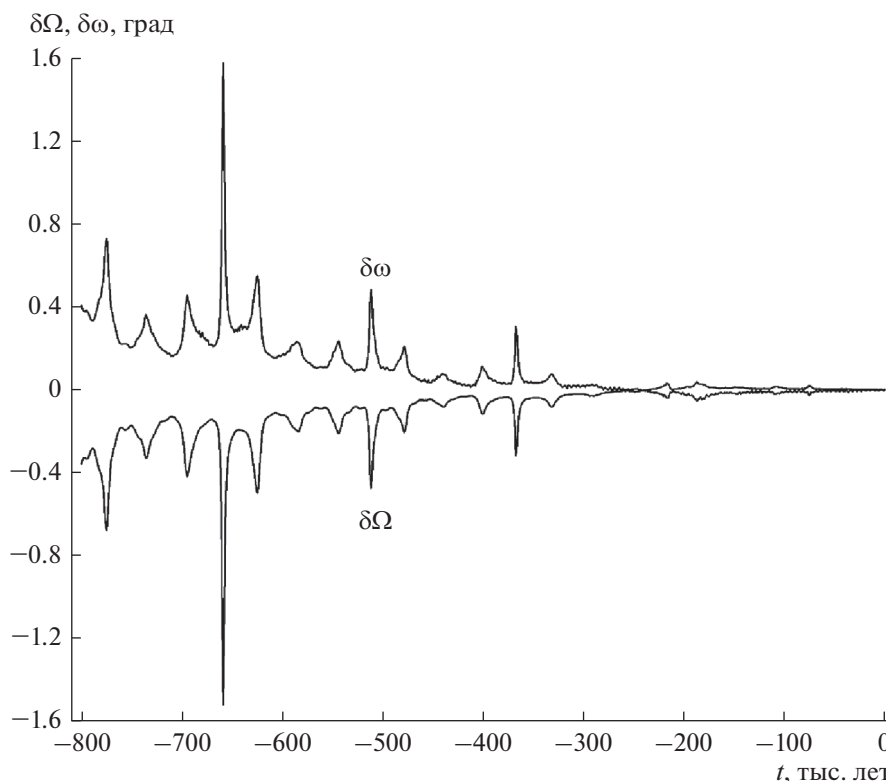


Рис. 8. Эволюция разности аргументов перигелия $\delta\omega$ и разности долгот восходящих узлов $\delta\Omega$ для пары (21436) Chaoyichi–(334916) 2003 YK39 без учета эффекта Ярковского.

это расстояние в трехмерном фактор-пространстве позиционных орбитальных элементов. Для вычисления метрики ρ_2 использовались оскулирующие элементы орбит, а для вычисления метрики ρ_5 использовались собственные элементы орбит. Орбитальные элементы астероидов были взяты из Asteroids Dynamic Site – AstDyS (<https://newton.spacedys.com/astdys/>) на эпоху MJD 58400 (00^h 00^m 00^s 09.10.2018). Критерии для отбора новых молодых пар астероидов были следующие: $\rho_2 < 0.001$ (а. е.)^{1/2}, $\rho_5 < 0.001$ (а. е.)^{1/2} и $\rho_2 - \rho_5 < 0.0001$ (а. е.)^{1/2}. В результате были отобраны 13 пар астероидов (см. табл. 3 и 4).

Для всех отобранных пар было выполнено численное моделирование орбитальной эволюции. Интервалы интегрирования составляли от 10 до 300 тыс. лет в прошлое в зависимости от рассматриваемых пар. Использовалась программа Orbit9 (<http://adams.dm.unipi.it/orbfit/>), входящая в программный комплекс OrbFit (Orbfit Consortium, 2011). Учитывались возмущения от больших планет, сжатие Солнца, релятивистские эффекты и дрейф большой полуоси орбиты, обусловленный влиянием эффекта Ярковского. Максимальное по модулю значение скорости дрейфа большой полуоси $|da/dt|_{\max}$ вследствие влияния эффекта Ярковского оценивалось на ос-

нове соотношения (5). Используемые значения физических параметров приведены в табл. 5.

Поскольку для астероидов, входящих в исследуемые пары, положение оси вращения в пространстве не известно, были рассмотрены сценарии эволюции при различных значениях скорости дрейфа большой полуоси, соответствующих различной ориентации оси вращения астероида относительно плоскости его орбиты: $da/dt = 0$ при $\phi = 90^\circ$ или 270° ; $da/dt = \pm 1/2 |da/dt|_{\max}$ при $\phi = 60^\circ$ и 240° соответственно; $da/dt = \pm |da/dt|_{\max}$ при $\phi = 0^\circ$ и 180° соответственно.

Момент образования пары соответствует условиям, когда расстояние между астероидами имеет тот же порядок, что и радиус сферы Хилла R_H , а относительная скорость Δv имеет значение, сравнимое со второй космической скоростью V_2 . Радиус сферы Хилла оценивался по формуле (Pravec и др., 2019):

$$R_H \approx a \frac{D}{2} \left(\frac{4\pi G \rho}{9 \mu} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

где G – гравитационная постоянная, μ – гравитационный параметр Солнца. Вторую космическую скорость (ejection velocity, escape velocity, скорость убегания) необходимо определять относительно более массивного астероида на астероидоцентри-

Таблица 3. Абсолютные звездные величины H и элементы орбит астероидов, входящих в пары с близкими значениями метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , град	ω , град	Ω , град
(355258) 2007 LY4	18.74	2.21766951	0.14286133	2.796231	129.855707	114.130057
(404118) 2013 AF40	17.86	2.21767075	0.14288970	2.796253	129.855786	114.124936
(53576) 2000 CS47	15.59	2.22041221	0.14095182	5.548189	270.853490	334.154230
(421781) 2014 QG22	18.08	2.22037630	0.14108163	5.547248	270.845820	334.147151
(88259) 2001 HJ7	15.15	1.93511386	0.06459107	20.190467	226.943191	290.409673
(337181) 1999 VA117	17.15	1.93525079	0.06448745	20.189823	226.944188	290.386850
(26416) 1999 XM84	14.31	2.34231193	0.05100552	4.528056	263.034037	286.509459
(214954) 2007 WO58	16.93	2.34280980	0.05033013	4.533637	263.025525	286.606899
(95750) 2003 ED28	16.11	2.35618548	0.11259739	7.647965	27.824442	271.746720
(304873) 2007 RD148	16.93	2.35646984	0.11272017	7.649581	27.842354	271.705854
(180906) 2005 KB6	17.47	2.23675524	0.11561351	3.841025	87.149164	196.987010
(217266) 2003 YR67	17.47	2.23645596	0.11561496	3.840784	87.144404	197.059891
(229401) 2005 SU152	16.51	2.64229720	0.31774007	12.518852	54.015885	298.099076
2005 UY97	17.42	2.64232794	0.31769725	12.519220	54.016017	298.104078
(87887) 2000 SS286	15.18	2.75325273	0.11502458	8.358111	299.176451	163.677232
(415992) 2002 AT49	16.42	2.75325987	0.11513100	8.359055	299.188087	163.633166
(63440) 2001 MD30	15.11	1.93801199	0.08850713	19.988969	229.456912	205.513266
(331933) 2004 TV14	17.42	1.93802038	0.08851992	19.988941	229.456389	205.528775
(356713) 2011 UK160	16.62	2.29000029	0.20834886	4.969929	170.446608	146.847887
2014 QX220	18.60	2.29001789	0.20829181	4.969743	170.453524	146.851181
(320025) 2007 DT76	16.08	2.84055449	0.10353204	14.207760	345.763920	118.483517
(489464) 2007 DP16	17.22	2.84062033	0.10335351	14.208523	345.767328	118.542589
(405222) 2003 RV20	17.73	2.36985187	0.19562520	2.331847	83.070106	292.235899
2010 TH35	18.82	2.36950818	0.19616392	2.331566	83.066633	292.153056
(21436) Chaoyichi	15.27	2.18622043	0.08555621	3.736489	320.316813	178.323869
(334916) 2003 YK39	18.11	2.18621721	0.08552992	3.736462	320.316119	178.286986

Таблица 4. Значения метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5

Астероид 1	Астероид 2	$\rho_2 \times 10^4$, (а. е.) ^{1/2}	$\rho_5 \times 10^4$, (а. е.) ^{1/2}	$(\rho_2 - \rho_5) \times 10^4$, (а. е.) ^{1/2}
(355258) 2007 LY4	(404118) 2013 AF40	0.392	0.376	0.016
(53576) 2000 CS47	(421781) 2014 QG22	1.761	1.739	0.022
(88259) 2001 HJ7	(337181) 1999 VA117	1.616	1.532	0.084
(26416) 1999 XM84	(214954) 2007 WO58	8.330	8.239	0.091
(95750) 2003 ED28	(304873) 2007 RD148	4.727	4.630	0.097
(180906) 2005 KB6	(217266) 2003 YR67	1.273	1.151	0.122
(229401) 2005 SU152	2005 UY97	0.782	0.657	0.125
(87887) 2000 SS286	(415992) 2002 AT49	2.284	2.043	0.241
(63440) 2001 MD30	(331933) 2004 TV14	0.344	0.103	0.241
(356713) 2011 UK160	2014 QX220	1.058	0.771	0.287
(320025) 2007 DT76	(489464) 2007 DP16	4.092	3.537	0.555
(405222) 2003 RV20	2010 TH35	9.982	9.352	0.630
(21436) Chaoyichi	(334916) 2003 YK39	1.384	0.533	0.851

Таблица 5. Физические и динамические параметры астероидов, входящих в пары с близкими значениями метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5

Астероид	p_v	ρ , г/см ³	D , км	$ da/dt _{\max} \times 10^4$, а. е./млн лет
(355258) 2007 LY4	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	0.59 ³⁾	12.2
(404118) 2013 AF40	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	0.89 ³⁾	8.1
(53576) 2000 CS47	0.357 ⁴⁾	2.72 ⁵⁾	1.851 ⁴⁾	1.5
(421781) 2014 QG22	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	0.81 ³⁾	8.9
(88259) 2001 HJ7	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	3.09 ³⁾	2.2
(337181) 1999 VA117	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	1.28 ³⁾	5.9
(26416) 1999 XM84	0.24 ⁶⁾	2.72 ⁵⁾	3.75 ⁶⁾	0.7
(214954) 2007 WO58	0.24 ⁵⁾	2.72 ⁵⁾	1.18 ³⁾	2.3
(95750) 2003 ED28	0.2 ⁵⁾	2.72 ⁵⁾	1.71 ³⁾	1.6
(304873) 2007 RD148	0.2 ⁵⁾	2.72 ⁵⁾	1.30 ³⁾	2.1
(180906) 2005 KB6	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	1.12 ³⁾	6.3
(217266) 2003 YR67	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	1.17 ³⁾	6.1
(229401) 2005 SU152	0.1 ⁶⁾	2.72 ⁵⁾	2.11 ⁶⁾	1.4
2005 UY97	0.1 ⁷⁾	1.1 ²⁾	1.46 ³⁾	5.0
(87887) 2000 SS286	0.2 ⁸⁾	2.72 ⁸⁾	2.43 ⁸⁾	1.1
(415992) 2002 AT49	0.2 ⁸⁾	2.72 ⁸⁾	1.36 ⁸⁾	1.9
(63440) 2001 MD30	0.3 ⁶⁾	2.67 ⁶⁾	2.21 ⁶⁾	1.3
(331933) 2004 TV14	0.3 ¹¹⁾	1.1 ²⁾	0.73 ³⁾	9.8
(356713) 2011 UK160	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	1.70 ³⁾	4.3
2014 QX220	0.154 ¹⁾	1.1 ²⁾	0.68 ³⁾	10.7
(320025) 2007 DT76	0.057 ¹⁰⁾	1.33 ¹⁰⁾	3.35 ¹⁰⁾	1.6
(489464) 2007 DP16	0.057 ¹⁰⁾	1.33 ¹⁰⁾	1.93 ¹⁰⁾	3.2
(405222) 2003 RV20	0.2 ⁵⁾	1.1 ²⁾	0.86 ³⁾	8.1
2010 TH35	0.2 ⁵⁾	1.1 ²⁾	0.57 ³⁾	12.3
(21436) Chaoyichi	0.222 ⁹⁾	2.72 ⁹⁾	1.953 ⁹⁾	1.4
(334916) 2003 YK39	0.24 ⁵⁾	2.72 ⁵⁾	0.62 ³⁾	4.5
(90265) 2003 CL5	0.24 ⁶⁾	2.72 ⁶⁾	1.71 ⁶⁾	1.6
2002 RH291	0.24 ⁶⁾	2.72 ⁶⁾	0.82 ⁶⁾	3.5

Примечания.

