

Influence of the Model of Ablation on Modeling the Trajectory, Mass Loss, and Energy Deposition of Meteoroids in the Atmosphere

I. G. Brykina, L. A. Egorova

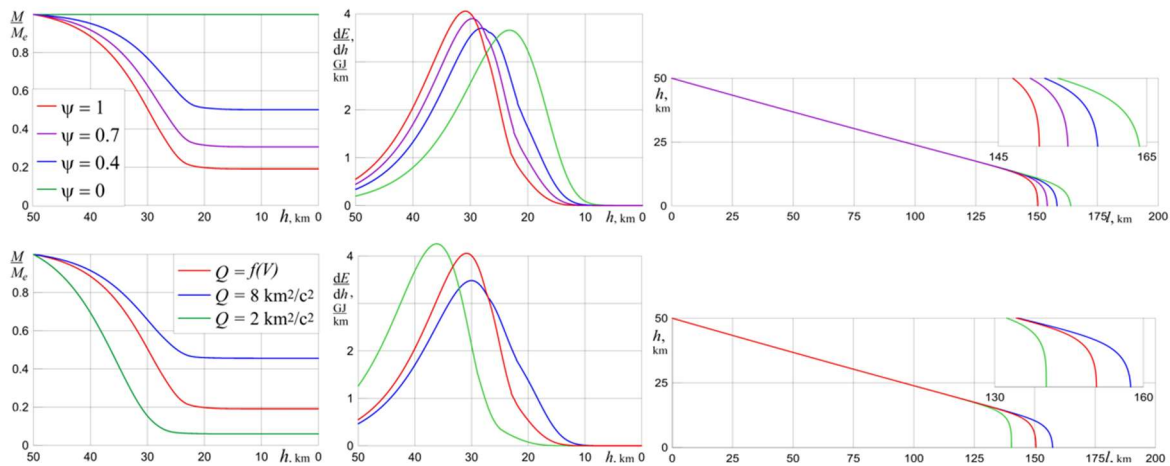
*Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

shantii@mail.ru

Abstract

Modeling of the interaction with the atmosphere of an entering celestial body and its fragments after breakup is carried out within the framework of the meteor physics equations. The existing at high velocities uncertainty of the heat transfer coefficient and specific heat of mass loss, which determine the ablation model in these equations, leads to uncertainty in the modeling results. To study this uncertainty, meteor physics equations are solved numerically using different ways of setting the heat transfer coefficient and the effective (due to various processes) heat of ablation. The possible error in modeling the meteoroid trajectory, energy deposition and mass loss, which can occur due to the inaccuracy of the specified ablation model, is estimated for various atmospheric entry parameters.

Keywords: meteoroid, interaction with the atmosphere, ablation model



Influence of the uncertainty parameter ψ in the heat transfer coefficient and the effective heat of ablation Q on the meteoroid mass loss M/M_e , energy deposition dE/dh and trajectory $h(l)$. h is the flight altitude; l is the distance along the Earth surface, initial velocity, radius and angle are: $V_e = 19$ km/s, $R_e = 30$ cm, $\theta_e = 15^\circ$

УДК 533.6:523.6

Влияние модели абляции на моделирование траектории, уноса массы и энерговыделения метеорных тел в атмосфере

И. Г. Брыкина, Л. А. Егорова

*НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
Россия, Москва, 119192, Мичуринский пр., 1
shantii@mail.ru*

Аннотация

Моделирование взаимодействия с атмосферой входящего в нее небесного тела и его фрагментов после разрушения проводится в рамках уравнений метеорной физики. Существующая при больших скоростях неопределенность коэффициента теплопередачи и удельной теплоты уноса массы, определяющих модель абляции в этих уравнениях, ведет к неопределенности результатов моделирования, для изучения которой уравнения метеорной физики решаются численно при разных способах задания коэффициента теплопередачи и эффективной (за счет различных процессов) теплоты абляции. Оценивается возможная погрешность моделирования траектории, энерговыделения и потери массы метеорного тела, которая может достигаться из-за неточности задаваемой модели абляции, при разных параметрах входа тела в атмосферу.

Ключевые слова: метеороид, взаимодействие с атмосферой, модель абляции

1. Введение

Метеороиды и небольшие астероиды входят в атмосферу Земли со скоростями от 12 до 72 км/с. Высокие скорости небесных тел, намного превышающие скорости космических аппаратов, в значительной степени определяют характер их взаимодействия с атмосферой. Основными процессами этого взаимодействия являются фрагментация небесных объектов из-за высоких аэродинамических нагрузок и их абляция (унос массы) в результате интенсивного нагрева, для крупных тел в большей степени радиационного. Метеорные тела плавятся, испаряются, подвергаются эрозии и таким образом теряют большую часть своей массы. Моделирование взаимодействия с атмосферой метеороидов и их фрагментов после разрушения проводится в рамках уравнений метеорной физики. Эти уравнения позволяют определить траекторию, скорость, массу и энерговыделение небесного тела, а также места выпадения неиспарившихся фрагментов – метеоритов, в зависимости от скорости, размера и угла входа тела в атмосферу.

В системе уравнений метеорной физики определяющими параметрами являются коэффициент теплопередачи и эффективная теплота абляции, которые фактически определяют модель абляции. Основную сложность при ее задании представляет недостаточность данных по радиационному тепловому потоку и теплоте абляции в диапазоне параметров полета, характерном для небесных тел. Результаты численного моделирования и экспериментального исследования тепловых потоков и теплоты абляции, полученные для космических аппаратов, большей частью неприменимы для скоростей и размеров метеорных тел. После входа в атмосферу Земли Челябинского астероида в 2013 г., в связи с осознанием актуальности проблемы астероидно-кометной опасности, стали развиваться численные методы расчета радиационного теплового потока для параметров, характерных для входа в атмосферу крупных

метеороидов, учитывающие влияние уноса массы на течение в ударном слое [1–6]. Однако непосредственно использовать доступные в литературе результаты отдельных расчетов радиационного теплового потока для решения уравнений метеорной физики не представляется возможным. Для того, чтобы решать эти уравнения, коэффициент теплопередачи должен быть задан в зависимости от скорости и размера тела, а также от плотности атмосферы (высоты полета).

В диапазоне параметров, характерном для космических аппаратов, при скоростях менее 12 км/с, разными авторами были предложены такие аналитические зависимости для радиационного теплового потока, аппроксимирующие их численные расчеты. Обзор этих корреляционных соотношений приведен в [7, 8]. В более широком диапазоне параметров, характерном для метеорных тел, аппроксимационная формула для коэффициента радиационной теплопередачи предложена авторами в работе [9] и позднее модифицирована [10] для расширения диапазона ее применимости на меньшие скорости и высоты. Однако любая корреляционная зависимость неточна не только из-за приближенной аппроксимации численных расчетов, но и из-за неточности самих численных расчетов теплового потока, значения которого сильно отличаются друг от друга у разных авторов в случае больших скоростей и размеров и малых высот [3]. Это связано с существующей неопределенностью моделирования радиационного нагрева, с тем, что используются разные модели переноса излучения и поля течения, в которых многие факторы не учитываются, или учитываются весьма приближенно, или неизвестны. Это относится к влиянию излучения воздуха перед ударной волной, турбулентности, экранированию парами метеороида, к неопределенности в оптических свойствах горячего воздуха и паров, к неизвестности реальной формы тела. По оценкам работы [11], для космического аппарата, входящего в атмосферу Земли со скоростью 15 км/с, неопределенность радиационного потока в точке торможения составляет примерно от +81 до –52 %. В связи со сложностью определения коэффициента теплопередачи и его неопределенностью, при моделировании взаимодействия метеороидов с атмосферой он обычно полагается постоянным и подбирается так, чтобы результаты моделирования световой кривой совпали с наблюдательными данными.

Эффективная теплота абляции, как и коэффициент теплопередачи, также полагается постоянной в литературе из-за недостатка достоверных сведений о механизме уноса массы метеороида, зависящем от скорости, химического состава, структуры и высоты полета. Довольно много исследований по определению теплоты абляции, как теоретических, так и экспериментальных, проводилось для условий полета, характерных для возвращаемых космических аппаратов, и для материалов, пригодных для их тепловой защиты. Однако скорости в этих исследованиях были гораздо меньше, чем скорости метеорных тел, поэтому основная абляция происходила путем плавления и механической эрозии, а значения теплоты абляции теплозащитных материалов намного превышали значения для метеоритов. После Челябинского события на установках, использовавшихся для определения характеристик теплозащитных материалов, стали проводиться эксперименты на образцах метеоритов разного состава для исследования абляции метеорных тел [12–16]. Так, в [16] представлены результаты экспериментов в плазменной аэродинамической трубе для 22 метеоритов, абляционные свойства которых проявлялись в том, как материал плавился и стекал вниз по течению. Больше всего капель расплавленного материала было обнаружено для наиболее богатых углеродом углистого хондрита Мурчисон и ахондрита урейлита Дофар 1575. Для других ахондритов частиц или капель практически не наблюдалось. Для 7 из исследовавшихся в [16] метеоритов была оценена эффективная теплота абляции [15], которая была минимальной 1.7 МДж/кг для углистого хондрита Алленде, менялась от 1.9 до 3.5 МДж/кг для разных обыкновенных хондритов, и была максимальной для ахондритов: 5.97 и 10.1 МДж/кг для диогенита и обрита. Хотя это максимальные оценки, они демонстрируют зависимость теплоты абляции от материала метеороида.

