

ОСКОЛКИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ: ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ГИГАНТСКОГО СТОЛКНОВЕНИЯ

А. В. Бялко^{а*}, М. И. Кузьмин^{б}**

^а *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^б *Институт геохимии им. А. П. Виноградова Сибирского отделения Российской академии наук
664033, Иркутск, Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 2019 г.,
после переработки 4 июня 2019 г.
Принята к публикации 6 июня 2019 г.

Наиболее вероятный сценарий образования Луны дается расчетами Гигантского столкновения Прото-земли с протопланетой, по массе близкой Марсу. При Гигантском столкновении на бесконечность уходят газы и силикатные осколки с общей массой от 55 до 70 % массы Луны. Однако бесконечность убегающих частиц есть бесконечность в земной системе отсчета, в Солнечной системе эти осколки выходят на конечные орбиты с периодами как меньше, так и больше года. Важнейшая особенность их орбит в том, что все они проходят через ту область земной орбиты, где происходило Гигантское столкновение. Там формируется газопылевой струйный поток; с затухающей интенсивностью он существует около миллиона лет. Численными решениями задачи трех тел рассчитаны многочисленные траектории осколков. Оценены вероятности их столкновений с Землей и Луной в зависимости от времени после Гигантского столкновения. Рассмотрен возможный сценарий поздней бомбардировки при попадании осколков в треугольные точки Лагранжа L4 и L5. Важнейшим геофизическим следствием рассмотренной задачи становится формирование земной атмосферы и океана из газопылевой струи.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию И. М. Халатникова

DOI: 10.1134/S0044451019100043

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее вероятным сценарием образования Луны признается Гигантское столкновение (ГС) Прото-земли с протопланетой, по массе близкой Марсу [1]. Если исходить из возраста лунных цирконов [2], оно произошло около 4.45 ± 0.05 млрд. лет назад, на 70–170 млн лет позже взрыва Сверхновой (4568 млн лет назад), который задал изотопный состав Солнечной системы (СС).

К моменту ГС большинство планет уже заняли свои позиции в СС [3, 4], а планеты земной группы прошли гравитационную дифференциацию, разделение на железоникелевые ядра и силикатную мантию. Последнему процессу способствовало мощное,

но быстро затухающее энергосодержание распространенных первичных изотопов $^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}$ (0.72) и $^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$ (2.6); в скобках периоды полураспада в миллионах лет. Геологическим свидетельством ранней дифференциации служит также обедненное содержание вольфрама в земной и лунной коре по сравнению с составом метеоритов. Причина этого в том, что распад $^{182}\text{Hf} \rightarrow ^{182}\text{W}$ (8.9 млн лет) приводит к переходу литофильного гафния в сидерофильный вольфрам, который остается в железных ядрах формирующихся планет. Этот процесс позволяет оценить момент формирования ядер столкнувшихся протопланет в 30–50 млн лет после взрыва Сверхновой [5]. Отсутствие массивного железного ядра у Луны также свидетельствует о ее более позднем формировании.

В результате многочисленных столкновений лунных зародышей с Землей на орбитах вокруг нее образовался магматический шлейф, из которого впоследствии образовалась Луна. Геохимические дан-

* E-mail: alexey@byalko.ru

** E-mail: mikuzmin@igc.irk.ru

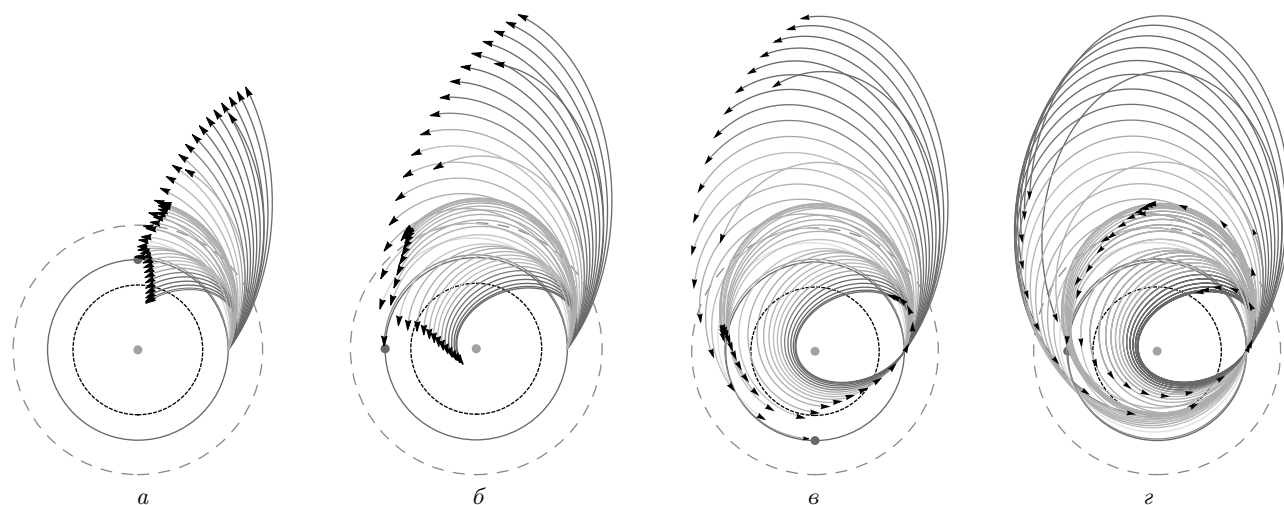


Рис. 1. (В цвете онлайн) 48 траекторий ведущей когорты осколков в начале обращения. Скорости их убегания в зависимости от направления были рассчитаны по первым кадрам расчетов ГС [6]. Позиции отдельных осколков показаны стрелками. Все осколки через свой период обращения с высокой точностью проходят через точку ГС с координатами (0, 1). Для масштаба показаны орбиты Земли (синяя окружность), Венеры (черная штриховая), Марса (красная штриховая). Солнце — желтый диск, Земля — синий (оба вне масштаба). Положения осколков после 0.25 г. (а), 0.5 г. (б), 0.75 г. (в), 1.5 г. (г)

ные по различию содержания редких элементов в породах Луны и породах Земной мантии подтверждают это [4]. Отметим, что лунные цирконы имеют следы импактного генезиса в виде характерных трещин [2].

Гигантское столкновение многократно рассчитывалось методом SPH (smooth particle hydrodynamics). Результаты лучших вариантов моделирования с 20–30 тыс. железных и силикатных частей приводят к Луне с правильной массой (1/80 от земной) и силикатному составу с 3–4-процентным содержанием железа [6]. В результате ГС Земля приобретает быстрое вращение с периодом около 6 ч. Ядра сталкивающихся тел сливаются в ядро Земли; выделяющаяся при этом энергия нагревает ее до температур около 8000 К. Расчеты не приводят к окончательному формированию Луны, на орбитах вокруг Земли остается массив частиц, время его релаксации в компактное тело точно не определено.