- 1) В случае отсутствия данных о геометрическом альbedo, используем значение $p_v = 0.154$ (Del Vigna и др., 2018).
- 2) В случае отсутствия данных о плотности, полагаем $\rho = 1.1$ г/см³.
- 3) Оценка диаметра получена по формуле (6).
- 4) Данные получены с сайта The JPL Small-Body Database (<http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi>).
- 5) Значение соответствует таксономическому классу S (Warner и др., 2009).
- 6) Данные получены с сайта ALCDEF – Asteroid Lightcurve Photometry Database (<http://alcdef.org/>).
- 7) Значение соответствует семейству астероидов (1547) Nele (по данным сайта Asteroids Dynamic Site – AstDyS (<https://newton.spacedys.com/astdys/>)).
- 8) (Žižka и др., 2016).
- 9) (Mainzer и др., 2016).
- 10) Значение соответствует таксономическому классу C (Warner и др., 2009).
- 11) Значение соответствует семейству астероидов (434) Hungaria (по данным сайта Asteroids Dynamic Site – AstDyS (<https://newton.spacedys.com/astdys/>)).

ческом расстоянии Δr , равно относительному расстоянию между центрами масс астероидов:

$$V_2 = \left(\frac{\pi G \rho D^3}{3 \Delta r} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

При оценке радиуса сферы Хилла R_H (7) и второй космической скорости V_2 (8) использовались

значения физических параметров, приведенные в табл. 5.

Характеристики наиболее тесных сближений астероидов в парах с близкими значениями метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5 приведены в табл. 6. Оценки моментов сближений Δt даны в годах от эпохи MJD 58400 в прошлое и соответствуют оценке возраста пар. Для моментов сближений

Таблица 6. Сближения астероидов в парах с близкими значениями метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5

Астероид 1 – Астероид 2	$(da/dt)_1 \times 10^4$, а. е./млн лет	$(da/dt)_2 \times 10^4$, а. е./млн лет	Δt , лет	Δr , км	R_H , км	Δv , м/с	V_2 , м/с
(21436) Chaoyichi – (334916) 2003 YK39	0 0.7	0 2.2	68316 28564	444 1571	396	0.092 0.143	0.056 0.030
(53576) 2000 CS47 – (421781) 2014 QG22	–1.5	4.4	6315	1978	381	0.517	0.025
(87887) 2000 SS286 – (415992) 2002 AT49	0 0.5 1.1 –0.5	–0.9 1.9 1.9 –0.9	5754 5603 5635 5717	1312 1087 1133 1374	621	0.061 0.061 0.060 0.080	0.046 0.050 0.049 0.045
(88259) 2001 HJ7 – (337181) 1999 VA117	1.1	3.0	68820	4063	542	0.288	0.024
(180906) 2005 KB6 – (217266) 2003 YR67	–3.2 –3.2	3.0 6.1	13956 15940	1631 844	180	0.081 0.177	0.009 0.012
(320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16	0 0.8 1.6 1.6 –0.8 –0.8 –1.6 –1.6	0 –1.6 1.6 –1.6 –1.6 –3.2 –1.6 –3.2	23436 14632 23212 13462 18722 14670 23670 16302	1026 1341 727 1060 842 1150 1157 1218	696	0.058 0.046 0.047 0.121 0.036 0.095 0.103 0.106	0.058 0.051 0.069 0.057 0.064 0.055 0.054 0.054
(355258) 2007 LY4 – (404118) 2013 AF40	–6.1 –12.2	8.1 0	5990 6284	1027 1136	136	0.013 0.013	0.007 0.007

указаны относительные расстояния Δr между центрами масс астероидов и относительные скорости Δv , а также скорости дрейфа большой полуоси da/dt для обоих астероидов в парах. Радиусы сферы Хилла R_H оценивались для более массивных астероидов пары в предположении о равной плотности астероидов, составляющих пару. Как правило, таким астероидом является первый астероид пары (Астероид 1). Исключение – пара (355258) 2007 LY4 – (404118) 2013 AF40, для которой приведена оценка радиуса Хилла для второго, более крупного, чем первый, астероида (404118) 2013 AF40. Местные вторые космические скорости V_2 вторичных астероидов (Астероид 2) относительно первичных астероидов вычислялись для астероидоцентрического расстояния, равного Δr .

В табл. 6 включены только те пары, для которых были зафиксированы сближения астероидов до относительного расстояния Δr , не превышающего $10 R_H$ при относительной скорости Δv менее $20 V_2$.

Для пары (320025) 2007 DT76 – (489464) 2007 DP16 получено большое количество сближений до расстояния $1-2 R_H$ при относительной скорости Δv не превышающей $1-2 V_2$ для различных

комбинаций скоростей дрейфа больших полуосей орбит астероидов (см. табл. 6). Оценка возраста пары от 13.5 до 23.7 тыс. лет существенно зависит от величины эффекта Ярковского. Полученный результат согласуется с оценкой возраста, данной в работе (Žižka и др., 2016) – более 10 тыс. лет.

Для пары (87887) 2000 SS286–(415992) 2002 AT49 оценка возраста, полученная при различных комбинациях скорости дрейфа больших полуосей, составила от 5.6 до 5.75 тыс. лет (см. табл. 6), что меньше оценки 7.4 ± 0.3 тыс. лет, полученной в работе (Žižka и др., 2016). Возможно, это связано с тем, что в работе (Žižka и др., 2016) дополнительно учитывались возмущения от карликовой планеты (1) Ceres и массивных астероидов (4) Vesta и (2) Pallas.

Для пары (355258) 2007 LY4–(404118) 2013 AF40 наиболее тесные сближения получены для моментов 6.0 и 6.3 тыс. лет в прошлом (см. табл. 6). Это не противоречит результатам работы (Žižka и др., 2016), в которой отмечается наличие решений, дающих оценку возраста пары менее 10 тыс. лет, но указывается, что вероятно, возраст этой пары более 10 тыс. лет.

Таблица 7. Абсолютная звездная величина H и оскулирующие элементы орбит в эпоху JD2458600.5 (27.04.2019) для астероидов семейства (10321) Rampo и шести новых членов (2009 SR371, 2013 RL101, 2013 VC30, 2015 TA367, 2015 TM372, 2017 UN21)

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , град	Ω , град	ω , град
(10321) Rampo	14.3	2.32929654	0.09451023	6.059377	53.930128	278.914305
(294272) 2007 UM101	17.4	2.32918698	0.09482895	6.054291	53.213462	280.474647
(451686) 2013 BR67	17.5	2.32841575	0.09349234	6.093002	61.746026	266.907659
2006 UA169	18.21	2.32820021	0.09461694	6.076101	58.407277	272.153337
2009 SR371	18.64	2.32986574	0.09438199	6.069057	56.788624	274.412137
2013 RL101	18.31	2.32783602	0.09408911	6.090678	61.666087	267.070822
2013 VC30	18.32	2.32881785	0.09439361	6.080032	59.357228	270.304580
2014 HS9	18.32	2.32833926	0.09405895	6.075180	58.558743	271.628400
2015 HT91	17.97	2.32875731	0.09360219	6.085600	62.102665	266.033285
2015 TA367	18.69	2.32946303	0.09450946	6.056170	53.308070	279.770011
2015 TM372	18.47	2.32902982	0.09402477	6.073099	57.712708	273.442908
2016 TE87	18.08	2.32900948	0.09429489	6.071889	57.975833	272.188785
2017 UN21	18.36	2.32814613	0.09405711	6.090230	60.372004	269.084325

Минимальная оценка возраста пары (53576) 2000 CS47–(421781) 2014 QG22 составила 6.3 тыс. лет (см. табл. 6). В работе (Pravec и др., 2019) дана оценка возраста этой пары 157–472 тыс. лет. Необходимы дальнейшие исследования для уточнения оценки возраста пары.

Пара астероидов (180906) 2005 KB6–(217266) 2003 YR67 была впервые выявлена нами. Результаты анализа динамической эволюции позволяют оценить минимальный возраст пары, который составляет 14–16 тыс. лет (см. табл. 6).

Оценки возраста пары (21436) Chaoyichi–(334916) 2003 YK39 от 29 до 68 тыс. лет (см. табл. 6) согласуются с результатами, полученными в данной статье с использованием интегратора Mercury – 30–120 тыс. лет, и с оценкой (Pravec и др., 2019) – 10–140 тыс. лет при наиболее вероятном значении 31 тыс. лет.

Минимальная оценка возраста пары (88259) 2001 HJ7–(337181) 1999 VA117, которая составила 69 тыс. лет (см. табл. 6), согласуется с результатом, полученным в работе (Pravec и др., 2019)– 31–289 тыс. лет при наиболее вероятном значении 62 тыс. лет.

Полученные результаты показывают работоспособность метода поиска молодых пар астероидов на основе анализа значений метрик Холшевникова ρ_2 и ρ_5 . Для уточнения возраста пар и оценки ошибки его определения требуется исследовать вероятностную эволюцию орбит астероидов в пределах ошибок определения элементов орбит, а также получить надежные оценки скорости дрейфа большой полуоси орбиты под влиянием эффекта Ярковского по результатам наблюдений.

ПОИСК ГРУПП АСТЕРОИДОВ НА БЛИЗКИХ ОРБИТАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТРИК ХОЛШЕВНИКОВА

В работе (Kuznetsov, Vasileva, 2019) для поиска новых групп астероидов на близких орбитах и новых членов известных групп использовались метрики Холшевникова ρ_2 и ρ_5 . Расчет метрик выполнялся на основе оскулирующих элементов на эпоху JD 2458600.5 (00^h 00^m 00^s 27.04.2019) из базы данных AstOrb (<https://asteroid.lowell.edu/main/astorb>). Критерием отбора являлось одновременное выполнение двух условий: $\rho_2 < 0.008$ а. е.^{1/2}, $\rho_5 < 0.002$ а. е.^{1/2}. Были найдены шесть новых членов семейства (10321) Rampo: 2009 SR371, 2013 RL101, 2013 VC30, 2015 TA367, 2015 TM372, 2017 UN21 (см. табл. 7), которые отсутствуют в списке, приведенном в работе (Pravec, Vokrouhlický, 2009). Обнаружен новый член семейства (18777) Hobson – 2017 SQ83 (см. табл. 8), отсутствующий в списке в работе (Rosaev, Plavalova, 2018). Были открыты две новые группы астероидов, содержащие по три астероида: первая – (381362) 2008 EP15, (405843) 2006 BT227, 2012 XC32 (см. табл. 9), вторая – (338073) 2002 PY38, 2012 TZ97, 2016 SQ14 (см. табл. 10).

Физические и динамические параметры астероидов семейств (10321) Rampo, (18777) Hobson и групп (381362) 2008 EP15, (338073) 2002 PY38 приведены в табл. 11–14. Диаметры астероидов D оценивались по формуле (6), радиусы сфер Хилла R_H – по формуле (7), значение второй космической скорости на поверхности астероида V_2 – по формуле (8), максимальная оценка скорости дрейфа большой полуоси $|da/dt|_{\max}$ – по формуле (5).