Условия экспериментов, проводимых на образцах метеоритов, все еще соответствуют условиям полета космических аппаратов (меньшие скорости и тепловые потоки, чем в случае метеорных тел). Так, в [12, 15, 16] они соответствовали условиям полета на высоте ~ 80 км со скоростью 10.6 км/с, а тепловой поток был ~ 1.6 кВт/см². Поэтому основные наблюдаемые механизмы уноса массы – это плавление, сдувание расплава и эрозия. Однако метеороид при своем движении в атмосфере подвергается также испарению, поэтому вопрос, какой механизм абляции является определяющим и какое значение эффективной теплоты абляции следует подставлять в уравнения метеорной физики [17–19], остается открытым. Отмечалось [19], что теплота абляции не может быть определена с желаемой точностью и что неточность ее принимаемого значения составляет $30 \div 50$ %. Чаще всего ее значение полагается равным теплоте испарения обыкновенных хондритов (~ 8 МДж/кг [17, 20]). Иногда [10, 21, 22] задается некоторое среднее между теплотой испарения и теплотой плавления (~ 2 МДж/кг [17, 20]) значение эффективной теплоты абляции. Расчеты [23], проведенные с использованием численной модели абляции для двух условий входа, характерных для метеороидов, показали, что движущийся слой расплава пренебрежимо мал при высоком тепловом потоке ~ 1 МВт/см², соответствующем высоким скоростям, и для определения потери массы адекватна простая модель испарения; для условий с тепловым потоком порядка 1 кВт/см² унос массы в основном обусловлен уносом расплавленного слоя. Для того, чтобы учесть изменение механизма уноса массы метеороида по мере его торможения вдоль траектории, авторы [24, 25] предложили использовать в уравнениях метеорной физики переменную теплоту абляции, зависящую от квадрата скорости полета, интерполируя ее значение между теплотой испарения и теплотой плавления (или эрозии). В [26] отмечалось, что эффективная теплота абляции сильно зависит от энтальпии торможения, пропорциональной квадрату скорости.

В связи с существующей неопределенностью задания коэффициента теплопередачи и теплоты абляции возникает вопрос: насколько может повлиять эта неопределенность на моделируемые характеристики взаимодействия метеороидов с атмосферой? Этот вопрос частично изучался в предыдущих работах авторов [10, 24, 25, 27]. В данном исследовании, на основе проведенных в нем расчетов, а также расчетов работы [27], оценивается погрешность моделирования наиболее значимых характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой Земли – потери массы, энерговыделения и траектории метеороида, включая место падения метеорита, которая может достигаться из-за неточности задания коэффициента теплопередачи и теплоты абляции при разных параметрах входа в атмосферу. Для исследования влияния способа задания коэффициента теплопередачи, в полученные для него аппроксимационные зависимости [10] от скорости, размера тела и плотности атмосферы вводился коэффициент неопределенности, который варьировался при расчетах. Для исследования влияния способа задания теплоты абляции, она принималась как меняющейся вдоль траектории в зависимости от скорости [25], так и постоянной, равной теплоте испарения и теплоте плавления или эрозии. Оценки получены в диапазоне изменения начальной скорости метеороида, его размера и угла входа в атмосферу: $12 \div 21$ км/с, $0.1 \div 1$ м и $15 \div 90^\circ$.

2. Уравнения метеорной физики для криволинейной траектории

В большинстве работ, моделирующих взаимодействие метеороида с атмосферой, отдельно проводится моделирование для двух участков траектории. На первом участке после входа тела в атмосферу моделирование проводится в рамках уравнений простой физической теории метеоров [17, 28], когда траектория считается прямолинейной и сила тяжести не учитывается. Это часть траектории, на которой скорость тела, тепловой поток и абляция высоки, как и энерговыделение и интенсивность свечения воздуха и паров, которые фиксируются наземными и спутниковыми системами наблюдения. Например, самый большой фрагмент Челябинского астероида наблюдался до высоты ~ 13 км [29]. Задача моделирования часто сводится к определению начального размера и массы метеорного тела путем воспроизведения его световой кривой. И для этой цели достаточно рассмотреть только первый наблюдаемый

за счет свечения участок траектории, соответствующий достаточно большим скоростям. Как показано в работе авторов [30], на этом участке траектория еще прямолинейна, а ее начинающееся искривление при малых массах и углах входа почти не оказывает влияния на энерговыделение и, следовательно, на светимость. Второй участок траектории соответствует темному полету, когда скорости и тепловые потоки уже настолько снизились, что тело перестает светиться. Эта часть траектории рассматривается, когда надо определить поле рассеяния метеоритов (неиспарившихся во время движения на первом участке фрагментов). Для определения места падения метеорита рассматривается уравнение движения для тела постоянной массы, без учета абляции, но с учетом силы тяжести, существенной на последнем участке траектории. При этом результаты расчета в конечной точке траектории со свечением берутся в качестве начальных данных для темной траектории [31].

В работе [30] был предложен единый подход для моделирования взаимодействия с атмосферой метеороида и его фрагментов после разрушения в рамках обобщенных уравнений метеорной физики, в которых сила тяжести и искривление траектории учитываются и для светящегося, и для темного полета. Уравнения, описывающие скорость, траекторию, потерю массы и энерговыделение метеорного тела, а также изменение плотности воздуха в изотермической атмосфере, записанные в предположении, что тело имеет сферическую форму, имеют вид

$$\begin{aligned}
 M \frac{dV}{dt} &= -\frac{\pi}{2} R_S^2 C_D \rho V^2 + Mg \sin \theta, \\
 \frac{dh}{dt} &= -V \sin \theta, \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{g \cos \theta}{V} - \frac{V \cos \theta}{R_\oplus + h}, \\
 \frac{dM}{dt} &= -\frac{\pi}{2} \frac{C_H}{Q} R_S^2 \rho V^3, \quad M = \frac{4\pi \delta}{3} R_S^3, \\
 \frac{dE}{dh} &= -\frac{1}{V \sin \theta} \frac{d}{dt} \left(\frac{MV^2}{2} \right) = -\frac{1}{V \sin \theta} \left(\frac{V^2}{2} \frac{dM}{dt} + MV \frac{dV}{dt} \right) = \frac{\pi \rho R_S^2 V^2}{2 \sin \theta} \left(\frac{C_H}{Q} \frac{V^2}{2} + C_D \right) - gM, \\
 \rho &= \rho_0 \exp \left(-\frac{h}{h^*} \right)
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь t – время; V, M, δ и R_S – скорость, масса, плотность 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; $\rho_0 = 1.29 \text{ кг/м}^3$, $h^* = 7 \text{ км}$; C_H – коэффициент теплопередачи на единицу площади миделева сечения; Q – эффективная теплота абляции; dE/dh – кинетическая энергия E , выделяемая на единицу высоты. При задании распределения давления по поверхности сферы по формуле Ньютона коэффициент лобового сопротивления $C_D = 1$. Энерговыделение вдоль траектории является важной характеристикой взаимодействия метеорного тела с атмосферой: часть выделившейся энергии идет на излучение, которое может наблюдаться инструментально и визуально.

3. Модель абляции

Модель абляции определяется тем, как задаются коэффициент теплопередачи C_H и эффективная теплота уноса массы Q , являющиеся основными параметрами уравнений (1). 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. Однако конвективный тепловой поток играет основную роль для мелких фрагментов на заключительной части траектории, когда они существенно затормозились, поэтому он тоже учитывается. Для

коэффициента теплопередачи C_H используется соотношение [10], учитывающее его зависимость от скорости метеороида V , радиуса затупления R и плотности атмосферы ρ

$$C_H(V, R, \rho) = \psi(C_{Hr} + C_{Hc}), \quad (2)$$

где $C_{Hr}(V, R, \rho)$ и $C_{Hc}(V, R, \rho)$ – коэффициенты радиационной и конвективной теплопередачи. Коэффициент радиационной теплопередачи C_{Hr} рассчитывается в зависимости от параметров V, R, ρ по аппроксимационному соотношению, полученному в [9] и модифицированному в [10] для расширения диапазона его применимости на меньшие скорости и высоты. Аппроксимационная зависимость от V, R, ρ для коэффициента конвективной теплопередачи также приведена в [10]. В выражение (2) для C_H введен параметр неопределенности ψ для того, чтобы учесть существующую неточность теплового потока к телу и оценить ее влияние на результаты моделирования потери массы, скорости, траектории полета и энергосодержания метеороида вдоль траектории путем варьирования ψ .

