

# МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ РАННЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ, РЕГУЛИРУЕМОЙ УДАРАМИ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

*В.В. Светцов*

Модель эволюции атмосферы под действием бомбардировки планеты астероидами и кометами, предложенная в работе [Zahnle, JGR, 1993], используется для оценки роста ранней земной атмосферы на самой поздней стадии аккумуляции планеты. В модель добавлено испарение ударника и коры после ударов. Используются коэффициенты потерь атмосферной массы и потерь масс ударяющих тел, вычисленные в работе [Shuvalov, M&PS, 2009]. Согласно расчетам, выполненным по этой модели, после окончания бомбардировки Земли космическими телами образуется атмосфера из углекислого газа с давлениями 50–100 бар и парциальным давлением азота 0,3–0,6 бар.

## Введение

Фундаментальная проблема происхождения атмосферы Земли до сих пор остается нерешенной. Самая ранняя первичная атмосфера с преобладанием водорода, которую, возможно, захватила прото-Земля из протопланетного диска, очевидно, была потеряна после рассеяния небулярного газа. Ранняя вторичная атмосфера могла образоваться как при дегазации сконденсированного вещества Земли (в процессе роста планеты или позже), так и непосредственно при ударах космических тел, приводящих к нагреву и испарению вещества ударника и мишени. Хондриты, представляющие собой примитивный материал протопланетного диска, гораздо богаче летучими составляющими, чем Земля. Полученные недавно данные по криптону и ксенону из мантии Земли показывают, что благородные газы атмосферы появились, по-видимому, в результате поздней доставки летучих элементов на Землю, а не вследствие дегазации Земли в процессе ее основной аккумуляции [Holland et al., 2009]. Полученные данные по изотопам азота  $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$  показывают, что значительная часть атмосферного азота может иметь кометное происхождение [Hutsemekers et al., 2009]. В теоретических работах [Schaefer, Fegley, 2007; Hashimoto et al., 2007] было получено, что при дегазации хондритов может образоваться восстановительная атмосфера, состоящая из  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NH}_3$  и  $\text{CO}$ . Но при нагреве углистых хондритов типа CI, CM и CV преобладающим углеродсодержащим газом оказывается  $\text{CO}_2$ , при этом почти не образуется  $\text{CH}_4$  [Schaefer, Fegley, 2010].

Модель эволюции атмосферы, регулируемой ударами космических тел, в пренебрежении дегазацией Земли была предложена в работах [Zahnle et al., 1992; Zahnle, 1993] и применена к атмосферам Титана и Марса. Но эрозия (потеря массы) атмосферы под действием ударов учитывалась с использованием старой и недостаточно точной аппроксимации «касательной плоскости» [Каула, 1971]. В работе [Светцов, 2007] модель применялась к ранней земной атмосфере, а эффективность ударной эрозии вычислялась для вертикальных ударов и приближенно оценивалась для косых ударов комет и астероидов. Недавно были проведены достаточно точные трехмерные гидродинамические расчеты уноса массы атмосферы под действием ударов космических тел и притока массы ударников, остающейся на планете [Shuvalov, 2009]. Это позволяет провести более точные расчеты роста атмосферы, регулируе-

мого ударами. Результаты [Shuvalov, 2009] используются в данной работе для моделирования эволюции ранней атмосферы Земли, причем в модель [Zahnle, 1993] внесены некоторые улучшения.

### Модель ударно-регулируемой эволюции атмосферы

Следуя [Zahnle et al., 1992; Zahnle, 1993] и вводя некоторые дополнения, уравнения баланса массы атмосферы при ударах можно записать следующим образом

$$-\frac{d(M_a Y_j)}{d(\delta M)} = \sum_k (\chi_k \lambda_k y_k - \eta_k Y_j + \omega_k z_j) \beta_k, \quad (1)$$

