

On the Uncertainty of Modeling the Interaction of a Meteoroid with the Atmosphere at Various Entry Velocities

I. G. Brykina, L. A. Egorova

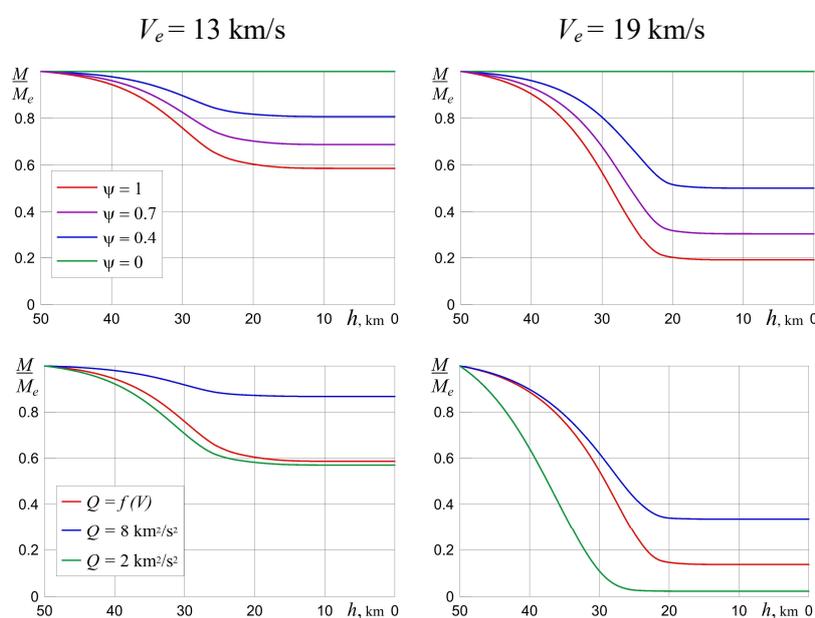
*Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

shantii@mail.ru

Abstract

The problem of meteoroid entry into the atmosphere and their interaction is considered. The interaction with the atmosphere of a meteor body or its fragments moving as a single body is modeled by numerically solving the meteor physics equations, taking into account the curvilinearity of the trajectory. In modeling, the representation of the heat transfer coefficient and the effective heat of mass loss is of decisive importance, since their ratio, called the ablation parameter, is the main parameter of the equations. In this paper, we study the influence of ways of specifying the heat transfer coefficient and the effective heat of ablation on the simulated characteristics: meteoroid velocity, change in its mass and energy deposition along the trajectory as well as the trajectory, and estimate the degree of this influence at various meteoroid entry velocities into the atmosphere.

Keywords: meteoroid, ablation parameter, effective heat of ablation, heat transfer coefficient



Meteoroid mass loss M/M_e versus the flight altitude h at various entry velocities V_e .

Upper graphs: various values of the uncertainty parameter ψ in the heat transfer coefficient. Lower graphs: different ways of setting the effective heat of ablation Q : blue, green and red lines correspond to heat of evaporation, heat of melting and variable Q depending on meteoroid velocity V

УДК 532.68

О неопределенности моделирования взаимодействия метеороида с атмосферой при разных скоростях входа

И. Г. Брыкина, Л. А. Егорова

*НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, 119192, Мичуринский пр., 1*

shantii@mail.ru

Аннотация

Рассматривается вход в атмосферу метеорного тела и его взаимодействие с ней. Взаимодействие с атмосферой метеорного тела или его фрагментов, движущихся как единое тело, моделируется путем численного решения уравнений метеорной физики с учетом криволинейности траектории. При моделировании определяющее значение имеет задание коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты уноса массы, поскольку их отношение, называемое параметром абляции, является основным параметром этих уравнений. В работе исследуется влияние способов задания коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты абляции на моделируемые характеристики – скорость метеороида, изменение его массы, выделение энергии вдоль траектории и на саму траекторию и оценивается степень этого влияния при разных скоростях входа метеороида в атмосферу.

Ключевые слова: метеороид, параметр абляции, эффективная теплота абляции, коэффициент теплопередачи

1. Введение

Скорость входа метеорных тел в атмосферу в значительной степени определяет характер их взаимодействия между собой. Одним из основных процессов взаимодействия метеороидов с атмосферой, наряду с разрушением этих небесных тел из-за больших аэродинамических нагрузок, является их абляция. В результате сильного нагрева, для крупных тел в основном радиационным тепловым потоком, метеороиды теряют большую часть своей массы. Основную сложность при моделировании абляции и движения метеорных тел в атмосфере представляет недостаточность данных по радиационному тепловому потоку и удельной теплоте абляции в диапазоне параметров, характерном для их полета. Скорость входа метеороидов в атмосферу значительно превышает скорость космических аппаратов, поэтому результаты численного моделирования и экспериментального (полетного и наземного) исследования тепловых потоков и удельной теплоты уноса массы, полученные для космических аппаратов, большей частью не применимы для условий полета метеорных тел.

Кроме того, для решения системы уравнений метеорной физики, в рамках которых проводится моделирование взаимодействия метеороидов с атмосферой, необходимо представить коэффициент теплопередачи в виде аналитической зависимости от скорости и размера тела и от плотности атмосферы. Поэтому почти во всех исследованиях при решении этих уравнений коэффициент теплопередачи полагался постоянным (или ступенчатой функцией). При этом иногда этот коэффициент подбирался таким образом, чтобы результаты расчета совпадали с наблюдениями за полетом и светимостью метеорных тел, а иногда брался произвольно, чаще всего равным 0.1. Попытка учесть зависимость коэффициента теплопередачи от скорости и размера метеороида и плотности атмосферы была сделана в работе авторов [1],

где получено аппроксимационное соотношение для радиационного теплового потока в точке торможения на неразрушающейся поверхности. Обзор немногих численных методов расчета радиационного теплового потока для параметров обтекания, характерных для входа в атмосферу крупных небесных тел, развитых в последние годы в связи с актуализацией проблемы астероидно-кометной опасности после Челябинского события, приведен в [2, 3].