Для того, чтобы оценить влияние существующей неопределенности эффективной теплоты абляции Q на результаты моделирования различных характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой, она задавалась тремя способами. Первый способ – это постоянное значение Q , равное теплоте испарения обыкновенных хондритов и железных метеороидов: $Q = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Это значение Q часто встречается в литературе при расчете уравнений физической теории метеороидов. Б. Ю. Левин [17] считал, что уменьшение массы крупных метеороидных тел происходит в основном вследствие интенсивного испарения и высказывался против гипотезы сдувания с лобовой поверхности расплавленного наружного слоя метеороидного вещества, в частности, из-за малой толщины расплавленного слоя. Второй способ задания эффективной теплоты абляции Q – это тоже постоянное значение, но равное теплоте плавления обыкновенных хондритов: $Q = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Такой точки зрения на задание Q придерживался В.А. Бронштэн [18], который считал, что значение Q близко к $2 \div 3 \text{ км}^2/\text{с}^2$, из-за того, что доля летучих веществ в обыкновенных хондритах, которые должны испаряться, составляет всего 25 %, т.е. основная потеря массы происходит путем сдувания расплавленной пленки. Третий способ задания эффективной теплоты абляции учитывает изменение механизма уноса массы по мере торможения метеороида в атмосфере, и она задается меняющейся вдоль траектории в зависимости от квадрата скорости полета. Теплота абляции Q рассчитывается по предложенной авторами в [24] и модифицированной в [25] формуле, интерполирующей ее значения между теплотой испарения и теплотой плавления (или эрозии)

$$Q(V) = (Q_{\text{vap}} - Q_{\text{min}}) \frac{V^2 - V_{\text{min}}^2}{V_{\text{vap}}^2 - V_{\text{min}}^2} + Q_{\text{min}} \quad (3)$$

В выражение (3) для эффективной теплоты абляции $Q(V)$ входят ее максимальное значение – теплота испарения Q_{vap} , и минимальное значение Q_{min} , т.е. теплота плавления Q_{mel} или шелушения (эрозии) Q_{sp} . Разница в результатах расчетов при $Q_{\text{min}} = Q_{\text{mel}} = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$ и $Q_{\text{min}} = Q_{\text{sp}} = 1.4 \text{ км}^2/\text{с}^2$ получается небольшая [24]. V_{vap} соответствует скорости, где унос массы за счет плавления и эрозии становится пренебрежимо мал и основным механизмом абляции становится испарение. V_{min} соответствует скорости, где испарения уже не происходит и механизм абляции – плавление и механическая эрозия. Эти процессы требуют меньших затрат энергии и, соответственно, им соответствуют меньшие значения Q .

4. Результаты расчетов и обсуждение

Для оценки возможной погрешности моделирования траектории, энергосодержания и потери массы метеороида, связанной с неточностью задания модели абляции, система уравнений (1)–(3) решалась численно методом Рунге – Кутты 4-го порядка точности при разных способах задания коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты абляции и разных

начальных скоростях, размерах (массах) и углах входа метеороида в атмосферу. По наблюдениям известно, что крупные метеорные тела подвергаются основной фрагментации преимущественно на высотах от 50 до 25 км. На начальном участке траектории до существенного разрушения масса и скорость таких тел меняются слабо [22, 29, 30], как и угол наклона траектории по отношению к горизонту [29, 30]. Поэтому мы проводили расчеты, начиная с высоты 50 км, рассматривая тела, взаимодействующие с атмосферой, как фрагменты исходного метеороида, образовавшиеся после его разрушения. Ранее было показано [24], что результаты расчетов, полученные для начальной высоты 80 км, очень близки к результатам, полученным для начальной высоты 50 км.

Коэффициент теплопередачи C_H рассчитывался по формуле (2), в которой параметр неопределенности ψ варьировался от 0 (отсутствие абляции) до 1.2 (наиболее вероятные значения ψ лежат в интервале от 0.4 до 1). Эффективная теплота абляции Q определялась по формуле (3) в зависимости от скорости метеороида, в дальнейшем будем обозначать ее как $Q(V)$. Расчеты проводились также при ее максимальном значении для обыкновенных хондритов – теплоте испарения $8 \text{ км}^2/\text{с}^2$, а также при теплоте плавления $2 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Промежуточные постоянные значения Q , рассмотренные в работе [24], в данной работе не рассматривались, так как они не влияют на оценку возможных погрешностей.

Начальная скорость V_e варьировалась от 12 до 21 км/с, этот интервал соответствует скоростям входа в атмосферу Земли большинства наблюдаемых инструментально крупных метеороидов и астероидов. Плотность метеороида δ принималась равной средней плотности обыкновенных хондритов: $\delta = 3.3 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$. Начальный радиус R_e варьировался от 10 см до 1 м. Соответственно начальная масса менялась от 13.8 до $1.38 \times 10^4 \text{ кг}$. Угол входа метеороида в атмосферу θ_e варьировался от 15° до 90° .

4.1. Влияние способа задания коэффициента теплопередачи и теплоты абляции на унос массы вдоль траектории

Наибольшее влияние неопределенность коэффициента теплопередачи C_H и эффективной теплоты абляции Q оказывает на потерю массы тела, что естественно, т.к. C_H и Q напрямую входят в уравнение абляции. Влияние способа задания модели абляции (C_H и Q) на погрешность моделирования потери массы, как и других характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой, зависит от начальных параметров: размера небесного тела, его скорости и угла входа.

Рисунок 1 демонстрирует влияние коэффициента теплопередачи (параметра ψ) и теплоты абляции Q на изменение массы метеороида M , отнесенной к начальной массе M_e , в зависимости от высоты полета h при разных начальных радиусах тела R_e .

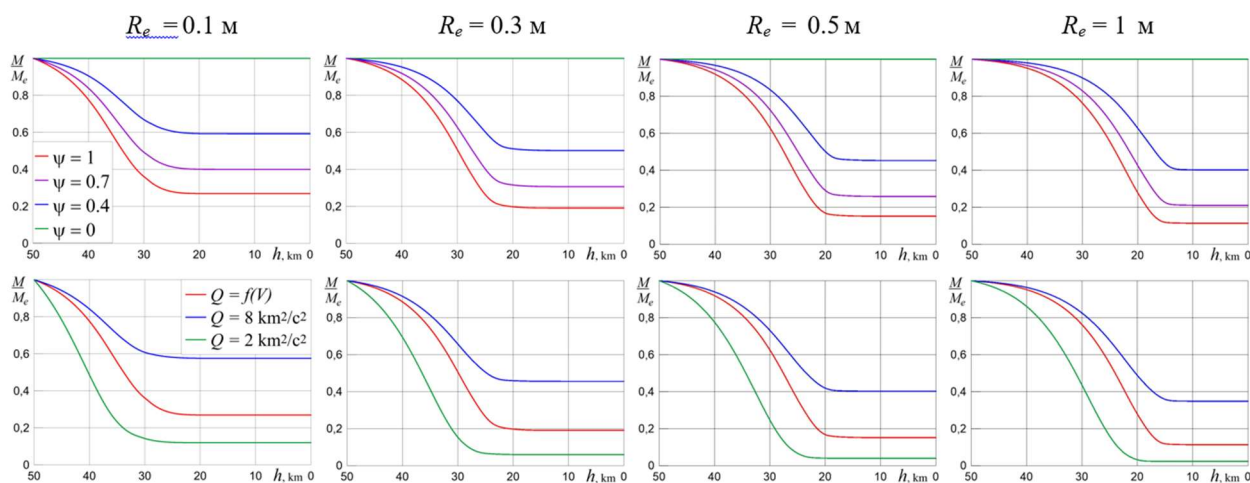


Рис. 1. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, верхний ряд) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, нижний ряд) на относительную массу M/M_e при разных начальных радиусах R_e . $V_e = 19 \text{ км/с}$, $\theta_e = 15^\circ$

Размер тела, сильно влияя на сам унос массы, слабо сказывается на характере влияния на него способов задания C_H и Q . Видно, что унос массы более мелких фрагментов прекращается выше, т.е. их масса выше выходит на остаточное значение из-за того, что они быстрее тормозятся.