В процессе столкновения значительная часть массы уходит на бесконечность. Будем называть эти частицы осколками образования Луны (ООЛ). Их распределение по массам, $dN/dm \sim m^{-q}$ ($q = 1.5\text{--}1.8$) [1], достаточно близко к распределению астероидов [7]. Воздействие этих убегающих масс на другие объекты СС привлекало внимание астрофизиков со следующей концепцией: авторы работы [8] пытались найти влияние ООЛ на пояс астерои-

дов, чтобы объяснить позднюю тяжелую бомбардировку, следы которой сохранились на поверхности Луны. Распределение лунных кратеров по размерам соответствует распределению по массам астероидов и ООЛ, а датировка начала поздней бомбардировки (4.1 млрд лет назад) близка датировке ГС. Но доказательство их причинно-следственной связи отсутствует. После изучения разлета осколков в СС мы предложим гипотетический сценарий, который мог бы объяснить позднюю бомбардировку падением на Землю и Луну самих ООЛ.

2. ТРАЕКТОРИИ ОСКОЛКОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

При ГС на бесконечность уходят массы, составляющие 56–71 % от массы Луны, или $(5\text{--}6) \cdot 10^{22}$ кг [1, 6]. Заметим, что масса всех современных астероидов примерно на порядок меньше. Однако бесконечность убегающих частиц — это бесконечность в земной системе отсчета, а в СС почти все частицы ООЛ выходят на конечные орбиты с периодами как меньше, так и больше года. Малая часть наиболее быстрых осколков улетает к кольцу астероидов и в область притяжения Юпитера.

Важнейшая особенность ООЛ состоит в том, что все они в течение первых тысяч своих периодов в

СС пролетают через не очень протяженную область земной орбиты, где происходил разлет ООЛ в процессе ГС. Это утверждение справедливо как для орбит в плоскости эклиптики, так и для орбит, наклоненных к ней (рис. 1).

Земля после ГС продолжает свое движение по эллиптической орбите с эксцентриситетом, близким к 0.1, даже если обе столкнувшиеся протопланеты до столкновения двигались по круговым орбитам. Через год после ГС и каждый следующий период Земля проходит очень близко к той точке СС, где произошло столкновение. Такая ситуация сохраняется в течение нескольких сотен лет после ГС, пока прецессия плоскости орбиты и смещение ее перигелия не уведут траекторию Земли от точки ГС на несколько миллионов километров.

Особый интерес представляют те ООЛ, которые приобретают вторую космическую скорость после нескольких столкновений больших кластеров с быстро вращающейся Землей. Эта когорта ООЛ разлетается от Земли, вращающейся с поверхностной скоростью около 2 км/с, со скоростью, несколько большей 11 км/с. Энергетический спектр таких осколков непрерывно сопряжен с теми частицами, из которых формируется Луна. Поэтому данная когорта представляет собой наибольшую долю массы всех осколков, улетевших на бесконечность в системе отсчета Земли. После удаления от системы Земля–Луна они движутся в СС по эллиптическим траекториям с большими полуосями, близкими к астрономической единице, и с периодами, близкими к году. Однако для вычисления орбит ООЛ этой когорты придется обратиться к численным решениям задачи трех тел.

3. УБЕГАНИЕ В ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Осколок, вылетевший в процессе ГС со скоростью, существенно большей второй космической, через один и сотни последующих периодов обращения с высокой точностью окажется в той же точке СС. Однако если его скорость лишь ненамного больше второй космической, это утверждение становится приближенным. Для дальнейших целей нам предстоит выяснить, насколько значителен разброс точек возврата. С этой целью мы исследовали численные решения задачи трех тел. Эти тела в интересующем нас случае есть: Солнце, система Земля–Луна, рассматриваемая как единая точка, и осколок с массой, много меньшей массы Земли m_E . Парамет-

ром этой задачи является также отношение массы системы Земля–Луна к массе Солнца m_S :

$$\mu = (m_E + m_M)/m_S = 3.036 \cdot 10^{-6}$$

($m_M = 0.012m_E$ — масса Луны). Малость этого отношения позволяет считать, что центр масс всех тел совпадает с центром Солнца, но не позволяет пренебречь μ при исследовании траекторий убегания осколков. В физической постановке этой задачи существует также неопределенность, связанная с тем, что угол между плоскостью удара и плоскостью эклиптики неизвестен.

Будем использовать уравнения ограниченной задачи трех тел [9] в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью Земли

$$\omega = \sqrt{\frac{G(m_E + m_S)}{a^3}} \approx \sqrt{\frac{Gm_S}{a^3}}.$$

Здесь G — гравитационная постоянная и $a = 1.496 \times 10^{11}$ м — астрономическая единица (а.е.). Наибольший интерес для нас представляет та часть земной орбиты, которая отстоит от точки ГС не далее, чем на 1 % окружности орбиты или на 3 сут по времени. В этой области можно пренебречь малым эксцентриситетом земной орбиты. В системе астрономических единиц, где $a = 1$, а время измеряется в годах, умноженных на 2π , траектория тела с пренебрежимо малой массой дается уравнениями

$$\ddot{x} - 2\dot{y} = x - \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1.5}} - \frac{\mu(x - x_E)}{[(x - x_E)^2 + (y - y_E)^2 + (z - z_E)^2]^{1.5}},$$

$$\ddot{y} + 2\dot{x} = y - \frac{y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1.5}} - \frac{\mu(y - y_E)}{[(x - x_E)^2 + (y - y_E)^2 + (z - z_E)^2]^{1.5}},$$

$$\ddot{z} = -\frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1.5}} - \frac{\mu z}{[(x - x_E)^2 + (y - y_E)^2 + (z - z_E)^2]^{1.5}}.$$

Примем за точку ГС координаты $x_E = 1$, $y_E = 0$, $z_E = 0$. Отметим то обстоятельство, что уравнение для координаты z не играет принципиальной роли для поставленной задачи. Разброс наиболее медленных, но все же убегających осколков происходил в плоскости экватора быстро вращающейся Земли, а

в СС он порождал орбиты с углами наклона i , величины которых примерно такие же, как наклон плоскости ГС к эклиптике.

Как показывают численные расчеты, наиболее критичны для определения орбитального движения те траектории осколков, которые проходят вблизи неустойчивых точек Лагранжа L1 или L2 с координатами $(1 \pm (\mu/3)^{1/3}, 0, 0) = (1 \pm 0.01, 0, 0)$. Поскольку они отстоят от точки ГС всего на 0.01 астрономической единицы, уравнение для вертикальной координаты z не играет существенной роли для преодоления потенциального барьера около точки L1 или рассеяния на L2. Для осколков, вылетающих под углом i наклона к эклиптике после их выхода на орбиту вокруг Солнца, проекции на эклиптику даются простым умножением на $\cos i$.