Еще одна сложность заключается в недостатке достоверных сведений о механизме уноса массы метеороида, который зависит от его скорости, химического состава и структуры, а также высоты, на которой происходит абляция. На протяжении многих лет ведутся дискуссии об определяющем механизме уноса массы при движении метеороидов в атмосфере и о том, какое значение эффективной теплоты абляции Q следует подставлять в уравнения метеорной физики. Большое внимание этому вопросу и изложению точек зрения разных авторов уделено в монографиях [4, 5]. Отмечалось [6], что «удельная теплота абляции (количество энергии, необходимое для удаления единицы массы метеороида) не может быть определена с желаемой точностью. Обычно метеороид подвергается одновременно различным формам абляции: испарению ($Q = 8 \times 10^{10}$ эрг/г), плавлению ($Q = 2 \times 10^{10}$ эрг/г) и механическому уносу за счет различных видов дробления (шелушение) ($Q = 1.4 \times 10^{10}$ эрг/г). Эффективное значение Q , которое следует подставить в уравнение уноса массы, лежит между крайними из приведенных выше значений... Так или иначе неточность принимаемого значения Q составляет $30 \div 50\%$ ». Довольно много исследований по определению эффективной теплоты абляции, как теоретических, так и экспериментальных, проводилось для условий полета, характерных для возвращаемых космических аппаратов и баллистических ракет, и для материалов, пригодных в качестве теплозащитных покрытий; обзор и анализ ряда исследований приведен в [7]. Как отмечалось выше, скорости космических аппаратов гораздо меньше, чем скорости входа в атмосферу метеорных тел, поэтому основная абляция происходит путем плавления, хотя имеют место и испарение, и механическая эрозия. Исследуемые материалы, в силу того, что они предназначены служить тепловой защитой, характеризуются большими значениями теплоты абляции Q , значительно превышающими значения Q для каменных и железных метеоритов.

После Челябинского события стали появляться теоретические и экспериментальные работы по изучению абляции метеорных тел, обзор таких работ приведен в [8]. В этих работах экспериментальные установки и методология испытаний, ранее использовавшиеся для определения характеристик тепловой защиты космических аппаратов, адаптируются для исследования абляции образцов метеоритов, в частности, для определения эффективной теплоты абляции. Однако условия экспериментов все еще соответствуют условиям входа космических аппаратов, поэтому основные наблюдаемые механизмы уноса массы – это плавление, сдувание расплава и эрозия. К сожалению, пока не удается достигнуть условий, соответствующих полету метеорных тел, и проблема определения эффективной теплоты уноса массы остается открытой. Поэтому, ввиду сложности задачи, практически во всех работах, где для исследования взаимодействия метеороидов с атмосферой решаются уравнения метеорной физики, значение Q полагается постоянным и, как правило, равным теплоте испарения, которая для обыкновенных хондритов и железных метеороидов составляет около 8×10^{10} эрг/г = 8 МДж/кг = 8 км²/с² [4, 9]. Иногда задается некоторое среднее между теплотой испарения и теплотой плавления значение эффективной теплоты уноса массы [2, 10]. В работе авторов [8] предложено использовать переменную вдоль траектории эффективную теплоту абляции, интерполируя ее значение между теплотой испарения и теплотой плавления (или шелушения) в зависимости от скорости полета.

В предыдущих исследованиях авторов [3, 8] путем численного решения уравнений метеорной физики оценивалось влияние неточности задания коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты абляции на моделируемые характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой для начальной скорости входа в атмосферу 19 км/с (скорость входа Челябинского метеороида) и разных начальных масс (размеров). В данной работе исследуется

влияние способа задания коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты абляции на моделируемые характеристики: траекторию, скорость, потерю массы и энерговыделение метеороида при разных начальных скоростях, характерных для входа в атмосферу крупных небесных тел. При численном решении уравнений метеорной физики для коэффициента теплопередачи использовалась полученная ранее [1] корреляционная зависимость от скорости тела, его радиуса и плотности атмосферы, в которой варьировался введенный фактор неопределенности. Эффективная теплота абляции задавалась как постоянной (теплота испарения, теплота плавления), так и переменной вдоль траектории, зависящей от скорости полета [8]. Оценивается степень неопределенности моделирования разных характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой в зависимости от скорости его входа в атмосферу.

2. Постановка задачи

Рассматривается вход в атмосферу метеорного тела. Его взаимодействие с атмосферой моделируется в рамках обобщенных уравнений метеорной физики [11], которые описывают движение вдоль криволинейной траектории, абляцию и энерговыделение метеороида или его фрагментов (после разрушения). Выпишем уравнения, описывающие торможение, унос массы и траекторию, а также соотношение для изотермической атмосферы

$$\begin{aligned}
 M \frac{dV}{dt} &= -\frac{\pi}{2} R_S^2 C_D \rho V^2 + Mg \sin \theta, & \frac{dM}{dt} &= -\frac{\pi}{2} R_S^2 \sigma \rho V^3, \\
 \frac{dh}{dt} &= -V \sin \theta, & \frac{d\theta}{dt} &= \frac{g \cos \theta}{V} - \frac{V \cos \theta}{R_\oplus + h}, \\
 \rho &= \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{h^*}\right), & \sigma &= \frac{C_H}{Q}
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь t – время; V, M и R_S – скорость, масса и радиус миделева сечения метеороида; θ – угол наклона траектории по отношению к горизонту (к касательной к поверхности Земли); h – высота полета; C_D – коэффициент лобового сопротивления; g – ускорение силы тяжести; R_\oplus – радиус Земли; ρ – плотность атмосферы; $\rho_0 = 1.29 \text{ кг/м}^3$, $h^* = 7 \text{ км}$; σ – параметр абляции; C_H – коэффициент теплопередачи на единицу площади миделева сечения; Q – эффективная теплота абляции. В отличие от простой физической теории метеоров [5, 12], в уравнениях (1) учитываются сила тяжести и связанное с ней искривление траектории.

Уравнения (1) записаны в предположении, что метеорное тело имеет сферическую форму (шар). В этом случае масса метеороида M связана с его радиусом миделя R_S соотношением

$$M = \frac{4\pi \delta}{3} R_S^3 \tag{2}$$

Здесь δ – плотность метеороида. При задании распределения давления по поверхности сферы по формуле Ньютона коэффициент лобового сопротивления $C_D = 1$.