Изменение начального угла θ_e также слабо сказывается на характере влияния Q и C_H на потерю массы метеорного тела (рис. 2). Так, при начальных параметрах $V_e = 19$ км/с и $R_e = 30$ см, в случае задания теплоты абляции $Q(V)$ по формуле (3) расчетная остаточная (неиспарившаяся) масса при $\psi = 1$ больше остаточной массы при $\psi = 0.4$ в 2.6 раза при $\theta_e = 15^\circ$ и 40° и в 2.5 раза при $\theta_e = 65^\circ$ и 90° . Видно, что для меньших углов входа в атмосферу унос массы прекращается на больших высотах.

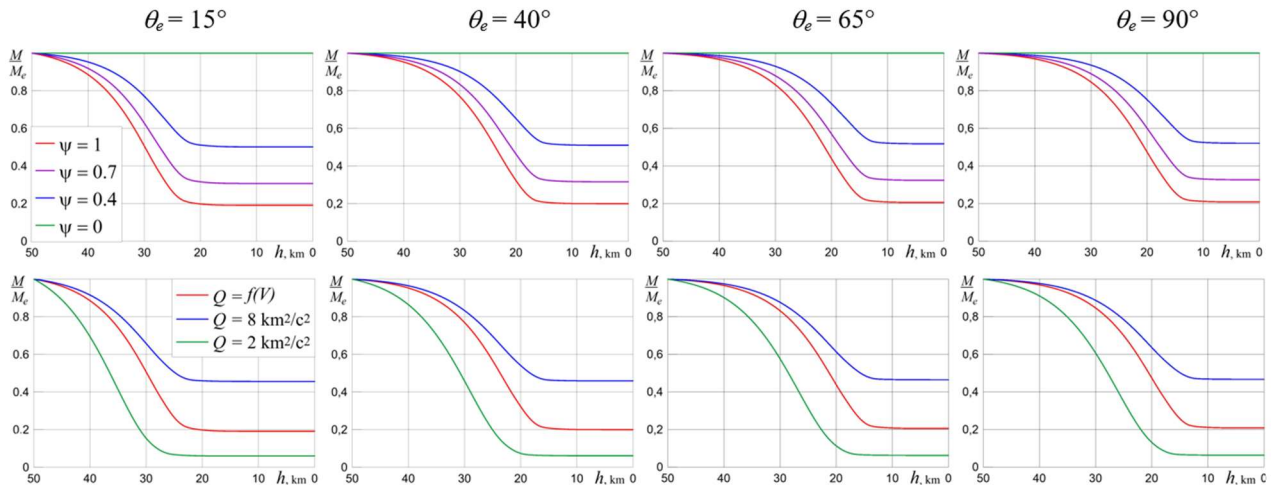


Рис. 2. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, верхний ряд) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, нижний ряд) на относительную массу M/M_e при разных начальных углах θ_e . $V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см

Начальная скорость метеороида V_e , в отличие от начальных массы и угла, значительно сказывается на характере влияния C_H и особенно Q на потерю его массы (рис. 3). Различие между расчетными данными по массе, в частности по остаточной массе, при разных значениях параметра ψ возрастает с увеличением V_e .

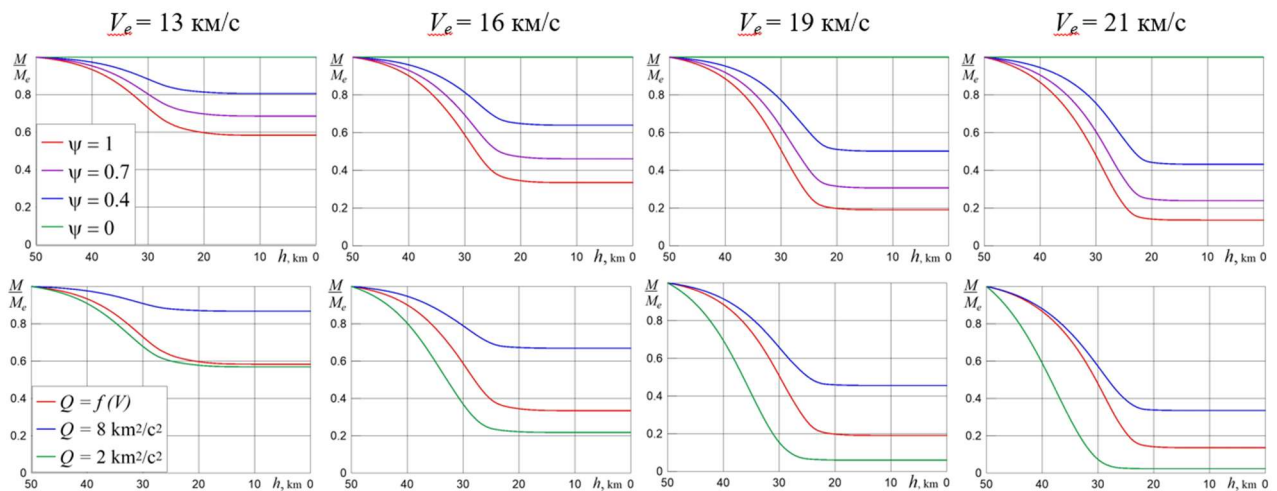


Рис. 3. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, верхний ряд) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, нижний ряд) на относительную массу M/M_e при разных начальных скоростях V_e . $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$

Более существенно начальная скорость сказывается на влиянии способа задания теплоты абляции Q на потерю массы. При небольших V_e ($V_e \leq 14$ км/с) результаты расчетов

M/M_e с Q , равной теплоте плавления, довольно близки к результатам расчетов с зависящей от скорости теплотой абляции $Q(V)$. Это связано с тем, что при небольших скоростях плавление является основным механизмом уноса массы. Для более высоких начальных скоростей $V_e > 14$ км/с результаты расчетов M/M_e с постоянным значением Q (равным как теплоте плавления, так и теплоте испарения) уже довольно сильно отличаются от результатов расчетов с переменной теплотой абляции $Q(V)$. Отметим, что результаты расчетов массы с Q , равной теплоте испарения, и при высоких скоростях V_e дают довольно большую погрешность, поскольку теплота абляции близка к теплоте испарения только на начальной части траектории, а после значительного торможения и уменьшения скорости она уменьшается.

Полученные на основании многих расчетов оценки возможных погрешностей при моделировании остаточной массы метеороида M_{term} , выпадающей на землю, связанных с неопределенностью коэффициента теплопередачи C_H и эффективной теплоты абляции Q , приведены в табл. 1. Здесь же приводится степень влияния начальных параметров на погрешность моделирования массы. Погрешность результатов расчета остаточной массы оценивалась по отношению к ее значению M_{term0} при $\psi = 1$ и $Q = Q(V)$. а

Таблица 1

Возможная погрешность моделирования остаточной массы при разном задании C_H и Q

C_H и Q	$\psi = 1.2 \div 0$ $Q = Q(V)$	$\psi = 1 \div 0.4$ $Q = Q(V)$	$\psi = 1$ $Q = 2 \vee 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$	Влияние на погрешность		
				R_e	θ_e	V_e
Отличие M_{term} от M_{term0}	до 9 раз	до 3.5 раз	до $5 \vee 3$ раз	умеренное, отличие меньше при меньших R_e	слабое	сильное, от- личие меньше при меньших V_e

Приведенные в табл. 1 оценки носят приближенный характер, погрешности могут быть немного больше или меньше, но в целом они дают корректное представление о том, какую неточность определения остаточной массы можно ожидать из-за неопределенности модели абляции. Самую большую ошибку дают расчеты без учета абляции ($\psi = 0$), что естественно. Отметим, что теплота испарения, задаваемая в качестве эффективной теплоты абляции, завышающая остаточную массу, дает меньшие погрешности, чем теплота плавления, занижающая ее. Промежуточное постоянное значение Q , более близкое к теплоте плавления, например $6 \text{ км}^2/\text{с}^2$, как полагалось в [22], может уменьшить погрешность, что подтверждают расчеты [24].

4.3. Влияние способа задания коэффициента теплопередачи и теплоты абляции на энерговыделение вдоль траектории

Влияние способов задания коэффициента теплопередачи C_H (параметра ψ) и удельной теплоты абляции Q на моделирование энерговыделения метеороида dE/dh вдоль траектории при разных начальных радиусах тела R_e показано на рис. 3. Увеличение размера тела ведет к значительному увеличению выделяемой энергии, а также к уменьшению высоты, где достигается ее максимум (пик яркости болида). Однако начальный размер слабо сказывается на характере влияния на энерговыделение способов задания C_H и Q . Рисунок 4 демонстрирует, что изменение начального угла θ_e также слабо сказывается на характере влияния параметров ψ и Q на энерговыделение метеороидного тела. Уменьшение θ_e ведет к небольшому увеличению максимального энерговыделения и к увеличению высоты, на которой оно достигается. С увеличением θ_e эта тенденция убывает.