По этой причине ограничимся исследованием численных решений двумерной ограниченной задачи трех тел. Ее уравнения имеют вид

$$\ddot{x} - 2\dot{y} = x - \frac{x}{(x^2 + y^2)^{1.5}} - \frac{\mu(x-1)}{[(x-1)^2 + y^2]^{1.5}},$$

$$\ddot{y} + 2\dot{x} = y - \frac{y}{(x^2 + y^2)^{1.5}} - \frac{\mu y}{[(x-1)^2 + y^2]^{1.5}}.$$

Возврат от вращающейся системы координат $(x(t), y(t))$ в неподвижные координаты СС $(\xi(t), \eta(t))$ осуществляется преобразованием

$$\xi(t) = x(t) \cos t - y(t) \sin t,$$

$$\eta(t) = x(t) \sin t + y(t) \cos t.$$

Начальные условия для решений выбирались следующим образом:

$$x(0) = r_0 \cos \vartheta, \quad y(0) = r_0 \sin \vartheta, \quad r_0 = 0.0003,$$

$$\dot{x}(0) = v_0 \cos \vartheta, \quad \dot{y}(0) = v_0 \sin \vartheta.$$

Величина начального радиуса r_0 выбрана таким образом, чтобы масса формирующейся Луны заведомо оставалась внутри него. Численные решения существенно зависят как от начальной скорости v_0 , так и от углов вылета ϑ из системы Земля–Луна. Точность расчетов контролировалась вычислением единственного первого интеграла двумерной системы уравнений — инварианта Якоби

$$C_{Jac}(x, y) = x^2 + y^2 + \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2}} +$$

$$+ \frac{2\mu}{\sqrt{(x-1)^2 + y^2}} - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2).$$

Его относительные вариации вдоль всех расчетных траекторий оказались менее 10^{-8} . Разнообразие численных решений задачи трех тел показано на рис. 2 с разрешением по времени и на рис. 3 для разных углов вылета.

Важнейшее следствие полученных решений можно сформулировать так: задача трех тел имеет область хаотических решений, где их физическая применимость обеспечивается многочисленностью медленной когорты ООЛ. Результаты расчетов показывают следующее.

1. При скоростях, меньших критической, малое тело остается на орбите вокруг Земли; в дальнейшем после релаксации из этих тел формируется Луна.

2. Критическая скорость убегания слабо зависит от угла вылета. При скоростях, лишь немного больших критической, малое тело огибает одну из точек Лагранжа, L1 или L2, и выходит на орбиту вокруг Солнца с большой полуосью как меньшей, так и большей единицы. Дисперсия хаотических отклонений большой полуоси от единицы около 0.06.

3. При дальнейшем увеличении скорости величина отклонения точки возврата от точки вылета регулярно уменьшается по абсолютной величине, оставаясь отрицательной в случае пролета около точки L1 или положительной при пролете около точки L2.

Хаотичность решений и их переход к регулярным изменениям показан на рис. 4. Хаос есть общее свойство задачи трех тел [10]. В нашем случае это один из источников разнообразия геофизических следствий образования Луны.

4. ГАЗОПЫЛЕВОЙ СТРУЙНЫЙ ПОТОК

Кроме железных ядер и силикатных оболочек на обеих столкнувшихся протопланетах, вероятно, были свои атмосферы, а возможно, и первичные океаны, покрытые льдом, поскольку светимость Солнца в момент ГС была меньше современной. Влияние ледяных оболочек и атмосфер на теоретические расчеты ГС пренебрежимо мало. Однако при разогреве поверхности Земли до $(6-8) \cdot 10^3$ К все летучие составляющие столкнувшихся тел (лед, метан, азот) вместе со всей кристаллизационной водой термически распавшихся минералов также приобретают скорости выше второй космической системы Земля–Луна. Траектории газовых молекул совпадают с траекториями ООЛ. Газы охлаждаются за счет адиабатического расширения и частично конденсируются на поверхности силикатной пыли и на массивных осколках, остывших за счет теплового излу-