где  $M_a$  – масса атмосферы,  $Y_j$  – концентрация атмосферной компоненты  $j$ ,  $\delta M$  – масса всех космических тел, падающих на планету с момента времени  $t$  до окончания аккреции ( $\delta M$  уменьшается со временем и поэтому в левой части формулы стоит знак минус),  $k$  – тип ударника (астероид, комета),  $\chi_k$  – средняя доля массы ударников типа  $k$ , которая удерживается планетой после ударов,  $\lambda_k$  – средняя доля от удерживаемой массы ударников, которая выделяется в виде пара после удара,  $y_k$  – среднее содержание атмосферных компонент в ударниках класса  $k$ ,  $\eta_k$  – относительные средние потери атмосферной массы при ударах,  $\omega_k$  – относительная средняя испаряющаяся масса мишени (вещества Земли),  $z_j$  – содержание атмосферных компонент в литосфере,  $\beta_k$  – массовая доля ударников типа  $k$  в общем потоке массы падающих на планету тел. В достаточно простой модели [Zahnle, 1993] полагалось, что в атмосферный углекислый газ переходит весь углерод, содержащийся в падающих телах, а в мишени не остается атмосферных элементов. Но более естественно считать, что в атмосферу выделяются газы лишь из испаренной части ударника. Поэтому здесь введен коэффициент  $\lambda_k$ . Поскольку часть газов выделяется при ударном испарении мишени, то в уравнение (1) введен также член  $\omega_k z_j$ .

Концентрация летучих компонент в силикатной оболочке планеты неизвестна, и она может изменяться из-за конвекции и ударной переработки поверхности. Для простоты предположим, что эта концентрация остается однородной во всем слое, который аккумулируется Землей с начала бомбардировки телами, образующими атмосферу. Тогда  $z_j$  подчиняется следующему уравнению

$$\frac{d(z_j(\delta M_0 - \delta M))}{d(\delta M)} = -\sum_k (\chi_k (1 - \lambda_k) y_k - \omega_k z_j) \beta_k, \quad (2)$$

где  $\delta M_0$  – значение  $\delta M$  в начальный момент времени (в начале поздней аккреции, доставляющей атмосферные элементы).

Средняя относительная теряемая массы атмосферы  $\eta_k$  определяется формулой

$$\eta_k \int m n_k(m) dm = \iiint m_a n_k(m) f_k(v) \sin(2\alpha) d\alpha dv dm, \quad (3)$$

где  $m$  – масса ударяющих тел,  $n_k(m)$  – дифференциальный спектр масс,  $f_k(v)$  – функция распределения ударников по скоростям,  $\alpha$  – угол удара,  $\sin(2\alpha)$  – плотность вероятности удара под углом  $\alpha$  и  $m_a$  – теряемая масса атмосферы, которая зависит от диаметра и плотности ударяющего тела, скорости и угла удара, массы и характеристической высоты атмосферы, плотности мишени и второй космической скорости планеты (скорости убегания). Интегрирование по  $m$  производится от  $m_1$  (за  $m_1$

можно принять любое значение массы тела размером менее 0,5 км) до массы наибольшего ударника  $m_2$ . Величина  $m_2$ , которая может зависеть от времени, и функции  $n_k(m)$  и  $f_k(v)$  должны быть определены. Величины подинтегральной функции в (3) могут быть заданы с помощью аппроксимационных формул, полученных в работе [Shuvalov, 2009], а именно

$$\int_0^{\pi/2} m_a \sin(2\alpha) d\alpha = m \frac{v^2 - v_{esc}^2}{v_{esc}^2} \psi_a, \quad (4)$$

где  $m$  – масса ударников,  $v$  – скорость ударов,  $v_{esc}$  – вторая космическая скорость планеты и

$$\lg \psi_a = -6,375 + 5,239(\lg \xi) - 2,121(\lg \xi)^2 + 0,397(\lg \xi)^3 - 0,037(\lg \xi)^4 + 0,0013(\lg \xi)^5, \quad (5)$$

где безразмерный параметр  $\xi$  равен:

$$\xi = \frac{D^3 \rho_{pr} \rho_t (v^2 - v_{esc}^2)}{H^3 \rho_0 (\rho_{pr} + \rho_t) v_{esc}^2}. \quad (6)$$

Здесь  $D$  – диаметр ударяющего тела,  $\rho_{pr}$  – его плотность,  $\rho_t$  – плотность мишени,  $H$  – высота однородной атмосферы, а  $\rho_0$  – плотность атмосферы у поверхности Земли.

