Numerical simulation of falling of initially destroyed space object / Alhussan K.A., Mandrik P.A., Teterev A.V. // Пятый Белорусский космический конгресс: материалы конгресса, 25-27 октября 2011 г. – Минск: ОИПИ НАНБ, 2011. – Т. 2 – С. 267-272.

УДК 519.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАДЕНИЯ ИЗНАЧАЛЬНО РАЗРУШЕННЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

К.А. Альхусан [1], П.А. Мандрик[2], А.В. Тетерев[2]
[1] Институт космических исследований, Риад, Саудовская Аравия;
[2]Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Описаны модель Sand Bag для моделирования падения изначально разрушенного космического тела в виде роя отдельных фрагментов и ее математическая модель. Представлены результаты численного моделирования выполненных параметрических расчетов. Обсуждаются особенности сепарации фрагментов космического объекта и формирование общей ударной волны.

Введение

Есть два различных метода приближенной оценки момента разрушения метеороида в атмосфере [1]. В первом методе, давление торможения воздушного потока принимается равным силе сжатия материала. Другой метод основан на вычислении напряжений в наиболее уязвимых точках тела, которые расположены на задней кромке и внутренней поверхности [2]. Будут ли фрагменты лететь как единый компактный комплекс или в виде отдельных кусков зависит от режима их взаимодействия с атмосферой. В работе [3] некоторые из механизмов разделения были рассмотрены и было обнаружено, что эффект взаимодействия через общие ударные волны имеет первостепенное значение. Катастрофическая фрагментация – это почти мгновенный разрыв метеороида на большое количество фрагментов с массовым распределением, подобным полученному распределению в лабораторных экспериментах по ударам [4].

Анализ кратеров, сформированных фрагментами Сихотэ-Алинского железного метеорита [5] показал, что 6 из наиболее крупных фрагментов имели массы в диапазоне 2500 – 5000 кг, а 43 кратера были образованы фрагментами с массами более 400 кг. Шесть из наибольших найденных фрагментов имели массы от 350 до 1700 кг, другие 28 фрагментов имели массы от 100 до 300 кг и 81 осколок обладали массой между 10 и 100 кг. Общее количество найденных фрагментов было приблизительно 10^5, большинство из них были очень маленькие, но основная часть массы принадлежала большим фрагментам. В этом примере размер наибольшего фрагмента является в несколько раз меньшим, чем средний размер родительского тела. Родительские тела имели относительно высокую прочность и низкую скорость входа в атмосферу. Более слабые тела разрушаются на больших высотах и некоторую часть траектории образующиеся фрагменты проходят как единое тело.

В работе [6] отвергнута возможность влияния закона масштабирования на разрушение и раздробление. Вместо этого, рассмотрено движение "фронта фрагментации" через метеороид. Движение разрушенного вещества позади фронта описывалось в гидродинамическом режиме, при котором тело во время полета сплющивалось. Скорость сплющивания может быть оценена с помощью простой модели. Давление на лобовой поверхности тупого тела имеет максимум в ее критической точке и уменьшается к сторонам. Градиент давления вызывает движение жидких частиц (или квази-жидких частиц разрушенного материала) вдоль поверхности объекта. Аналитическая модель дает возможность оценить различные режимы. Однако поведение разрушенного тела в атмосфере может быть не столь простым, как это следует из рассмотренных выше приближенных моделей. Поэтому особый интерес представляют численные исследования этих эффектов, основанные на прямом интегрировании описывающих их систем дифференциальных уравнений.

1. Sand Bag модель

Рассмотрим модель взаимодействия фрагментированного космического объекта с атмосферой. Это Sand Bag модель, описывающая динамику изначально разрушенного тела, не испытывающего дальнейшую фрагментацию. Отделенные фрагменты или частицы такого объекта летят в рое и взаимодействуют с атмосферой, теряя свою кинетическую энергию и образуя ударные волны. Такая ситуация может наблюдаться на последней стадии полета метероида, когда фрагментация останавливается из-за его замедления и соответствующего уменьшения лобового давления. Sand Bag модель особенно подходит для моделирования полета через атмосферу слабо связанных тел, состоящих из совокупности прочных частиц: "dustballs" [7], "rubble pile" астероиды в виде груды щебня [8, 9], или "raisin puddings", содержащие модули металла, более прочного чем каменная матрица [10]. Sand Bag модель с успехом может применяться для описания динамики таких объектов, как рой большого числа осколков, замеченных на фотографиях метеорита Peekskill [11].