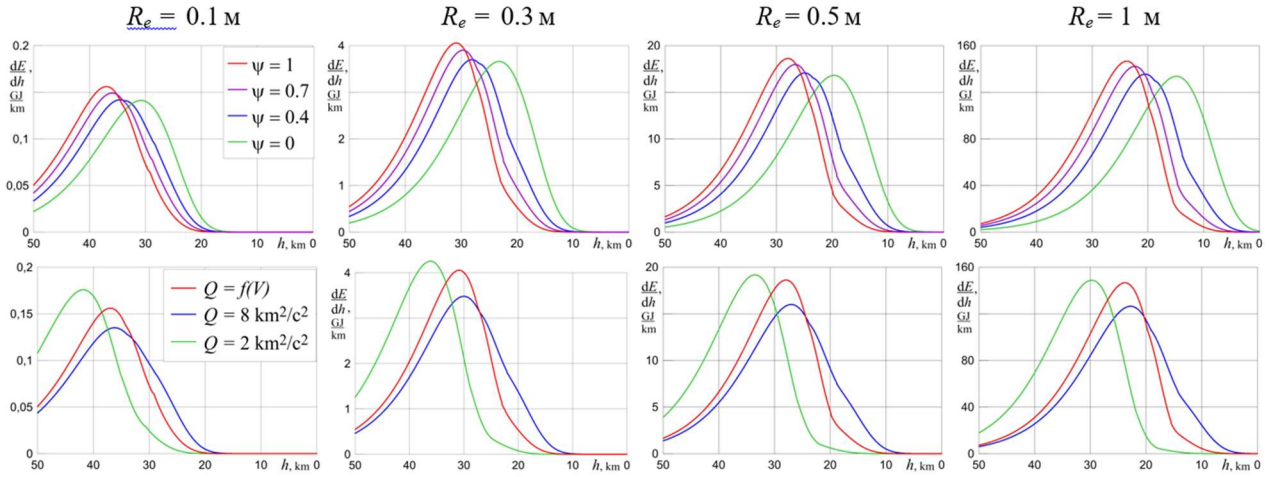


Рис. 4. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, верхний ряд) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, нижний ряд) на энергосодержание dE/dh при разных начальных радиусах R_e . $V_e = 19$ км/с, $\theta_e = 15^\circ$

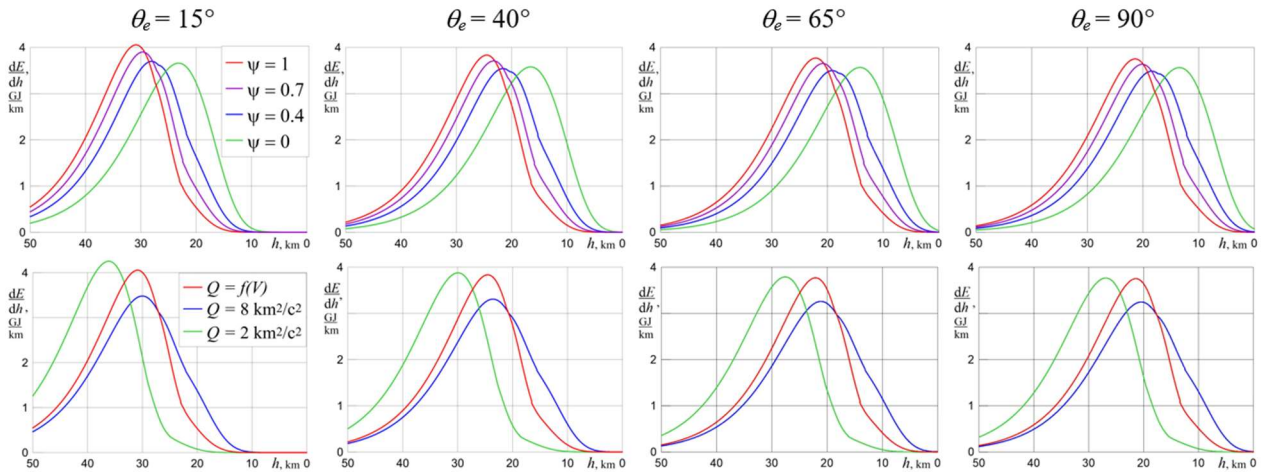


Рис. 5. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, верхний ряд) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, нижний ряд) на энергосодержание dE/dh при разных начальных углах θ_e . $V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см

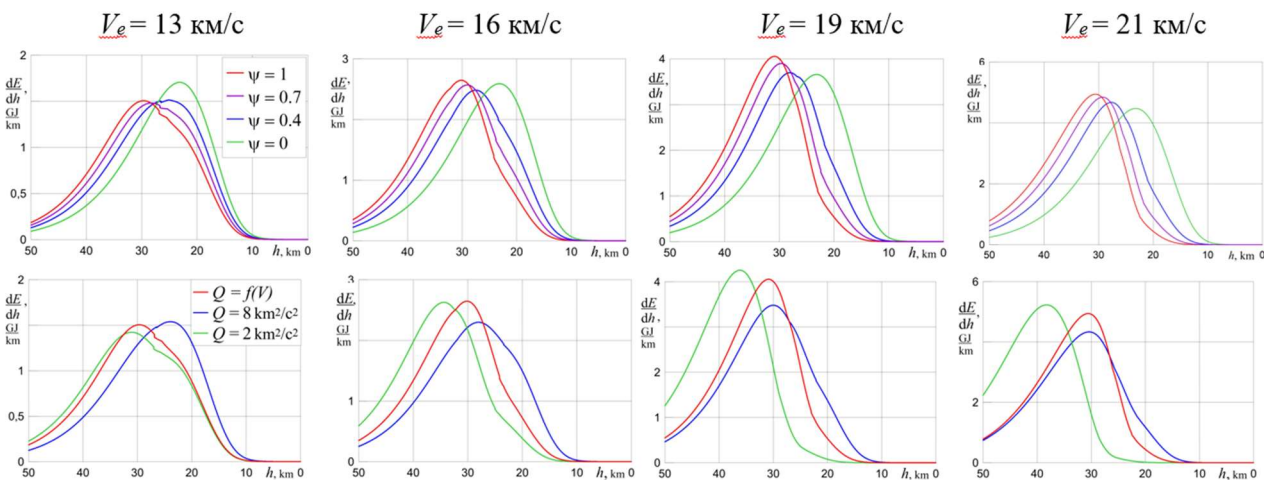


Рис. 6. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, верхний ряд) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, нижний ряд) на энергосодержание dE/dh при разных начальных скоростях V_e . $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$

Как показывает рис. 6, характер влияния задаваемой модели абляции на результаты расчета энергосодержания метеороида, как и на результаты расчета его массы, больше зависит от начальной скорости V_e . Параметр ψ и способ задания Q по-разному влияют на максимальное

энерговыведение $dE/dh_{\max}$ при небольших и больших значениях V_e . При небольших V_e ($V_e \leq 14$ км/с) кривая энерговыведения dE/dh с $Q = 2$ км²/с² (теплота плавления) довольно близка к кривой с $Q = Q(V)$. С увеличением V_e кривые расходятся, при этом высота $h_{\max}$ $h_{\max}$, где достигается максимальное энерговыведение, для кривой с $Q = 2$ км²/с² уменьшается. Высота $h_{\max}$ для кривой dE/dh с $Q = 8$ км²/с² (теплота испарения) при небольших V_e меньше, чем для кривой с $Q = Q(V)$, с увеличением V_e она увеличивается, приближаясь к $h_{\max}$ для кривой с $Q = Q(V)$, хотя сами кривые не совпадают. В то же время, высота $h_{\max}$ почти не зависит от V_e при всех значениях параметра ψ и $Q = Q(V)$. С увеличением начальной скорости V_e энерговыведение метеороида возрастает для всех способов задания Q и C_H .

В табл. 2 приведены оценки возможных погрешностей при моделировании максимального энерговыведения $dE/dh_{\max}$ и высоты $h_{\max}$, где оно достигается, связанных с неопределенностью коэффициента теплопередачи C_H и эффективной теплоты абляции Q . Как и в предыдущем разделе, погрешность результатов расчета оценивалась по отношению к значениям при $\psi = 1$ и $Q = Q(V)$: $dE/dh_{\max 0}$, $h_{\max 0}$. Также отмечается влияние начальных параметров на погрешность моделирования.

