

УДК 523.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАНДАРТНЫХ ТРАЕКТОРИЙ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ, ВТОРГНУВШИХСЯ В АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

© 2023 г. Н. Г. Сызранова*, В. А. Андрущенко**

*Институт автоматизации проектирования РАН, Москва, Россия***E-mail: nina-syzranova@ya.ru****E-mail: andrusvictor@ya.ru*

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 10.06.2022 г.

Принята к публикации 17.06.2022 г.

Исследуется взаимодействие метеороидов с атмосферой Земли. На основе физической теории метеоров построена математическая модель траекторий небесных тел, вторгнувшихся в атмосферу Земли. Эта модель рассматривает редко наблюдаемые случаи смены режима нисходящего движения метеорных тел на восходящий с возможным возвращением их обратно в космическое пространство. Определены кинематические условия и физические характеристики, которым должны удовлетворять данные тела для реализации такого их неординарного поведения.

DOI: 10.31857/S0040364423020175

ВВЕДЕНИЕ

Все, что связано с исследованием перемещений малых тел Солнечной системы в околоземном пространстве, с их проникновением в атмосферу нашей планеты и столкновением с ней, является не только одной из проблем космогонии — вопросом о происхождении и функционировании нашей планетной системы, но и жизненно важной проблемой для человечества. Причем реальную опасность для населения нашей планеты представляют даже небольшие по космическим меркам объекты размером ~50–100 м (предполагаемый размер тела, вызвавшего Тунгусскую катастрофу 1908 г., составляет ~50 м).

Отметим некоторые аспекты проблемы астероидно-кометной опасности, редко упоминаемые в научных публикациях по причине их уникальности. Это, во-первых, случаи сквозных пролетных траекторий небесных тел. Так, например, 10 августа 1972 г. был зарегистрирован пролет сквозь атмосферу яркого болида, выявленный не только спутниками американских ВВС [1], но и наблюдаемый большим числом свидетелей с Земли. Эксперты отметили необычно длинный путь болида в атмосфере ~1500 км. Очевидцы даже слышали громовые звуки, что указывало на небольшую высоту движения объекта. Объект, вероятно, должен был упасть на Землю, однако этого не произошло. Причина, по-видимому, в том, что тело летело под малым углом к земной поверхности и, “отрикошетив” от слоев атмосферы, вернулось назад в космическое пространство [2]. Именно поэтому даже при проявлении некото-

рых эффектов как бы от падения, а на самом деле от воздействия ударных волн воздушного “взрыва” фрагментов метеороидов, поисковые экспедиции зачастую не обнаруживают на земной поверхности ни ударных кратеров, ни выпавшего метеоритного вещества. После события 1972 г. в научной литературе было еще несколько сообщений о сквозных траекториях небесных тел. Обзор таких траекторий приводится в работе [3].

В данной работе с помощью вычислительного эксперимента на основе физической теории метеоров исследованы подобные траектории полета крупных метеороидов в атмосфере Земли, отличающиеся от стандартных траекторий “звездапада”. При этом рассматривается проблема разрушения метеорных тел под действием тепловых и силовых нагрузок в атмосфере. Показано, что в некоторых случаях вторжение космических тел в атмосферу не обязательно завершается их падением на Землю, а при малых значениях углов входа в атмосферу они могут пролететь несколько тысяч километров сквозь нее и вновь уйти в космическое пространство, что объясняется кривизной земной поверхности (кривая 1 на рис. 1). Анализируются также сложные траектории полета метеорных тел с чередованием стадий нисходяще-восходящего движения (кривая 2 на рис. 1).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассматривается модель, описывающая движение метеороида в атмосфере Земли. Одним из важных аспектов этой модели является определе-

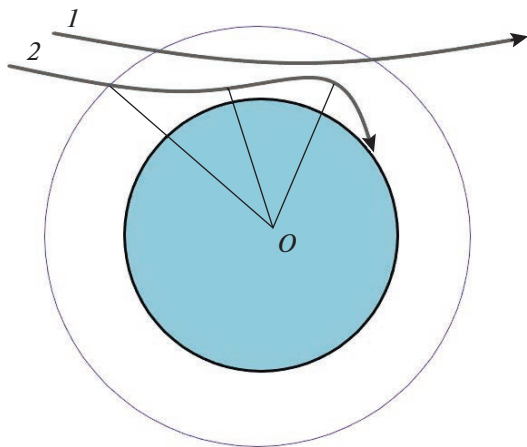


Рис. 1. Нестандартные траектории полета небесных тел: 1 – пролетная траектория, 2 – траектория с чередованием нисходящего и восходящего режимов движения.