Важной характеристикой взаимодействия метеорного тела с атмосферой, которую можно определить из наблюдений, является его энерговыделение вдоль траектории. Часть выделившейся энергии идет на излучение и может регистрироваться наземными и спутниковыми системами наблюдения. По регистрируемому вдоль траектории свечению (световым кривым) с помощью полуэмпирических методик можно определить выделившуюся энергию. Моделируемое энерговыделение, т.е. кинетическая энергия E , выделяемая на единицу высоты, рассчитывается с помощью уравнения

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dh} &= -\frac{1}{V \sin \theta} \frac{d}{dt} \left(\frac{MV^2}{2} \right) = -\frac{1}{V \sin \theta} \left(\frac{V^2}{2} \frac{dM}{dt} + MV \frac{dV}{dt} \right) = \\ &= \frac{\pi \rho R_s^2 V^2}{2 \sin \theta} \left(\sigma \frac{V^2}{2} + C_D \right) - gM \end{aligned} \quad (3)$$

Параметр абляции σ , равный отношению коэффициента теплопередачи C_H к эффективной теплоте уноса массы Q , является основным определяющим параметром уравнений (1)–(3). При высоких скоростях, характерных для метеорных тел, радиационный тепловой поток значительно превосходит конвективный на большей части траектории в континуальном режиме обтекания, где и происходит основной унос массы крупных метеороидов. Конвективный тепловой поток играет основную роль для мелких фрагментов на заключительной части траектории, когда они существенно затормозились, поэтому он также учитывается.

Для коэффициента теплопередачи C_H будем использовать соотношение, вывод которого изложен в [3], учитывающее его зависимость от скорости метеороида V , радиуса затупления R и плотности атмосферы ρ

$$C_H(V, R, \rho) = \psi (C_{Hr} + C_{Hc}), \quad (4)$$

где $C_{Hr}(V, R, \rho)$ и $C_{Hc}(V, R, \rho)$ – коэффициенты радиационной и конвективной теплопередачи. Для коэффициента радиационной теплопередачи C_{Hr} в [1] было получено аппроксимационное выражение в зависимости от параметров V, R, ρ , модифицированное в [3] для расширения диапазона его применимости на меньшие скорости и высоты. В данной работе коэффициент C_{Hr} вычислялся по формулам, приведенным в [3]. Аппроксимационное выражение для коэффициента конвективной теплопередачи в зависимости от V, R, ρ также приведено в [3].

В выражение для C_H (4) введен параметр неопределенности ψ для того, чтобы учесть существующую неточность радиационного теплового потока к телу и оценить ее влияние на результаты моделирования потери массы, скорости, траектории полета и энергосодержания метеороида вдоль траектории путем варьирования ψ . Неточность коэффициента теплопередачи C_H связана со многими факторами, в частности, с учетом влияния излучения воздуха перед ударной волной, турбулентности, экранирования парами метеороида; с неопределенностью в оптических свойствах горячего воздуха и паров, в моделях переноса излучения и поля течения; с неизвестностью реальной формы тела.

Эффективная теплота абляции Q , или удельная теплота уноса массы, обычно считается постоянной при моделировании взаимодействия крупных метеороидов с атмосферой и чаще всего полагается равной теплоте испарения обыкновенных хондритов и железных метеоритов: $Q = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Однако, механизм уноса массы по мере торможения метеороида вдоль траектории меняется, приближаясь при небольших скоростях к уносу массы только за счет плавления и сдувания жидкой пленки ($Q = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$), а также за счет механической эрозии (шелушения); эти процессы требуют меньших затрат энергии и, соответственно, им соответствуют меньшие значения Q . Результаты теоретических и экспериментальных исследований, проведенных как для земных материалов, так и для образцов метеоритов, показывают, что механизм уноса массы, и, соответственно, эффективная теплота абляции, сильно зависит от скорости (от энтальпии торможения [7], пропорциональной квадрату скорости). Поэтому в [8] была проведена интерполяция параметра Q между теплотой испарения и теплотой плавления (или шелушения). Запишем интерполяционное соотношение, полученное в [8], в преобразованном виде

$$Q(V) = \frac{Q_{vap} - Q_{min}}{k_2 - k_1} \left(\frac{V^2}{2Q_{vap}} - k_1 \right) + Q_{min}, \quad k_1 \leq \frac{V^2}{2Q_{vap}} \leq k_2,$$

$$\frac{V^2}{2Q_{vap}} > k_2 : Q = Q_{vap}, \quad \frac{V^2}{2Q_{vap}} < k_1 : Q = Q_{min} \quad (5)$$

В выражение для эффективной теплоты абляции входят ее максимальное значение – теплота испарения Q_{vap} , и минимальное значение Q_{min} , т.е. теплота плавления Q_{mel} или шелушения Q_{sp} (как показано в [8], разница в результатах моделирования при $Q_{min} = Q_{mel}$ и $Q_{min} = Q_{sp}$ получается незначительная). Параметр k_1 соответствует скорости, где испарения уже не происходит и механизм абляции – плавление и шелушение. Параметр k_2 соответствует скорости, где унос массы за счет плавления и шелушения становится уже пренебрежимо мал и определяющим механизмом абляции становится испарение. Отметим, что в [13] предложено соотношение, аналогичное (5), но для выбора постоянного значения теплоты абляции Q , которое надо подставить в уравнение уноса массы, в зависимости от значения начальной скорости V_e , т.е. в (5) вместо переменной вдоль траектории скорости V стоит постоянная величина V_e . При численном моделировании мы использовали как постоянные значения Q , так и зависимость $Q(V)$, рассчитываемую по формуле (5).