В Sand Bag модели естественно использовать эйлеров подход и замену пролета метеороида через атмосферу на его обдув воздухом. При построении математических и вычислительных моделей, описывающих взаимодействие изначально фрагментированных космических объектов с атмосферой, будем исходить из следующих предположений:

- Движение среды описывается системой уравнений газовой динамики, записанных в эйлеровой форме.
- Взаимодействием отдельных фрагментов, из которых состоит рассматриваемый объект, вызванным их соударениями, можно пренебречь.
- В результате взаимодействия отдельных фрагментов с атмосферой образуется общая ударная волна.
- Совокупность фрагментов с близкими по своему значению параметрами и местоположению может быть описана с помощью одного представителя, имеющего сферическую форму.
- Массообмен фрагмента с атмосферой описывается либо диффузионным режимом испарения, либо исходя из скорости абляции.
- Снесенная с поверхности фрагмента масса вещества смешивается с воздухом.

2. Математическая и вычислительная модели

Математическая модель, описывающая возмущения в атмосфере, представляет собой систему газодинамических уравнений, которая в эйлеровых координатах с учетом тепло- и массобмена между атмосферой и фрагментами космического объекта имеет вид:

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i}+\delta\rho(\mu)=0,\\
&\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t}+\frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_i}=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\rho g_i+\delta I(\Delta I), \qquad (1)\\
&\frac{\partial\left[\rho(\varepsilon+u_i u_i/2)\right]}{\partial t}+\frac{\partial\left[\rho u_j(\varepsilon+u_i u_i/2)+p u_j\right]}{\partial x_j}=\delta\varepsilon(\Delta\varepsilon),
\end{aligned}
$$

где ρ – полная плотность среды, u_i – компонента скорости в направлении координаты x_i, g_i – компонента ускорения свободного падения в направлении координаты x_i, $\delta\rho(\mu)$ –

изменение плотности, обусловленное дискретной компонентой, $\delta I(\Delta I)$ – изменение момента в газовой среде из-за взаимодействия с дискретной компонентой, ε – удельная внутренняя энергия среды, $\delta\varepsilon(\Delta\varepsilon)$ – ее изменение из-за взаимодействия с дискретной компонентой. В общем случае, когда испаренная масса вещества с поверхности фрагментов смешивается с газом атмосферы, полная плотность среды определяется выражением

$$\rho = \sum_{k=1}^{N} \rho^k ,\ i = 1,2,3, \tag{2}$$

где ρ^k – плотность k – ой компоненты смеси, а N – число ее компонент. Для замыкания системы (1) воспользуемся выражением для давления в среде в виде

$$p = \sum_i \alpha_i p_i , \tag{3}$$

где α_i – объемное содержание ее компонент, а давления компонент среды определяются по уравнениям состояния, заданным в аналитическом виде или в табличной форме

$$p_i = p_i\ \rho_i, \varepsilon\ \ . \tag{4}$$

Параметры воздуха на высоте h определяются по таблицам стандартной атмосферы Земли

$$\varepsilon_a = \varepsilon_a\ \ h\ \ , \qquad \rho_a = \rho_a\ \ h\ \ . \tag{5}$$

Общее количество частиц, из которых состоит исходное тело, может быть очень большим (например, когда космический объект состоит из пыли или песка), поэтому, выгодно объединить фрагменты, находящиеся в некоторой малой пространственной области и имеющие близкие по своему значению параметры, такие как размер, скорость и т.п. в единый конгломерат. Таким образом, все разнообразие фрагментов можно разбить на отдельные конгломераты согласно их размеру, скорости, и местоположению. В этом случае взаимодействие любого конгломерата с атмосферой можно описать с помощью единственного его представителя. Для этого необходимо рассчитать взаимодействие представителя с атмосферой, а затем получить изменение полной энергии, массы и импульса конгломерата, умножая соответствующие изменения величин, полученных для одного представителя на число реальных частиц в конгломерате.

Динамика частицы-представителя, имеющего согласно нашему предположению сферическую форму, описывается системой уравнений [12]:

$$\begin{aligned} &\frac{dm_i}{dt} = \mu_i, \qquad && \frac{d}{dt}\ m_i\vec{W}_i\ \ = m_i\ \ \vec{F}_i + \vec{g}\ \ + \mu_i \vec{W}_{0i}, \\ &\frac{d}{dt}\ m_i E_i\ \ = m_i q_i + \mu_i E_{0i} + m_i \vec{F}_i \vec{W}_i, \qquad && \frac{d\vec{R}_i}{dt} = \vec{W}_i, \end{aligned} \tag{6}$$

