

On the Influence of the Effective Heat of Ablation on Modeling the Interaction of Meteoroids with the Atmosphere

I. G. Brykina, L. A. Egorova

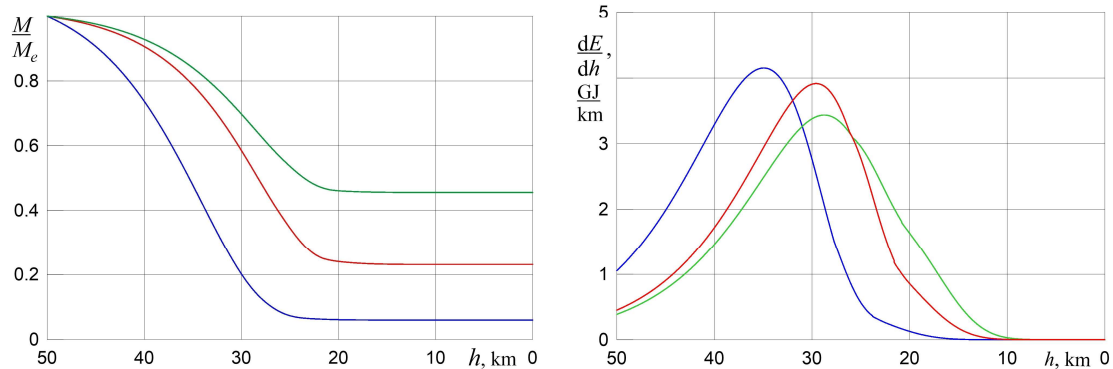
*Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

shantii@mail.ru

Abstract

The problem of modeling the entry into the atmosphere of a meteor body and the interaction between them is considered. Modeling the motion, ablation and energy deposition of a meteoroid or its fragments moving as a single body is carried out within the framework of the meteor physics equations. The main parameter of the equations is the ablation parameter equal to the ratio of the heat transfer coefficient to the effective heat of mass loss. Due to the lack of data from theoretical and experimental studies on determination of the effective heat of ablation at high meteor velocities, its constant value is usually used in the literature. In this paper, it is proposed to use the effective heat of ablation variable along the trajectory, interpolating its value between the heat of evaporation and the heat of melting (or spallation) depending on the flight velocity. By numerically solving the meteor physics equations, we study the influence of the way of setting the effective heat of ablation and its uncertainty on the simulated characteristics: meteoroid velocity, change in its mass and energy deposition along the trajectory and on the trajectory itself; the inaccuracy in determining these characteristics is estimated.

Keywords: meteoroid, ablation parameter, effective heat of ablation.



Meteoroid mass loss M/M_e and energy deposition dE/dh versus the flight altitude h at different ways of setting the effective heat of ablation Q : heat of evaporation (green lines), heat of melting (blue), variable along the trajectory Q value depending on the velocity

УДК 532.68

О влиянии эффективной теплоты абляции на моделирование взаимодействия метеороидов с атмосферой

И. Г. Брыкина, Л. А. Егорова

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

shantii@mail.ru

Аннотация

Рассматривается проблема моделирования входа в атмосферу метеороида и его взаимодействия с ней. Моделирование движения, абляции и энерговыделения метеороида или его фрагментов, движущихся как единое тело, проводится в рамках уравнений метеорной физики. Основным параметром этих уравнений является параметр абляции, равный отношению коэффициента теплопередачи к эффективной теплоте уноса массы. недостатка данных теоретических и экспериментальных исследований по определению эффективной теплоты абляции при высоких метеорных скоростях, в литературе обычно используется постоянное ее значение. В данной работе предлагается использовать переменную вдоль траектории эффективную теплоту абляции, интерполируя ее значение между теплотой испарения и теплотой плавления (или шелушения) в зависимости от скорости полета. Путем численного решения уравнений метеорной физики исследуется влияние способа задания эффективной теплоты абляции и ее неопределенности на моделируемые характеристики задачи: скорость метеороида, изменение его массы, выделение энергии вдоль траектории и на саму траекторию; оценивается погрешность в определении этих характеристик.

Ключевые слова: метеороид, параметр абляции, эффективная теплота абляции.