Таблица 2

Возможная погрешность моделирования максимума энерговыведения и высоты, где этот максимум достигается, при разном задании C_H и Q

C_H и Q	$\psi = 1.2 \div 0$ $Q = Q(V)$	$\psi = 1 \div 0.4$ $Q = Q(V)$	$\psi = 1$ $Q = 2 \vee 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$	Влияние на погрешность		
				R_e	θ_e	V_e
Отличие $dE/dh_{\max}$ от $dE/dh_{\max 0}$	до 14 %	до 10 %	до 13% $\vee$ 14%	умеренное, отличие меньше при больших R_e	небольшое, отличие меньше при больших θ_e	сильное
Отличие $h_{\max}$ от $h_{\max 0}$	до 9 км	До 4.5 км	До 7 $\vee$ 6 км	умеренное, отличие меньше при меньших R_e	слабое	сильное

Оценки, приведенные в табл. 2, показывают, что влияние неточности задаваемой модели абляции на результаты расчетов максимального энерговыведения не очень велико – в пределах примерно 15 %. Однако неточность моделирования высоты $h_{\max}$, где оно достигается (пик яркости болида, вспышка) может быть более значительной – до 9 км. Эти оценки могут быть полезны при воспроизведении путем моделирования наблюдательных данных – кривой энерговыведения и определяемой по нему световой кривой.

4.3. Влияние способа задания коэффициента теплопередачи и теплоты абляции на траекторию

Траектории метеороидов, рассчитанные при разном задании эффективной теплоты абляции Q и разных значениях параметра неопределенности ψ в выражении для коэффициента теплопередачи C_H , приведены на рис. 7–9 для разных начальных данных θ_e, R_e, V_e . Траектории $h(l)$ представлены в зависимости от расстояния l вдоль горизонтальной поверхности Земли, где значение l полагалось равным 0 при $h = 50$ км. Иными словами, h – это вертикальная проекция траектории, а l – это ее горизонтальная проекция. Точка пересечения траектории с горизонтальной осью показывает место падения на землю неиспарившейся остаточной массы – метеорита. Значение начального угла θ_e существенно сказывается на характере влияния C_H и Q на результаты расчетов траектории (рис. 7), в отличие от расчетов массы и энерговыведения. Чем меньше угол θ_e , тем значительнее разброс результатов моделирования заключительного участка траектории и, соответственно, координат места падения метеорита, связанный с заданием C_H и Q . С возрастанием θ_e на большем участке

траектории сохраняется ее прямолинейность и, соответственно, ниже начинает проявляться влияние на нее Q и C_H .

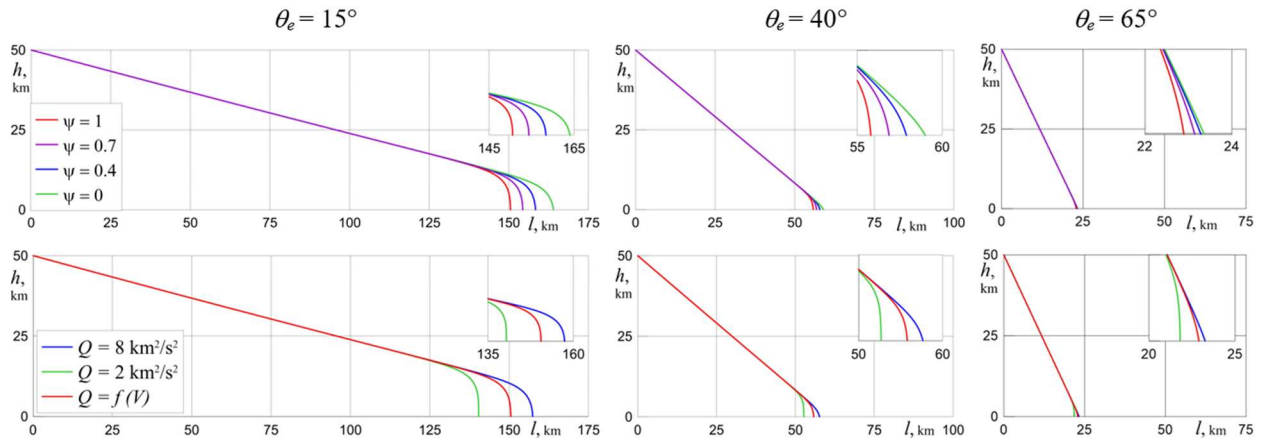


Рис. 7. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, верхний ряд) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, нижний ряд) на траекторию $h(l)$ и место падения метеорита при разных углах θ_e . $V_e = 19$ км/с, $R_e = 30$ см

Влияние способа задания модели абляции на траектории, рассчитанные при разных начальных размерах тела R_e , показано на рис. 8. Чем меньше метеорное тело, тем быстрее оно тормозится, выше начинает искривляться траектория, и влияние Q и C_H проявляется на большем ее участке.

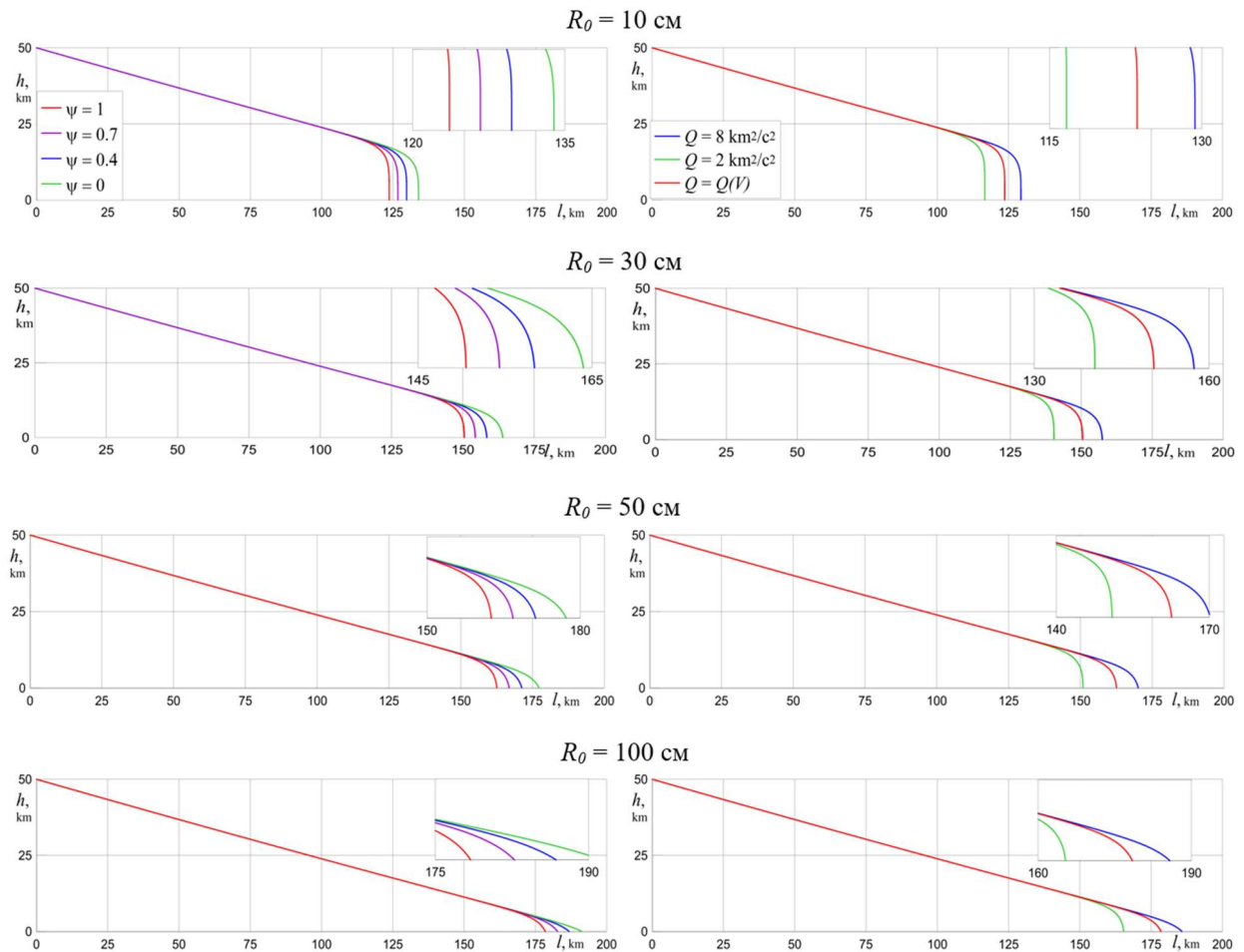


Рис. 8. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, слева) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, справа) на траекторию $h(l)$ и место падения метеорита при разных радиусах R_e . $V_e = 19$ км/с, $\theta_e = 15^\circ$

Траектории метеорных тел, рассчитанные при разных начальных скоростях V_e , приведены на рис. 9. При небольших V_e (< 14 км/с) влияние Q и C_H на траекторию невелико. Увеличение начальной скорости ведет к небольшому увеличению высоты начала искривления траектории и к более сильному влиянию на нее параметра неопределенности ψ и способа задания Q . Эта тенденция имеет место для всех начальных углов θ_e . Как и при моделировании потери массы и энерговыделения, при небольших скоростях траектория, рассчитанная с эффективной теплотой абляции, равной теплоте плавления, довольно близка к траектории, рассчитанной с теплотой абляции, зависящей от скорости (формула (3)). С увеличением V_e разница между этими траекториями увеличивается, достигая максимума при $V_e = 21$ км/с, при этом разница между координатами конечных точек достигает 14 км.