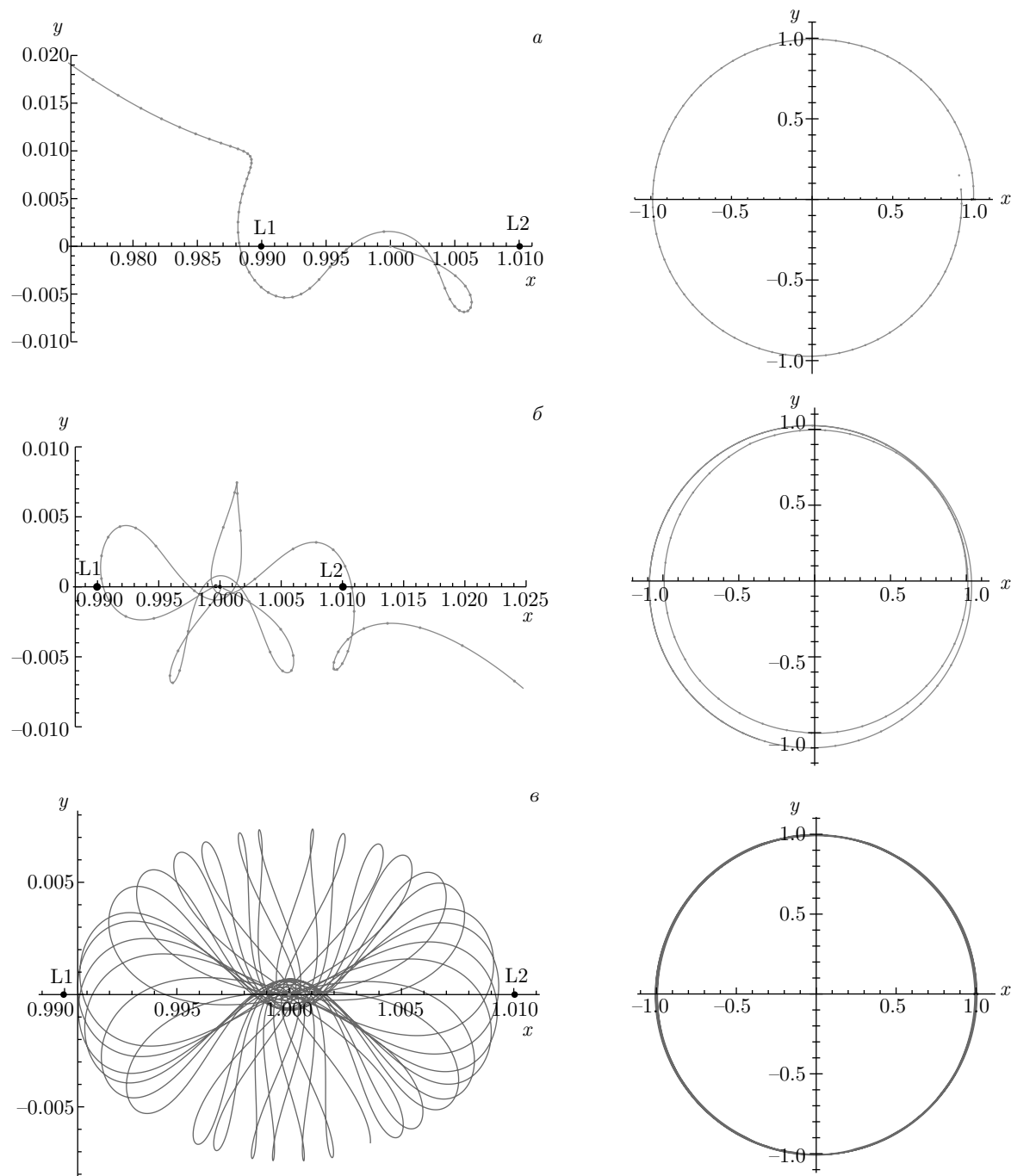


Рис. 2. Траектории движения малого тела со скоростями, близкими к критической. На левых частях рисунка движение показано во вращающейся системе отсчета, на правых — в неподвижной. Безразмерные (в астрономических единицах) скорости вылета тела с расстояния 0.0003 а. е. (7 радиусов Земли) составляли 0.39565, 0.3940 и 0.3936 соответственно для *а*, *б* и *в*. Угол вылета во всех вариантах равен $45\pi/24$. Выход на околосолнечную орбиту происходит левее точки Лагранжа L1 (вариант *а*) или правее точки Лагранжа L2 (вариант *б*). При скорости, меньшей критической (вариант *в*), тело остается в полости Роша около Земли

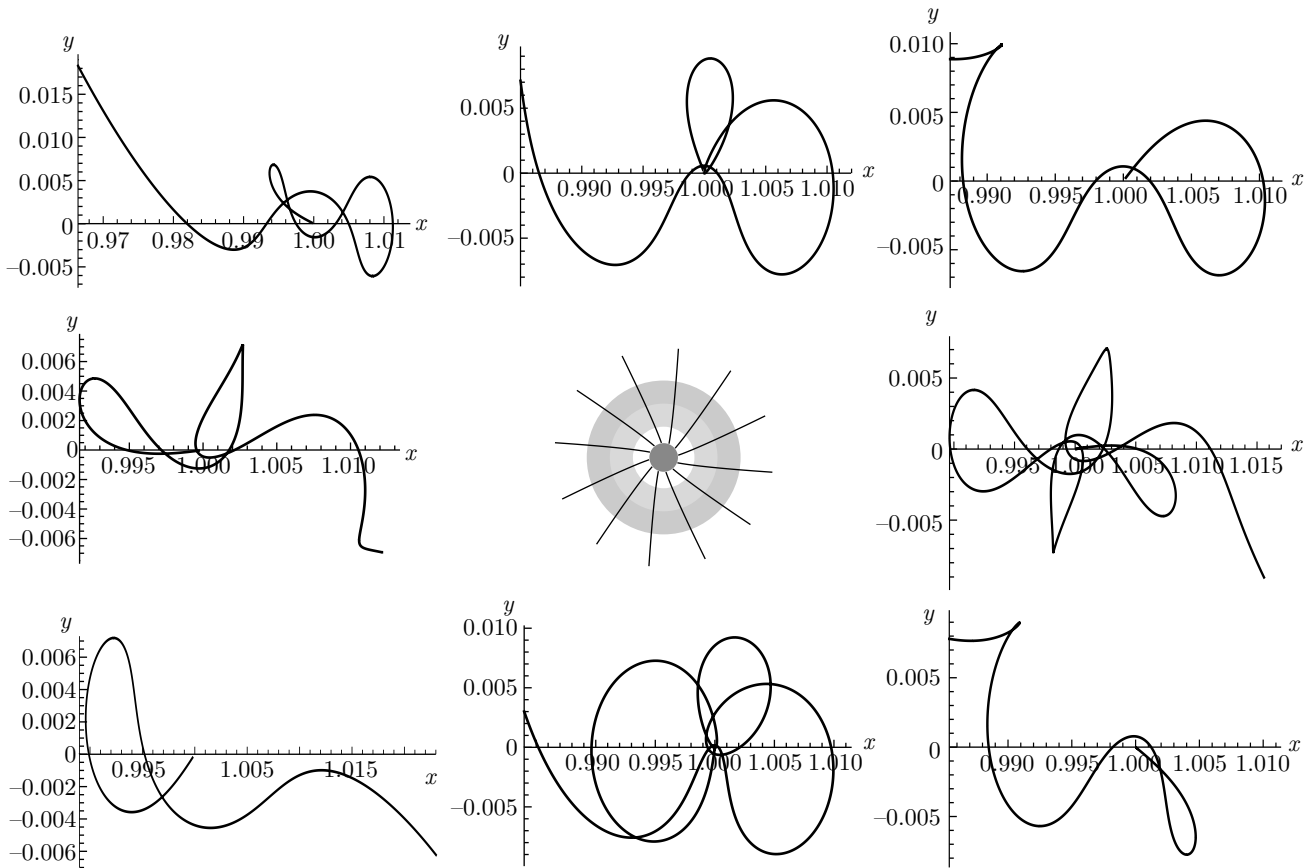


Рис. 3. (В цвете онлайн) Разнообразие траекторий наиболее медленной когорты ООЛ. В центре — параболические орбиты вблизи Земли (красный круг), пересекающие область формирования Луны (кольца). Их начальные скорости имеют тангенциальную составляющую около 2 км/с. По периферии рисунка траектории осколков, вылетающих под разными углами, представлены численными решениями задачи трех тел во вращающейся системе координат

чения. В результате уже через несколько периодов обращения весь материал, испаренный при ударе, будет пролетать через область ГС в виде газа и множества пылевых тел, покрытых грязным льдом.

Протяженность этого газопылевого струйного потока определяется как временем формирования пояса частиц, из которого образуется Луна, так и разбросом точек возврата ООЛ к точке вылета; обе эти величины одного порядка. Первая из них есть продолжительность эффективного разлета осколков. Как следует из расчетов ГС, она занимает около 2.5 сут. Вторая величина — отклонение самых медленных орбит от точки вылета после первого оборота вокруг Солнца — имеет дисперсию, равную $6 \cdot 10^{-3}$ а. е. Следовательно, струйный поток имеет длину $l \sim 6$ млн км вдоль земной орбиты или $7 \cdot 10^{-3}$ долю ее окружности. Толщина струйного потока определяется углом наклона плоскости ГС к эклиптике, который нам неизвестен, но, по-видимому, бли-

зок к углу наклона земной оси, $20\text{--}30^\circ$. Толщины струйного потока в обоих направлениях, перпендикулярных земной орбите, можно оценить, как $(0.1\text{--}0.2)l$ или 1 млн км по порядку величины (рис. 5). Заметим, что шанс наблюдения струйных потоков около других звезд ничтожно мал, поскольку продолжительность существования интенсивного струйного потока не превышает нескольких тысяч лет.