1. Введение

Характер взаимодействия метеороида с атмосферой зависит от начальных условий входа – его скорости, массы, угла входа, а также от свойств самого метеорного тела. Высокие скорости движения метеорных тел в атмосфере приводят при их торможении к сильному нагреву, для крупных тел в большей степени радиационным тепловым потоком, плавлению, испарению, шелушению и эрозии, т.е. к их абляции. Под абляцией подразумевается унос массы метеороида за счет: 1) плавления твердого поверхностного слоя и последующего сдувания жидкой пленки набегающим потоком воздуха; 2) испарения твердой фазы или жидкой пленки, т.е. унос массы в виде паров; 3) «шелушения» или «чешуйчатого отслаивания», т.е. отделение от метеороида мелких твердых частиц, масса которых много меньше массы самого тела; иногда под абляцией понимают только плавление и испарение. Механизм уноса массы метеороида зависит от его скорости, химического состава и структуры, а также высоты, на которой происходит абляция. Движение и изменение массы космического тела в атмосфере описывается уравнениями метеорной физики. Основным определяющим параметром этих уравнений является параметр абляции, равный отношению коэффициента теплопередачи к эффективной теплоте уноса массы. Существует значительная неопределенность задания коэффициента теплопередачи, обусловленная недостаточностью данных по расчетам радиационного теплового потока в метеорном диапазоне параметров и тем, что многие факторы в

расчетах не учитываются или неизвестны. В предыдущем исследовании [1], с использованием численного решения уравнений метеорной физики, оценивалось влияние неопределенности коэффициента теплопередачи как на моделируемую потерю массы, так и на другие характеристики движения и взаимодействия с атмосферой: скорость, угол наклона траектории, выделение энергии вдоль траектории и места падения метеоритов.

Не меньшую сложность представляет определение эффективной теплоты абляции Q , которая зависит от свойств материала метеороида, теплот фазовых переходов, степени газификации, температуры поверхности, от наличия шелушения и эрозии. Для определения Q нужно решать уравнения Навье – Стокса для тела с меняющейся формой и массой совместно с уравнениями движения и энергии для плавящейся и испаряющейся пленки. Проблема усложняется тем, что термохимические свойства расплавленного метеоритного материала при высоких температурах в настоящее время неизвестны, они не были измерены экспериментально. В работе [2] отмечалось, 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 $30 \div 50 \%$ ».

На протяжении многих лет ведутся дискуссии обопределяющем механизме уноса массы при движении метеороидов в атмосфере и, соответственно, о том, какое значение Q следует подставлять в уравнение абляции. Большое внимание этому вопросу и изложению точек зрения разных авторов уделено в монографиях [3, 4]. Б. Ю. Левин [3] считает, что уменьшение массы крупных метеорных тел происходит в основном вследствие интенсивного испарения ($Q = 8 \times 10^{10}$ эрг/г) и высказывается против гипотезы сдувания с лобовой поверхности расплавленного наружного слоя метеорного вещества, мотивируя это, в частности, малой толщиной расплавленного слоя. Противоположной точки зрения придерживается В. А. Бронштэн [2], считая, что значение Q близко к $(2 \div 3) \times 10^{10}$ эрг/г, 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. Ввиду сложности проблемы практически во всех работах, где для исследования взаимодействия конкретных метеороидов с атмосферой решаются уравнения физической теории метеоров, 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 [3, 5]. Иногда задается некоторое среднее между теплотой испарения и теплотой плавления значение эффективной теплоты уноса массы [6–8], в [8] – 6 км²/с². В работе [9] для эффективной теплоты абляции предложено корреляционное соотношение в зависимости от давления паров на поверхности тела, аппроксимирующая результаты расчетов [10], однако отмечается, что значение Q для крупных тел в области параметров, где в основном происходит их абляция, равно примерно 6.2 км²/с². В [11] основным процессом уноса массы каменного метеорного тела считается испарение, а железного – плавление, поэтому для таких тел балась теплота абляции, равная 8.5 и 2.1 Дж/г соответственно.

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 [12]. Характерные скорости возвращаемых аппаратов гораздо меньше, чем скорости входа в атмосферу метеорных тел, и 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.

Так, в [13] расчет траекторий торможения в воздушной и водородно-гелиевой атмосфере тел с теплозащитным покрытием из углерод-фенола проводился при характерных значениях Q от 16 до 20×10^{10} эрг/г.

