

РАННЕЕ ФОРМИРОВАНИЕ КОМЕТНЫХ ТЕЛ И РОДИТЕЛЬСКИХ ТЕЛ МЕТЕОРИТОВ

Г.В. Печерникова, А.В. Витязев, В.Н. Сергеев

Исследована столкновительная эволюция газопылевых сгущений, образовавшихся в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске околосолнечной газопылевой туманности. В работе рассмотрено раннее образование плотных планетезималей в зоне Земли и в области Юпитера. Показано, что уже через несколько сотен оборотов вокруг Солнца после образования сгущений в диске среди пылевых сгущений появляются плотные планетезимали. Оценены времена их формирования. Времена образования ледяных планетезималей (кометных ядер) в области Юпитера допускают наличие жидкой фазы в их недрах за счет нагрева радионуклидами.

Введение

Роль комет в зарождении жизни на Земле активно обсуждается в течение нескольких десятилетий [Or'ó et al., 2006]. Кометы богаты водой и углеродом – двумя ключевыми составляющими земной жизни. Вполне вероятно, что сочетание экзогенных и эндогенных источников способствовало синтезу и накоплению строительных блоков жизни на ранней Земле. Вода – самое распространенное летучее вещество в Солнечной системе, составляющее около половины конденсированной массы в твердых телах. Выживание и эволюция жидкой и твердой воды в малых телах обсуждается в работе [Jewitt et al., 2006].

Результаты исследований тепловой, химической и структурной эволюции ранних планетезималей приведены в работах [Vityazev, 1996; Busarev et al., 2003; Prialnik et al., 2005; 2008; Podolak, Prialnik, 2006] и многих других. Одним из основных источников разогрева недр ранних планетезималей в первые миллионы лет после образования CAI (кальций-алюминиевых включений) являлся радиоактивный распад короткоживущих изотопов, прежде всего ^{26}Al с периодом полураспада 0,72 млн лет. На это указывают данные по распространенности короткоживущих изотопов на время образования CAI [Davis, McKeegan, 2014]. В контексте возможного плавления и длительного существования жидкой фазы в недрах кометных тел, являющегося условием возникновения первичных форм жизни, важным оказывается время формирования кометных ядер. Результаты, полученные в [Wakita, Sekiya, 2011], показывают, что ледяные планетезимали, образовавшиеся на 2,4 млн лет позже формирования CAI, не могут достичь температуры плавления льда, независимо от их размеров и начальной температуры. В обзорной статье [Gail et al., 2013] рассмотрены радиоизотопные возраста метеоритов и их компонентов, эволюция малых тел – сроки аккреции, тепловой и водный метаморфизм, дифференциация, остывание и ударный метаморфизм, моделирование тепловой эволюции родительских тел метеоритов. Показано, что при пористости исходного материала относительно небольшие тела (<несколько км) будут дифференцироваться, если они образовались в пределах 2 млн лет после образования CAI. В этой работе так же отмечено, что вывод, сделанный в [Wakita, Sekiya, 2011], вероятно, должен быть пересмотрен в сторону более позд-

них времен, если учитывать долгоживущие нуклиды. На раннее формирование родительских тел некоторых магматических железных метеоритов ($\approx < 1$ млн лет), а также хондр в L, LL и H хондритах ($1,7 \pm 0,7$ млн лет после CAI) указано в работе [Kleine et al., 2009].

В настоящей работе представлены результаты расчетов ранних времен образования ледяных планетезималей (кометных ядер) в зоне Юпитера и родительских тел метеоритов в зоне Земли.

Эволюция протопланетного диска

Звезды и околозвездные газопылевые допланетные диски образуются в едином процессе гравитационного коллапса фрагмента большого межзвездного газопылевого облака (см. [Protostars and Planets, 1978; Витязев, Печерникова, 2010] и др.).

Согласно работе [Дорофеева, Макалкин, 2004] длительность стадии протозвезды (стадии коллапса) $\sim (1 \div 5) \cdot 10^5$ лет. Это – время образования молодого Солнца и околосолнечного диска. Близкие результаты получены в работе [Ciesla, Yang, 2010], где показано, что тугоплавкие объекты, которые сформировались на самых ранних стадиях ($t < 10^5$ лет) формирования диска, составляют более 99% от сохранившихся. Это предельное время, когда короткоживущие нуклиды могли быть введены в Солнечную систему, и ограничение, где $t = 0$ в метеоритике падает на астрофизические стадии формирования звезды и диска.