Для средней остающейся на планете массы ударяющих тел можно записать формулу, аналогичную (3),

$$\chi_k \int mn_k(m) dm = \iiint m_{pr} n_k(m) f_k(v) \sin(2\alpha) d\alpha dv dm, \quad (7)$$

где  $m_{pr}$  – удерживаемая масса ударника. В работе [Shuvalov, 2009] получена следующая аппроксимационная формула

$$\int_0^{\pi/2} m_{pr} \sin(2\alpha) d\alpha = m \left( 1 - \min \left( 1, 0,037 \frac{\rho_t v}{\rho_{pr} v_{esc}} (\lg \xi - 1), 0,074 \frac{\rho_t v}{\rho_{pr} v_{esc}} \right) \right). \quad (8)$$

Заметим, что формулы (5), (6), (8) приведены в статье [Shuvalov, 2009] с опечатками, которые здесь исправлены. Система уравнений (1)–(8) решается численно. Для ее решения необходимо задать ряд входных параметров.

### Входные параметры задачи

Поскольку функции распределения ударяющих тел по массам и по скоростям на поздней стадии аккреции неизвестны, использовались данные по современным распределениям. В модель были включены четыре типа ударяющих тел: углистые хондриты ( $k = 1$ ), обыкновенные хондриты ( $k = 2$ ), короткопериодические кометы ( $k = 3$ ) и долгопериодические кометы ( $k = 4$ ). Распределение астероидов по массам было взято из [Ivanov, 2008]. В качестве дифференциального спектра масс комет задавалась степенная зависимость с показателем степени  $p$  от  $-1,45$  [Gladman et al., 2001] до  $-1,95$  [Kenyon, Luu, 1999] ( $-1,45$  для короткопериодических и  $-1,7$  для долгопериодических комет в качестве основного варианта). Распределение асте-

роидов, падающих на Землю, по скоростям  $f_k(v)$  было взято из [Ivanov, 2008], а для комет использовались данные [Hughes, Williams, 2000; Jeffers, 2001; McNamara et al., 2004]. Массу наибольшего ударяющего тела  $m_2(t)$  можно приближенно связать с  $\delta M$  – массой, аккумулируемой планетой с момента времени  $t$  до времени окончания ее роста [Wetherill, 1975; Zahnle, 1993]. В данной работе величина  $m_2(t)$  дополнительно ограничивалась сверху и вычислялась по следующей формуле:

$$m_2(t) = \min(0,1\delta M(t), m_{2\max}), \quad (9)$$

где  $m_{2\max} = 2 \cdot 10^{23}$  г (астероид диаметром 500 км).