3. Результаты расчетов и обсуждение

Целью работы являлось оценить, как скорость входа метеороида в атмосферу Земли влияет на неопределенность моделирования его взаимодействия с ней, вызванную неточностью задания коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты абляции. Для моделирования характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой система уравнений (1)–(5) решалась численно методом Рунге – Кутты. Параметр ψ в выражении для коэффициента теплопередачи (4) варьировался от 0 (отсутствие абляции) до 1, задавались четыре значения $\psi = 0, 0.4, 0.7, 1$. Эффективная теплота абляции задавалась как постоянной (теплота испарения $Q = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$, теплота плавления $Q = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$), так и переменной вдоль траектории, зависящей от скорости полета: функция $Q(V)$ рассчитывалась по формуле (5). Начальная скорость метеороида при входе в атмосферу варьировалась от 13 км/с до 21 км/с, этот интервал в значительной степени соответствует скоростям входа крупных метеороидов. Другие начальные параметры задавались следующим образом: угол входа $\theta_e = 18^\circ$, средняя плотность метеороида $\delta = 3.3 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, начальный радиус $R_e = 30 \text{ см}$. По наблюдениям известно, что крупные метеорные тела подвергаются основной фрагментации на высотах от 50 до 25 км. Мы рассматривали гипотетический фрагмент, образованный таким дроблением, поэтому расчеты проводились, начиная с высоты 50 км. Следует отметить, что на начальном участке траектории крупного метеороида, до начала дробления, его скорость меняется слабо (см., например, наблюдательные данные для Челябинского метеороида [14]). Результаты расчетов представлены на рис. 1–4.

Первая серия расчетов проведена для начальных скоростей $V_e = 13, 16, 19$ и 21 км/с при различных значениях фактора неопределенности ψ в выражении для коэффициента теплопередачи C_H и эффективной теплоте уноса массы Q , рассчитываемой по формуле (5). На рис. 1 показаны результаты соответствующих расчетов вдоль траектории определяющих параметров уравнений метеорной физики (1): Q , C_H и коэффициента абляции $\sigma = C_H/Q$, который обычно используется в литературе.

Изменение коэффициента теплопередачи C_H (изменение ψ) слабо сказывается на эффективной теплоте абляции Q , как видно из рис. 1. Влияние C_H на Q практически отсутствует при начальной скорости метеороида $V_e \leq 14 \text{ км/с}$ и начинает проявляться с возрастанием V_e . При этом Q при увеличении C_H слегка уменьшается на срединной части траектории, что связано с более быстрым торможением тела. На первой части траектории метеороидного

тела доминирует радиационная часть коэффициента C_H , которая тем больше, чем выше начальная скорость. На некоторой высоте, которая зависит от размера тела, поскольку мелкие фрагменты тормозятся быстрее, радиационная часть коэффициента C_H начинает быстро уменьшаться из-за существенного снижения скорости, и конвективная часть становится основной. Интересно отметить, что с увеличением начальной скорости V_e параметр абляции σ меняется слабо, так как возрастание коэффициента теплопередачи C_H в связи с увеличением V_e компенсируется возрастанием эффективной теплоты абляции Q .

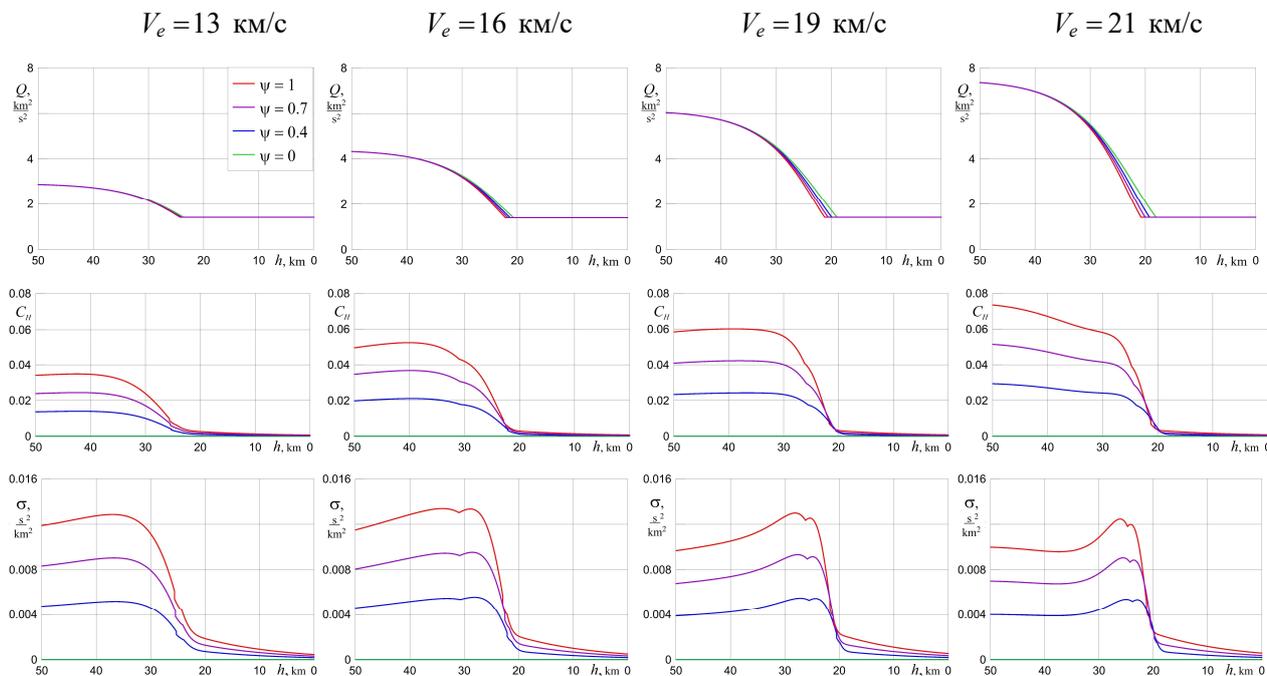


Рис. 1. Эффективная теплота абляции Q , коэффициент теплопередачи C_H , параметр абляции σ в зависимости от высоты полета h при разных начальных скоростях V_e и разных ψ ; $Q = Q(V)$

На рис. 2 представлены масса и скорость метеороида, отнесенные к их начальным значениям (M/M_e и V/V_e), энерговыделение вдоль траектории dE/dh и угол наклона траектории θ в зависимости от высоты полета h . Также показана заключительная часть траектории метеороида $h(l)$, где l – расстояние вдоль горизонтальной поверхности Земли.