Так же, как и межзвездная среда, протосолнечная туманность содержала около 1% массы в виде пылевых частиц с размерами $\sim 10^{-5}$ см. За всё время коллапса частицы, сталкиваясь между собой, вырастали от начального размера 10^{-5} до 10^{-4} см. Падая вместе с газом протосолнечной туманности на внутреннюю (близкую к Солнцу) часть диска они могли разрушаться, плавиться и даже испаряться. Частицы, попадавшие на внешнюю часть диска, сохраняли в значительной степени свойства межзвездных пылинок. В то же время горячий газ, удалявшийся из внутренней части растущего диска наружу, охлаждался, и в нем конденсировались сначала силикаты и металлы, а затем и летучие вещества. К концу коллапса в диске была смесь межзвездных частиц с частицами, родившимися в диске, относительное содержание которых зависело от расстояния до Солнца [Витязев и др., 1990; Дорофеева, Макалкин, 2004].

На стадии вязкой эволюции диска пыль начинает опускаться к центральной плоскости диска. Если после коллапса в диске существовала стадия конвективной турбулентности, то она не была длительной и привела лишь к увеличению размеров твердых частиц до $10^{-3} - 10^{-2}$ см [Сафронов, 1969]. После прекращения аккреции на диск в нем развиваются процессы взаимодействия пыли и газа, влияющие на скорости движения пылевых частиц по R и z направлениям. Равновесие в направлении z , перпендикулярном центральной плоскости, поддерживается градиентом давления. Масса пыли по сравнению с массой газа мала ($\sim 10^{-2}$) и её влиянием на структуру газового диска пренебрегают.

Если бы газ вращался точно с кеплеровской круговой скоростью, то с той же скоростью двигались бы и увлекаемые им частицы. Но z -компонента тяготения Солнца заставляет частицы опускаться к центральной плоскости диска. Более крупные из них, опускаясь быстрее и поглощая другие частицы на своем пути,

достигнув плоскости $z = 0$, увеличили бы свой радиус до 1 см (в зоне Земли). Однако наличие радиального градиента давления в газе ослабляло тяготение Солнца. Радиальный градиент давления приводит к отставанию газа от кеплеровского движения. Газ вращается медленнее, тормозит частицу и вынуждает ее отставать от кеплеровской скорости. В результате, отдавая свой орбитальный момент газу, она как бы медленно «падает» на Солнце, двигаясь по спирали.

Скорость опускания уменьшается из-за уменьшения z , но увеличивается из-за увеличения массы в результате слипания частиц при столкновениях. Время опускания порядка $10^3 \cdot P_K$ (P_K – кеплеровский период). То есть для зоны Земли время опускания порядка 1000 лет, для зоны Юпитера – на порядок больше.

Строгое решение задачи опускания частиц к центральной плоскости диска включает одновременно с оценкой их скоростей v_z и v_R также определение функции распределения частиц по размерам в этом процессе, то есть решение уравнения коагуляции, включая дополнительное изменение распределения масс при опускании частиц. Функция распределения частиц по массам, в свою очередь, зависит от скоростей столкновений частиц, вернее, от результатов столкновений – частицы объединяются при столкновении или разрушаются.

Эволюции пылевой компоненты и образованию первых планетезималей в околосолнечном допланетном диске посвящено много работ (см., например, [Сафронов, 1969; 1987; Макалкин, Зиглина, 2004; Дорофеева, Макалкин, 2004]). Современное состояние дел в этой области представлено в [Armitage, 2014].