Таблица 8. Абсолютная звездная величина H и оскулирующие элементы орбит в эпоху JD2458600.5 (27.04.2019) для астероидов семейства Hobson и нового члена (2017 SQ83)

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , град	Ω , град	ω , град
(18777) Hobson	14.9	2.56191728	0.18419395	4.322799	105.451408	180.908963
(57738) 2001 UZ160	15.1	2.56496633	0.18019357	4.318260	104.884888	181.701140
(363118) 2001 NH14	17.2	2.56605029	0.17859316	4.310118	105.135559	181.321779
(381414) 2008 JK37	17.4	2.56515007	0.17987608	4.322242	104.249644	182.012740
(436620) 2011 LF12	17.1	2.56149886	0.18523962	4.326803	104.899661	180.513243
(450571) 2006 JH35	17.4	2.56178818	0.18375382	4.318529	105.207240	180.223548
(465404) 2008 HQ46	17.5	2.56473196	0.18160230	4.316522	105.252292	182.693788
(520394) 2014 JJ10	17.9	2.56238876	0.18224748	4.317460	105.046534	180.171577
2014 NH103	18.05	2.56211678	0.18245273	4.313593	105.196569	179.499816
2014 OJ66	18.73	2.56437271	0.17893535	4.309766	105.104017	179.248519
2015 KA91	18.03	2.56196135	0.18474768	4.329910	104.212394	180.439359
2017 SQ83	18.23	2.56486842	0.17983420	4.314888	105.600323	180.852998

Таблица 9. Абсолютная звездная величина H и оскулирующие элементы орбит в эпоху JD2458600.5 (27.04.2019) для астероидов группы (381362) 2008 EP15

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , град	Ω , град	ω , град
(381362) 2008 EP15	18.5	2.23806492	0.10416666	2.048556	147.678143	309.297086
(405843) 2006 BT227	17.8	2.23781905	0.10386769	2.058774	146.863245	310.391675
2012 XC32	18.9	2.23803758	0.10459085	2.055633	147.445954	309.749324

Таблица 10. Абсолютная звездная величина H и оскулирующие элементы орбит в эпоху JD2458600.5 (27.04.2019) для астероидов группы (338073) 2002 PY38

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , град	Ω , град	ω , град
(338073) 2002 PY38	18.4	2.19661436	0.17595141	0.888066	159.452602	161.046152
2010 TZ97	18.68	2.19668609	0.17646132	0.912520	157.581805	163.632981
2016 SQ14	18.82	2.19721231	0.17603668	0.911184	157.835641	163.151964

Исследование динамической эволюции групп (381362) 2008 EP15 и (338073) 2002 PY38, а также новых астероидов в семействах (10321) Ramro и (18777) Hobson выполнялось на интервале времени 100 тыс. лет с использованием программы Orbit9. Рассматривались сценарии эволюции при различных значениях скорости дрейфа большой полуоси, соответствующих различной ориентации оси вращения астероида относительно плоскости его орбиты: $da/dt = 0$ при $\phi = 90^\circ$ или 270° ; $da/dt = \pm 1/2 |da/dt|_{\max}$ при $\phi = 60^\circ$ и 240° соответственно; $da/dt = \pm |da/dt|_{\max}$ при $\phi = 0^\circ$ и 180° соответственно. Вблизи моментов сближений проводилось дополнительное интегрирование с малым шагом с использованием программы Mercury. В результате не было зафиксировано тесных сближений астероидов на расстояние, сравнимое с радиусом сферы Хилла. На основании результа-

тов моделирования можно сделать вывод, что возраст групп (381362) 2008 EP15 и (338073) 2002 PY38 превышает 100 тыс. лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе при поиске молодых пар астероидов и анализе их орбитальной эволюции с целью оценки возраста применялись три подхода: анализ сходимости орбитальных элементов, анализ метрик пространства кеплеровых орбит, анализ относительных координат и скоростей астероидов при тесных сближениях. Все применяемые методы показали хорошие результаты с точки зрения надежности получаемых оценок, что подтверждается сравнением с работами других авторов.

Таблица 11. Физические и динамические параметры астероидов семейства (10321) Rampo и шести новых членов (2009 SR371, 2013 RL101, 2013 VC30, 2015 TA367, 2015 TM372, 2017 UH21)

Астероид	D , км	R_H , км	V_2 , м/с	$ da/dt _{\max} \times 10^4$, а. е./млн лет
(10321) Rampo	3.25	673.8	1.88	0.78
(294272) 2007 UM101	0.89	185.6	0.52	2.83
(451686) 2013 BR67	0.86	177.2	0.49	2.96
2006 UA169	0.62	127.7	0.36	4.11
2009 SR371	0.51	104.9	0.29	5.00
2013 RL101	0.59	121.9	0.34	4.30
2013 VC30	0.59	121.5	0.34	4.32
2014 HS9	0.59	121.4	0.34	4.32
2015 HT91	0.69	142.7	0.40	3.68
2015 TA367	0.50	102.5	0.29	5.12
2015 TM372	0.55	113.4	0.32	4.63
2016 TE87	0.65	135.7	0.38	3.87
2017 UH21	0.58	119.2	0.33	4.40

Таблица 12. Физические и динамические параметры астероидов семейства (18777) Hobson и нового члена (2017 SQ83)

Астероид	D , км	R_H , км	V_2 , м/с	$ da/dt _{\max} \times 10^4$, а. е./млн лет
(18777) Hobson	2.76	629.4	1.60	0.94
(57738) 2001 UZ160	2.46	561.7	1.43	1.06
(363118) 2001 NH14	1.08	245.6	0.62	2.42
(381414) 2008 JK37	0.98	224.7	0.57	2.64
(436620) 2011 LF12	1.13	257.6	0.65	2.31
(450571) 2006 JH35	0.98	223.6	0.57	2.66
(465404) 2008 HQ46	0.94	214.6	0.54	2.77
(520394) 2014 JJ10	0.78	177.7	0.45	3.34
2014 NH103	0.73	165.8	0.42	3.58
2014 OJ66	0.53	121.3	0.31	4.89
2015 KA91	0.73	167.3	0.43	3.55
2017 SQ83	0.67	152.7	0.38	3.89

Таблица 13. Физические и динамические параметры астероидов группы (381362) 2008 EP15

Астероид	D , км	R_H , км	V_2 , м/с	$ da/dt _{\max} \times 10^4$, а. е./млн лет
(381362) 2008 EP15	2.16	331.4	0.85	3.39
(405843) 2006 VT227	2.98	457.4	1.17	2.46
2012 XC32	1.77	271.9	0.69	4.13

Таблица 14. Физические и динамические параметры астероидов группы (338073) 2002 PY38

Астероид	D , км	R_H , км	V_2 , м/с	$ da/dt _{\max} \times 10^4$, а. е./млн лет
(338073) 2002 PY38	2.26	340.6	0.89	3.34
2010 TZ97	1.99	299.4	0.78	3.79
2016 SQ14	1.86	280.8	0.73	4.05

Выполненное исследование позволяет сделать вывод, что негравитационные эффекты, и прежде всего, суточный эффект Ярковского, который проявляется в вековых возмущениях большой полуоси орбиты, необходимо учитывать при реконструкции динамической эволюции пар астероидов, имеющих общее происхождение. Этот вывод согласуется с результатами работ (Kuznetsov, Safronova, 2018; Kuznetsov и др., 2018; 2019).

Для определения скорости дрейфа большой полуоси орбиты, обусловленного влиянием эффекта Ярковского, требуется знать орбитальные параметры, теплофизические свойства поверхности и форму астероида, параметры осевого вращения, которые можно получить из высокоточных позиционных наблюдений, многоцветной фотометрии, а также спектральных наблюдений астероидов. В Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета осуществляется проект KASPAR по детальному изучению избранных пар астероидов на основе позиционных и многоцветных фотометрических наблюдений (Kuznetsov и др., 2018).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-00015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Холшевников К.В., Щепалова А.С.* О расстояниях между орбитами планет и астероидов // Вестн. С. Петерб. ун-та. Математика. Механика. Астрономия. 2018. Т. 5(63). Вып. 3. С. 509–523.
- Bowell E., Hapke B., Domingue D., Lumme K., Peltoniemi J., Harris A.W.* Application of photometric models to asteroids // Asteroids II; Proc. Conf. Tucson, AZ, Mar. 8–11, 1988 (A90-27001 10-91). Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 1989. P. 524–556.
- Chambers J.E.* A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1999. V. 304. P. 793–799.
- Deienno R., Gomes R.S., Walsh K.J., Morbidelli A., Nesvorný D.* Is the Grand Tack model compatible with the orbital distribution of main belt asteroids? // Icarus. 2016. V. 272. P. 114–124.
- Del Vigna A., Faggioli L., Milani A., Spoto F., Farnocchia D., Carry B.* Detecting the Yarkovsky effect among near-Earth asteroids from astrometric data // Astron. and Astrophys. 2018. V. 617. Article id. A61.
- Farnocchia D.S., Chesley S.R., Vokrouhlický D., Milani A., Spoto F., Bottke W.F.* Near Earth Asteroids with measurable Yarkovsky effect // Icarus. 2013. V. 224. P. 1–13.
- Granvik M., Morbidelli A., Vokrouhlický D., Bottke W.F., Nesvorný D., Jedicke R.* Escape of asteroids from the main belt // Astron. and Astrophys. 2017. V. 598. Article id. A52.
- Jacobson S.A., Scheeres D.J.* Dynamics of rotationally fissioned asteroids: source of observed small asteroid systems // Icarus. 2011. V. 214. P. 161–178.
- Kholshchikov K.V., Kokhirova G.I., Babadzhanyan P.B., Khamroev U.H.* Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2016. V. 462. P. 2275–2283.
- Kuznetsov E., Safronova V.* Application of metrics in the space of orbits to search for asteroids on close orbits // Planet. and Space Sci. 2018. V. 157. P. 22–27.
- Kuznetsov E.D., Glamazda D.V., Kaiser G.T., Krushinsky V.V., Popov A.A., Safronova V.S., Shagabudinov A.A., Ustinov D.S., Vibe Yu.S.* Pairs of asteroids in close orbits // Meteorit. and Planet. Sci. 2018. V. 53. Iss. S1. Article id. A159.
- Kuznetsov E.D., Potoskuev A.E., Safronova V.S., Ustinov D.S.* Dynamical evolution of asteroid pairs with close orbits // Proc. X All-Russian Conf. “Fundamental and Applied Problems of Modern Mechanics” (FAPMM 2018). AIP Conf. Proc. 2019. V. 2103. Iss. 1. P. 020008-1–020008-6.
- Kuznetsov E.D., Vasileva M.A.* On new members of asteroid clusters similar to asteroid pairs // Meteorit. and Planet. Sci. 2019. V. 54. Iss. S2. Article id. A229.
- Mainzer A.K., Bauer J.M., Cutri R.M., Grav T., Kramer E.A., Masiero J.R., Nugent C.R., Sonnett S.M., Stevenson R.A., Wright E.L.* NEOWISE Diameters and Albedos V1.0. EAR-A-COMPIL-5-NEOWISEDIAM-V1.0. NASA Planetary Data System, 2016.
- Marsden B.G., Sekanina Z., Yeomans D.K.* Comets and nongravitational forces. V // Astron. J. 1973. V. 78. P. 211–225.
- Nesvorný D., Vokrouhlický D.* New candidates for recent asteroid breakups // Astron. J. 2006. V. 132. P. 1950–1958.
- Orbfit Consortium.* OrbFit: Software to Determine Orbits of Asteroids. Astrophysics Source Code Library. 2011. arXiv:1106.015.
- Pravec P., Vokrouhlický D.* Significance analysis of asteroid pairs // Icarus. 2009. V. 204. P. 580–588.
- Pravec P., Vokrouhlický D., Polishook D., Scheeres D.J., Harris A.W., Galád A., Vaduvescu O., Pozo F., Barr A., Longa P., Vachier F., Colas F., Pray D.P., Pollock J., Reichart D., Ivarsen K., Haislip J., LaCluyze A., Kušnirák P., Henych T., Marchis F., Macomber B., Jacobson S.A., Krugly Yu. N., Sergeev A.V., Leroy A.* Formation of asteroid pairs by rotational fission // Nature. 2010. V. 466. P. 1085–1088.
- Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D., Scheeres D.J., Kušnirák P., Hornoch K., Galád A., Vraštil J., Pray D.P., Krugly Yu.N., Gaftonyuk N.M., Inasaridze R.Ya., Ayvazian V.R., Kvaratskhelia O.I., Zhuzhunadze V.T., Hugarik M., Cooney W.R., Gross J., Terrell D., Világi J., Kornoš L., Gajdoš Š., Burkhonov O., Ehgamberdiev Sh.A., Donchev Z., Borisov G., Bonev T., Rumyantsev V.V., Molotov I.E.* Asteroid clusters similar to asteroid pairs // Icarus. 2018. V. 304. P. 110–126.
- Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D., Scheirich P., Ďurech J., Scheeres D.J., Kušnirák P., Hornoch K., Galad A., Pray D.P., Krugly Yu. N., Burkhonov O., Ehgamberdiev Sh. A., Pollock J., Moskovitz N., Thirouin A., Ortiz J.L., Morales N., Husarik M., Inasaridze R.Ya., Oey J., Polishook D., Hanuš J., Kučáková H., Vraštil J., Vilagi J., Gajdoš Š., Kornoš L., Vereš P., Gaftonyuk N.M., Hromakina T., Sergeyev A.V., Slyusarev I.G., Ayvazian V.R., Cooney W.R., Gross J., Terrell D., Colas F., Vachier F., Slivan S., Skiff B., Marchis F., Ergashev K.E., Kim D.-H., Aznar A., Serran-Ricart M., Behrend R., Roy R., Manzini F., Molotov I.E.*