Влияние неопределенности задания коэффициента теплопередачи на характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой становится в целом более значительным при увеличении его начальной скорости V_e . Небольшое, хотя и заметное, влияние задание коэффициента теплопередачи имеет на процесс торможения, т.е. на снижение скорости метеороида. Если при $V_e \leq 14$ км/с профили относительной скорости метеороида при разных значениях параметра ψ слабо отличаются друг от друга, то с увеличением V_e их различие становится все значительнее. Наибольшее влияние коэффициент теплопередачи имеет на потерю массы, что естественно, т.к. C_H напрямую входит в уравнение абляции. Различие между расчетными данными по уносу массы при разных значениях ψ возрастает с увеличением начальной скорости V_e . Влияние ψ на остаточную (неиспарившуюся) массу, выпадающую на землю в виде метеорита, при разных V_e показано в табл. 1.

Оценим влияние неопределенности задания коэффициента теплопередачи C_H на энерговыделение метеороида вдоль траектории при разных начальных скоростях. В наиболее вероятном диапазоне значений ψ от 1 до 0.4 разница между предсказываемыми высотами, где достигается пик яркости болида (максимум энерговыделения), составляет около 4 км (при изменении ψ от 1 до 0 доходит до 8 ÷ 9 км) и слабо зависит от начальной скорости. Разница в

расчетах самого максимума энерговыделения в диапазоне изменения ψ от 1 до 0.4 составляет $7 \div 10\%$ при $V_e > 14$ км/с (при меньших V_e эта разница мала).

Таблица 1

Остаточная масса, выпадающая на землю

V_e , км/с	13		16		19		21	
ψ	M/M_e	$M/M_{\psi=0.4}$	M/M_e	$M/M_{\psi=0.4}$	M/M_e	$M/M_{\psi=0.4}$	M/M_e	$M/M_{\psi=0.4}$
0.4	0.8	1	0.64	1	0.5	1	0.43	1
0.7	0.69	0.86	0.46	0.72	0.3	0.6	0.24	0.56
1	0.58	0.73	0.34	0.53	0.19	0.38	0.14	0.33

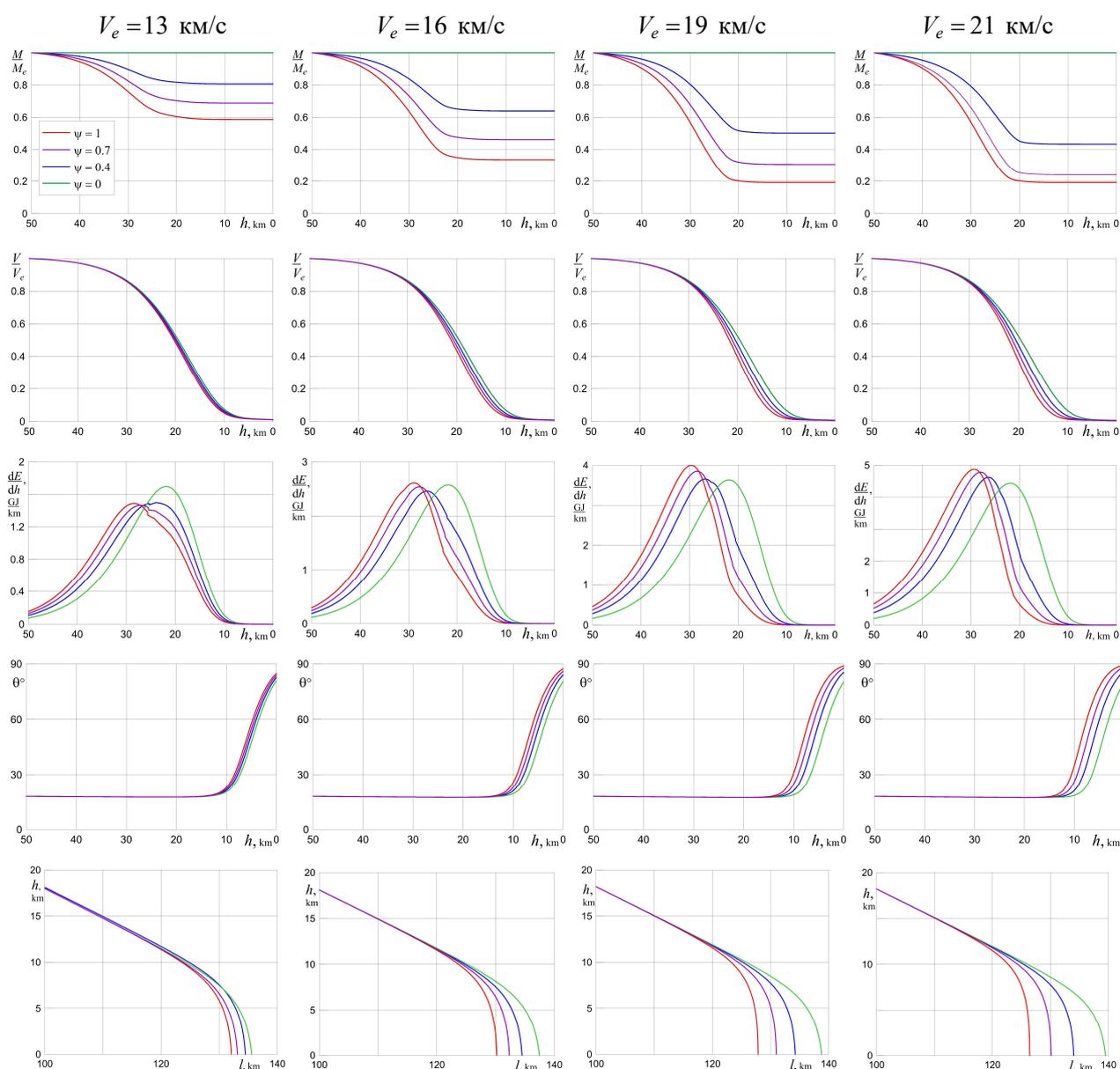


Рис. 2. Относительные масса и скорость метеороида M/M_e и V/V_e , энерговыделение dE/dh , угол наклона траектории θ в зависимости от высоты полета h , и траектория $h(l)$ (l – расстояние вдоль горизонтальной поверхности Земли) при разных начальных скоростях V_e и разных ψ ; $Q=Q(V)$

Влияние неточности задания C_H на траекторию метеороида демонстрируют нижние два ряда графиков на рис. 2. По мере снижения скорости метеороида угол θ очень медленно

и незначительно уменьшается, пока скорость не достигнет 7.9 км/с [11], при дальнейшем ее снижении угол θ начинает резко возрастать и траектория существенно искривляется на низких высотах. При небольших начальных скоростях влияние параметра ψ на изменение угла наклона траектории θ и на расстояние, на котором произойдет выпадение остаточной массы (метеорита), невелико. С увеличением V_e влияние ψ заметно возрастает. Чем больше $C_H(\psi)$, тем раньше начинается рост угла θ . Расхождение между вычисленными координатами точек падения метеорита при разных значениях ψ становится больше при увеличении V_e и достигает примерно 10 км при $V_e = 21$ км/с, когда ψ меняется от 1 до 0.4.