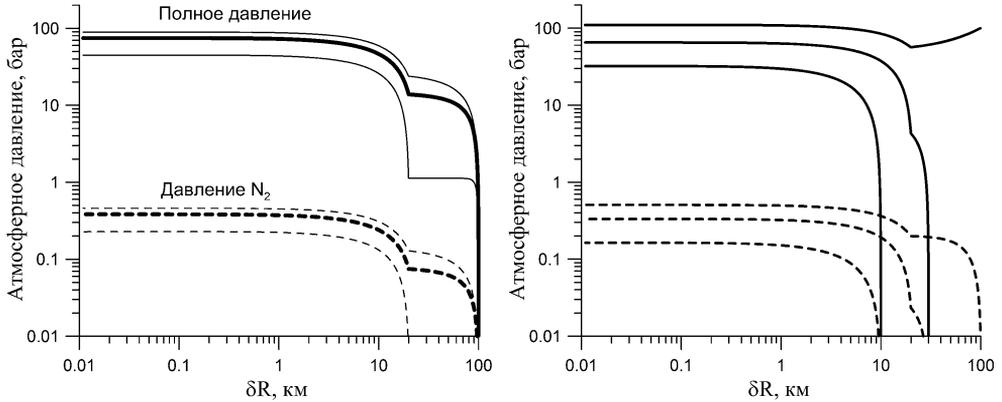
Величины  $\lambda_k$  и  $\omega_k$  (связанные с испаряемой массой ударника и мишени) были вычислены путем моделирования ударов под разными углами с последующим осреднением по углам и скоростям. Для моделирования использовался гидродинамический численный метод SOVA [Shuvalov, 1999]. В качестве уравнения состояния ударника и мишени использовалось уравнение состояния ANEOS для дунита и гранита (см. [Мелош, 1994]). Для разных соотношений материала мишени и ударника (дунит-гранит) величины  $\lambda_k$  лежат в диапазоне от 0,16 до 0,44, а  $\omega_k$  изменяются от 0,28 до 1,25. Для ударников, состоящих из воды (модель кометы) были получены величины  $\lambda_k = 0,9$ ,  $\omega_k = 0,9$  для короткопериодических и  $\lambda_k = 0,92$ ,  $\omega_k = 4$  для долгопериодических комет.

В данной модели предполагается, что атмосфера состоит из двух газов:  $\text{CO}_2$  ( $j = 1$ ) and  $\text{N}_2$  ( $j = 2$ ) и что весь углерод из испаренной части вещества ударника и мишени переходит в  $\text{CO}_2$ . С использованием литературных данных для обыкновенных и углистых хондритов [Jarosewich, 1990; Pearson et al., 2006; Schaefer, Fegley, 2007] и комет [Bockelee-Morvan et al., 2004] были выбраны следующие величины содержания атмосферных компонент в ударяющих телах:  $y_{11} = 0,07$ ,  $y_{12} = 0,006$ ,  $y_{13} = y_{14} = 0,2$ ,  $y_{21} = 0,0005$ ,  $y_{22} = 0,00002$ ,  $y_{23} = y_{24} = 0,001$ . Доли ударников различного типа в общем потоке массы полагались следующими  $\beta_1 = 0,08$ ,  $\beta_2 = 0,74$ ,  $\beta_3 = 0,12$ ,  $\beta_4 = 0,06$ . Соотношение комет и астероидов (18:82) выбиралось по [Olsson-Steel, 1987], и предполагалось, что углистые хондриты составляют 10% астероидов, падающих на Землю (углистые хондриты составляют менее 5% всех каменных метеоритов, найденных на Земле, но они легче разрушаются в атмосфере и их падений должно быть больше). Падения комет, вероятно, происходили на более поздней стадии аккреции. Исходя из предположения, что масса воды, доставленной кометами на Землю, равна массе современного океана ( $1,4 \cdot 10^{24}$  г) [Marov, Ipatov, 2004], поток комет учитывался, начиная с момента времени, когда  $\delta M = \delta M_{com} = 1,5 \cdot 10^{25}$  г ( $1,4 \cdot 10^{24}$  г получается отсюда, если считать, что 18% из этого потока кометы, которые наполовину состоят из воды), а до этого момента времени полагалось  $\beta_1 = 0,1$ ,  $\beta_2 = 0,9$ ,  $\beta_3 = \beta_4 = 0$ .