Гравитационная неустойчивость в пылевом субдиске

Долгое время существовала проблема «выращивания» субсантиметровых пылинки до тел почти астероидных размеров, когда силы гравитации планетезималей достаточны для удержания встречаемых более мелких тел. В качестве решения было предложено формирование газопылевых сгущений в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске. В настоящей работе мы придерживаемся этого подхода в классическом варианте [Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990]. В.С. Сафронов [Сафронов, 1969] показал, что в однокомпонентном вращающемся диске гравитационная неустойчивость наступает раньше всего при длинах волн осесимметричных радиальных возмущений $\lambda \approx (8 \div 10)H$, плотности в центральной плоскости диска $\rho_{c\ cr} \approx (2,1 \div 2,5)\rho^*$, где H – толщина однородного диска ($H \equiv \sigma/\rho_c$), σ – поверхностная плотность вещества в диске, ρ_c – объемная плотность в центральной плоскости диска и $\rho^* = 3M_\odot / 4\pi R^3$ – «размазанная» плотность Солнца на данном расстоянии R . На расстоянии Земли от Солнца $\rho^* \approx 1,42 \cdot 10^{-7}$ г/см³ и $\rho_{c\ cr} \approx (3 \div 3,6) \cdot 10^{-7}$ г/см³. Согласно современным моделям плотность газовой составляющей в зоне Земли при температуре ~ 300 К была $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ г/см³, то есть на два порядка меньше, чем требуется для гравитационной неустойчивости. В зоне Юпитера $\rho^* \approx 10^{-9}$ г/см³, а плотность газа была лишь $\sim 10^{-10}$ г/см³.

В отличие от газа пылевые частицы, опускаясь к центральной плоскости диска сквозь газ, образовывали в ней пылевой слой, плотность которого могла достичь критического значения $\rho_{c\ cr}$, необходимого для возникновения в нем гравитационной неустойчивости. Когда плотность субдиска достигает критического значения

$$\rho_c = \rho_{c\,cr} \approx 2\rho^* = 3M_0/2\pi R^3, \quad (1)$$

субдиск становится гравитационно неустойчивым. Он распадается на уплотняющиеся кольца, которые затем, достигнув плотности Роша, $\rho_R \approx 15\rho^*$, разрываются на множество пылевых сгущений [Сафронов, 1969]. Обладая большим сечением столкновения, сгущения растут значительно быстрее частиц и могут в результате превратиться в тела километровых размеров в приемлемое время [Pechernikova, Safronov, 1992].

Начальный этап сжатия кольца шириной порядка критического значения $\lambda_{cr} \approx 8H_{cr}$ сменяется его распадом на локальные пылевые сгущения со средними значениями массы и экваториального радиуса равными

$$m_0 \approx \sigma_d^3 / \rho^{*2}, \quad a_0 \approx \sigma_d / 2\rho^*, \quad (2)$$

где σ_d – поверхностная плотность твердого вещества (пыли). Для зоны Земли при $\sigma_d = 10$ г/см² получаем $m_0 \approx 5 \cdot 10^{16}$ г и $a_0 \approx 4 \cdot 10^7$ см, а для зоны Юпитера – при $\sigma_d = 20$ г/см² $m_0 \approx 10^{22}$ г и $a_0 \approx 10^{10}$ см. Но из-за разной скорости опускания частиц разных размеров критическая плотность на малых высотах z могла быть достигнута, когда мелкие частицы еще оставались на больших z -координатах и не могли войти в состав сгущений. Поэтому эффективное значение σ_d в (2) могло быть значительно меньше полной поверхностной плотности твердого вещества в зоне. При $\sigma_{ef} \sim \sigma_d/2$ массы сгущений на порядок меньше, чем следует из (2).

Столкновительная эволюция сгущений

При исследовании дальнейшей эволюции сгущений в системе сгущений нужно одновременно описать изменение числа, масс, размеров (плотности) и вращательных моментов сталкивающихся, объединяющихся и разрушающихся сгущений в рамках самосогласованной задачи. Полное описание системы интегродифференциальных уравнений можно найти в [Витязев и др., 1990]. Ниже пунктирно обрисована соответствующая модель [Адушкин и др., 2008; 2014] и результаты новых расчетов.