В последние годы, в связи с осознанием актуальности астероидно-кометной опасности после Челябинского события, стали появляться теоретические и экспериментальные работы [10, 14–17] по изучению абляции метеорных тел. В [10] была разработана численная модель абляции для силикатов, служащих тепловой защитой для космических аппаратов, учитывающая баланс между испарением и конденсацией и апробированная на результатах экспериментов для кварца [18]. С использованием этой модели проведены параметрические расчеты для двух условий входа, характерных для метеороидов. Результаты расчетов показали, что движущийся слой расплава и глубокое тепловое проникновение пренебрежимо малы для задаваемых условий чрезвычайно высокого теплового потока порядка 1 МВт/см^2 (соответствующих высоким скоростям), и для прогнозирования потери массы является адекватной простая модель испарения; для условий с тепловым потоком порядка 1 кВт/см^2 унос массы в основном обусловлен уносом расплавленного слоя под действием градиента давления. (Оценки значений радиационного теплового потока при разных скоростях, высотах и размерах тела можно найти, например, в работе авторов [19]). Многофазная модель абляции, разработанная в [17], апробирована на результатах экспериментов [14] для обыкновенного хондрита. Рассчитанное значение эффективной теплоты абляции Q для условий эксперимента составляет 1.16 МДж/кг , (что даже ниже общепринятой теплоты плавления обыкновенных хондритов), и это показывает, что абляция путем плавления и уноса слоя расплава является основным источником потери массы. Однако, как отмечают авторы [17], условия эксперимента не отражают реальные условия полета метеороида (см. ниже), и при более высоких тепловых потоках, чем моделируемые в их работе, скорость испарения может увеличиться, и поэтому важно учитывать оба механизма абляции вдоль траектории.

В [14] проведены исследования на Arcjet установке исследовательского центра Эймса НАСА по нагреву плазменной струей образцов метеороидов: Н5 обыкновенного хондрита (Тамдахт) и железного метеороида IAB-MG (Кампо-дель-Сьело), а также земных аналогов: базальта и плавленого кварца. Условия экспериментов соответствовали довольно низким тепловым потокам $\sim 3.4 \text{ кВт/см}^2$. Воздействие плазменного потока в течение нескольких секунд вызвало значительное расплавление и унос жидкой пленки для всех образцов, при этом скорость абляции метеороидов и базальта была намного выше по сравнению с плавленным кварцем. Высокоскоростное видео показало, что материал также теряется при отколе мелких фрагментов (отшелушивание) и испарении. Эффективная теплота абляции 2 МДж/кг , рассчитанная для хондрита Н5, подтверждает, что абляция в этих условиях происходила в режиме с преобладанием плавления. Авторы [14] отмечают, что достигнутые в установке условия менее интенсивны, чем ожидающиеся в полете и при более похожих на полет условиях можно ожидать большего испарения. В [15] экспериментальные исследования абляции Н5 обыкновенного хондрита (Эль-Хаммами) и базальта проводились на плазматроне Института гидродинамики им. Фон Кармана. Условия экспериментов соответствовали тепловым потокам $\sim 0.1 \div 0.3 \text{ кВт/см}^2$; условия полета, полученные с использованием численной процедуры, соответствовали полету тела с диаметром 3.8 м на высоте 54.7 км со скоростью 6.9 км/с . Эти условия также далеки от условий полета реальных метеороидов, так как скорость тел подобного размера на такой высоте значительно больше. Существенной потери массы из-за испарения или механического уноса не наблюдалось, хотя наблюдались плавление и кипение. Это можно объяснить низкими тепловыми потоками, на порядок ниже, чем в [14]. Экспериментальное исследование абляции Н4 обыкновенного хондрита (Эль Мэдано 132) и базальта проводилось в [16] при тепловом потоке $\sim 1.6 \text{ кВт/см}^2$ и давлении в точке торможения 24 гПа , что соответствовало условиям полета на высоте $\sim 80 \text{ км}$ со скоростью входа 10.6 км/с . Также наблюдалось плавление образцов и унос расплавленного материала.