- Asteroid pairs: A complex picture // *Icarus*. 2019. V. 333. P. 429–463.
- Rosaev A., Plavalova E.* On relative velocity in very young asteroid families // *Icarus*. 2018. V. 304. P. 135–142.
- Spoto F., Milani A., Knezevic Z.* Asteroid family ages // *Icarus*. 2015. V. 257. P. 275–289.
- Tholen D.J.* Asteroid taxonomy from cluster analysis of photometry // PhD thesis. Tucson: Univ. Arizona, 1984.
- Vokrouhlický D.* Diurnal Yarkovsky effect as a source of mobility of meter-sized asteroidal fragments. I. Linear theory // *Astron. and Astrophys.* 1998. V. 335. P. 1093–1100.
- Vokrouhlický D.* A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments // *Astron. and Astrophys.* 1999. V. 344. P. 362–366.
- Vokrouhlický D., Nesvorný D.* Pairs of asteroids probably of a common origin // *Astron. J.* 2008. V. 136. P. 280–290.
- Vokrouhlický D., Pravec P., Ďurech J., Bolin B., Jedicke R., Kušnirák P., Galád A., Hornoch K., Kryszczyńska A., Colas F., Moskovitz N., Thirouin A., Nesvorný D.* The young Datura asteroid family: Spins, shapes and population estimate // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 598. Article id. A91. 19 p.
- Warner B.D., Harris A.W., Pravec P.* The asteroid lightcurve database // *Icarus*. 2009. V. 202. P. 134–146.
- Žižka J., Galád A., Vokrouhlický D., Pravec P., Kušnirák P., Hornoch K.* Asteroids 87887–415992: the youngest known asteroid pair? // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 595. Article id. A20.

УДК 550.42

НАНОАЛМАЗ МЕТЕОРИТОВ: АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ СОСТАВ КОМПОНЕНТОВ КСЕНОНА

© 2020 г. А. В. Фисенко^a, *, Л. Ф. Семенова^a

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

*e-mail: anat@chngnet.ru

Поступила в редакцию 12.11.2019 г.

После доработки 13.12.2019 г.

Принята к публикации 16.12.2019 г.

Содержания основных компонентов ксенона – Хе-Р3, Хе-Р3(fr), Хе-Р6 и компонента Хе-рг вместо Хе-НЛ – впервые вычислены для наноалмаза метеоритов Orgueil (CI), Tieschitz (H3.6) и Indarch (EH3-4). Компонент Хе-рг – избыточная доля изотопов ксенона в компоненте Хе-НЛ относительно Хе-Р3(fr) и в основном состоит из изотопов ¹²⁴, ¹²⁶, ¹³⁴, ¹³⁶Хе, образующихся в р- и г-процессах нуклеосинтеза при взрыве сверхновой II типа. Анализ полученных данных показал следующее. (1) Основной компонент Хе в наноалмазе – Хе-Р3(fr), и максимум его выделения при пиролизе, так же как Хе-рг и Хе-Р6, – высокотемпературный (>1000°C), независимо от петрологического типа метеоритов. (2) Относительное содержание компонента Хе-рг в наноалмазе Indarch, наиболее обогащенном аномальным компонентом ксенона, равно около 15% от общего содержания ксенона в алмазе этого метеорита, что существенно меньше содержания компонента Хе-НЛ – около 87%. (3) Компоненты ксенона содержатся в индивидуальных популяциях зерен алмаза с разной термо-окислительной стабильностью. Полученные нами и в статье (Huss, Lewis, 1994b) данные о содержаниях и кинетике выделения компонентов ксенона в наноалмазе метеоритов на основании изотопных составов Хе-рг и Хе-НЛ, соответственно, наиболее вероятно показывают предельные их значения. Предполагается, что реальные свойства компонентов ксенона подобны полученным при использовании для вычислений компонента Хе-рг, принимая во внимание данные о изотопном составе углерода во фракциях зерен наноалмаза метеорита Allende (Lewis и др., 2019).

Ключевые слова: наноалмаз метеоритов, состав компонентов ксенона, изотопный состав ксенона в наноалмазе

DOI: 10.31857/S0320930X20030044

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время основными компонентами благородных газов в наноалмазе метеоритов являются компоненты Р3, Р6 и НЛ, различающиеся по изотопным составам газов, температурой выделения и содержаниями (Huss, Lewis, 1994a; 1994b). Изотопные составы ксенона этих компонентов (Хе-Р3, Хе-Р6 и Хе-НЛ, соответственно) были определены на основании корреляционных зависимостей между измеренными изотопными отношениями Хе в наноалмазе метеоритов различных химических классов и петрологических типов (Huss, Lewis, 1994a). При этих определениях отношение ¹³⁶Хе/¹³²Хе было принято равным 0.31 для компонентов Хе-Р3 и Хе-Р6 и 0.70 для Хе-НЛ. В результате этого было получено, что Хе-Р3 и Хе-Р6 имеют почти “нормальные” изотопные составы, т.е. они подобны солнечному составу ксенона, но несколько различны между собой, тогда как компонент Хе-НЛ – изотопно-аномальный

из-за резкого обогащения легкими и тяжелыми изотопами. Одновременное обогащение компонента Хе-НЛ изотопами ¹²⁴, ¹²⁶Хе и ¹³⁴, ¹³⁶Хе обусловлено некоторой долей этих изотопов, образованных, наиболее вероятно, при взрыве сверхновой II типа. Источником изотопов ¹²⁴, ¹²⁶Хе предполагается р-процесс (фоторасщепление) во внутренних оболочках сверхновой (Rayet и др., 1995), тогда как изотопы ¹³⁴, ¹³⁶Хе образуются при быстром процессе захвата нейтронов (г-процесс) при “мини г-процессе” в С- и Не-оболочках сверхновой (например, (Heymann, Dziczkaniec, 1979; Clayton, 1989; Howard и др., 1992). Избытки всех тяжелых изотопов (Хе-Н) компонента Хе-НЛ могли быть образованы также при классическом г-процессе при взрыве сверхновой, но с ограниченным временем образования изотопов Хе от их радиоактивных предшественников (Ott, 1969). Возможны и другие астрофизические источники изотопов Хе-НЛ. Предполагается, например, что образова-

ние почти всех обогащенных нейтронами изотопов могло произойти в г-процессе при слиянии (поглощении) нейтронных звезд (Thielemann и др., 2017). Тем не менее сверхновая II типа как единый источник избыточных изотопов компонента Хе-НЛ и содержащих их зерна наноалмаза все же предпочтительна. Тем более, до настоящего времени не удается разделить легкие и тяжелые избытки изотопов Хе между собой. Изотопы компонента Хе-НЛ с массой 128–132, кроме ^{130}Xe , могли быть образованы как в г-процессе при взрыве сверхновой, так и при медленном (s-процесс) захвате нейтронов (например, в звездах асимптотической ветви гигантов). Изотоп ^{130}Xe был образован только в s-процессе нуклеосинтеза, так как его образование в г-процессе блокируется стабильным изотопом ^{130}Te . Таким образом, Хе-НЛ – это смесь изотопов Хе, образованных в разных процессах нуклеосинтеза и астрофизических источниках. Общепринято, что Хе-НЛ – это смесь “нормального” по изотопному составу ксенона с дополнительной долей изотопов ксенона, образованных в основном в r- и g-процессах нуклеосинтеза при взрыве сверхновой II типа (далее эта доля изотопов обозначена как компонент Хе-рг). Поэтому изотопный состав компонента Хе-рг можно определить, вычитая из состава Хе-НЛ его изотопно-“нормальную” составляющую, нормируя ее к содержанию всего ^{130}Xe . Изотопный состав “нормального” ксенона принимается равным, например, составу солнечного Хе (Ott, 1996) или Хе-РЗ (Huss и др., 2008). Очевидно, что Хе-рг, как один из субкомпонентов Хе-НЛ, по изотопному составу является предельно возможным. Может ли и при каких условиях после взрыва сверхновой образоваться индивидуальная популяция зерен наноалмаза с Хе-рг – открытые вопросы. Возможно, например, что предшественником этих зерен была углеродная фаза с сорбированными изотопами компонента Хе-рг. Тем не менее использование компонента Хе-рг при вычислениях содержаний компонентов ксенона в наноалмазе метеоритов позволит определить также предельно возможные их содержания и кинетику выделения при ступенчатом пиролизе.

В настоящее время анализ вычисленных содержаний компонентов Хе-РЗ, Хе-Р6 и Хе-НЛ и кинетики их выделения при ступенчатом пиролизе наноалмаза различных метеоритов показал следующие основные их особенности (Huss, Lewis, 1994b). Выделение Хе-РЗ является бимодальным с максимумами выделения около 500°C и $1100\text{--}1300^\circ\text{C}$. Компоненты Хе-НЛ и Хе-Р6 – высокотемпературные с максимумами выделения в интервале $1100\text{--}1300^\circ\text{C}$, причем Хе-Р6 несколько более высоко температурный, чем Хе-НЛ. С уве-

личением степени термального метаморфизма родительских тел метеоритов содержание компонента Хе-РЗ, особенно его низкотемпературной доли, резко уменьшается. Так, например, в наноалмазе метеоритов Allende (CV3.2) и Indarch (ЕНЗ-4) компонента Хе-РЗ практически нет. Вместе с тем, реальны ли эти особенности компонентов ксенона – остается открытым вопросом из-за неопределенности изотопного состава компонентов Хе, например, Хе-НЛ. Его состав, как отмечалось выше, был идентифицирован при значении отношения $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe} = 0.70$, ограничивающим измеренные данные на трех изотопных графиках для Хе в наноалмазе различных метеоритов. Очевидно, что при другом значении этого отношения изотопный состав Хе-НЛ и, тем самым, содержания всех компонентов Хе, изменятся.