Распределение по массам допланетных тел (сгущений) обычно описывается простым степенным законом вида

$$n(m, t) dm = c(t) m^{-q} dm, \quad (3)$$

где не зависящий от массы и времени показатель степени q определяется уравнением коагуляции

$$\begin{aligned} \frac{dn(m, t)}{dt} = & \int_{m_0}^{m/2} A(m', m - m') n(m', t) n(m - m', t) dm' - \\ & n(m, t) \int_{m_0}^M A(m, m') n(m', t) dm'. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $A(m, m')$ – коэффициент коагуляции, характеризующий частоту столкновений двух тел с массами m и m' , M и m_0 – верхний и нижний пределы распределения. Коэффициент $A(m, m')$ равен произведению эффективного сечения столкновения тел m и m' на их среднюю относительную скорость:

$$A = \pi(r + r')^2 \left[1 + \frac{2G(m + m')}{V^2 (r + r')} \right] V, \quad V = \sqrt{v^2(m) + v'^2(m')}. \quad (5)$$

Для $A(m, m') \propto m^\alpha + m'^\alpha$ в работе [Витязев и др., 1990] получено решение уравнения (4) в виде $q = 1 + \alpha/2$, $0 < \alpha < 2$. В предположении, что момент осевого вращения сгущения определяется только его массой $K \propto m^\gamma$, в [Витязев и др., 1990] показано, что для массивных сгущений $q = \gamma$. Скорость роста наибольшего сгущения описывается выражением [Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990]:

$$\frac{dm}{dt} = \pi l_0^2 \bar{\rho}_d v \approx \frac{8\pi}{3} (1 + 2\theta) \zeta r_0^2 \left(\frac{m_0}{m} \right)^{6-4\gamma} \frac{\sigma_d}{P_K} \quad (6)$$

где l_0 – прицельное расстояние, $\bar{\rho}_d$ и σ_d – объемная и поверхностная плотности конденсированного вещества в зоне питания планеты соответственно, $v = (Gm/\theta r)^{1/2}$ – средняя относительная скорость сгущений, r_0 и m_0 – их начальные радиус и масса, P_K – кеплеровский орбитальный период, ζ – коэффициент начального сжатия сгущений ($\zeta \sim 10^{-1}$), θ – параметр Сафронова, показывающий превышение гравитационного сечения столкновений тел над геометрическим ($1+2\theta$ (без газа $\theta = 2$, при наличии газа в несколько раз больше).

Плотность вещества сгущений в процессе их столкновительной эволюции с ростом массы увеличивается как

$$\delta = (m/m_0)^{10-6\gamma} \delta_0 \quad (7)$$

от начального значения δ_0 . При $\delta \sim 1$ г/см³ сгущения превращаются в твердые тела.

Давно было отмечено, что единственным механизмом, способным поддерживать сгущения в разреженном состоянии, были их последующие нецентральные столкновения. При касательных столкновениях привносимый момент может намного превышать собственный осевой момент каждого из «объединяющихся» сгущений, поддерживая вновь образованное сгущение в разреженном состоянии, и даже приводить к разлету существенной доли их вещества. Очевидно, что из-за большего геометрического сечения рост крупнейших сгущений происходит быстрее твердых тел той же массы. Кроме того, присутствие первичного газа до его диссипации из Солнечной системы снижало относительные скорости и также ускоряло темп роста крупнейших сгущений.

Объединение сгущений в среднем ведет к эффективному сжатию, неважно, пылинки ли это или вращающийся рой обломков. Так, в случае объединения двух сгущений сравнимых масс, столкнувшихся центрально, масса практически удваивается, а удельный момент остается прежним:

$$K_1 = \alpha m_1 v r_1 = \alpha 2 m_1 v r_1 / 2 = K_2. \quad (8)$$

Радиус такого объединенного сгущения соответственно должен уменьшиться в 2 раза, а его плотность возрасти в 16 раз. Оценки показывают, что если в зоне Земли сгущение с начальной массой $m_0 = 5 \cdot 10^{16}$ г и плотностью $\delta_0 = 10^{-5}$ г/см³ четыре раза подряд столкнется центрально с равным себе по массе сгущением ($m_0 \rightarrow 2m_0 \rightarrow 4m_0 \rightarrow 8m_0 \rightarrow 16m_0$), то оно превратится в сплошное тело с массой $m \sim 10^{18}$ г и плотностью $\delta \sim 1$ г/см³. Характерное время между столкновениями