## Результаты расчетов роста атмосферы Земли

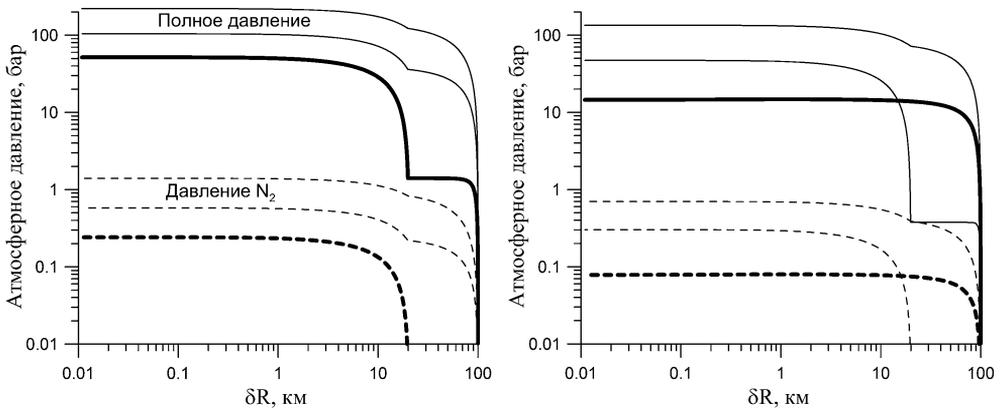
Результаты вычислений приведены на рис. 1, 2, где атмосферное давление показано в зависимости от толщины аккумулируемого планетой слоя ударяющих тел с момента времени  $t$  до окончания аккреции; эта толщина равна  $\delta R = \delta M / 4\pi R_E^2 \rho$ , где  $\rho = 2,7$  г/см<sup>3</sup>,  $R_E = 6400$  км. Результаты расчета варианта с входными параметрами, описанными в предыдущем разделе (было выбрано  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0,16$ ,  $\omega_1 = \omega_2 = 0,28$ ), показаны на рис. 1 толстыми кривыми. Этот вариант будем считать основным. В нем также предполагалось, что начальное значение  $\delta R_o = 100$  км, а  $\delta R_{com} = 20$  км, и

считалось, что начальная атмосферная масса и, соответственно, начальное атмосферное давление пренебрежимо малы. Конечное атмосферное давление  $P_f$  оказывается равным 73 бар, а парциальное давление азота  $P_N = 0,38$  бар. Количество  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ , которое остается в силикатной оболочке Земли, в 2,5 раза превышает атмосферные значения. Поскольку существует неопределенность во многих входных



**Рис. 1.** Изменение давления атмосферы в зависимости от толщины недостающего аккреционно-го слоя  $\delta R$  и различных входных параметрах задачи.

Время идет справа налево, увеличиваясь с уменьшением  $\delta R$ . Сплошными кривыми изображено полное давление, а штриховыми – парциальное давление азота. На левом рисунке показан основной вариант (толстые кривые), вариант с увеличенной максимальной массой ударяющих тел  $m_{2\max} = 2 \cdot 10^{26}$  г (тонкие линии выше основных кривых) и вариант, в котором все спектры масс считались степенными функциями с показателем степени  $p = -1,8$  (тонкие кривые ниже основных кривых). На правом рисунке приведены варианты с  $\delta R_0 = 10$  и 30 км, а также вариант с начальным атмосферным давлением 100 бар



**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, для других входных параметров.

На левом рисунке показан вариант с отсутствием углистых хондритов  $\beta_1 = 0, \beta_2 = 0,82$  (толстые кривые) и варианты с увеличенными долями углистых хондритов:  $\beta_1 = 0,16, \beta_2 = 0,66$  (тонкие нижние кривые) и  $\beta_1 = \beta_2 = 0,41$  (тонкие вышележащие кривые). На правом рисунке приведены: вариант с отсутствием комет  $\beta_3 = \beta_4 = 0$  (толстые кривые), вариант с изменением доли испаренного вещества  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0,44$  and  $\omega_1 = \omega_2 = 1,25$  (тонкие верхние кривые) и вариант с изменением содержания углерода в каменных телах  $y_{11} = 0,023$  и  $y_{12} = 0,002$  (тонкие нижележащие кривые)