В данной работе приведены содержания компонентов ксенона, вычисленные при использовании изотопного состава Хе-рг в наноалмазе метеоритов таких разных химических классов и петрологических типов как Orgueil (CI), Tieschitz (НЗ.6) и Indarch (ЕНЗ-4). Цель этих вычислений: сопоставление полученных содержаний компонентов ксенона и кинетики их выделения с таковыми при использовании компонента Хе-НЛ.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЙ КОМПОНЕНТОВ КСЕНОНА В НАНОАЛМАЗЕ МЕТЕОРИТОВ

Вычисление содержаний компонентов Хе мы проводили, принимая во внимание, что в обогащенных наноалмазом фракциях различных метеоритов имеется некоторая доля благородных газов, фазой носителем которых являются, наиболее вероятно, зерна SiC (Huss, Lewis, 1994b). Поэтому в использованную ниже систему уравнений были введены параметры, учитывающие вклад ксенона (обозначен как Хе-S) от зерен SiC. Для вычислений использована следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} X + Z + Y + V &= [^{132}\text{Xe}]_m (^{130}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{P}_3} X + \\ &+ (^{130}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{P}_6} Z + (^{130}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_S V = \\ &= (^{130}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_m [^{132}\text{Xe}]_m (^{134}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{P}_3} X + \\ &+ (^{134}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{P}_6} Z + (^{134}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{pr}} Y + \\ &+ (^{134}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_S V = (^{134}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_m [^{132}\text{Xe}]_m \times \\ &\times (^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{P}_3} X + (^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{P}_6} Z + \\ &+ (^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_{\text{pr}} Y + (^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_S V = \\ &= (^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_m [^{132}\text{Xe}]_m, \end{aligned}$$

Таблица 1. Изотопный состав компонентов ксенона ($^{132}\text{Xe} \equiv 100$)

Компонент	$\frac{^{124}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{126}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{128}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{129}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{130}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{131}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{134}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{136}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$
Хе-НЛ ¹	0.842 ± 9^3	0.569 ± 8	9.05 ± 6	105.6 ± 2	15.44 ± 3	84.42 ± 13	63.61 ± 13	$\equiv 70$
Хе-РЗ ¹	0.451 ± 6	0.404 ± 4	5.06 ± 2	104.2 ± 4	15.91 ± 2	82.32 ± 10	37.70	$\equiv 31.00$
Хе-Р6 ¹	0.438 ± 25	0.444 ± 28	8.90 ± 20	111.4 ± 8	16.60 ± 11	82.14 ± 47	32.91 ± 50	$\equiv 31.00$
Хе-С ²	0	0.033 ± 19	21.59 ± 14	11.8 ± 1.1	48.26 ± 42	18.6 ± 1.2	2.22 ± 53	$\equiv 0.34$
Хе-РЗ(fr)	0.415	0.380	7.74	101.1	15.59	81.51	38.45	32.23
Хе-рг	43.35	19.29	139.5	553.4	$\equiv 0$	374.80	2570	3833

¹ Huss, Lewis, 1994a; ² Lewis и др., 1994; ³ ошибки относятся к последним значащимся цифрам.

где переменные X, Z, Y, V – содержания ^{132}Xe -РЗ или ^{132}Xe -РЗ(fr), ^{132}Xe -Р6, ^{132}Xe -рг и ^{132}Xe -С, соответственно. Подстрочные индексы РЗ, Р6, С и рг относятся к изотопным составам компонентов ксенона, тогда как m – к содержаниям ^{132}Xe и изотопным отношениям ксенона, использованным нами на основании измеренных в (Huss, Lewis, 1994a) при ступенчатом пиролизе наноалмаза метеоритов Orgueil, Tieschitz и Indarch.

Использованные изотопные составы компонентов ксенона для вычислений приведены в табл. 1.

Отметим, что при имплантации благородных газов в наноалмаз детонационного синтеза было выявлено масс-фракционирование изотопов Хе в направлении обогащения тяжелых изотопов относительно легких (Huss и др., 2008). Величина фракционирования составила 0.99%/ат. ед. при 1400°C относительно изотопного состава Хе при 500°C. Поэтому при вычислениях содержаний компонентов Хе в наноалмазе термально метаморфизованных метеоритов Tieschitz и Indarch мы использовали масс-фракционированный Хе-РЗ (0.99%/ат. ед., обозначен как Хе-РЗ(fr)), тогда как для алмаза Orgueil (CI) – Хе-РЗ до 1000°C, и Хе-РЗ(fr) выше 1000°C (см. ниже). Изотопный состав компонента Хе-рг – результат вычитания из состава Хе-НЛ состав Хе-РЗ(fr), полагая, что содержание ^{130}Xe в Хе-НЛ обусловлено только компонентом Хе-РЗ(fr).

Почти все использованные для вычислений значения отношений $^{130}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$, $^{134}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ и $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ равны измеренным в пределах $\pm\sigma$, что можно видеть, например, для наноалмазов Orgueil и Indarch (табл. 2). В табл. 2 приведены также содержания ^{132}Xe компонентов ксенона, вычисленные нами и Huss, Lewis (1994b).

Для наноалмаза Orgueil (CI), наиболее обогащенного низкотемпературным компонентом Хе-РЗ, как отмечалось выше, вычисления проведены с изотопными составами Хе-РЗ до 1050°C и с Хе-РЗ(fr)

выше этой температуры. Заметим, что максимум выделения низкотемпературного Хе-РЗ при пиролизе алмаза Orgueil наблюдается при 480°C (Huss, Lewis, 1994b) и поэтому его возможное масс-фракционирование мы не учитывали.

Все вычисления были проведены при нормировании уравнений к измеренным отношениям $^{130, 134, 136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ без учета погрешностей их измерений. Поэтому полученные содержания компонентов Хе в наноалмазе приведенных выше метеоритов представляют собой один из вариантов возможных их значений. Тем не менее единый способ определения этих содержаний позволил выявить особенности компонентов ксенона при использовании в расчетах компонента Хе-рг вместо Хе-НЛ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На основании полученных нами содержаний ^{132}Xe компонентов ксенона (табл. 2) и их изотопных составов (табл. 1) были вычислены изотопные отношения $^{124, 129, 131}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ (табл. 3).

Подчеркнем, что вычисление отношений $^{124, 129, 131}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ проведено на основании содержаний компонентов ксенона, вычисленных при нормировании уравнений к измеренным отношениям $^{124, 130, 134, 136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$. Поэтому наличие равенства между вычисленными и измеренными отношениями $^{124, 129, 131}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ зависит от степени смешения избытков легких и тяжелых изотопов ксенона в наноалмазе (см. ниже).

Общий ксенон в наноалмазе метеоритов: содержания компонентов и изотопный состав

Из данных табл. 2 следует, что использование при расчетах компонента Хе-рг вместо Хе-НЛ привело к резкому изменению содержаний компонентов Хе в наноалмазе метеоритов Orgueil и Indarch. Аналогичная картина наблюдается также

Таблица 2. Изотопные отношения ксенона ($^{132}\text{Xe} = 100$) и содержания ^{132}Xe (в $10^{-8} \text{ см}^3/\text{г}$). Курсив – данные Huss, Lewis (1994a; 1994b). Обычный шрифт – вычисления данной работы

$(T, ^\circ\text{C}),$ ^{132}Xe	$\frac{^{130}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{134}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{136}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	Содержания ^{132}Xe компонентов			
				Xe-P3(fr)	Xe-HL, pr	Xe-P6	Xe-S
Orgueil (CI)							
<i>(300)</i>	<i>16.12(6)</i>	<i>38.15(16)</i>	<i>31.65(13)</i>	<i>0.97(35)</i>	<i>0.023(2)</i>	н. д. ¹	<i>0.005(2)</i>
<i>1.00</i>	16.12	38.03	31.65	0.993	0.0002	≤0.001	0.007
<i>(490)</i>	<i>15.98(5)</i>	<i>37.89(9)</i>	<i>31.53(8)</i>	<i>14.30(51)</i>	<i>0.189(30)</i>	н. д.	<i>0.029(29)</i>
<i>14.52</i>	15.98	37.89	31.53	14.070	0.0022	0.420	0.024
<i>(680)</i>	<i>15.89(5)</i>	<i>38.21(10)</i>	<i>31.91(16)</i>	<i>11.44(40)</i>	<i>0.257(16)</i>	н. д.	<i>0.00(23)</i>
<i>11.70</i>	15.91	38.11	31.94	11.140	0.0028	0.562	≤0.001
<i>(865)</i>	<i>15.87(5)</i>	<i>39.35(10)</i>	<i>33.50(10)</i>	<i>3.40(12)</i>	<i>0.232(11)</i>	н. д.	<i>0.00(7)</i>
<i>3.63</i>	15.89	39.35	33.62	3.549	0.00248	0.081	≤0.001
<i>(1050)</i>	<i>15.85(5)</i>	<i>45.32(14)</i>	<i>42.31(20)</i>	<i>1.13(4)</i>	<i>0.455(18)</i>	<i>0.00(3)</i>	<i>0.005(3)</i>
<i>1.59</i>	15.85	45.32	42.43	1.586	0.00478	≤0.001	≤0.001
<i>(1235)</i>	<i>15.54(5)</i>	<i>57.70(18)</i>	<i>60.89(16)</i>	<i>0.58(2)</i>	<i>1.794(64)</i>	<i>0.00(5)</i>	<i>0.007(5)</i>
<i>2.38</i>	15.54	57.59	61.01	2.358	0.0181	≤0.001	0.005
<i>(1420)</i>	<i>15.56(5)</i>	<i>58.24(15)</i>	<i>62.26(16)</i>	<i>1.73(8)</i>	<i>8.19(29)</i>	<i>0.307(52)</i>	<i>0.002(2)</i>
<i>10.22</i>	15.56	58.24	62.26	9.709	0.081	0.415	0.015
<i>(1600)</i>	<i>15.77(5)</i>	<i>52.50(13)</i>	<i>54.76(14)</i>	<i>0.79(5)</i>	<i>2.59(9)</i>	<i>0.871(52)</i>	<i>0.00(1)</i>
<i>4.25</i>	15.77	52.50	54.76	3.383	0.0256	0.833	0.009
<i>(1780)</i>	<i>16.13(12)</i>	<i>48.90(36)</i>	<i>50.38(46)</i>	<i>0.051(3)</i>	<i>0.15(5)</i>	<i>0.095(5)</i>	<i>0.002(1)</i>
<i>0.30</i>	16.13	48.90	50.38	0.200	0.00149	0.096	0.003
<i>(1950)</i>	<i>15.88(24)</i>	<i>51.45(82)</i>	<i>53.59(1.08)</i>	<i>0.030(1)</i>	<i>0.050(2)</i>	<i>0.012(10)</i>	<i>0.0012(2)</i>
<i>0.09</i>	15.88	51.45	53.59	0.067	0.00052	0.022	≤0.001
<i>(2060)</i>	<i>16.09(18)</i>	<i>53.49(55)</i>	<i>56.52(90)</i>	<i>0.015(1)</i>	<i>0.081(3)</i>	<i>0.025(1)</i>	<i>0.0013(2)</i>
<i>0.12</i>	16.09	53.49	56.52	0.093	0.00079	0.024	0.001
Indarch (EH3-4)							
<i>(325)</i>	<i>16.21(22)</i>	<i>54.18(77)</i>	<i>55.91(1.07)</i>	<i>0.047(1)</i>	<i>0.091(1)</i>	н. д.	<i>0.0020(3)</i>
<i>0.14</i>	16.21	54.02	56.10	0.136	0.0009	≤0.001	0.003
<i>(525)</i>	<i>16.03(16)</i>	<i>56.95(51)</i>	<i>59.76(76)</i>	<i>0.088(2)</i>	<i>0.279(3)</i>	н. д.	<i>0.0050(7)</i>
<i>0.37</i>	16.03	56.84	60.21	0.361	0.0028	≤0.001	0.006
<i>(720)</i>	<i>15.53(16)</i>	<i>59.20(52)</i>	<i>63.00(48)</i>	<i>0.094(2)</i>	<i>0.411(5)</i>	<i>0.0001(1)</i>	<i>0.003(1)</i>
<i>0.51</i>	15.53	59.06	63.22	0.505	0.0042	≤0.001	0.001
<i>(910)</i>	<i>15.69(11)</i>	<i>60.28(49)</i>	<i>65.88(51)</i>	<i>0.012(1)</i>	<i>0.434(5)</i>	<i>0.044(1)</i>	<i>0.002(1)</i>
<i>0.49</i>	15.69	60.43	65.40	0.481	0.0043	≤0.001	0.003
<i>(1100)</i>	<i>15.67(6)</i>	<i>60.80(28)</i>	<i>67.14(16)</i>	<i>0.000(2)</i>	<i>0.668(8)</i>	<i>0.063(2)</i>	<i>0.004(1)</i>
<i>0.74</i>	15.67	60.80	67.14	0.593	0.0068	0.140	0.001
<i>(1285)</i>	<i>15.71(5)</i>	<i>61.86(19)</i>	<i>68.23(20)</i>	<i>0.000(8)</i>	<i>2.672(30)</i>	<i>0.139(3)</i>	<i>0.020(6)</i>
<i>2.83</i>	15.71	61.86	68.23	2.490	0.0270	0.299	0.014
<i>(1465)</i>	<i>15.58(3)</i>	<i>61.17(15)</i>	<i>67.30(17)</i>	<i>0.000(32)</i>	<i>9.77(11)</i>	<i>0.747(33)</i>	<i>0.011(21)</i>
<i>10.52</i>	15.58	61.17	67.30	8.987	0.0975	1.438	≤0.001
<i>(1645)</i>	<i>15.73(5)</i>	<i>57.00(14)</i>	<i>62.25(16)</i>	<i>0.000(37)</i>	<i>9.74(12)</i>	<i>2.410(66)</i>	<i>0.024(24)</i>
<i>12.17</i>	15.73	57.00	62.25	8.297	0.0972	3.796	≤0.001
<i>(1820)</i>	<i>16.28(8)</i>	<i>53.93(13)</i>	<i>58.30(26)</i>	<i>0.000(18)</i>	<i>1.279(16)</i>	<i>0.500(19)</i>	<i>0.027(4)</i>
<i>1.81</i>	16.28	53.93	58.30	1.126	0.0128	0.646	0.024