ние закона движения центра массы метеороида, другим – исследование параметров обтекания тела с учетом эффектов теплопередачи и механического разрушения. Изменения скорости метеороида V , массы M , угла наклона вектора скорости к горизонту θ описываются уравнениями физической теории метеоров:

$$\begin{aligned} M \frac{dV}{dt} &= Mg \sin \theta - C_D S \frac{\rho V^2}{2} - fV \frac{dM}{dt}, \\ MV \frac{d\theta}{dt} &= Mg \cos \theta - \frac{MV^2 \cos \theta}{R_E + z} - C_N S \frac{\rho V^2}{2}, \\ H_{\text{eff}} \frac{dM}{dt} &= -C_H S \frac{\rho V^3}{2}, \\ \frac{dz}{dt} &= -V \sin \theta, \\ \frac{dL}{dt} &= V \cos \theta. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь C_D , C_N , C_H – коэффициенты лобового сопротивления, подъемной силы, теплопередачи к поверхности тела соответственно; f – коэффициент реактивной отдачи ($-1 \leq f \leq 1$); S – площадь поперечного сечения тела; R_E – радиус Земли; L , t – дальность и время полета; H_{eff} – эффективная энтальпия испарения материала метеороида; z – высота положения метеорного тела над поверхностью Земли. Реактивной силой в уравнении (1) можно пренебречь, если эффективная энтальпия разрушения метеороида $H_{\text{eff}} \geq 4.2$ кДж/г [4], как, например, для метеороидов, имеющих хондритовую структуру $H_{\text{eff}} = 8$ кДж/г.

Изменение плотности воздуха ρ с высотой z задается формулой

$$\rho = \rho_0 \exp(-z/h),$$

где ρ_0 – плотность атмосферы при $z = 0$, h – характерная шкала высоты. В атмосфере Земли для высот $z < 120$ км среднее значение $h = 7$ км.

Площадь миделева сечения S в общем случае величина переменная, так как масса метеорного тела меняется с высотой:

$$\frac{S_e}{S} = \left(\frac{M_e}{M} \right)^\mu.$$

Здесь и далее индекс e соответствует параметрам входа тела в атмосферу. Параметр μ характеризует влияние изменения формы тела из-за уноса массы. При $\mu = 2/3$ унос происходит равномерно по всей поверхности и коэффициент формы тела сохраняется. Необходимым условием для этого является быстрое и беспорядочное вращение метеорного тела, обеспечивающее равномерный унос массы со всей поверхности. В другом предельном случае – ориентированного движения без вращения – максимальный нагрев и, следовательно, унос массы приходится на окрестность критической точки тела. Этот случай эквивалентен допущению о постоянстве миделева сечения, т.е. $S = \text{const}$, $\mu = 0$.

Для расчета движения метеороидов в нижних слоях атмосферы необходимо учитывать изменение массы тела. В высокотемпературном газовом потоке имеют место два механизма передачи тепла от газа к поверхности тела: конвективная теплопередача и перенос тепла излучением. Формулы для расчета тепловых потоков приводятся в работе [5].

Статистика падений метеороидов показывает, что большинство из них падало на Землю раздробленными кусками, поэтому расчет уноса массы требует учета процесса их дробления. Космическое тело может распасться на несколько крупных фрагментов, которые летят затем автономно, или раздробиться на облако мелких осколков, объединенных общей ударной волной и летящих как единое целое. Это облако обычно быстро расширяется и тормозится во время полета, вызывая яркую вспышку излучения. При разрушении крупного метеорного тела могут реализовываться одновременно оба сценария фрагментации.