Таким образом, экспериментальные установки и методология испытаний, ранее использовавшиеся для определения характеристик тепловой защиты космических аппаратов, адаптируются для исследования абляции образцов метеоритов и, 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 удастся достигнуть условий, соответствующих полету метеорных тел, и проблема определения эффективной теплоты уноса массы остается открытой.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований, проведенных как для земных материалов, так и для образцов метеоритов, показывают, что эффективная теплота абляции сильно зависит от скорости (от энтальпии торможения [12], пропорциональной квадрату скорости). Эта зависимость связана с тем, что с изменением скорости происходит смена ведущих механизмов абляции. В данной работе зависимость эффективной теплоты абляции Q от скорости полета учитывается путем интерполяции значения Q между значениями теплоты испарения и теплоты плавления (шелушения). Соответствующая корреляционная формула для Q включена в программу расчета уравнений физической теории метеоров для моделирования взаимодействия метеороида и его фрагментов с атмосферой. Исследуется изменение эффективной теплоты уноса массы вдоль траектории и влияние способа ее задания (переменная величина, варьирование входящих в формулу параметров, постоянные значения) на параметр абляции, траекторию и скорость метеороида, а также изменение его массы и энерговыделения вдоль траектории.

2. Постановка задачи

Будем рассматривать проникновение в атмосферу метеороида и его взаимодействие с ней. До начала разрушения рассматривается взаимодействие с атмосферой метеороида, движущегося как единое тело, после разрушения – его фрагментов, каждый из которых также движется как единое тело. Взаимодействие метеорного тела с атмосферой моделируется рамках обобщенных уравнений метеорной физики [20], описывающих траекторию, торможение, абляцию и энерговыделение метеороида или его фрагментов. Уравнения движения и уноса массы, к которым добавляется соотношение для изотермической атмосферы, имеют вид

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

Здесь t – время; V, M, 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 уноса массы. В отличие от уравнений простой физической теории метеоров [4, 13], в уравнениях (1) учитываются криволинейность траектории и сила тяжести. Уравнения 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 является его энерговыделение вдоль траектории. Кинетическая энергия E , выделяемая на единицу высоты, определяется уравнением

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

Часть этой энергии идет на излучение и может регистрироваться наземными и спутниковыми системами наблюдения, обычно она представляется в виде световых кривых. По наблюдаемому вдоль траектории свечению (световым кривым) с помощью полуэмпирических методик можно рассчитать выделившуюся энергию.

Основным определяющим параметром уравнений (1)–(3) является параметр абляции σ , равный отношению коэффициента теплопередачи C_H к эффективной теплоте уноса массы Q . 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 будем учитывать также конвективный тепловой поток, так как он играет ключевую роль для мелких фрагментов на заключительной части траектории, когда они существенно затормозились.

Результирующий коэффициент теплопередачи C_H будем вычислять по формуле, учитывая его зависимость от скорости метеороида V , радиуса затупления R и плотности атмосферы ρ [1]

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

где $C_{Hr}(V, R, \rho)$ и $C_{Hc}(V, R, \rho)$ – коэффициенты радиационной и конвективной теплопередачи. Для коэффициента радиационной теплопередачи C_{Hr} в [19] было получено аппроксимационное выражение в зависимости от параметров V, R, ρ , слегка модифицированное в [1] для расширения диапазона его применимости на меньшие скорости и высоты. В данной работе коэффициент C_{Hr} рассчитывался по формулам, приведенным в [1]. Аппроксимационное выражение для коэффициента конвективной теплопередачи в зависимости от V, R, ρ также приведено в [1].

В выражение для C_H (4) введен параметр неопределенности ψ для того, чтобы учесть недостаточность информации о радиационном тепловом потоке к телу при метеорных скоростях и разброс имеющихся результатов численного моделирования радиационного нагрева, связанный с тем, что многие факторы не учитываются в расчетах или неизвестны, например, влияние излучения воздуха перед ударной волной, турбулентность, экранирование парами метеороида, оптические свойства горячего воздуха и паров, и т.д. Влияние неопределенности задания коэффициента теплопередачи на параметр абляции и результаты моделирования потери массы, скорости, траектории полета и энерговыделения метеороида исследовалось в [1]. В данной работе изучается влияние неопределенности задания эффективной теплоты уноса массы Q на параметр абляции и характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой.

3. Эффективная теплота абляции

Эффективная теплота абляции, или удельная теплота уноса массы материала поверхности, представляет собой энергию, которая требуется для уноса данного материала (включая

энергию, затрачиваемую на нагревание до температуры абляции). Параметр Q (как и параметр абляции σ) обычно считается постоянным при моделировании взаимодействия крупных метеороидов с атмосферой. Как отмечалось во введении, в литературе основным механизмом уноса массы обычно считают испарение и полагают $Q = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$ (теплота испарения обыкновенных хондритов) или иногда $Q = 6 \text{ км}^2/\text{с}^2$. 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, а также за счет механической эрозии (шелушения); эти процессы требуют меньших затрат энергии и, соответственно, им соответствуют меньшие значения Q . Об этом свидетельствуют результаты экспериментальных и теоретических работ (см. Введение), как и том, что механизм уноса массы, и, соответственно, значение Q , зависит от скорости. Поэтому представляется разумным интерполировать параметр Q между значениями теплоты испарения и теплоты абляции (или шелушения).