где m_i – масса, W_i – скорость, E_i – полная энергия, R_i – радиус-вектор частицы-представителя; F_i – сила, на единицу массы частицы, действующая со стороны газовой среды; g – ускорение силы тяжести; μ_i – скорость изменения массы частицы-представителя за счет процессов испарения или конденсации; q_i – скорость теплопередачи между частицей и окружающим газом; W_0 и E_0 – скорость и энергия частицы-представителя при ее испарении (μ_i<0) или воздуха в случае конденсации (μ_i>0), соответственно; нижний индекс i определяет номер конгломерата или, что то же самое, номер частицы-представителя. Сила аэродинамического торможения на единицу массы частицы-представителя определяется выражением

$$\vec{F}_i = \frac{3\rho}{4\rho_m} \frac{C_{D\,i}}{r_i} \left|\vec{W} - \vec{W}_i\right|\ \ \vec{W} - \vec{W}\ \ , \tag{7}$$

где ρ_m – плотность вещества фрагментов метеороида, ρ – плотность набегающего потока газа, W – скорость набегающего потока, C_{Di} – коэффициент лобового сопротивления, зависящий от числа Рейнольдса для движения частицы в потоке газа.

Скорость изменения массы частицы-представителя определяется в предположении, что испарение имеет диффузионный тип

$$\mu_i = 2\pi Sh_i D r_i \left(\rho_v - \rho_{S_i}\right), \tag{8}$$

где ρ_v – плотность пара в воздухе, ρ_{Si} – плотность насыщенного пара при температуре частицы, D – коэффициент диффузии молекул пара в воздухе, а Sh_i – число Шервуда.

Скорость теплопередачи определяется как сумма молекулярной и радиационной составляющих

$$q_i = \frac{3}{2\rho} Nu_i \kappa \frac{T - T_i}{r_i^2} + \frac{3\eta_i}{\rho r_i} \sigma \left(T^4 - T_i^4\right), \tag{9}$$

где T и T_i – температуры воздуха и частицы, соответственно, κ – коэффициент теплопроводности, Nu_i – число Нуссельта, которое является, в свою очередь, функцией чисел Маха, Рейнольдса и Прандтля, η_i – коэффициент черноты частицы (который полагается равным единице), а σ – постоянная Стефана - Больцмана.

Уравнения (6)–(9) часто используются в геофизике, когда рассматривается распространение частиц пыли в атмосфере (см., например, [13-14]). Мы можем взять выражения, обычно принятые в метеоритной физике [15] в качестве величин, определяемых уравнениями (6)–(9). Однако так как наше предположение состоит в том, что рой частиц, охвачен общей ударной волной и, следовательно, скорости частицы в рое являются дозвуковыми, то уравнения гидродинамики для двухфазного потока (6)–(9) являются более подходящими. Система уравнений (6)–(9) решается численно для каждой частицы-представителя. Одновременно на регулярной вычислительной сетке решается система газодинамических уравнений (1) –(5). Вычислительная модель представляет собой эйлеровый метод крупных частиц [16], основанный на схеме расщепления по физическим процессам аналогично методу FLIC [17]. Изменения энергии и импульса (а также массы, если происходит испарение или конденсация), рассчитанные для конгломератов фрагментов на основании законов сохранения, ведут к изменению соответствующих величин газового потока. Пространственно изменения сеточных параметров газа от конкретного конгломерата происходят в расчетной ячейке, в которой расположена частица-представитель данного конгломерата. Еще раз подчеркнем, что фрагменты космического объекта считаются независимыми и могут влиять друг на друга только через возмущения газового потока.

3. Численное моделирование

Рассмотрим результаты численного моделирования космических объектов, представляющих собой компактный рой каменных фрагментов различного размера. Моделирование проводилось по описанной выше модели Sand bag без учета массообмена между фрагментами и атмосферой. Расчетная сетка во всех вариантах задачи составляла 50x85 ячеек с одинаковыми по обоим направлениям шагами. В расчетах фрагменты в серии были разбиты на пять групп, радиус которых составлял: 0.01, 0.032, 0.1, 0.32, 1 м, или 0.032, 0.1, 0.327, 1.0, 3.17 м.

Были проведены расчеты пролета фрагментированного тела, состоящего из фрагментов одного из пяти размеров, влетевшего в атмосферу со скоростью 30 км/с. Шестой вариант соответствует телу с гранулометрическим составом из всех пяти групп фрагментов. Форма и интенсивность ударной волны зависит от размера фрагментов. Отметим, что в случае присутствия фрагментов всех размеров форма ударной волны соответствует третьей и четвертой группе, поскольку именно они составляют основную часть массы этого объекта.