В настоящей работе процесс фрагментации метеороида рассматривается в рамках модели прогрессивного дробления с учетом влияния масштабного фактора на предел прочности объекта. Используется статистическая теория прочности [6], когда считается, что фрагментация происходит по дефектам и трещинам, которые присущи таким структурно неоднородным телам, как метеороиды. В результате фрагментация представляется как процесс последовательного устранения дефектов при возрастании силовой нагрузки путем разрушения тела по этим дефектам. Появляющиеся таким образом фрагменты обладают большей прочностью, чем исходное тело. В связи с этим процесс фрагментации завершается, как

только скоростной напор начинает убывать. Подробно эта модель представлена в работах [5, 7].

Задача по движению дробящегося метеорного тела решается в три этапа. На первом этапе рассматривается движение единого тела от высоты входа в атмосферу до высоты начала дробления, на втором — движение роя фрагментов от высоты начала дробления до высоты максимального скоростного напора. На третьем этапе, когда процесс дробления уже завершен, считается, что фрагменты движутся независимо, и рассматривается движение одного фрагмента, поскольку принимается, что все образовавшиеся обломки одинакового размера.

В этом случае прочность фрагмента записывается в виде

$$\sigma_f^* = \sigma_e (M_e / M_f)^\alpha, \quad (2)$$

где σ_e , σ_f^* , M_e , M_f — предел прочности и масса метеороида при входе в атмосферу и для фрагмента; α — показатель, характеризующий степень неоднородности разрушающегося материала [6, 7] (чем неоднороднее материал, тем больше его значение). Следует отметить, что при $\alpha \rightarrow 0$ метеороид разрушается на мельчайшие фрагменты, которые движутся в гидродинамическом режиме, как большая масса раздробленного тела, что описывается, например, моделью [8]. При больших значениях α фрагментации не происходит и тело движется как единое целое. Значение параметра α для каменных метеороидов, как правило, находится в пределах 0.1–0.5 [9].

Поведение небесного тела зависит от соотношения его прочностных характеристик (на сжатие, растяжение, сдвиг) и величины скоростного напора, которая монотонно увеличивается до максимального значения с уменьшением высоты полета.

Условие начала разрушения болида в атмосфере таково:

$$\rho_* V_*^2 = \sigma^*, \quad (3)$$

где слева величина скоростного напора, а σ^* — одна из прочностных характеристик материала метеороида. Параметры со звездочкой относятся к моменту начала дробления. Если соотношение (3) не выполняется на траектории, то небесное тело проходит атмосферу без дробления, как единое тело.

Высота начала дробления z_* с учетом $\rho = \rho_0 \exp(-z/h)$, определяется как

$$z_* = h \ln(\rho_* V_*^2 / \sigma^*). \quad (4)$$

Если рассматривать модель прогрессивного дробления, то, начиная с этой высоты, вместо единого тела падает уже рой дробящихся осколков со все увеличивающимся количеством N , прочность которых зависит от их массы M_f по закону (2).

При предположении, что образовавшиеся фрагменты — сферы одинаковой массой M_f ($M_f = M/N$), по уравнениям (2)–(4) можно найти их количество в зависимости от текущих величин скоростного напора и суммарной массы всех фрагментов:

$$N = \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\rho_* V_*^2} \right)^{1/\alpha} = \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\sigma^*} \right)^{1/\alpha}.$$

Если рассматривать движение роя осколков, то эффективная площадь мишени этого роя зависит от числа образовавшихся кусков. Если считать, что образующиеся куски одинаковой массы не перекрываются, то получится следующая формула для определения эффективной площади мишени роя осколков:

$$S = S_* \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\rho_* V_*^2} \right)^{1/(3\alpha)}. \quad (5)$$

Согласно этой модели, начиная с высоты z_* движется рой раздробленных осколков, окруженный общей ударной волной, с прогрессивно увеличивающимся числом фрагментов. Если исследовать баллистику роя осколков, то можно использовать уравнения движения как для единого тела, но с переменной площадью мишени, определяемой по формуле (5).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим, как проходит движение крупного каменного метеороида массой $M = 10^9$ кг и плотностью $\rho_b = 3 \times 10^3$ кг/м³, вторгнувшегося в атмосферу на высоте $z_e = 100$ км со скоростью $V_e = 30$ км/с, при разных углах входа в нее θ_e . Считается, что тело имеет идеальную шаровую форму, т.е. $C_D = 1$, $C_N = 0$.