параметрах, они варьировались в некоторых приемлемых пределах относительно основного варианта. При отсутствии ударной эрозии (потерь массы) давление атмосферы  $P_f$  было бы 170 бар, а парциальное давление азота – 0,87 бар. Ударная эрозия оказывает стабилизирующее действие на конечную массу атмосферы, – если  $\delta R_o$  изменяется от 300 до 30 км,  $P_f$  лежит в диапазоне от 78 до 65 бар, а  $P_N$  от 0,4 до 0,33 бар. Тем не менее, величина  $P_f$  существенно уменьшается, если толщина слоя  $\delta R_o$ , который образует атмосферу, оказывается меньше 30 км. Если  $\delta R_o = 10$  км, то  $P_f = 32$  бар. Первоначально массивная атмосфера с давлением  $P_0 = 100$  бар приходит к несколько более плотной конечной атмосфере с давлением  $P_f = 104$  бар. Но если  $P_0 = 10$  бар, то  $P_f$  лишь незначительно отличается от варианта с пренебрежимо малой начальной атмосферой  $P_0 = 0$ . Как проиллюстрировано на рис. 1, изменение массы наибольшего ударяющего тела  $m_2$  и функции распределения по массе изменяет результат. Если все распределения по массам степенные с  $p < -1,85$ , то ударные потери атмосферы значительно вырастают, но если  $p = -1,85$ , то конечное давление остается все же высоким  $P_f = 23$  бар, в основном благодаря падению комет.

В отсутствие углистых хондритов конечное давление атмосферы остается высоким также благодаря кометам (рис. 2), а в отсутствие комет конечное давление составляет  $P_f = 15$  бар, а  $P_N = 0,08$  бар. Но вариант с отсутствием падений комет представляется маловероятным, к тому же недавно полученные данные свидетельствуют о том, что существенная часть атмосферного азота могла быть доставлена кометами [Hutsemekers et al., 2009].

### Обсуждение и выводы

Модель эволюции ударно-регулируемой атмосферы, представленная здесь, дает раннюю атмосферу, состоящую в основном из  $\text{CO}_2$  с высоким давлением 50–100 бар и парциальным давлением азота 0,3–0,6 бар. Представляется, что модель описывает основные процессы при образовании атмосферы в результате ударной дегазации, и что образование массивной углеродсодержащей ранней атмосферы вполне вероятно. В более поздний период углекислый газ этой атмосферы мог перейти в карбонаты. Но эта модель не охватывает всех процессов, которые могли привести к образованию ранней атмосферы, и, кроме того, некоторые параметры, такие как соотношение падающих тел различных типов и их состав, недостаточно надежны.

Наиболее существенным недостатком модели является отсутствие воды, которая наряду с  $\text{CO}_2$  должна выделяться при ударах, причем в значительно больших количествах. С одной стороны, наличие океана может повлиять на такие результаты ударов, как потеря атмосферной массы и удерживаемая масса ударяющих тел. С другой стороны, углекислый газ взаимодействует с водой, растворяется в ней, причем степень растворения зависит от температуры. Поэтому результаты, полученные по представленной модели, можно рассматривать лишь как предельный случай. Включение воды требует как расчетов ударов для различных глубин океана, так и учета состояния атмосферы с водяными парами при различных температурах океана и атмосферы. Это очень трудоемкая задача, хотя и выполнимая при наличии соответствующих ресурсов. При дальнейшем развитии модели в нее следовало бы включить не только воду, но и выделение других атмосферных газов, взаимодействие с литосферой, дегазацию и поглощение газов реголитом, произ-

водство и разложение нитратов [Manning et al., 2009], а также уточнение коэффициентов потерь массы для наибольших ударников.