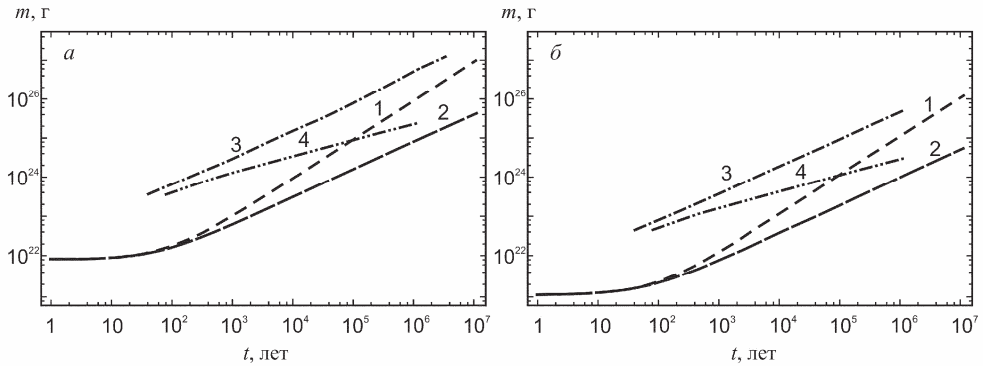


Рис. 1. (а) Рост масс крупнейших сгущений $m(t)$ со временем в зоне питания Юпитера для случая, когда эффективное значение $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_d$ – полной поверхностной плотности твердого вещества в зоне, в зависимости от показателя степени γ в степенном распределении сгущений по массам показан кривыми 1 – при $\gamma = 1,5$ и 2 – при $\gamma = 1,4$. Линии 3 и 4 – раннее образование твердых тел при $\gamma = 1,5$ и $\gamma = 1,4$ соответственно, которые ограничивают сверху область ко-эволюции твердых тел и сгущений.

(б) Показано то же, что на рис. 1, а, но для случая $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_d/2$

$$\tau_s = \frac{\bar{\lambda}}{v} = \frac{1}{\pi r^2 n v} = \frac{m}{\epsilon \rho_d \pi r^2 v} \approx \frac{m P_K v_p}{4 \epsilon \sigma_d \pi r^2 v}. \quad (9)$$

Здесь $\bar{\lambda}$ – длина свободного пробега сгущений, v – их относительная скорость, n – численная плотность сгущений соответственно, ρ_d – плотность в пылевом субдиске, ϵ – доля пыли гравитационно неустойчивого слоя, вошедшей в пылевые сгущения.

В области планет-гигантов низкие температуры приводили к конденсации летучих веществ H_2O , CH_4 , NH_3 . Вследствие этого в зоне Юпитера поверхностная плотность твердого вещества σ_d была порядка 20 г/см^2 , соответственно начальные массы и радиусы пылевых сгущений, образовавшихся в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске, составляли порядка $m_0 \sim 10^{22} \text{ г}$ и $a_0 \sim 10^{10} \text{ см}$. Расчеты эволюции пылевых сгущений были выполнены для указанных начальных условий (см. рис. 1, а), а также для $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_d/2 \text{ г/см}^2$ и $m_0 \sim 10^{21} \text{ г}$ (рис. 1, б).

Используя формулу (9), мы вычислили *наименьшие* времена превращения отдельных сгущений в твердые тела и их массы для зоны Юпитера. Показано, что уже через первые сотни лет после образования газопылевых сгущений в диске среди сгущений появляются плотные, состоящие из льда и каменных частиц, планетезимали с массами $m \sim 10^{23} - 10^{24} \text{ г}$. За времена $\sim 10^6$ лет формируются планетезимали с массами $m \sim 10^{26} \text{ г}$. Это означает, что в пределах первого миллиона лет после образования САИ в зоне Юпитера уже сформировались плотные массивные планетезимали. Время их образования попадает в начало интервала 1–2,4 млн лет, определенного в работе [Wakita, Sekiya, 2011]. Следовательно, в зоне Юпитера задолго до образования самой планеты в планетезималях с размерами от десятков до тысяч километров, образовавшихся из газопылевых сгущений,