Если рассматривать задачу в приближении единого тела без учета абляции и фрагментации, то данные, приведенные на рис. 2, показывают, как меняется высота полета метеороида в зависимости от времени для различных углов его входа в атмосферу. Траектории полета существенно зависят от параметра θ_e . Из приведенных результатов видно, что при $\theta_e > 9^\circ$ метеороид с такими параметрами упадет на Землю, а при $\theta_e \leq 9^\circ$, начиная с определенной высоты, его траектория становится восходящей. При $\theta_e \leq 9^\circ$ угол наклона траектории с течением времени меняет знак и заключительный ее участок становится восходящим. Такие траектории назовем пролетными (см. кривая 1 на рис. 1). Чем меньше величина этого параметра, тем раньше изменяется знак, так, для $\theta_e = 5^\circ, 7^\circ, 9^\circ$ пе-

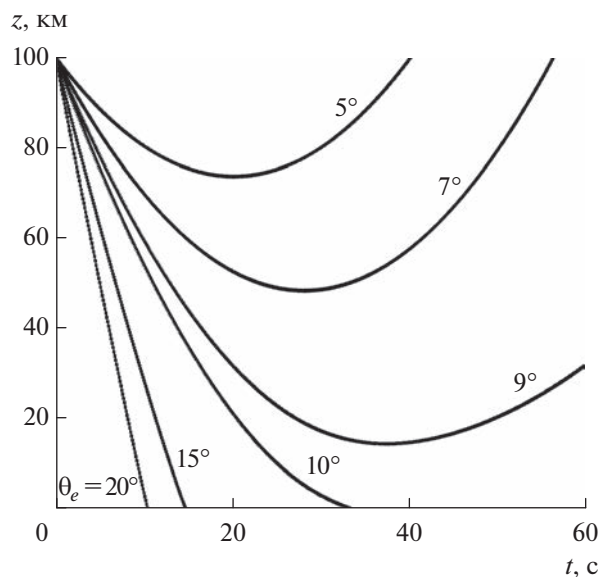


Рис. 2. Зависимости высоты полета z от времени полета t при разных углах входа в атмосферу θ_e .

переход к восходящей ветви траектории реализуется при значениях времени $t = 20, 30, 40$ с соответственно. При начальных углах входа в атмосферу $\theta_e > 10^\circ$ происходит “жесткое” столкновение метеороидов с земной поверхностью под достаточно большим углом, которое может привести к трагическим последствиям для окружающей среды, инфраструктуры и населения в зависимости от скорости падения.

В случаях пролетных траекторий при малых углах входа в атмосферу ($\theta_e = 5^\circ - 7^\circ$) метеорные тела вообще не входят в плотные слои атмосферы, а пронизывают верхние слои атмосферы в режиме свободномолекулярного обтекания, не испытывая при этом практически никакого сопротивления и, как показывают расчеты, не теряя своей скорости, т.е. для рассматриваемого тела при углах входа $\theta_e \leq 7^\circ$ анализировать траекторию движения можно в рамках модели единого тела. Критическое значение угла входа для модели единого тела $\theta_e = 9^\circ$, при котором траектории становятся пролетными, подтверждается также оценками, приведенными в работе [10].

Однако если учитывать эффекты абляции поверхности и фрагментацию метеороида, то результаты по определению критического угла входа тела в атмосферу получаются иными. Пусть рассматриваемое тело, входящее в атмосферу под углом 9° , имеет критическое значение прочностного параметра $\sigma^* = 10^5 \text{ Н/м}^2$, тогда его фрагментация, согласно (4), начинается на высоте 67.4 км, а при значении степени неоднородности материала $\alpha = 0.25$ максимальное число образующихся

фрагментов составляет $N \sim 7.9 \times 10^5$. В случае более прочного метеороида ($\sigma^* = 10^7 \text{ Н/м}^2$) фрагментация начинается на высоте 35.3 км и при том же значении параметра α максимальное число фрагментов $N = 126$. На рис. 3 показано, как меняется высота полета z во времени t при данных значениях прочностного параметра σ^* и учете абляционных потерь массы метеороида.