Принимая массу газа в объеме струйного потока равной 1.5–2 массам земного океана, получим оценку длины свободного пробега молекул порядка 30–100 км, что значительно меньше как продольного, так и поперечного размера потока. Температуру газов в потоке оценивать не следует, поскольку их распределение по скоростям отличается от максвелловского. Небольшой вклад в газовую составляющую струйного потока вносит также солнечный ветер. Хотя Солнце к моменту ГС уже вышло из активной стадии T-Tauri, его интенсивность была

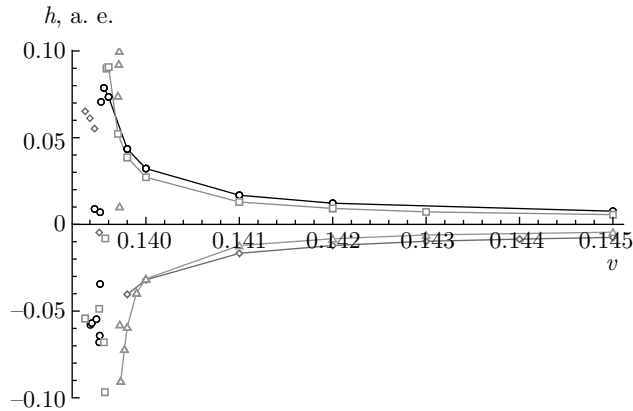


Рис. 4. (В цвете онлайн) Отклонения h точек возврата от точки убегания в зависимости от безразмерных скоростей убегания v . При превышении критической скорости на 0.3–0.4 % отклонения имеют хаотический характер со средне-квадратичным отклонением, равным 0.059. При дальнейшем росте скорости убегания отклонения убывают по величине, не меняя знака. Черные кружки и линия — при угле вылета $\theta = 0$; красные квадраты и линия — при $\theta = \pi/4$; зеленые треугольники и линия — при $\theta = \pi$; синие ромбы и линия — при $\theta = 5\pi/4$

на несколько порядков выше современной. Роль солнечного ветра для концентрации газа незначительна; она проявляется только в сдувании наружу его легких компонентов.

Воздействие малых тел рассматривалось ранее в работе [11]. В ней изучалось торможение планет и крупных тел силикатной пылью, которое способствует уменьшению их эксцентриситетов и углов наклона к эклиптике. Кроме этих процессов, сформировавших СС практически в одной плоскости, малые осколки рассматривались и как источник поздней бомбардировки. Однако в этой работе не были отмечены стадии квазистационарности газопылевого струйного потока и его концентрация в той тонкой области СС, где происходил разлет осколков после ГС.

Земля и формирующаяся Луна ежегодно пролетают через струйный поток, длительность пролета продолжается примерно 3 сут. Земная поверхность быстро охлаждается тепловым излучением, и за год нахождения вне струйного потока ее температура падает ниже 10^3 К. Этого достаточно для удержания в земной атмосфере азота, метана и паров воды. На Луне газы, оставшиеся на околоземных орбитах после ГС, удержаться не могут; они формируют первую, тонкую, атмосферу Земли.

Влияние газа и мелких тел на движение средних и крупных ООЛ, а также на Землю и Луну очень су-

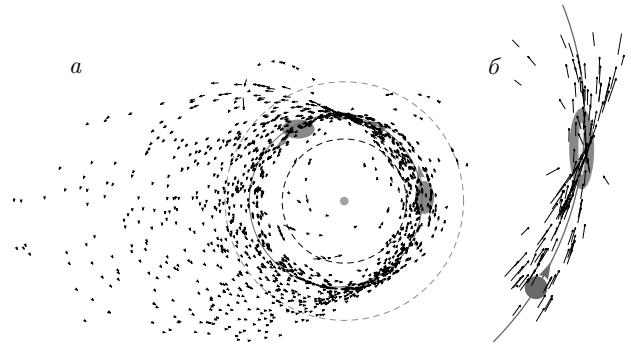


Рис. 5. (В цвете онлайн) а) Позиции Земли (синий круг вне масштаба) и 1250 частиц ООЛ (черные стрелки) через 299.8 лет после ГС. Орбита Земли показана синим эллипсом с эксцентриситетом 0.1, орбита Венеры — черной штриховой окружностью, усредненная орбита Марса — красной штриховой окружностью, Солнце — желтым кругом вне масштаба. Почти все ООЛ в своем движении по эллиптическим орбитам пересекают орбиту Земли в близкой окрестности точки ГС. Молекулы азота, воды, метана и других летучих веществ, улетающих с поверхности Земли в процессе ГС, перемещаются по тем же орбитам, а вблизи точки ГС образуют газопылевой струйный поток. Область концентрации газов с длиной свободного пролета, меньшей 100 км, показана голубым, а меньшей 300 км, — серым. В этих областях происходит конденсация воды на поверхности крупных ООЛ и Земли, а также выравнивание скоростей ООЛ со скоростью Земли. Вследствие этого торможения заметная часть ООЛ попадает в окрестности треугольных точек Лагранжа L4 и L5, показанных серыми овалами. Устойчивость ООЛ на этих орбитах на сотни миллионов лет задерживает их столкновения с Землей и Луной. б) Земля и область газопылевого струйного потока в крупном масштабе

щественно, но оно с большим трудом поддается расчетам и моделированию. Поэтому дальнейшее описание носит качественный характер с оценками характерных времен по порядку величины. Наибольшая концентрация газа и осколков в струйном потоке обеспечивается медленной когортой ООЛ; большие полуоси их орбит близки к единице, эксцентриситеты малы, а их скорости мало отличаются от скорости Земли как в большую, так и в меньшую сторону. Сечения σ столкновения с Землей (и Луной) пропорциональны квадрату их радиусов R , но сильно нарастают при уменьшении скорости v_∞ сближения:

$$\sigma = \pi R^2 \left[1 + \left(\frac{v_c}{v_\infty} \right)^2 \right],$$

где v_c — вторая космическая скорость системы Земля–Луна, близкая к 11 км/с. Поэтому значительная часть тел медленной когорты с большими осями в

интервале 1 ± 0.01 выпадут на Землю и Луну в течение первых сотен лет после ГС. Крупные осколки при этом пробивают тонкий слой затвердевшей коры, существенно разогревая поверхность.

Газовые составляющие струйного потока за это время обогатят земную атмосферу, но конденсация паров воды в океан начнется только после остывания земной поверхности ниже 600 К — критической температуры воды. По-видимому, этот момент наступает не ранее нескольких тысяч лет после ГС.