### Литература

- Каула У. Введение в физику планет земной группы. М.: Мир. 1971. 536 с.
- Мелюш Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир. 1994. 336 с.
- Светцов В.В. Потери и пополнение атмосферы за счет ударов космических тел на Земле и Марсе // *Астрономический вестник*. 2007. Т. 40. № 1. С. 33–46.
- Bockelee-Morvan D., Crovisier J., Mumma M.J., Weaver H.A. The composition of cometary volatiles // *Comets II*. Tucson: Univ. Arizona Press, 2004. P. 391–423.
- Gladman B., Kavelaars J.J., Petit J.-M., et al. The structure of the Kuiper belt: Size distribution and radial extent // *Astronomical Journal*. 2001. V. 122. No. 2. P. 1051–1066.
- Hashimoto G.L., Abe Y., Sugita S. The chemical composition of the early terrestrial atmosphere: Formation of a reducing atmosphere from CI-like material // *Journal of Geophysical Research*. 2007. V. 112. No. E5. Doi:10.1029/2006JE002844.
- Holland G., Cassidy M., Ballentine C.J. Meteorite Kr in Earth's mantle suggests a late accretionary source for the atmosphere // *Science*. 2009. V. 326. No. 5959. P. 1522–1524.
- Hughes D.W., Williams I.P. The velocity distributions of periodic comets and stream meteoroids // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2000. V. 315. No. 3. P. 629–634.
- Hutsemekers D., Manfroid J., Jehin E., Arpigny C. New constraints on the delivery of cometary water and nitrogen to Earth from the  $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$  isotopic ratio // *Icarus*. 2009. V. 204. No. 1. P. 346–348.
- Ivanov B. Size-frequency distribution of asteroids and impact craters: Estimates of impact rate // *Catastrophic events caused by cosmic objects*. Dordrecht: Springer, 2008. P. 91–116.
- Jarosewich E. Chemical analyses of meteorites – A compilation of stony and iron meteorite analyses // *Meteoritics*. 1990. V. 25. P. 323–327.
- Jeffers S.V., Manley S.P., Bailey M.E., Asher D.J. Near-Earth object velocity distributions and consequences for the Chicxulub impactor // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2001. V. 327. P. 126–132.
- Kenyon S.J., Luu J.X. Accretion in the early outer Solar System // *Astrophysical Journal*. 1999. V. 526. No. 1. P. 465–470.
- Manning C.V., Zahnle K.J., McKay C.P. Impact processing of nitrogen on early Mars // *Icarus*. 2009. V. 199. No. 2. P. 273–285.
- Marov M.Ya., Ipatov S.I. Migration processes and volatiles inventory to the inner planets // *35th Lunar and Planetary Science Conference*. League City, Texas, 2004. Abstract no. 1410.
- McNamara H., Jones J., Kauffman B. et al. Meteoroid engineering model (MEM): A meteoroid model for the inner solar system // *Earth, Moon, and Planets*. 2000. V. 95. No. 1–4. P. 123–139.
- Olsson-Steel D. Collisions in the solar system. IV – Cometary impacts upon the planets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1987. V. 227. P. 501–524.
- Pearson V.K., Sephton M.A., Franchi I.A., et al. Carbon and nitrogen in carbonaceous chondrites: Elemental abundances and stable isotopic compositions // *Meteoritics & Planetary Science*. 2006. V. 41. No. 12. P. 1899–1918.
- Schaefer L., Fegley B. Outgassing of ordinary chondritic material and some of its implications for the chemistry of asteroids, planets, and satellites // *Icarus*. 2007. V. 186. No. 2. P. 462–483.
- Schaefer L., Fegley B. Volatile element chemistry during metamorphism of ordinary chondritic material and some of its implications for the composition of asteroids // *Icarus*. 2010. V. 205. No. 2. P. 483–496.

*Shuvalov V.V.* Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to the thermal layer effect // *Shock Waves*. 1999. V. 9. No. 6. P. 381–390.

*Shuvalov V.* Atmospheric erosion induced by oblique impacts // *Meteoritics & Planetary Science*. 2009. V. 44. No. 8. P. 1095–1105.

*Wetherill G.W.* Late heavy bombardment of the moon and terrestrial planets // *Lunar Science Conf. 6<sup>th</sup>, Proceedings*. V. 2. New York: Pergamon Press. 1975. P. 1539–1561.

*Zahnle K.J.* Xenological constraints on the impact erosion of the early Marsian atmosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1993. V. 98. No. E 6. P. 10899–10913.

*Zahnle K.J., Pollack J.B., Grinspoon D., Dones L.* Impact-generated atmospheres over Titan, Ganymede, and Callisto // *Icarus*. 1992. V. 95. No. 1. P. 1–23.