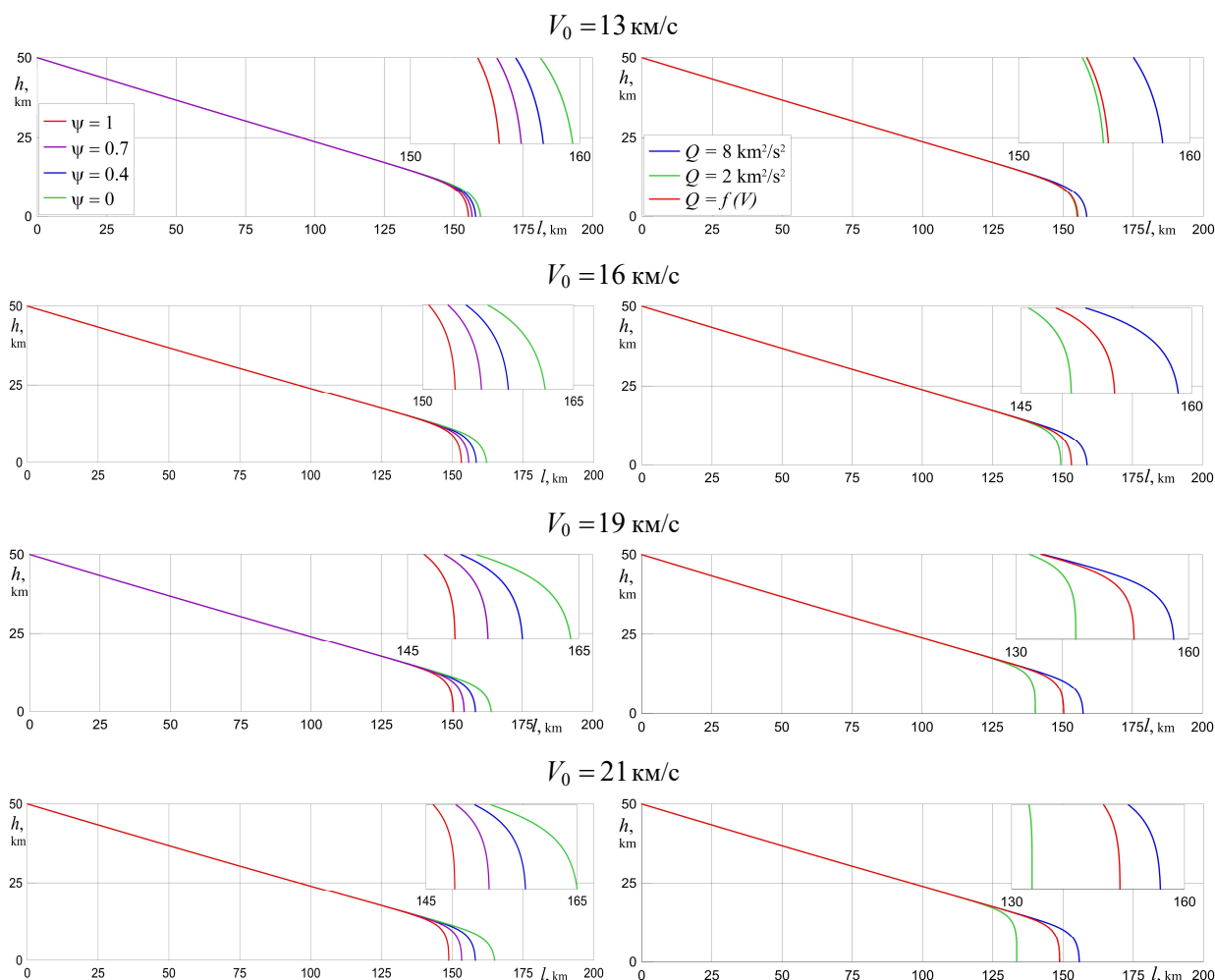


Рис. 9. Влияние параметра ψ (при $Q = Q(V)$, слева) и теплоты абляции Q (при $\psi = 1$, справа) на траекторию $h(l)$ и место падения метеорита при разных скоростях V_e . $R_e = 30$ см, $\theta_e = 15^\circ$

Оценки возможных погрешностей при расчете координаты l_m последней точки траектории, соответствующей месту падения метеорита, связанных с разными способами задания коэффициента теплопередачи C_H и эффективной теплоты абляции Q , приведены в табл. 3. Погрешность оценивалась по отношению к значениям l_{m0} , полученным при $\psi = 1$ и $Q = Q(V)$. Также в таблице указано влияние на погрешность начальных параметров θ_e , R_e и V_e . Отметим, что при предсказании мест падения метеоритов на заключительном участке траектории надо учитывать имеющиеся данные о направлении и скорости ветра [31]. Однако включение в расчеты данных о ветре определит отклонение места падения вбок от проекции траектории на Землю, но не повлияет на оценку погрешности моделирования, являющейся целью настоящей работы. Расхождение между координатами точек падения метеорита,

связанное с заданием C_H и Q , довольно сильно зависит от начальной скорости и угла входа в атмосферу и меньше – от начального размера тела.

Таблица 3

Возможная погрешность определения места падения метеорита при разном задании C_H и Q

C_H и Q	$\psi = 1.2 \div 0$ $Q = Q(V)$	$\psi = 1 \div 0.4$ $Q = Q(V)$	$\psi = 1$ $Q = 2 \sqrt{8 \text{ км}^2/\text{с}^2}$	Влияние на погрешность		
				R_e	θ_e	V_e
Отличие l_m от l_{m0}	до 15 км	до 9 км	до $14 \sqrt{8}$ км	умеренное, отличие меньше при меньших R_e	сильное, отличие меньше при больших θ_e	сильное, отличие меньше при меньших V_e

В рассмотренном диапазоне начальных параметров погрешность предсказания мест падения метеоритов, связанная с неточностью задаваемой модели абляции, может быть довольно высокой – до 15 км.

5. Заключение

Приведены оценки возможных погрешностей моделирования в рамках уравнений метеорной физики наиболее значимых характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой Земли – потери массы, энерговыделения и траектории, включая место падения метеорита, связанных с неточностью задаваемой модели абляции. Оценки получены в диапазоне изменения начальных параметров: скорости метеорного тела от 12 до 21 км/с, размера от 10 см до 1 м и угла входа в атмосферу от 15 до 90°. Показано, что при разных способах задания коэффициента теплопередачи и эффективной теплоты абляции рассчитанные остаточные массы могут отличаться друг от друга в несколько раз. Неточность расчетов максимума энерговыделения может составлять 15 %, а неточность расчетов высоты, где оно достигается (пик яркости болида) может доходить до 9 км. Неточность предсказания мест падения метеоритов может доходить до 15 км. Отмечено значительное влияние начальной скорости и умеренное влияние начального радиуса на погрешность моделирования всех характеристик. Угол входа тела в атмосферу существенно влияет на погрешность моделирования траектории и места падения метеорита и слабо влияет на погрешность моделирования остальных характеристик. Полученные примерные оценки неопределенности решений уравнений метеорной физики могут быть полезны при воспроизведении с их помощью наблюдательных данных – кривой энерговыделения и световой кривой метеорного тела, а также при поиске выпавших на землю после разрушения в атмосфере его неиспарившихся фрагментов.

Литература

1. Park C. Inviscid-flow approximation of radiative ablation of asteroidal meteoroids by line-by-line method // AIAA Paper 2016–0506. 2016. 18 p.
2. Park C. Inviscid-flow approximation of radiative ablation of cometary meteoroids // AIAA Paper 2016–4430. 2016. 17 p.
3. Johnston C. O., Stern E. C., Wheeler L. F. Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry // Icarus. 2018. Vol. 309. Pp. 25–44.
4. Johnston C. O., Stern E. C. A model for thermal radiation from the Tunguska airburst // Icarus. 2019. Vol. 327. Pp. 48–59.
5. Park C. Radiation phenomenon for large meteoroids // Astronomy & Astrophysics. 2020. Vol. 633. Pp. A25.
6. Johnston C. O., Stern E. C., Borovička J. Simulating the Benešov bolide flowfield and spectrum at altitudes of 47 and 57 km // Icarus. 2021. Vol. 354. Pp. 114037.