Столкновения ООЛ между собой, а также с газом и пылью на скоростях в несколько километров в секунду сопровождаются ионизацией газов и концентрацией электрического заряда на малых частицах, что значительно ускоряет процесс конденсации летучих составляющих на поверхности осколков. Одновременно с конденсацией газов в струйном потоке происходит множество химических реакций почти со всеми элементами таблицы Менделеева. В частности, изначально восстановительный характер газовой среды постепенно становится более окислительным, поскольку при ударной диссоциации молекул воды возникает кислород, вступающий в реакцию с металлами и газами, а водород вытесняется солнечным ветром на периферию СС.

Через несколько тысяч лет после ГС вследствие прецессии плоскости земной орбиты и смещения перигелия траектория Земли отклонится от точки ГС и регулярные пересечения струйного потока прекратятся. Газопылевой струйный поток в узкой области орбиты также исчезнет, поскольку в течение этого времени все ООЛ изменят плоскости своих орбит, сместят точки перигелия и точки своего пересечения с земной орбитой. Однако уцелевшие осколки с высокой точностью сохраняют свои большие оси, эксцентриситеты и наклоны орбит. В результате образуется почти равномерное распределение ООЛ относительно орбиты Земли с небольшими углами наклона.

Столкновения Земли и Луны с ООЛ, движущимися по тем орбитам, которые хаотически распределены по своим большим полуосям, можно оценить статистически. Вероятность w единичного столкновения с Землей и Луной осколка, период которого далек от 1 года, равна отношению их сечений πR^2 к поверхности, которую они «заметают» в своем движении по орбите радиуса a , следовательно, $w \sim R/2a$. Величина $w = 21 \cdot 10^{-6}$ для Земли и $w = 5.8 \cdot 10^{-6}$ для Луны. Это означает, что число ООЛ должно убывать экспоненциально быстро с характерным временем, равным всего 3 млн лет. Отсюда следует, что уже через 10 млн лет после ГС

(ничтожно малое в геологическом масштабе время) все ООЛ должны были бы исчезнуть, выпав на нашу планету и ее спутник. К этому моменту заканчивается ранняя тяжелая бомбардировка. Небольшая часть ООЛ с малой вероятностью может попасть на Марс и Венеру, но оценить эту долю весьма сложно.

5. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ ОСКОЛКОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ

Рассмотрим тепловую эволюцию крупных силикатных ООЛ размерами 150 ± 50 м, и массами 10^{10} – 10^{11} кг, движущихся по орбитам с большими полуосями в диапазоне 0.9–1.1 а.е. Такие ООЛ с большей вероятностью происходят из медленной коры осколков. Перед удалением от Земли они были разогреты до температур порядка 10^3 К, поэтому в своем начальном состоянии тела таких размеров имеют сферическую форму и плотную сухую поверхность. Остывают они достаточно медленно, что упрощает качественный анализ их теплового режима. Он определяется одним коротким процессом длительностью порядка нескольких суток — столкновениями с молекулами газов и мелкими силикатными частицами при пересечении газопылевого потока. Два других относительно длительных воздействия (с временами около года) продолжаются во время движения ООЛ по остальной части орбиты. Это — остывание при тепловом излучении и нагрев инсоляцией.

Тепловые характеристики силикатных осколков в течение первых оборотов вокруг Солнца можно считать близкими к плотности ρ , теплоемкости (c_p) и теплопроводности (κ) метеоритов [12]:

$$\rho = (3.2\text{--}3.9) \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \quad c_p = 680\text{--}900 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

$$\kappa = 2.3\text{--}3.9 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}.$$

Температуропроводность χ силикатных метеоритов оказывается лежащей в достаточно узком диапазоне:

$$\chi = \frac{\kappa}{c_p \rho} = (1.03\text{--}1.20) \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}} = 35 \pm 3 \frac{\text{м}^2}{\text{год}}.$$

Такая величина температуропроводности означает, что за время движения по орбите воздействие теплового излучения и инсоляции проникает на расстояние $D(t) = 2\sqrt{\chi t}$. За год эта глубина выравнивания температуры составляет около 12 м, что существенно меньше размеров рассматриваемых нами крупных ООЛ.

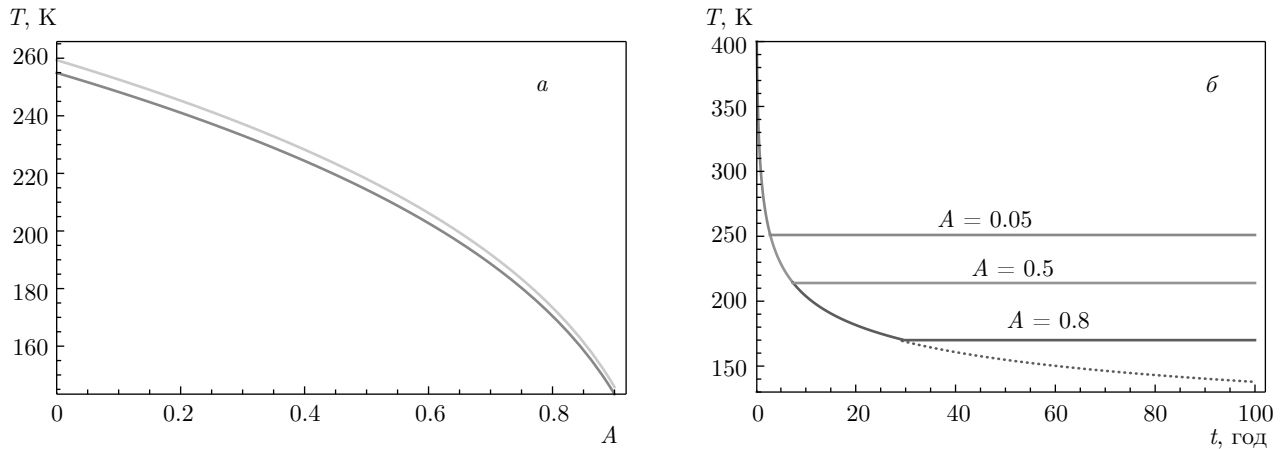


Рис. 6. (В цвете онлайн) Охлаждение сферической поверхности ООЛ. *а)* Зависимость радиационной температуры от альbedo при освещении слабым Солнцем: желтая кривая для солнечной светимости, равной 0.75 от современной, и температуры, равной 5377 К, красная — для солнечной светимости, равной 0.7 от современной, и температуры, равной 5285 К. *б)* Общая кривая и синяя пунктирная линия — зависимость температуры поверхности ООЛ от времени в отсутствие инсоляции; красный уровень — для ООЛ с альbedo $A = 0.05$; зеленый — с $A = 0.5$; синий — с $A = 0.8$

Светимость Солнца в интересующий нас период эволюции СС была заметно слабее. Она составляла 70–75 % от современной величины. Соответствующая эквивалентная температура черного излучения Солнца была равна $T_{0.7} = 5287$ К или $T_{0.75} = 5377$ К. Радиационную температуру вращающихся сферических тел можно оценить по известной формуле

$$T_{rad} = T_S \sqrt{\frac{R_S}{2a}} (1 - A)^{1/4},$$

где R_S — современный радиус Солнца и a — среднее расстояние до него (большая полуось). График зависимости T_{rad} от альbedo A приведен на рис. 6а. В частности, для темных тел с альbedo, равным 0.05, радиационная температура окажется близкой к 250 К.