Таблица 2. Окончание

$(T, ^\circ\text{C}),$ ^{132}Xe	$\frac{^{130}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{134}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{136}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	Содержания ^{132}Xe компонентов			
				Xe-P3(fr)	Xe-HL, pr	Xe-P6	Xe-S
(1990)	17.99(8)	51.37(28)	55.88(42)	0.000(7)	0.472(8)	0.181(7)	0.051(1)
0.70	17.99	51.37	55.88	0.373	0.0048	0.277	0.045
(2150)	17.24(8)	53.42(35)	57.85(39)	0.007(6)	0.443(7)	0.147(6)	0.030(1)
0.63	17.24	53.42	57.85	0.407	0.0045	0.191	0.028

¹ н. д. — нет данных.

для наноалмаза Tieschitz. По относительным содержаниям компонентов ксенона в алмазе каждого метеорита (табл. 4) видно, что доля Xe-pr не превышает 15% даже в наноалмазе Indarch — наиболее обогащенном аномальным по изотопному составу ксеноном по данным в (Huss, Lewis, 1994b).

Основную долю ксенона в алмазе этого метеорита, как и в остальных, составляют Xe-P3, Xe-P3(fr) и Xe-P6. Вероятно, при равных концентрациях всех компонентов Xe в зернах наноалмаза основной массой зерен, по крайней мере, содержащих благородные газы, являются популяции зерен, содержащие почти нормальные по изотопному составу компоненты Xe-P3, Xe-P3(fr) и Xe-P6.

Отклонения вычисленных по данным в табл. 2 и 3 изотопных отношений Xe от измеренных для общего Xe в наноалмазе метеоритов показаны на рис. 1.

По оси ординат отложена величина отклонений δ (в ‰), равная $(\frac{(^i\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_c}{(^i\text{Xe}/^{132}\text{Xe})_m} - 1) \times 1000$, где подстрочные индексы c и m показывают вычисленные и измеренные отношения, соответственно. Из данных на рис. 1 видно следующее.

1. Наибольшие положительные отклонения наблюдаются для легких изотопов Xe в наноалмазе Indarch. Они обусловлены, вероятно, дефицитом легких изотопов Xe в результате диффузионных потерь из алмаза при термальном метаморфизме этого метеорита. Минимальные отклонения для наноалмаза метеорита Orgueil (CI), т.е. для наименее измененного наноалмаза в результате процессов термального метаморфизма, показывают, что полученные содержания компонентов Xe при использовании Xe-pr могут быть реальными в наноалмазе метеоритов.

2. Совпадение вычисленных отношений $^{124}, ^{126}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ с измеренными в пределах $\pm(1-3)\sigma$ при нормировании уравнений к измеренным значениям $^{134}, ^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ в первом приближении свидетельствует о единой смеси избытков $^{124}, ^{126}\text{Xe}$ и $^{134}, ^{136}\text{Xe}$ изотопов. Вероятно, эти изотопы Xe, образующиеся соответственно в р- и г-процессах

нуклеосинтеза при взрыве сверхновой II типа, были имплантированы в зерна наноалмаза одной популяции. Это предположение согласуется с вы-

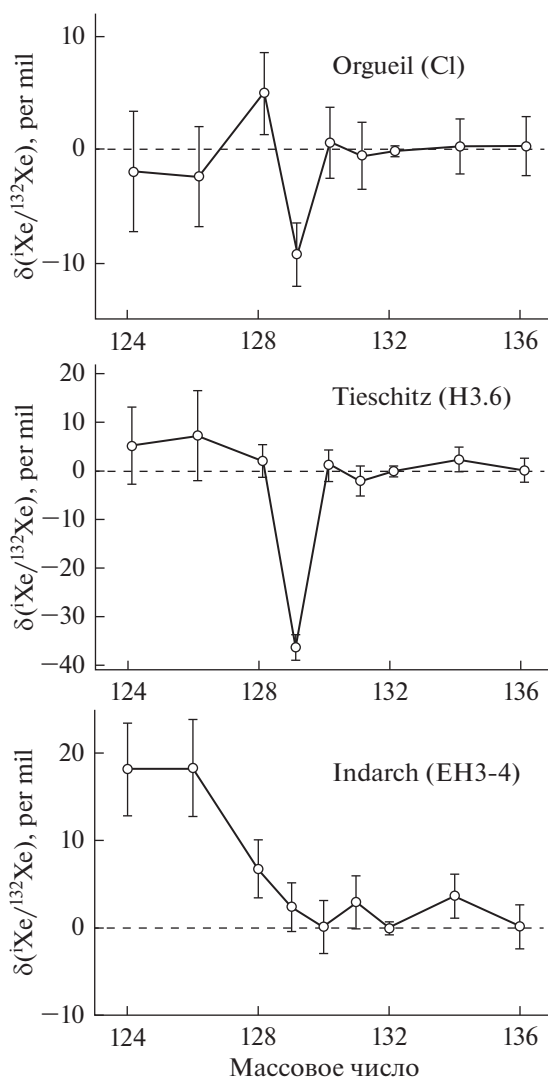


Рис. 1. Отклонения вычисленных изотопных отношений Xe от измеренных для общего ксенона в наноалмазе метеоритов. Погрешности ($\pm\sigma$) обусловлены погрешностями измеренных отношений.

Таблица 3. Изотопные отношения ксенона ($^{132}\text{Xe} = 100$). Курсив – измерены Huss, Lewis (1994a). Обычный шрифт – результаты вычислений с компонентом Xe-pr

$(T, ^\circ\text{C}), ^{132}\text{Xe}$	$\frac{^{124}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{126}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{128}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{129}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$	$\frac{^{131}\text{Xe}}{^{132}\text{Xe}}$
Orgueil (CI)					
<i>(300)</i>	<i>0.479(11)</i>	<i>0.420(8)</i>	<i>8.16(6)</i>	<i>110.6(3)</i>	<i>81.72(43)</i>
1.00	0.458	0.406	8.18	103.7	81.97
<i>(490)</i>	<i>0.460(2)</i>	<i>0.407(2)</i>	<i>8.10(2)</i>	<i>107.9(3)</i>	<i>82.36(25)</i>
14.52	0.456	0.407	8.13	104.3	82.26
<i>(680)</i>	<i>0.460(2)</i>	<i>0.407(3)</i>	<i>8.05(2)</i>	<i>104.6(3)</i>	<i>82.49(25)</i>
11.70	0.461	0.411	8.12	104.7	82.44
<i>(865)</i>	<i>0.481(6)</i>	<i>0.413(3)</i>	<i>8.15(2)</i>	<i>104.0(3)</i>	<i>82.42(25)</i>
3.63	0.480	0.418	8.16	104.7	82.56
<i>(1050)</i>	<i>0.546(8)</i>	<i>0.447(6)</i>	<i>8.31(5)</i>	<i>103.4(3)</i>	<i>82.57(25)</i>
1.59	0.580	0.461	8.45	105.6	83.22
<i>(1235)</i>	<i>0.726(9)</i>	<i>0.512(5)</i>	<i>8.67(3)</i>	<i>102.85(43)</i>	<i>83.22(25)</i>
2.38	0.740	0.524	8.77	104.4	83.61
<i>(1420)</i>	<i>0.762(6)</i>	<i>0.537(3)</i>	<i>8.82(3)</i>	<i>105.0(3)</i>	<i>83.78(25)</i>
10.22	0.756	0.533	8.85	105.0	83.76
<i>(1600)</i>	<i>0.679(5)</i>	<i>0.531(4)</i>	<i>8.80(3)</i>	<i>106.4(3)</i>	<i>83.75(25)</i>
4.25	0.677	0.506	8.79	105.6	83.25
<i>(1780)</i>	<i>0.647(30)</i>	<i>0.471(24)</i>	<i>8.93(9)</i>	<i>105.5(6)</i>	<i>82.85(37)</i>
0.30	0.632	0.492	8.89	105.8	82.60
<i>(1950)</i>	<i>0.593(51)</i>	<i>0.407(38)</i>	<i>8.89(20)</i>	<i>103.7(1.0)</i>	<i>81.95(86)</i>
0.09	0.665	0.504	8.84	105.9	51.45
<i>(2060)</i>	<i>0.726(48)</i>	<i>0.445(37)</i>	<i>9.12(16)</i>	<i>106.5(1.1)</i>	<i>83.01(76)</i>
0.12	0.696	0.514	9.01	105.1	82.80
Indarch (EH3-4)					
<i>(325)</i>	<i>0.623(53)</i>	<i>0.494(43)</i>	<i>8.80(15)</i>	<i>108.2(1.3)</i>	<i>83.22(79)</i>
0.14	0.684	0.495	8.90	102.1	82.02
<i>(525)</i>	<i>0.729(30)</i>	<i>0.478(27)</i>	<i>9.25(15)</i>	<i>110.5(7)</i>	<i>82.75(77)</i>
0.37	0.731	0.517	8.96	103.0	82.64
<i>(720)</i>	<i>0.715(27)</i>	<i>0.506(20)</i>	<i>9.27(10)</i>	<i>111.8(6)</i>	<i>83.23(56)</i>
0.51	0.765	0.535	8.84	104.3	83.78
<i>(910)</i>	<i>0.716(17)</i>	<i>0.497(17)</i>	<i>9.05(10)</i>	<i>110.9(8)</i>	<i>83.40(31)</i>
0.49	0.790	0.545	9.00	104.5	83.64
<i>(1100)</i>	<i>0.775(23)</i>	<i>0.533(17)</i>	<i>8.99(6)</i>	<i>107.7(3)</i>	<i>83.58(43)</i>
0.74	0.817	0.568	9.19	104.2	84.28
<i>(1285)</i>	<i>0.785(10)</i>	<i>0.560(7)</i>	<i>9.03(4)</i>	<i>105.3(3)</i>	<i>84.12(25)</i>
2.83	0.826	0.567	9.19	106.1	84.1
<i>(1465)</i>	<i>0.805(9)</i>	<i>0.559(3)</i>	<i>9.05(3)</i>	<i>106.5(3)</i>	<i>84.15(25)</i>
10.52	0.817	0.565	9.12	106.7	84.33
<i>(1645)</i>	<i>0.760(4)</i>	<i>0.551(3)</i>	<i>9.09(3)</i>	<i>107.3(3)</i>	<i>83.96(25)</i>
12.17	0.766	0.552	9.13	108.1	84.15
<i>(1820)</i>	<i>0.728(14)</i>	<i>0.508(10)</i>	<i>9.22(3)</i>	<i>105.9(3)</i>	<i>82.43(25)</i>
1.81	0.722	0.533	9.27	106.8	82.97
<i>(1990)</i>	<i>0.669(20)</i>	<i>0.473(14)</i>	<i>9.92(10)</i>	<i>99.9(7)</i>	<i>78.11(28)</i>

Таблица 3. Окончание

$(T, ^\circ\text{C}), {}^{132}\text{Xe}$	$\frac{{}^{124}\text{Xe}}{{}^{132}\text{Xe}}$	$\frac{{}^{126}\text{Xe}}{{}^{132}\text{Xe}}$	$\frac{{}^{128}\text{Xe}}{{}^{132}\text{Xe}}$	$\frac{{}^{129}\text{Xe}}{{}^{132}\text{Xe}}$	$\frac{{}^{131}\text{Xe}}{{}^{132}\text{Xe}}$
0.70	0.693	0.514	10.00	102.5	79.72
(2150)	0.675(24)	0.422(19)	9.52(9)	101.8(6)	79.59(39)
0.63	0.713	0.521	9.66	103.5	81.01

водом о единой смеси избытков легких и тяжелых изотопов в Xe-HL (Huss, Lewis, 1994b).