В работе ReVelle [21] было предложено в качестве эффективной теплоты уноса массы Q_0 использовать некоторое среднее значение между теплотой плавления Q_{mel} и теплотой испарения Q_{vap} в зависимости от значения начальной скорости метеороида V_e . Значение V_e ReVelle берет в точке траектории, где ускорение равно нулю, т.е. там, где после возможного небольшого ускорения из-за влияния силы тяжести метеороид начинает тормозиться, и это значение очень близко к скорости входа в атмосферу (см. [20]). Это среднее значение Q_0 определяется по интерполяционной формуле

$$Q_0 = \frac{Q_{vap} - Q_{mel}}{k_2} (k - k_1) + Q_{mel}, \quad k = \frac{V_e^2}{2Q_{vap}},$$

$$5 < k < 30, \quad k_1 = 5, \quad k_2 = 25 \quad (5)$$

Параметр k в формуле (5) представляет собой отношение начальной кинетической энергии к количеству энергии, необходимой для абляции (и та, и другая энергия на единицу массы); функция Q_0 имеет ограничение: когда $k > 30$, то $Q_0 = Q_{vap}$. Таким образом, в [21] предлагается использовать постоянное значение теплоты абляции, но это постоянное значение выбирается в зависимости от начальной скорости согласно соотношению (5). При реализации численного алгоритма в [21] при скоростях менее 9.2 км/с полагалось $Q = Q_{mel}$, а при скоростях от 11 до 9.2 км/с осуществлялось сглаживание между Q_0 и Q_{mel} .

Аналогичный подход к определению эффективной теплоты уноса массы применялся в [6]: она при расчетах полагалась постоянной, а ее конкретное значение выбирались таким образом, чтобы вычисленные траектории наилучшим образом совпадали с наблюдаемыми для известных ярких болидов. При этом радиационный тепловой поток и, соответственно, коэффициент теплопередачи рассчитывался с учетом влияния на него слоя паров метеороида. Отмечался рост Q по мере увеличения начальной скорости, что естественно, так как с ростом скорости возрастают тепловые потоки и продукты расплава прогреваются до температуры испарения, роль которого в уносе массы возрастает.

В данной работе предлагается использовать не постоянное значение эффективной теплоты абляции Q , а переменное, интерполируя величину Q между теплотой испарения и теплотой плавления (или шелушения) в зависимости от значения скорости V , т.е. учитывать уменьшение Q вдоль траектории, связанное с тем, что по мере того как поток энергии набегающего на тело потока уменьшается, плавление и шелушение становятся преобладающим механизмом (см. Введение). Будем определять Q из уравнения, аналогичного формуле (5), но при этом считая параметр k не постоянным, определяемым начальной скоростью, а переменным вдоль траектории, зависящим от текущей скорости

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

$$k > k_1 + k_2: \quad Q = Q_{vap}, \quad k < k_1: \quad Q = Q_{min} \quad (6)$$

Уравнение (6) добавляется к системе уравнений метеорной физики (1)–(4) при численном моделировании. Следует отметить, что при малых скоростях и, соответственно, при малых значениях параметра k абляция прекращается и правильно было бы написать $dM/dt = 0$. Однако при этом и тепловые потоки очень малы и, как показывают расчеты (см. следующий раздел), унос массы прекращается на заключительном участке траектории и при использовании последнего соотношения (6) до конца траектории.