Для оценки скорости убывания температуры T поверхности ООЛ будем использовать упрощенную формулу радиационного охлаждения, полученную интегрированием обыкновенного дифференциального уравнения

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\sigma T^4}{2\sqrt{\chi t}},$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана. Поскольку внутренняя температура крупных ООЛ в течение первых оборотов остается существенно выше поверхностной, постоянной интегрирования можно пренебречь. В результате получаем

$$T(t) = \left(\frac{9\sigma^2}{\kappa \rho c_p} \frac{1}{t} \right)^{1/6}.$$

Возможная ошибка в численном коэффициенте этой формулы с избытком перекрывается двукратным разбросом произведения $\kappa \rho c_p$ по данным работы [12]. График зависимости уменьшения температуры поверхности от времени приведен на рис. 6б вместе с его переходом к радиационным температурам для трех значений альbedo. График описывает остывание крупных ООС; осколки меньшего размера успевают остыть по всей своей массе и переходят к радиационным температурам раньше крупных.

На рис. 6б не отражены периодические процессы короткого нагревания поверхности ООЛ при их пересечении с газопылевым потоком. Их изучение затруднено неопределенностью данных по скоростям компонент потока, распределению малых ООЛ по массам и необходимостью моделирования столкновений и последующей релаксации. Мы сделаем попытку качественного описания возможных процессов в потоке.

Пролет Земли и всех ООЛ сквозь газопылевой поток занимает короткое время, несколько суток. Интенсивные столкновения с частицами пыли и молекулами газов разогревают тонкий слой поверхности осколков, затем в течение всего периода обращения они охлаждаются. Характерные скорости частиц пыли и молекул газа относительно точки ГС (точнее, всей области потока) составляют по порядку величины несколько километров в секунду. Газовый поток быстро испаряет лед, который мог накопиться на поверхности ООЛ в течение годичного пути по орбите. Столкновение на таких скоростях час-

тиц пыли с силикатной поверхностью ООЛ оставляет на ней кратеры, размер которых зависит от массы ударника. Разлет силикатного материала кратера не слишком сильно меняет ситуацию в газопылевом потоке, способствуя выравниванию скоростей. Поверхность ООЛ в месте удара локально разогревается до температур, которые могут превышать температуру плавления силикатного материала. Остывание поверхности в месте удара вследствие теплового излучения происходит довольно быстро, но оценка сильно зависит от интенсивности удара. Возможно, этот процесс формирует капли расплава, характерные для хондритов.

После многократного пересечения области газопылевого потока состояние поверхности меняется; локально перегретые части поверхности ООЛ быстро охлаждаются. За несколько суток пересечения области потока прогрев успевает распространиться вглубь только на метр по порядку величины, что мало влияет на общий тепловой баланс, определяемый радиацией запасенного тепла и инсоляцией. Однако на холодной поверхности ООЛ происходит конденсация паров воды, увлеченных им при пересечении области газопылевого потока, в результате альбедо ООЛ возрастает, усиливая их охлаждение.

6. ГИПОТЕЗЫ ПОЗДНЕЙ БОМБАРДИРОВКИ

Датировка лунных кратеров [6, 13] показывает, что поздняя тяжелая бомбардировка происходила с постоянно убывающей интенсивностью. Она экспоненциально затухала с характерным временем около 150–200 млн лет в течение 4.1–3.6 млрд лет, а затем с 3.5 до 1 млрд лет до нашего времени с характерным временем около 500–600 млн лет. В течение последнего миллиарда лет поток крупных астероидов на Луну (и Землю) убывал с еще большим ускорением [13], почти исчезая в современную эпоху.

В настоящее время наиболее распространенное объяснение поздней тяжелой бомбардировки изложено в работах Морбиделли и его соавторов [3, 14]. Оно выдвинуто на основе красивого численного решения задачи о резонансном обмене местами орбит Сатурна и Урана. Обратим внимание на то, что выбор начальных условий этих расчетов весьма условен. К сожалению, сегодня нет теории, объясняющей распределение момента вращения в СС, где весь момент остался в планетах-гигантах. Начальные условия этой задачи подобраны искусственно для осуществления обмена планет, но в принципе

такой сценарий возможен. Однако обмен орбитами, потрясший СС, произошел всего лишь около 10 млн лет от начала счета. Авторы не указывают его абсолютных дат, но естественно полагать, что физическим нулем отсчета должен быть момент, близкий к образованию СС. В этом случае датировка поздней бомбардировки отстает от начала расчетов настолько далеко, что гипотеза группы Морбиделли [14] вызывает разумные сомнения.

Мы предлагаем иную гипотезу ускоряющегося затухания поздней бомбардировки; этот сценарий ранее не рассматривался. Он состоит в том, что тела, оказавшиеся вблизи точек Лагранжа L4 и L5 (они расположены под углами $\pm 60^\circ$ относительно Земли на ее орбите), длительное время движутся по устойчивым траекториям. Процесс захвата осколков в точке L4 или L5 представляется вполне естественным ввиду существования газопылевого потока в окрестности точки ГС. Треугольные точки Лагранжа, как и Земля, ежегодно проходили через газопылевой струйный поток. В такие моменты с заметной вероятностью могло происходить столкновение двух ООЛ, у одного из которых скорость немного меньше орбитальной скорости Земли, а у другого — больше. В результате потери скорости при столкновении возникало одно или несколько тел, движущихся по устойчивым орбитам в области треугольных точек Лагранжа. Пыль от нескольких таких столкновений тормозила скорости более крупных тел, усиливая устойчивость их орбит около треугольных точек.

Оценка вероятности возможного выхода тела из устойчивой области между точками L4 и L5 достаточно сложна. Строгого доказательства роли треугольных точек Лагранжа в объяснении поздней тяжелой бомбардировки пока нет. Эта гипотеза, безусловно, нуждается в более развернутом подтверждении численными трехмерными расчетами. В настоящее время обнаружен только один 300-метровый астероид 2010ТК вблизи точки Лагранжа L4. Он был открыт инфракрасным космическим телескопом WISE в 2010 г. Его период 1.00346 г., эксцентриситет 0.19084, наклон орбиты 20.88° .

7. ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

Важнейшее следствие предложенного сценария — радикальное изменение общепринятого мнения о происхождении земного океана. Принятая в геологии концепция состоит в том, что он образовался выделением ювенильных вод в процессе гравитационной дифференциации. Напротив,

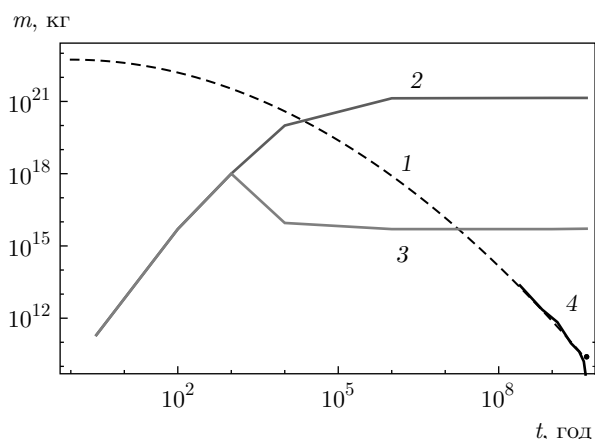


Рис. 7. (В цвете онлайн) Изменения суммарной массы ООЛ (черная штриховая кривая 1), а также масс земной атмосферы (синяя ломаная 2) и океана (серая ломаная 3) после ГС. Масса ООЛ убывает вследствие столкновений с Землей и Луной. Ранее 10^3 лет температура земной поверхности препятствует конденсации воды, атмосфера формируется из азота, метана и льдов ООЛ в виде водяного пара. Затем начинается конденсация океана, масса которого нарастает до современной через 10^4 – 10^5 лет после ГС. Через 10^6 лет все ООЛ на обычных орбитах СС исчезают в столкновениях с Землей и Луной, осколки остаются только в окрестностях треугольных точек Лагранжа. Наступает стадия поздней бомбардировки ($2 \cdot 10^8$ – 10^9 лет после ГС или 1.5–3.5 млрд лет назад). Динамика выпадения масс в этот период построена по данным работ [8, 13] о возрасте лунных кратеров (черная кривая 4). Однако окончание пунктирной кривой (жирная точка) соответствует крупному астероиду 2010ТК массой $3 \cdot 10^{10}$ кг из окрестности точки L4

концепция образования Луны при ГС полностью исключает общепринятую точку зрения. Расплавленная при высоких температурах поверхность Земли сразу после ГС лишена даже следов влаги. Первые поступления газов (в том числе водяных паров) в атмосферу происходили в течение первых сотен лет после ГС, когда Земля многократно проходила через газопылевой струйный поток. Эти столкновения поставляют планете азот, метан, аммиак и воду, создавая первичные восстановительные атмосферу и океан. За 10 млн лет после ГС Земля захватит все газы, кроме водорода и гелия, а также все ООЛ, кроме тех, которые были захвачены треугольными точками Лагранжа. Этапы убывания суммарной массы ООЛ, а также формирования атмосферы и океана Земли качественно представлены на рис. 7.

Необходимо отметить, что переход к окислительной среде на Земле, возможно, начался примерно в

то же время. На Земле отсутствуют породы коры, которые разрушались ранней бомбардировкой; они попадали в мантию и расплавлялись. Обнаружены только тугоплавкие цирконы, которые образовались из небольших количеств кислого (гранитного) расплава. Датировка этих цирконов относится к интервалу от 4.4 до 4.1 млрд лет назад. Земные цирконы имеют цериевую аномалию в распределении редкоземельных элементов по сравнению с хондритами [5] и лунными цирконами. Этот факт свидетельствует о том, что к этому времени на Земле уже сформировалась водная и частично окислительная среда, в то время как во всех лунных цирконах отмечено только восстановительное окружение.

Другие существенные геологические следствия ГС относятся к летучим металлическим соединениям, которые вместе с силикатами покинули Землю при столкновении протопланет, а затем вернулись на нее и на Луну как при ранней, так и при поздней бомбардировках [13, 15]. Обнаружены аномалии таких элементов, как индий, кадмий, цинк [16, 17] и калий [18]. Аномалия разных соотношений двух изотопов неона в земной атмосфере, солнечном ветре и хондритах [19] не получает объяснения в рамках исследованных процессов, происходивших с осколками образования Луны.

8. ВЫВОДЫ

В работе получены количественные решения ограниченной задачи трех тел, показывающие реальность образования газопылевого струйного потока в той области Солнечной системы, где произошло Гигантское столкновение. Рассмотрена тепловая эволюция крупных осколков. Предложенная концепция последующих столкновений осколков образования Луны приводит к ряду геофизических следствий, среди которых наиболее важна новая концепция формирования атмосферы и океана Земли.

Все вычисления и иллюстрации этой статьи были выполнены с помощью программы Wolfram Mathematica Version 12.0.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Canup and E. Asphaug, *Nature* **412**, 208 (2001).
2. T. M. Harrison, A. K. Schmitt, M. T. McCulloch et al., *Earth Planet. Sci. Lett.* **268**, 476 (2008).
3. K. Tsiganis, R. Gomes, A. Morbidelli et al., *Nature* **435**, 459 (2005).

4. К. С. Condie, *Earth as an Evolving Planetary System*, Elsevier, Amsterdam (2011).
5. М. И. Кузьмин, В. В. Ярмолюк, А. Б. Котов, Литосфера **18**, 653 (2018).
6. R. M. Canup, *Icarus* **168**, 433 (2004).
7. P. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle et al., *Nature* **420**, 294 (2002).
8. W. F. Bottke, D. Vokrouhlicky, D. Minton et al., *Nature* **485**, 78 (2012).
9. A. E. Roy, *Orbital Motion*, IOP Publ., New York (2005).
10. S. Liao, *Comm. Nonlinear Sci. Numer. Simulat.* **19**, 601 (2014).
11. H. E. Schlichting, P. H. Warren, and Q.-Z. Yin, *Astrophys. J.* **752**, 8 (2012).
12. Е. Н. Слюта, *Астрон. Вестник* **51**, 72 (2017).
13. S. Mazrouei, R. R. Ghent, W. F. Bottke et al., *Science* **363**, 253 (2019).
14. R. Gomes, H. F. Levinson, K. Tsiganis, and A. Morbidelli, *Nature* **435**, 466 (2005).
15. C. A. Norris and B. J. Wood, *Nature* **549**, 507 (2017).
16. Z. C. Wang, V. Laurenz, S. Petitgirard et al., *Earth Planet. Sci. Lett.* **435**, 136 (2016).
17. R. C. Paniello, J. M. D. Day, and F. Moynier, *Nature* **376**, 290 (2012).
18. K. Wang and S. Jacobsen, *Nature* **538**, 487 (2016).
19. C. D. Williams and S. Mukhopadhyay, *Nature* **565**, 78 (2019).