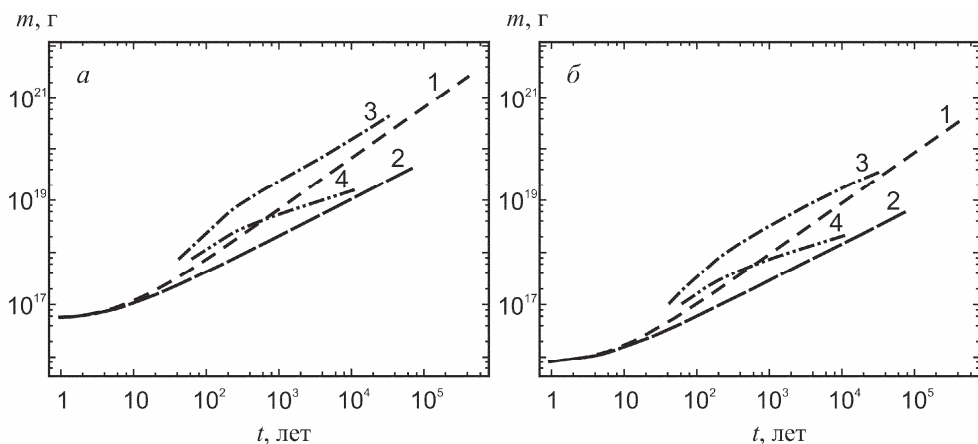


Рис. 2. (а) Рост масс крупнейших сгущений $m(t)$ со временем в зоне питания Земли при $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_p$ до превращения их в плотные тела с массой m_{max} и с плотностью $\delta \sim 1 \text{ г/см}^3$ в зависимости от показателя степени γ в степенном распределении сгущений по массам показан кривыми: 1 – при $\gamma = 1,5$ ($m_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ лет}$); 2 – $\gamma = 1,4$ ($m_{\text{max}} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ лет}$). Линии 3 и 4 – раннее образование твердых тел при $\gamma = 1,5$ и $\gamma = 1,4$ соответственно, которые ограничивают сверху область ко-эволюции твердых тел и сгущений. (б) Показано то же, что на рис. 2, а, но для случая $\sigma_{\text{ef}} \sim \sigma_p/2$: 1 – при $\gamma = 1,5$ ($m_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ лет}$); 2 – $\gamma = 1,4$ ($m_{\text{max}} \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ г}$, $t_{\text{max}} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ лет}$)

происходило плавление льдов, дифференциация на оболочки и ядра из опустившейся пыли и ее агрегатов с органикой.

С ростом массивных тел в зоне планет-гигантов относительные скорости тел возросли настолько, что эксцентриситеты и наклоны их орбит достигли критических значений $\sim 1/3$, что, наряду с прохождением звезд вблизи формирующейся Солнечной системы, приводило к выбросу их на периферию Солнечной системы – то есть формированию облака Оорта [Витязев и др., 1990].

Аналогично и для зоны Земли мы получили массы и *наименьшие* времена, при которых отдельные сгущения превращались в твердые тела (см. рис. 2, а, б), для тех, которым «повезло» столкнуться центрально с равными себе по массе несколько раз подряд. Можно видеть, что уже через несколько сотен оборотов вокруг Солнца в диске среди пылевых сгущений появляются твердые планетезимали с массами $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{ г}$.

Итак, оценки показали, что в результате столкновительной эволюции газопылевых сгущений в зоне Юпитера могли образовываться плотные планетезимали с массами от $m \sim 10^{23} - 10^{24} \text{ г}$ за времена $\sim 10^3 \text{ лет}$ до масс $m \sim 10^{24} - 10^{26} \text{ г}$ за времена $\sim 10^6 \text{ лет}$ (в зависимости от σ_{ef} твердого вещества в пылевом субдиске). Соответственно, в зоне Земли могли образовываться плотные тела типа родительских тел метеоритов с массами $m \sim 10^{17} - 10^{19} \text{ г}$ за времена $\sim 10^2 - 10^5 \text{ лет}$, которые соответствуют возрастам аккреции хондритов [Kleine et al., 2009].

Заключение

В заключение следует отметить следующее: начальная стадия эволюции газопылевого диска – образование газопылевых сгущений в результате гравитационной неустойчивости в пылевом субдиске – является необходимой; ускоренный рост масс разреженных планетезималей при столкновительных объединениях и их быстрое уплотнение объясняют раннее образование родительских тел метеоритов; раннее (1–2 млн лет) формирование плотных планетезималей, состоящих из каменной пыли и льда, в зоне питания Юпитера допускает нагрев, плавление и дифференциацию их недр в результате радиоактивного распада короткоживущих изотопов, прежде всего ^{26}Al .