3. Вычисленное отношение ${}^{129}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe}$ значительно ниже измеренного в наноалмазе Tieschitz. Это занижение обусловлено наиболее вероятно тем, что мы не учитывали ${}^{129}\text{Xe}$, образованный в результате радиоактивного распада ${}^{129}\text{I}$ в зернах наноалмаза и сохранность йода в зависимости от степени метаморфизма родительских тел метеоритов (см., например, Fisenko, Semjonova, 2008; Gilmour и др., 2016).

Содержания компонентов и изотопные отношения ксенона, выделенные при ступенчатом пиролизе наноалмаза метеоритов

Гистограммы дифференциальных выделений ${}^{132}\text{Xe}$ основных компонентов в зависимости от температуры пиролиза, полученных по данным в табл. 2 и результатам вычислений для наноалмаза Tieschitz, приведены на рис. 2.

Из данных на рис. 2 видно следующее:

(А) При вычислениях с компонентом Xe-рг выделение значительного количества низкотемпературного Xe-P3 (<1000°C) из наноалмаза наименее термально метаморфизованного метеорита Orgueil (CI) сохраняется. Но при этом наблюдается также высокотемпературное выделение Xe-P3(fr) для наноалмаза всех трех метеоритов, независимо от петрологического типа. Кроме этого, для наноалмаза Orgueil видно существенное выделение низкотемпературного (<1000°C) Xe-P6. “Следы” такого Xe-P6 можно видеть для наноалмаза Tieschitz, но он отсутствует в наноалмазе Indarch. Подобие кинетики выделения низкотемпературных Xe-P3 и Xe-P6 обусловлено, вероятно, одинаковыми положениями атомов Xe этих компонент в кристаллической структуре зерен алмаза.

(Б) Температуры максимумов выделения Xe-P3(fr) подобны таковым для Xe-рг при пиролизе наноалмаза всех метеоритов. Из этого подобия может следовать, что имеется одна (или две, но с равной термостабильностью) популяция зерен наноалмаза, содержащая благородные газы P3 и компонент рг. В этом случае при смешении этих компонентов изотопный состав ксенона должен быть

одинаковым для наноалмаза всех метеоритов при температуре пиролиза выше 1000°C. Этого, однако, не наблюдается, что видно, например, по изменяющейся величине отношения ${}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe}$ (рис. 3).

Как видно, средневзвешенное отношение ${}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe}$ увеличивается от 0.626 до 0.735 при переходе от слабо термально метаморфизованного метеорита Orgueil (CI) к сильно метаморфизованному Indarch (EH3-4). Следовательно, разрушение популяции зерен наноалмаза с благородными газами P3 компонента при термальном метаморфизме родительских тел метеоритов происходило в большей степени, чем с компонентом рг. Это различие показывает, что благородные газы этих компонентов содержатся в индивидуальных популяциях зерен алмаза с разной термо-окислительной стабильностью. Отметим, что более высокая величина отношения ${}^{136}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe}$, особенно для алмаза Tieschitz, в начале высокотемпературной области пиролиза наноалмазов (рис. 3) также свидетельствует о разной термостабильности зерен наноалмаза с ксеноном компонентов P3 и рг. Сравнение вычисленных изотопных отношений ксенона с измеренными при ступенчатом пиролизе наноалмаза метеоритов Orgueil, Tieschitz и Indarch проведено только для ${}^{124-129}, {}^{131}\text{Xe}/{}^{132}\text{Xe}$ отношений. Остальные отношения Xe были ис-

Таблица 4. Содержания компонентов Xe (в %) от общего Xe в наноалмазе метеоритов¹

Xe-P3, Xe-P3(fr)	Xe-HL Xe-рг	Xe-P6	Xe-S
Orgueil (CI)			
65.6	31.8	2.5	0.1
89.8	5.4	4.8	0.1
Tieschitz (H3.6)			
4.2	85.9	9.7	0.1
73.4	14.5	11.9	0.1
Indarch (EH3-4)			
0.7	87.1	12.0	0.3
65.9	14.8	19.1	0.2

¹ Обычный шрифт – с компонентом Xe-рг. Курсив – по данным (Huss, Lewis, 1994b).

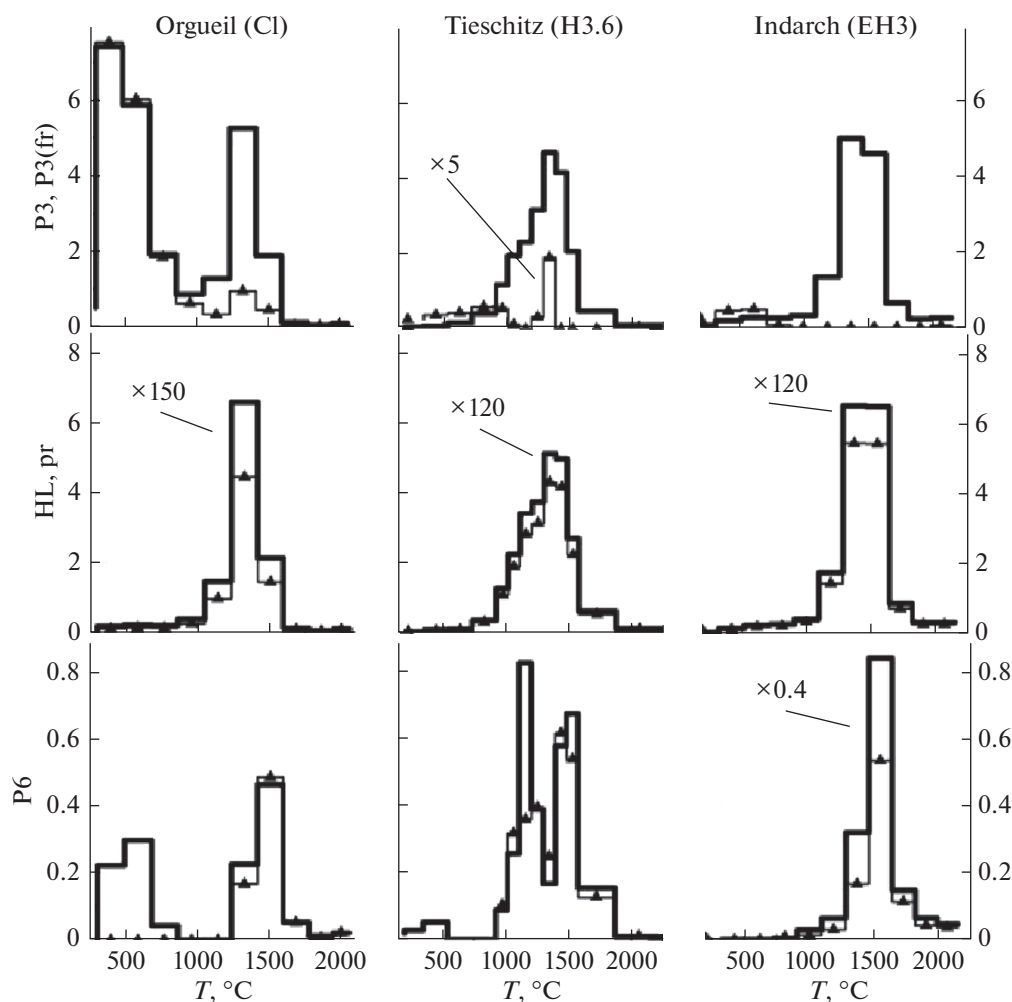


Рис. 2. Гистограммы дифференциальных выделений ^{132}Xe (в $10^{-10} \text{ см}^3/\text{г}/^\circ\text{C}$) компонент ксенона по данным этой работы (жирные линии) и Huss, Lewis (1994b) (тонкие линии с символами).

пользованы в уравнениях (см. выше) и они в большинстве случаев равны измеренным значениям в пределах $\pm\sigma$, как это можно видеть по данным в табл. 2 для нанодиазмов Orgueil и Indarch. Гистограммы отклонений (в %) вычисленных отношений $^{124-129}, ^{131}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ от измеренных в зависимости от интегрального выхода ^{132}Xe для нанодиаза метеоритов показаны на рис. 4. На рисунке показаны также гистограммы, полученные нами по данным в (Huss, Lewis, 1994a).

Заметим, что в некоторых гистограммах не приведены начальные и/или конечные ступени выделения Хе из-за значительных относительных погрешностей измеренных изотопных отношений ксенона. Из приведенных гистограмм следует, что:

(В) Для нанодиаза Orgueil вычисленные изотопные отношения Хе, особенно при использовании компонента Хе-pr, существенно выше изме-

ренных в интервале 63–70% выделения ^{132}Xe . Температура выделения Хе в этом интервале равна 925–1230 $^\circ\text{C}$ и она соответствует температуре начала интенсивной графитизации зерен нанодиаза. Для нанодиазмов Tieschitz и Indarch также наблюдаются повышенные вычисленные значения некоторых изотопных отношений Хе на начальных стадиях выделения основного количества ксенона, начинающегося с температуры пиролиза около 950 $^\circ\text{C}$. Возможно, что графитизирующиеся при этих температурах зерна алмаза, например, наиболее мелкие и/или с дефектной кристаллической структурой, обеднены легкими изотопами Хе относительно тяжелых. Связано ли это обеднение, например, с диффузионными потерями легких изотопов Хе и/или с масс-фракционированием при имплантации компонента Хе-pr – открытый вопрос.

(Г) Гистограммы отклонений вычисленных изотопных отношений Хе по данным этой работы

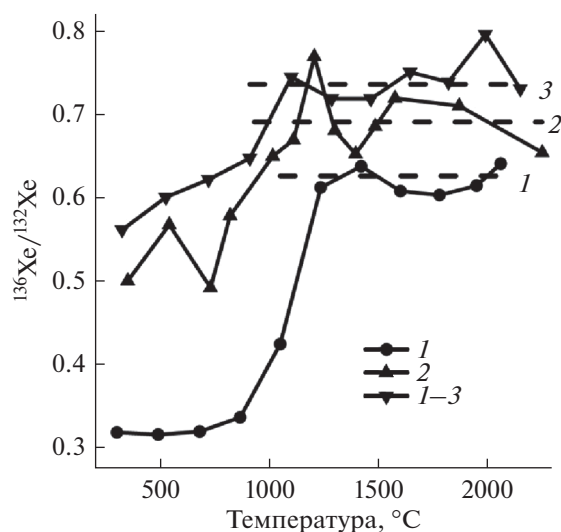


Рис. 3. Изменения отношений $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ для смеси компонентов Xe-rg и Xe-P3(fr). Обозначения: 1 – Orgueil (CI), 2 – Tieschitz (H3.6), 3 – Indarch (EH3-4). Пунктирные линии – средневзвешенные значения отношений $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$.