Вторая серия расчетов для начальных скоростей $V_e = 13, 16, 19$ и 21 км/с проведена при значении фактора неопределенности в выражении для коэффициента теплопередачи C_H $\psi = 1$ и разных способах задания эффективной теплоты уноса массы Q : Q зависит от текущей скорости и рассчитывается по формуле (5), $Q = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$ (теплота испарения обыкновенных хондритов и железных метеоритов) и $Q = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$ (теплота плавления этих же материалов). Рисунок 3 показывает характер изменения вдоль траектории рассчитанных определяющих параметров уравнений метеорной физики: Q , C_H и коэффициента абляции σ . Влияние способа задания теплоты абляции Q на коэффициент теплопередачи C_H очень мало при начальной скорости метеороида $V_e \leq 14$ км/с и начинает проявляться с увеличением V_e . При этом при $V_e > 19$ км/с результаты расчетов C_H при переменном $Q(V)$ и Q , равном теплоте испарения, довольно близки, что понятно, поскольку в этом случае на большей части траектории испарение является основным механизмом абляции. Влияние способа задания Q на параметр абляции σ , используемый в литературе, велико при всех начальных скоростях V_e . При переменной теплоте абляции параметр σ , как упоминалось выше, с увеличением V_e меняется незначительно, так как возрастание Q компенсируется возрастанием C_H .

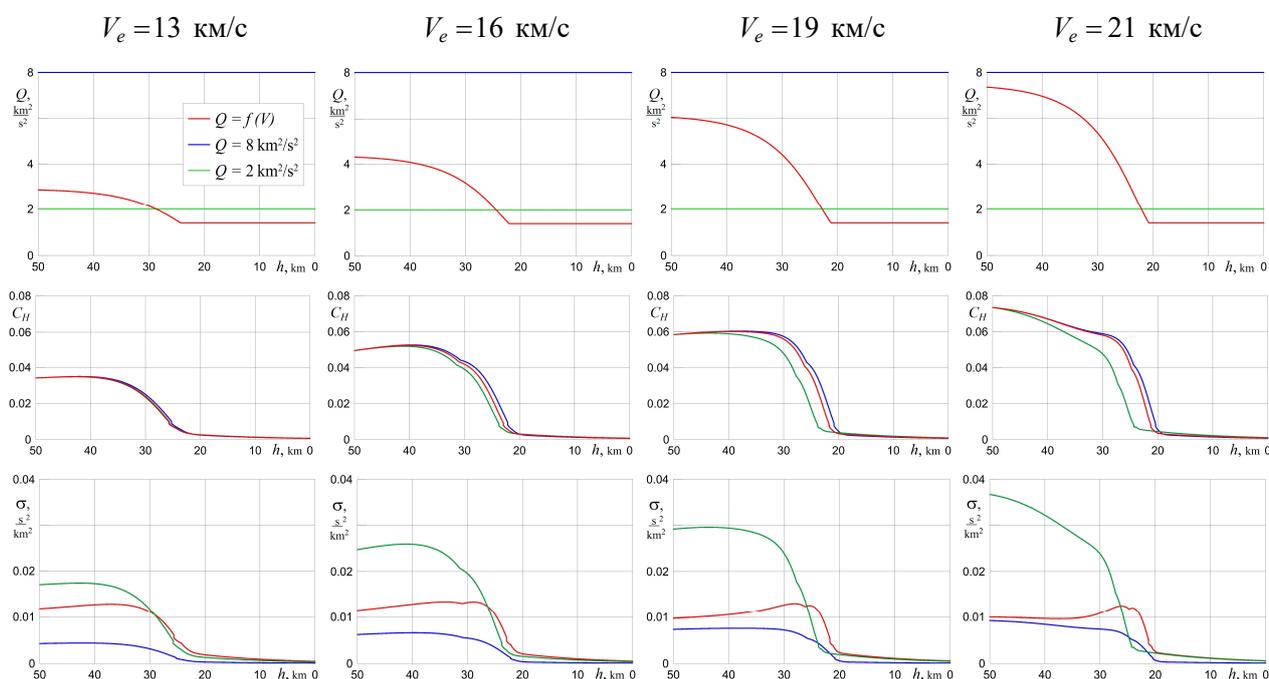


Рис. 3. Эффективная теплота абляции Q , коэффициент теплопередачи C_H , параметр абляции σ в зависимости от высоты полета h при разных начальных скоростях V_e и разных заданиях Q ; $\psi = 1$

На рис. 4 представлены относительная масса и скорость метеороида (M/M_e и V/V_e), энерговыделение dE/dh , угол наклона траектории θ и заключительная часть траектории $h(l)$, полученные в результате второй серии расчетов, проведенных при разных способах задания эффективной теплоты абляции Q . Рисунок 4 показывает, что начальная скорость

метеороида V_e заметно сказывается на характере влияния теплоты абляции Q на все рассчитанные характеристики. При небольшой V_e ($V_e \leq 14$ км/с) результаты расчетов с постоянной Q , равной теплоте плавления, довольно близки к результатам расчетов с переменной, зависящей от скорости, теплотой абляции $Q(V)$. Это объясняется тем, что при небольших скоростях плавление является основным механизмом уноса массы.