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 22(1).

Литература

Адушкин В.В., Витязев А.В., Печерникова Г.В. В развитие теории происхождения и ранней эволюции Земли / Ред. Э.М. Галимов // Проблемы зарождения и эволюции биосферы. М.: Либроком, 2008. С. 275–296.

Адушкин В.В. и др. Астрофизика и слабая форма гипотезы панспермии и экзогенные факторы в эволюции земли // Сб. трудов коллоквиума «Космические факторы эволюции биосферы и геосферы» / Отв. ред. В.Н. Обридко. СПб.: ВВМ, 2014. С. 50–66.

Витязев А.В., Печерникова Г.В. Происхождение и ранняя эволюция Солнечной системы // Сб. статей рабочего совещания-дискуссии «Активность Солнца и звезд на разных этапах их эволюции» / Ред. В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын. СПб.: АО, 2010. С. 161–176.

Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.

Дорофеева В.А., Макалкин А.Б. Эволюция ранней Солнечной системы. Космохимические и физические аспекты. М.: Едиториал УРСС, 2004. 264 с.

Макалкин А.Б., Зиглина И.Н. Образование планетезималей в транснептуновой области протопланетного диска // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 4. С. 330–343.

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

Сафронов В.С. Эволюция пылевой компоненты околосолнечного допланетного диска // Астрон. вестн. 1987. Т. 21. № 3. С. 216–220.

Armitage P.J. Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems. 2014. arXiv: astro-ph/0701485v4.

Busarev V.V., Dorofeeva V.A., Makalkin A.B. Hydrated silicates on Edgeworth-Kuiper objects – Probable ways of formation // Earth, Moon and Planets. 2003. V. 92. P. 345–357.

Ciesla F.J., Yang L. The dynamics and ages of refractory objects in the solar nebula / 41th Lunar and Planetary Science Conference, 2010. Abstract no. 1081.

Davis A.M., McKeegan K.D. Short-Lived Radionuclides and Early Solar System Chronology // Treatise on Geochemistry 2nd Ed. / Editors-in-Chief: H. Holland and K. Turekian. Elsevier, 2014. V. 1: Meteorites and Cosmochemical Processes. P. 361–395.

Gail H.-P. et al. Early Thermal Evolution of Planetesimals and its Impact on Processing and Dating of Meteoritic Material // Protostars and Planets VI / Eds. H. Beuther et al. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2014. P. 571–594.

Jewitt D. et al. Water in the Small Bodies of the Solar System // Protostars and Planets V / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2006. P. 863–878.

Kleine T. et al. Hf–W chronology of the accretion and early evolution of asteroids and terrestrial planets // Geochim. and Cosmochim. Acta. 2009. V. 73. № 17. P. 5150–5188.

Or'ó J., Lazcano A., Ehrenfreund P. Comets and the Origin and Evolution of Life // Comets and the Origin and Evolution of Life. 2nd ed. / Eds. P.J. Thomas et al. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. P. 1–28.

Pechernikova G.V., Safronov V.S. Problems of formation of the outer planets // Bull. Amer. Astron. Soc. 1992. Vol. 24, № 3. P. 984.

Podolak M., Prialnik D. The Conditions for Liquid Water in Cometary Nuclei // Comets and the Origin and Evolution of Life. 2nd ed. / Eds. P.J. Thomas et al. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. P. 303–314.

Prialnik D., Benkhoff J., Podolak M. Modeling the Structure and Activity of Comet Nuclei // Comets II / Eds. M. Festou, H. Weaver, H. Keller. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2005. P. 359–387.

Prialnik D. et al. Thermal and Chemical Evolution of Comet Nuclei and Kuiper Belt Objects // Space Sci. Rev. 2008. V. 138. P. 147–164.

Protostars and Planets / Ed. T. Gehrels. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1978. P. 756.

Vityazev A.V. Formation of cometary subnuclei // Planet. Space Sci. 1996. V. 44, N 9. P. 967–971.

Wakita S., Sekiya M. Thermal evolution of icy planetesimals in the solar nebula // Earth Planets Space. 2011. V. 63. P. 1193–1206.