Также на рис. 3 представлена зависимость высоты полета от времени (кривая 3), полученная без учета фрагментации тела, но с учетом уноса массы под действием тепловых потоков. Все три траектории не являются пролетными, т.е. в этих случаях при $\theta_e = 9^\circ$ происходит падение небесного тела на земную поверхность. Заметим, что в приближении модели единого тела с учетом абляции режим движения тела временно переходит с нисходящей на восходящую стадию полета (кривая 3), но существенное торможение тела в плотных слоях атмосферы делает траекторию снова нисходящей. При этом дальности полета метеороида L вдоль земной поверхности, рассчитываемые от проекции на нее точки входа тела в атмосферу до точки падения фрагментов для вариантов расчета, представленных на рис. 3, достаточно большие (~ 1000 км).

На рис. 4 приведены результаты расчетов высоты полета метеороида в зависимости от времени при угле входа метеороида $\theta_e = 8^\circ$ и значении прочностного параметра $\sigma^* = 10^6 \text{ Н/м}^2$. Результаты получены для двух значений показателя неоднородности материала метеороида $\alpha = 0.5, 0.25$. На

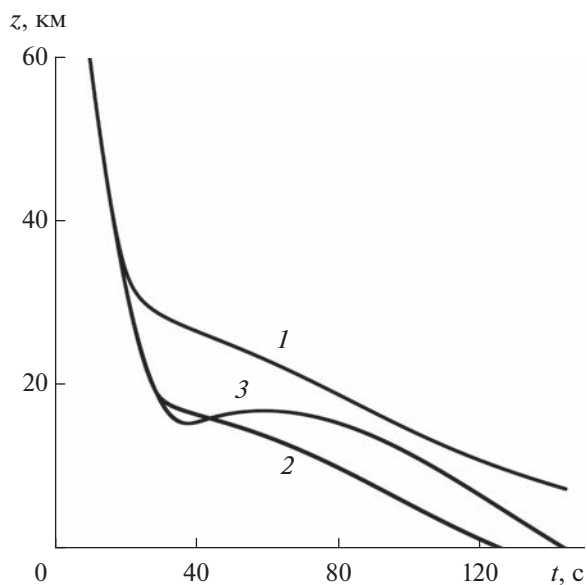


Рис. 3. Зависимости высоты полета z от времени t для угла входа в атмосферу $\theta_e = 9^\circ$: 1 – $\sigma^* = 10^5 \text{ Н/м}^2$, 2 – 10^7 , 3 – без учета фрагментации.

рис. 4а приводится также траектория для нефрагментирующегося метеороида, но с учетом абляции его поверхности (кривая 1). Если число фрагментов относительно невелико (для $\alpha = 0.5$, $N = 70$) или вообще не происходит дробления тела, то траектории получаются пролетными. При $\alpha = 0.25$ число образовавшихся фрагментов достигает величины 2.3×10^3 , в итоге получается траектория с чередованием нисходяще-восходящих стадий полета и происходит падение обломков на земную поверхность. Количество образующихся фрагментов, связанное со структурной неоднородностью тела, существенно влияет на его баллистику.

Как показывают результаты расчетов, для тел меньших размеров, чем рассматриваемые выше метеороиды, пролетный режим движения реализуется при меньших значениях угла входа в атмосферу. Кроме того, неправильная геометрическая форма может оказывать значительное влияние на траекторию движения метеороида, т.е. его траектория будет искривляться вверх или вниз в зависимости от знака коэффициента аэродинамического качества.

В работе [11] рассмотрены еще несколько причин изменений направления полета небесных тел. Так, быстро вращающиеся тела могут двигаться по искривленным траекториям из-за эффекта Магнуса: вращение метеороида в набегающем потоке создает дополнительную силу, при этом ось вращения тела описывает конус, подобно вращающемуся волчку.