7. Суржиков С. Т., Шувалов М. П. Тестирование расчетных данных по радиационному и конвективному нагреву спускаемых космических аппаратов нового поколения // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51. № 3. С. 456–470.
8. Суржиков С. Т., Шувалов М. П. Анализ радиационно-конвективного нагрева четырех типов спускаемых космических аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15. Вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/237/>
9. Брыкина И. Г., Егорова Л. А. Аппроксимационные формулы для радиационного теплового потока при больших скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 4. С. 123–134.
10. 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/>
11. Johnston C. O., Mazaheri A., Gnoffo P., Kleb B., Sutton K., Prabhu D., Brandis A.M., Bose D. Radiative heating uncertainty for hyperbolic Earth entry, part 1: flight simulation modeling and uncertainty // J. Spacecraft & Rockets. 2013. Vol. 50. No 1. Pp. 19–38.
12. Loehle S., Zander F., Hermann T., Eberhart M., Meindl A., Oefele R., Vaubaillon J., Colas F., Vernazza P., Drouard A., Gattacceca J. Experimental simulation of meteorite ablation during Earth entry using a plasma wind tunnel // Astrophys. J. 2017. Vol. 837. Pp. 112.
13. Agrawal P., Jenniskens P.M., Stern E., Arnold J., Chen Y.-K. Arcjet ablation of stony and iron meteorites // AIAA Paper 2018–4284. 2018. 17 p.
14. Helber B., Dias B., Bariselli F., Zavala L.F., Pittarello L., Goderis S., Soens B., McKibbin S.J., Claeys P., Magin T.E. Analysis of meteoroid ablation based on plasma wind-tunnel experiments, surface characterization, and numerical simulations // Astrophys. J. 2019. Vol. 876. Pp. 120.
15. Eberhart M., Loehle S., Vaubaillon J., Matlovič P., Tóth J. Plenoptic imaging of meteorite shape change during plasma wind tunnel experiments // Icarus. 2024. Vol. 408. Pp. 115868.
16. Grigat F., Loehle S., Vaubaillon J., Matlovič P., Tóth J. Visual observation of meteorite ablation in plasma wind tunnel experiments // Icarus. 2024. Vol. 422. Pp. 116249.
17. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 293 с.
18. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
19. Бронштэн В. А. Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере // Астроном. Вестник. 1995. Т. 29. № 5. С. 450–458.
20. Baldwin B., Sheaffer Y. Ablation and breakup of large meteoroids during atmospheric entry // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. № 19. Pp. 4653–4668.
21. 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. № 1. Pp. 53–65.
22. Brykina I. G., Bragin M. D. On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments // Planetary & Space Sci. 2020. Vol. 187. Pp. 104942.
23. Chen Y.-K. Thermal ablation modeling for silicate materials // AIAA Paper 2016–1514. 2016. 25 p.
24. 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/>
25. Брыкина И. Г., Егорова Л. А. О неопределенности моделирования взаимодействия метеороида с атмосферой при разных углах входа // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т. 25. Вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-1/articles/1088/>
26. Adams M. C. Recent advances in ablation // American Rocket Society J. 1959. Vol. 29. No. 9. Pp. 625–632.

27. Брыкина И. Г., Егорова Л. А. О неопределенности моделирования взаимодействия метеороида с атмосферой при разных скоростях входа // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т. 24. Вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-1/articles/1034/>
28. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, 1995. 236 с.
29. 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.
30. 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/>
31. Cepřecha Z. Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks // *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*. 1987. Vol. 38. No. 4. Pp. 222–234.

References

1. Park C., Inviscid-flow approximation of radiative ablation of asteroidal meteoroids by line-by-line method, AIAA Paper 2016–0506. <https://doi.org/10.2514/6.2016-0506>
2. Park C., Inviscid-flow approximation of radiative ablation of cometary meteoroids, AIAA Paper 2016–4430. <https://doi.org/10.2514/6.2016-4430>
3. Johnston C. O., Stern E. C., Wheeler L. F., Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry, *Icarus*, 2018, vol. 309, pp. 25–44. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.02.026>
4. Johnston C. O., Stern E. C., A model for thermal radiation from the Tunguska airburst, *Icarus*, 2019, vol. 327, pp. 48–59. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.01.028>
5. Park C., Radiation phenomenon for large meteoroids, *Astronomy & Astrophysics*, 2020, vol. 633, pp. A25. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731721>
6. Johnston C. O., Stern E. C., Borovička J., Simulating the Benešov bolide flowfield and spectrum at altitudes of 47 and 57 km, *Icarus*, 2021, vol. 354, pp. 114037. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.114037>
7. Surzhikov S. T., Shuvalov M. P., Checking computational data on radiative and convectional heating of next generation spacecraft, *High Temperature*, vol. 51, 2013, pp. 408–420. <https://doi.org/10.1134/S0018151X13030061>
8. Surzhikov S. T., Shuvalov M. P., Estimation of radiation-convection heating of four types of reentry spacecrafts, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2014, vol. 15, no. 4 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-4/articles/237/>
9. Brykina I. G., Egorova L. A., Approximation formulas for the radiative heat flux at high velocities, *Fluid Dyn.*, vol. 54, 2019, pp. 562–574. <https://doi.org/10.1134/S0015462819040037>
10. 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/>
11. Johnston C. O., Mazaheri A., Gnoffo P., Kleb B., Sutton K., Prabhu D., Brandis A. M., Bose D., Radiative heating uncertainty for hyperbolic Earth entry, part 1: flight simulation modeling and uncertainty, *J. Spacecraft & Rockets*, 2013, vol. 50, no. 1, pp. 19–38. <https://doi.org/10.2514/1.A32484>
12. Loehle S., Zander F., Hermann T., Eberhart M., Meindl A., Oefele R., Vaubaillon J., Colas F., Vernazza P., Drouard A., Gattacceca J., Experimental simulation of meteorite ablation during earth entry using a plasma wind tunnel, *Astrophys. J.*, 2017, vol. 837, pp. 112. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa5cb5>
13. Agrawal P., Jenniskens P. M., Stern E., Arnold J., Chen Y. K., Arcjet ablation of stony and iron Meteorites, AIAA Paper 2018–4284. <https://doi.org/10.2514/6.2018-4284>

14. Helber B., Dias B., Bariselli F., Zavalan L. F., Pittarello L., Goderis S., Soens B., McKibbin S. J., Claeys P., Magin T. E., Analysis of meteoroid ablation based on plasma wind-tunnel experiments, surface characterization, and numerical simulations, *Astrophys. J.*, 2019, vol. 876, pp. 120. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab16f0>
15. Eberhart M., Loehle S., Vaubaillon J., Matlovič P., Tóth J., Plenoptic imaging of meteorite shape change during plasma wind tunnel experiments, *Icarus*, 2024, vol. 408, pp. 115868. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2023.115868>
16. Grigat F., Loehle S., Vaubaillon J., Matlovič P., Tóth J., Visual observation of meteorite ablation in plasma wind tunnel experiments, *Icarus*, 2024, vol. 422, pp. 116249. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2024.116249>
17. Levin B. Yu., *Physical theory of meteors and meteoric matter in the solar system*. M.: Publishing house of the USSR Academy of Sciences., 1956, 293 p. [in Russian].
18. Bronshten V. A., *Physics of meteoric phenomena*, Springer, 1983, 358 pp. <https://doi.org/10.1001/978-94-009-7222-3>
19. Bronshten V. A., Fragmentation and destruction of large meteoric bodies in the atmosphere, *Astronom. Bulletin*, 1995, vol. 29, no. 5, pp. 450–458 [in Russian].
20. Baldwin B., Sheaffer Y., Ablation and breakup of large meteoroids during atmospheric entry, *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, no. 19. pp. 4653–4668. DOI: 10.1029/JA076i019p04653
21. 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. DOI: 10.1016/0094-5765(80)90116-2
22. Brykina I. G., Bragin M. D., On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments, *Planetary & Space Sci.*, 2020, vol. 187, pp. 104942. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2020.104942>
23. Chen Y.-K., Thermal ablation modeling https for silicate materials, AIAA Paper 2016–1514. <https://doi.org/10.2514/6.2016-1514>
24. 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*, 2022, vol. 23, iss. 2 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-2/articles/995/>
25. Brykina I. G., Egorova L. A., On uncertainty of modeling the interaction of a meteoroid with the atmosphere at various entry angles, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2024, vol. 25, iss. 1 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-1/articles/1088/>
26. Adams M. C., Recent advances in ablation, *American Rocket Society J.*, 1959, vol. 29, no. 9, pp. 625–632.
27. Brykina I. G., Egorova L. A., On the uncertainty of modeling the interaction of a meteoroid with the atmosphere at various entry velocities, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, iss. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-1/articles/1034/>
28. Stulov V. P., Mirskij V. N., Vislyj A. I., *Aerodynamics of Bolides*, M.: Nauka, 1995, 236 p. [in Russian].
29. 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>
30. 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, iss. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-2/articles/903/>
31. Ceplecha Z., Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fire-ball networks, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 1987, vol. 38, no. 4, pp. 222–234.

Статья поступила в редакцию 26 сентября 2025 г.