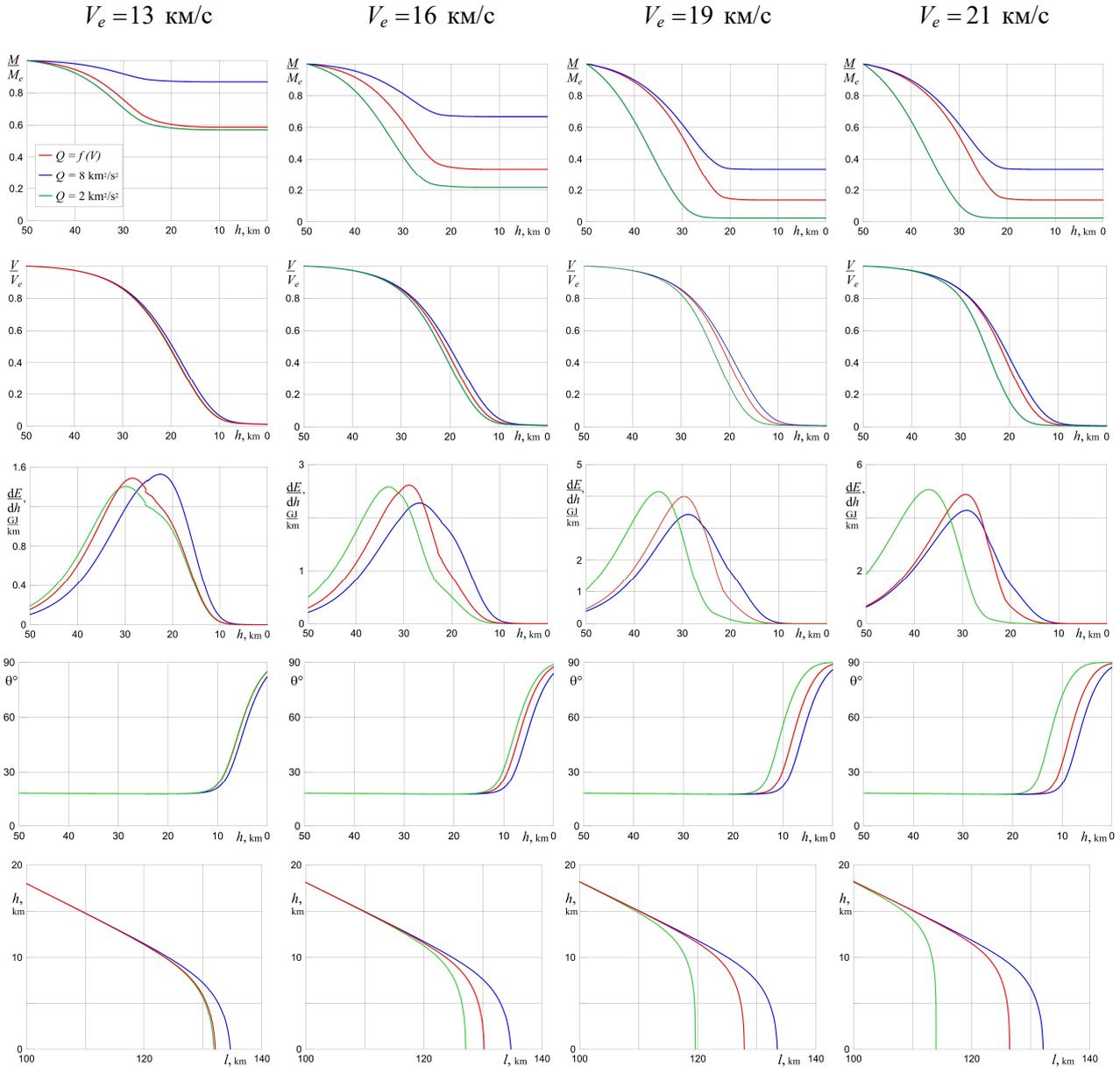


Рис. 4. Относительные масса и скорость метеороида M/M_e и V/V_e , энерговыделение dE/dh , угол наклона траектории θ в зависимости от высоты полета h , и траектория $h(l)$ при разных начальных скоростях V_e и разных заданиях Q ; $\psi = 1$

Для более высоких скоростей входа $V_e > 14$ км/с результаты расчетов с постоянным значением Q (равным как теплоте плавления, так и теплоте испарения, которая обычно берется для подобных расчётов) уже не дают удовлетворительного совпадения с результатами расчетов с переменной теплотой абляции $Q(V)$ для всех моделируемых характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой. Способ задания теплоты абляции оказывает наибольшее влияние на унос массы метеороида, но также заметно влияет и на процесс торможения, и на энерговыделение вдоль траектории, и на изменение угла наклона траектории по отношению к горизонту. Уменьшение Q ведет к увеличению параметра абляции σ , к более быстрому

уменьшению массы метеороида и, соответственно, к более раннему торможению и искривлению траектории. Существенное влияние параметр Q оказывает также на местоположение выпавшей на землю остаточной массы. С увеличением начальной скорости V_e расхождение между предсказываемыми координатами мест выпадения метеорита увеличивается, максимальное расхождение составляет около 5 км при задании $Q = Q(V)$ и $8 \text{ км}^2/\text{с}^2$ и около 20 км при задании $Q = 2$ и $8 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Следует отметить, что с увеличением V_e расхождение в результатах расчетов всех моделируемых характеристик при задании переменной $Q(V)$ и постоянной Q , равной теплоте испарения, становится меньше, но все равно остается, являясь наиболее значительным для изменения массы метеорного тела. Это связано с тем, что, хотя при больших скоростях V_e на начальной части траектории теплота абляции близка к теплоте испарения, после значительного торможения и уменьшения скорости теплота абляции Q все равно уменьшается.