Полученные результаты описывают динамику сепарации фрагментов для космического объекта, состоящего из пяти групп фрагментов. Группы фрагментов последовательно, начиная с группы меньшего размера, формируют свои собственные слои, причем позже эти группы полностью сносятся газодинамическим потоком. Обратим внимание на еще один интересный факт. Начиная с высоты 20 км над поверхностью Земли, фрагменты самой крупной группы настолько расходятся, что они не могут уже сформировать общую ударную волну и оказываются в сильном газовом потоке. Это приводит к их интенсивному сносу и как итог, они сносятся далеко в сторону, исчезая из области расчета.

Результаты расчетов пролетов фрагментированного тела со скоростями входа в атмосферу 15 и 60 км/с показывают, что увеличение скорости объекта приводит к увеличению разброса фрагментов по области пространства ограниченной ударной волной.

Заключение

Результаты численного моделирования полета изначально фрагментированного космического объекта показали, что фрагменты самых больших размеров могут проходить через общую ударную волну и продолжать полет в одиночку.

Приведенные иллюстрации моделирования говорят о широких возможностях разработанной модели Sand Bag, с помощью которой можно исследовать прохождение разнообразных космических объектов через атмосферы планет.

References

1. Tsvetkov, V.I. Atmospheric Fragmentation of Meteorites Aaccording to the Strength Theory / V.I. Tsvetkov, A.Ya. Skripnik // Sol. Syst. Res. – 1991. – Vol. 25. – P. 273–279.
2. Fadeenko, Yu.I. Disintegration of meteoric bodies in the atmosphere / Yu.I. Fadeenko // Fizika Goreniya i Vzryva. – 1967. – Vol. 3. – P. 276–280.
3. Passey, Q. R. Effects of atmospheric breakup on crater field formation / Q. R. Passey, H. J. Melosh // Icarus. – 1980. – Vol. 42. – P. 211–233.
4. Fujiwara A. Experiments and Scaling Laws for Catastrophic Collisions / A. Fujiwara [et al] // in R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Mathews (eds.) Asteroids I, Univ. Arizona Press, Tucson. – 1989. – . 240-265.
5. Krinov, E. L. Situation of the iron shower fall / E.L. Krinov // in Fesenkov V. G. (ed.) The Sikhote-Alin Iron Meteorite Shower, Izd. AN SSSR, Moscow.–1963.–Vol. 1.–pp.99-156.
6. Grigoryan, S.S. Motion and Disintegration of Meteorites in the Planetary Atmospheres / S.S Grigoryan // Kosmich. Issled. – 1979. – Vol. 17. – No. 6. – P. 875–893.
7. Opik, E.J. Physics of Meteor Flight in the Atmosphere / E.J. Opik – New York. : Interscience, 1958.
8. Asphaug, E. Density of comet Shoemaker-Levy 9 deduced by modeling breakup of the parent "rubble pile" / E. Asphaug, W. Benz // Nature – 1994. – Vol. 370. – P. 120–124.
9. Collisional evolution of asteroids: Populations, rotations and velocities / D.R. Davis [et al] // Asteroids. – Tucson, Univ. of Arizona Press, 1979. – P. 528–557.
10. Ryan, E.V. Impact experiments 3: Catastrophic fragmentation of aggregate targets and relation to asteroids / E.V. Ryan, W.K. Hartmann, D.R. Davis // Icarus. –1991. – Vol. 94. – P. 283–298.
11. The orbit and atmospheric trajectory of the Peakskill meteorite from video records / P. Brown [et al] // Nature – 1994 – Vol. 367. – P. 624–626.
12. Boothroyd, R. G. Flowing Gas-Solids Suspensions / R.G. Boothroyd – London. : Chapman and Hall Ltd. – 1971.
13. Hydrodynamic aspects of caldera-forming eruptions: Numerical models / K.H. Wohletz [et al] // J. Geophys. Res. – 1984. – Vol. 89. – P. 8269–8285.

14. Valentine, G.A. Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows / G.A.Valentine, Wohletz K.H. // J. Geophys. Res. – 1989. – Vol. 94. – P.1867–1887.

15. Bronshten, V.A. Physics of Meteoric Phenomena/V.A.Bronshten– M.: Nauka, 1981.

16. Belotserkovskii, O.M. Numerical Approach for Investigating Some Transonic Flow / O.M. Belotserkovskii, Yu.M. Davydov // Lect. Notes Phys. – 1973. – Vol. 19. – P. 25–32.

17. Jentry, R.A. An Eulerian Differencing Method for Unsteady Compressible Flow Problems / R.A. Jentry, R.E. Martin, B.J. Daly // J. Comput. Phys. – 1966. – Vol. 1, № 1. – P. 87–118.