Интересные конфигурации траекторий могут возникнуть в случаях, если скорость входа метеорного тела в атмосферу Земли имеет существенно меньшие значения, чем рассмотренная выше. В таких случаях даже при малых углах входа θ_e (когда реализуются пролетные траектории при больших скоростях) тело может долететь до плотных слоев атмосферы, затем изменить режим движения на восходящий, а потом затормозиться до скорости, меньшей второй космической, и в итоге все-таки упасть на Землю. Пример расчета такого движения при начальной скорости $V_e = 12.8$ км/с и угле входа в атмосферу $\theta_e = 7.2^\circ$ для метеорного тела массой $M = 4 \times 10^5$ т представлен на рис. 5. Кривая 1 соответствует прочному метеороиду, который движется в атмосфере без фрагментации. Дальность полета метеороида L вдоль земной поверхности в этом случае составляет 3369 км, а время полета ~ 400 с. Кривая 2 соответствует критическому значению прочностного параметра, при котором начинается процесс фрагментации, $\sigma^* = 10^7$ Н/м² и значению параметра неоднородности материала тела $\alpha = 0.25$. При этом также наблюдается восходяще-нисходящий режим движения тела, а при $\sigma^* = 10^6$ Н/м² (кривая 3) реализуется обычная траектория “звздопада”. В этом слу-

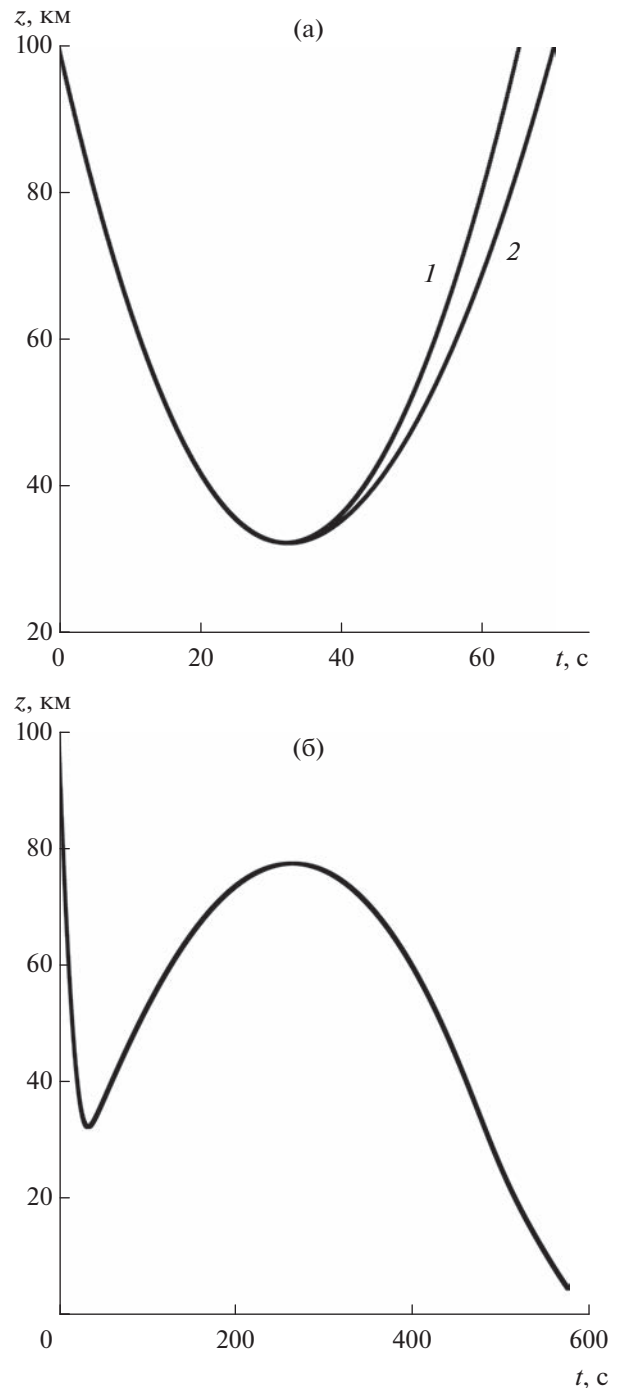


Рис. 4. Зависимости высоты полета z от времени t для угла входа тела в атмосферу $\theta_e = 8^\circ$ и при $\sigma^* = 10^6$ Н/м²: (а) 1 – без учета фрагментации, 2 – с учетом фрагментации, $\alpha = 0.5$; (б) – с учетом фрагментации, $\alpha = 0.25$.

чае у менее прочного метеороида образуется большее количество фрагментов, чем при $\sigma^* = 10^7$ Н/м², и они быстрее тормозятся в атмосфере.