4. Заключение

Оценено влияние скорости входа метеороида в атмосферу (начальной скорости фрагмента после разрушения метеороида) на погрешность моделирования его взаимодействия с ней, вызванную неточностью задания коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты абляции в уравнениях метеорной физики. Показано, что с увеличением начальной скорости V_e возрастает влияние параметра неопределенности ψ в выражении для коэффициента теплопередачи на погрешность моделирования (разброс результатов расчетов) таких характеристик задачи, как масса метеороида, скорость, угол наклона траектории, место выпадения остаточной массы (метеорита). В то же время разница между предсказываемыми высотами, где достигается максимум энерговыделения, слабо зависит от V_e и составляет около 4 км для $R_0 = 30$ см в наиболее вероятном диапазоне значений ψ от 1 до 0.4. Разница в расчетах самого максимума энерговыделения в диапазоне изменения ψ от 1 до 0.4 составляет $7 \div 10$ % при $V_e > 14$ км/с (при меньших V_e эта разница мала). Оценена погрешность, которая может достигаться при моделировании массы, скорости, энерговыделения и траектории метеороида из-за различных способов задания эффективной теплоты абляции Q (теплота испарения, теплота плавления, переменная вдоль траектории, зависящая от скорости $Q(V)$). Показано, что начальная скорость метеороида V_e заметно сказывается на характере влияния теплоты абляции Q на все моделируемые характеристики. При $V_e \leq 14$ км/с результаты расчетов с переменной теплотой абляции $Q(V)$ и с постоянной Q , равной теплоте плавления, довольно близки друг к другу, но с увеличением V_e разница между ними существенно возрастает. В то же время с увеличением V_e расхождение в результатах расчета всех моделируемых характеристик при задании переменной $Q(V)$ и постоянной Q , равной теплоте испарения, становится меньше, но все равно остается, являясь наиболее значительным для изменения массы метеорного тела.

Литература

1. Брыкина И. Г., Егорова Л. А. Аппроксимационные формулы для радиационного теплового потока при больших скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 4. С. 123–134.
2. Брагин М. Д., Брыкина И. Г. О моделировании энерговыделения фрагментированного метеороида в атмосфере // Изв. РАН. МЖГ. 2021. № 4. С. 114–124.
3. Брыкина И. Г., Егорова Л. А. О параметре абляции в задаче о входе метеорного тела в атмосферу // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т. 22. Вып. 5. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-5/articles/959/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.22.5.959>
4. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 293 с.
5. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.

6. Бронштэн В. А. Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере // *Астроном. Вестник*. 1995. Т. 29. № 5. С. 450–458.
7. Adams M. C. Recent advances in ablation // *American Rocket Society J.* 1959. V. 29. № 9. Pp. 625–632.
8. Брыкина И. Г., Егорова Л. А. О влиянии эффективной теплоты абляции на моделирование взаимодействия метеороидов с атмосферой // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т. 23. Вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-2/articles/995/>.
<http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.2.995>
9. Baldwin B., Sheaffer Y. Ablation and breakup of large meteoroids during atmospheric entry // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 19. Pp. 4653–4668.
10. Biberman L. M., Bronin S. Y., Brykin M. V. Moving of a blunt body through the dense atmosphere under conditions of severe aerodynamic heating and ablation // *Acta Astronautica*. 1980. V. 7. № 1. Pp. 53–65.
11. Брыкина И. Г., Егорова Л. А. Моделирование движения, абляции и энерговыделения метеороида в атмосфере с учетом криволинейности траектории // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2020. Т. 21. Вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-2/articles/903/>
<http://doi.org/10.33257/PhChGD.21.2.903>
12. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. *Аэродинамика болидов*. М.: Наука, 1995. 236 с.
13. ReVelle D. O. Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model // *Planetary Sci. SR-76-1*. 1976. 90 p.
14. Borovička J., Spurný P., Brown P., Wiegert P., Kalenda P., Clark D., Shrbený L. The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor // *Nature*. 2013. V. 503. Pp. 235–237.

References

1. Brykina I. G., Egorova L. A., Approximation formulas for the radiative heat flux at high velocities, *Fluid Dyn.*, 2019, vol. 54, pp. 562–574. <https://doi.org/10.1134/S0015462819040037>
2. Bragin M. D., Brykina I. G., On modeling energy deposition of a fragmented meteoroid in the atmosphere, *Fluid Dyn.*, 2021, vol. 56, pp. 566–576. <https://doi.org/10.1134/S0015462821040030>
3. Brykina I. G., Egorova L. A., On the ablation parameter in the problem of meteor body entering the atmosphere, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2021, vol. 22, no. 5. [in Russian]
<http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-5/articles/959/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.22.5.959>
4. Levin B. Yu., *The Physical Theory of Meteors and Meteor Matter in the Solar System*, M.: USSR Acad. Sci., 1956, 293 p. [in Russian].
5. Bronshten V. A., *Physics of Meteor Phenomena*, M.: Nauka, 1981, 416 p. [in Russian].
6. Bronshten V. A., Atmospheric crushing and disintegration of large meteoric bodies, *Astronomy Reports*, Vol. 29, No. 5, 1995, pp. 450–458. [in Russian].
7. Adams M. C., Recent advances in ablation, *American Rocket Society J.*, 1959, vol. 29, no. 9, pp. 625–632.
8. Brykina I. G., Egorova L. A., On the influence of the effective heat of ablation on modeling the interaction of meteoroids with the atmosphere, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 23, No. 2, 2022. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-2/articles/995/>
<http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.2.995>
9. Baldwin B., Sheaffer Y., Ablation and breakup of large meteoroids during atmospheric entry, *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, no. 19, pp. 4653–4668.
10. Biberman L. M., Bronin S. Y., Brykin M. V., Moving of a blunt body through the dense atmosphere under conditions of severe aerodynamic heating and ablation, *Acta Astronautica*, 1980, vol. 7, no. 1, pp. 53–65.

11. Brykina I. G., Egorova L. A., Modeling motion, ablation and energy deposition of meteoroid in the atmosphere taking account of the curved trajectory, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2020, vol. 21, no. 2. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-2/articles/903/>
<http://doi.org/10.33257/PhChGD.21.2.903>
12. Stulov V. P., Mirskij V. N., Vislyj A. I., *Aerodynamics of the fireball*, М.: Nauka, 1995, 236 p. [in Russian].
13. ReVelle D. O., Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model, *Planetary Sci.*, SR-76-1, 1976, 90 p.
14. Borovička J., Spurný P., Brown P., Wiegert P., Kalenda P., Clark D., Shrbený L., The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor, *Nature*, 2013, vol. 503, pp. 235–237. <https://doi.org/10.1038/nature12671>

Статья поступила в редакцию 16 января 2023 г.