и (Huss, Lewis, 1994a) от измеренных подобны между собой для наноалмаза таких разных по химическому классу и петрологическому типу метеоритов как Orgueil (CI), Tieschitz (H3.6) и Indarch (EH3-4). Это подобие показывает, что вычисленные содержания компонентов Xe при использовании Xe-rg или Xe-HL могут быть реальными содержаниями в алмазах этих метеоритов в равной степени. Подчеркнем, однако, что эти компонентные составы Xe, как показано выше (см. табл. 4), существенно различаются относительными содержаниями компонентов Xe.

(Д) Вычисленные отношения $^{129}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ значительно ниже измеренных в наноалмазе всех метеоритов, причем на начальных стадиях выделения ксенона. Вероятно, радиоактивный ^{129}I , предшественник избыточного ^{129}Xe , содержался, в основном, в поверхностной области зерен наноалмаза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые определены содержания основных компонентов ксенона – Xe-P3, Xe-P3(fr), Xe-P6 и компонента Xe-rg вместо Xe-HL, используя данные Huss, Lewis (1994a) для ксенона в наноалмазе таких метеоритов как Orgueil (CI), Tieschitz (H3.6) и Indarch (EH3-4). Компонент Xe-rg – это избыточная доля изотопов Xe в Xe-HL относительно Xe-P3(fr) и в основном состоит из изотопов 124 , 126 , 134 , ^{136}Xe , образующихся в r- и g-процессах нуклеосинтеза при взрыве сверхновой II типа. Анализ вычисленных содержаний компонентов и

изотопных отношений ксенона показал следующее.

1. Основным компонентом Xe в наноалмазе метеоритов является Xe-P3(fr) и температура максимума его выделения, как и компонентов Xe-rg, Xe-P6, выше 1100°C , независимо от петрологического типа метеоритов. Вычисления для наноалмаза Orgueil показали наличие относительно низкотемпературного Xe-P6 ($<1000^\circ\text{C}$). Отсутствие такого Xe-P6 в алмазе термально метаморфизованного метеорита Indarch (EH3-4) является основанием для предположения о подобии процесса(ов) захвата благородных газов компонентов P6 и P3 зернами наноалмаза.

2. Относительные содержания Xe-rg в наноалмазе метеоритов находятся в интервале 5–15% от общего содержания ксенона в алмазе каждого из метеоритов. Этот интервал существенно меньше такового для Xe-HL (32–87%) по данным в (Huss, Lewis, 1994b). Следовательно, при использовании компонента Xe-rg масса зерен наноалмаза с благородными газами компонентов P3(fr) и P6 также будет существенно больше массы зерен с компонентом rg, если концентрации атомов ксенона в зернах наноалмаза одинаковы для всех его компонентов.

3. Для смеси Xe-rg с Xe-P3(fr) средневзвешенные значения отношения $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ в высокотемпературной области пиролиза наноалмазов Orgueil (CI), Tieschitz (H3.6) и Indarch (EH3-4) находятся в ряду 0.626, 0.690 и 0.735, соответственно. Увеличение отношения $^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ с увеличением температуры метаморфизма этих метеоритов (в $^\circ\text{C}$: 100, 460 и 630, соответственно (Huss, Lewis, 1994b)) указывает на то, что ксенон компонентов, по крайней мере, rg и P3, содержится в индивидуальных популяциях зерен алмаза с разной термо-окислительной стабильностью.

4. Изотопные отношения $^{124-128}, ^{131}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ и $^{130-136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ для всего Xe в наноалмазе, вычисленные на основании полученных содержаний компонентов ксенона с Xe-rg, равны измеренным в пределах ± 18 и $\pm 4\%$, соответственно.

5. Отклонения изотопных отношений Xe, полученных при использовании в расчетах Xe-rg и Xe-HL, от измеренных в основном сопоставимы между собой. Следовательно, содержания компонентов Xe в наноалмазе метеоритов, вычисленные с компонентами Xe-rg или Xe-HL, могут быть реальными в равной степени. При этом, однако, относительные содержания компонентов ксенона существенно различны между собой, что необходимо иметь в виду при разработках моделей образования популяций зерен наноалмаза с разными компонентами благородных газов.

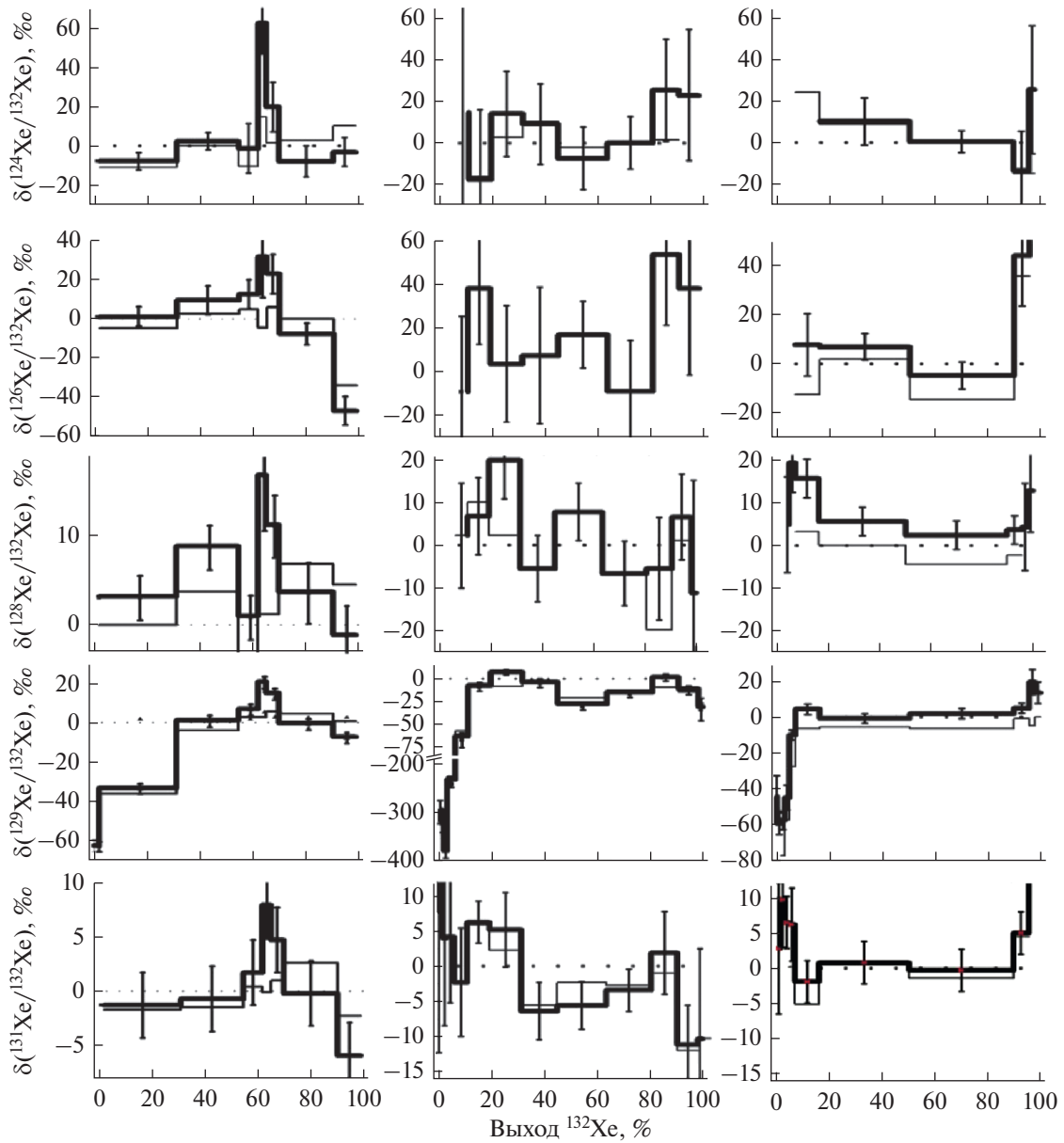


Рис. 4. Отклонения вычисленных изотопных отношений ксенона от измеренных при выделении ^{132}Xe из наноалмазов Orgueil, Tieschitz и Indarch (левая, средняя и правая колонки, соответственно) по данным этой работы (жирные линии) и Huss, Lewis (1994a) (тонкие линии). Погрешности ($\pm\sigma$) обусловлены ошибками измерений.

Полученные нами и в статье (Huss, Lewis, 1994b) данные о содержаниях и кинетике выделения компонентов ксенона в наноалмазе метеоритов при использовании изотопных составов Xe-рг и Xe-НЛ, соответственно, наиболее вероятно показывают предельные их значения. Косвенным критерием выбора реальных свойств компонентов ксенона в настоящее время могут быть результаты анализов изотопного состава углерода во фракциях зерен наноалмаза метеорита Allende (Lewis и др., 2019). Согласно этим результатам доля зерен наноалмаза, обогащенных изотопом ^{13}C и

образованных, вероятно, при взрыве сверхновой II типа, от всего наноалмаза в этом метеорите должна быть менее 1%. Поэтому реальные свойства компонентов Xe в наноалмазе метеоритов наиболее вероятно подобны полученным при использовании в расчетах Xe-рг из-за существенно меньшего его относительного содержания по сравнению с компонентом Xe-НЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Clayton D.D. Of origin of heavy xenon in meteoritic diamonds // *Astrophys. J.* 1989. V. 340. P. 613–619.

- Fisenko A.V., Semjonova L.F.* About $^{129}\text{Xe}^*$ in meteoritic nanodiamonds // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 2008. V. 72. P. 4177–4183.
- Gilmour J.D., Holland G., Verchovsky A.B., Fisenko A.V., Crowther S.A., Turner G.* Xenon and iodine reveal multiple distinct exotic xenon components in Efremovka “nanodiamonds” // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 2016. V. 177. P. 78–93.
- Heymann D., Dziczkaniec M.* Xenon from intermediate zones of supernovae // *Proc. 10th Lunar and Planet. Sci. Conf. Houston.* 1979. P. 1943–1959.
- Howard W.M., Meyer B.S., Clayton D.D.* Heavy-element abundances from a neutron burst that produces Xe-H // *Meteoritics.* 1992. V. 27. P. 404–412.
- Huss G.R., Lewis R.S.* Noble gases in presolar diamonds I: Three distinct component and their implication for diamond origins // *Meteoritics.* 1994a. V. 29. P. 791–810.
- Huss G.R., Lewis R.S.* Noble gases in presolar diamonds II: Component abundances reflect thermal processing // *Meteoritics.* 1994b. V. 29. P. 811–829.
- Huss G.R., Ott U., Koscheev A.P.* Noble gases in presolar diamonds III: implantation experiments with synthetic nanodiamonds // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2008. V. 43. P. 1811–1826.
- Lewis R.S., Amari S.A., Anders E.* Interstellar grains in meteorites. II. SiC and its noble gases // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1994. V. 58. P. 471–494.
- Lewis J.B., Floss C., Isheim D., Daulton T.L., Seidman D.N., Ogliore R.* Origins of meteoritic nanodiamonds investigated by coordinated atom-prob tomography and transmission electron microscopy studies // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019. P. 1–22.
- Ott U.* Interstellar diamond xenon and time scales of supernova ejecta // *Astrophys. J.* 1996. V. 463. P. 344–348.
- Rayet M., Arnold M., Hashimoto M., Prantzos N., Nomoto K.* The p-process in type II supernovae // *Astron. and Astrophys.* 1995. V. 298. P. 517–527.
- Thielemann F.K., Eichler M., Panov I.V., Wehmeyer B.* Neutron star mergers and nucleosynthesis of heavy elements // *Science.* 2017. V. 67. P. 253–274.