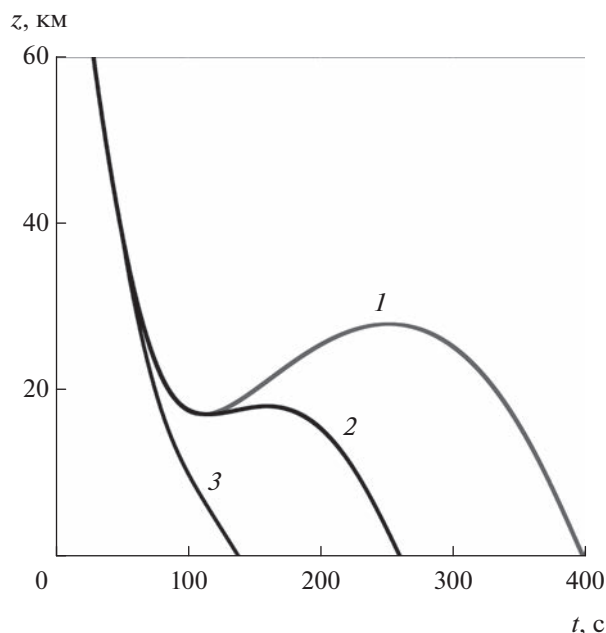


Рис. 5. Зависимость высоты полета z от времени t тела массой $M = 4 \times 10^5$ т при $V_e = 12.8$ км/с и $\theta_e = 7.2^\circ$: 1 – без учета фрагментации; с учетом фрагментации: 2 – $\sigma^* = 10^7$ Н/м², 3 – 10^6 .

Таким образом, результаты расчетов показывают, что режим движения метеороида зависит от многих факторов: его размера, скорости, прочностных характеристик и углов входа в атмосферу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе уравнений физической теории метеоров проведено математическое моделирование движения и разрушения крупных небесных тел в атмосфере Земли. В ходе численного эксперимента определены некоторые физические характеристики, которым должны удовлетворять метеороиды, чтобы в некоторый момент времени их режим движения сменился с нисходящего на восходящий в атмосфере. При этом учитывались

абляция поверхности и механическая фрагментация метеороидов под действием тепловых и силовых нагрузок. Выявлен определяющий критерий, при котором для метеороидов реализуются траектории без столкновения с Землей. Им оказалась величина угла входа в атмосферу. Движение тела под углами, меньшими критического значения, позволяет объяснить ранее непонятные результаты поисков в “предполагаемом месте падения”: отсутствие следов ударного кратера и каких-либо материальных остатков метеоритного вещества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gordon E., Bartky C.D., Li F., Wager J.F. Dynamics of a Large Meteor // AIAA Paper 75-14. 1975.
2. Cepelch Z. Earth-grazing Daylight Fireball of August 10, 1972 // Astron. Astrophys. 1994. V. 283. P. 287.
3. Shober P.M., Jansen-Sturgeon T., Sansom E.K. et al. Where Did They Come From, Where Did They Go: Grazing Fireballs // Astron. J. 2020. V. 159. P. 191.
4. Коробейников В.П. Моделирование вторжения космических тел. В кн.: Принципы математического моделирования. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 116.
5. Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. Моделирование движения и разрушения болидов в атмосфере Земли // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 328.
6. Weibull W. A Statistical Theory of the Strength of Materials // Proc. Roy Swedish Inst. Eng. Res. 1939. № 151. P. 1.
7. Тирский Г.А., Ханукаева Д.Ю. Баллистика дробящегося метеороида с учетом уноса массы в неизо-термической атмосфере // Космич. исслед. 2008. Т. 46. № 2. С. 122.
8. Григорян С.С. О движении и разрушении метеоритов в атмосфере планет // Космич. исслед. 1979. Т. 17. № 6. С. 875.
9. Svetsov V.V., Nemtchinov E.V., Teterev A.V. Disintegration of Large Meteoroids in Earth's Atmosphere: Theoretical Models // Icarus. 1995. V. 116. P. 131.
10. Мурзинов И.В. Проблема века: куда улетел Тунгусский метеорит // Космонавтика и ракетостроение. 2015. № 4(83). С. 65.
11. Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958. 634 с.