В соотношении (6) входят четыре параметра: Q_{vap} , Q_{min} , k_1 и k_2 . Теплота испарения Q_{vap} зависит от состава метеороида, от термодинамических свойств продуктов абляции. Для самых распространенных материалов метеорного тела – обыкновенных хондритов – $Q_{vap} = 7.98 \text{ км}^2/\text{с}^2$, для железных метеоритов – $8.01 \text{ км}^2/\text{с}^2$, для углистых хондритов – $8.51 \text{ км}^2/\text{с}^2$ [5]. В качестве Q_{min} можно принять теплоту плавления Q_{mel} , как сделано в [21], а можно – теплоту шелушения Q_{sp} (spallation), что представляется более правильным. Для обыкновенных и углистых хондритов и для железных метеоритов $Q_{mel} = 1.884 \text{ км}^2/\text{с}^2$ [5]; $Q_{sp} = 1.4 \text{ км}^2/\text{с}^2$ [2]. Как будет показано ниже, разница в результатах моделирования при этом получается незначительная. Параметр k_1 соответствует скорости, где испарения уже не происходит и механизм абляции – только плавление (Q_{mel}) или шелушение (Q_{sp}). Параметр $k_2 + k_1$ соответствует скорости, где унос массы за счет плавления и шелушения становится уже пренебрежимо мал и механизмом абляции становится исключительно испарение.

На рис. 1 представлено изменение эффективной теплоты абляции в зависимости от скорости полета согласно соотношению (6) при разных значениях параметров k_1 , k_2 и Q_{min} . Красная кривая соответствует параметрам работы [21]: $k_1 = 5$, $k_2 = 25$, $Q_{min} = Q_{mel} = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$; синяя кривая соответствует $Q_{min} = Q_{sp} = 1.4 \text{ км}^2/\text{с}^2$, соответственно изменен параметр $k_1 = 2.5$, параметр $k_2 + k_1$ оставлен без изменения. Желтая и зеленая кривые соответствуют варьированию параметра k_2 при $k_1 = 2.5$, $Q_{min} = Q_{sp}$, т.е. варьированию скорости, выше которой унос массы происходит только за счет испарения. Влияние параметров Q_{min} , k_1 и k_2 на моделирование различных характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой, а также влияние способа задания эффективной теплоты абляции – переменная вдоль траектории величина или постоянная, исследуется в следующем разделе.

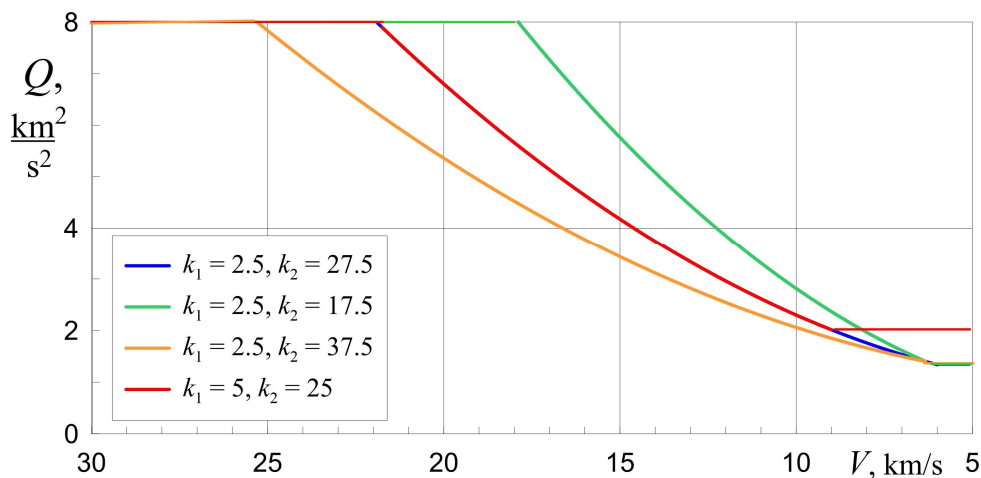


Рис. 1. Зависимость эффективной теплоты абляции от скорости полета (6) при разных значениях параметров k_1 и k_2

4. Результаты расчетов

Для моделирования различных характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой Земли система уравнений (1)–(4), (6) решалась методом Рунге – Кутта, в некоторых расчетах для эффективной теплоты абляции Q вместо формулы (6) использовалось постоянное значение. Значение параметра ψ в выражении (5) полагалось равным 1, если не оговаривается особо. Начальные параметры при входе в атмосферу задавались следующим образом: скорость метеороида $V_e = 19$ км/с, плотность $\delta = 3.3 \times 10^3$ кг/м³, угол входа $\theta_e = 18^\circ$; значение начального радиуса R_e варьировалось. Условия для параметров θ_e, δ и V_e соответствуют условиям входа в атмосферу Челябинского астероида [22]; таким образом, тела разного начального радиуса (массы M_e) можно считать гипотетическими фрагментами этого астероида после дробления на высоте 50 км. На рис. 2 показаны результаты расчетов разных характеристик вдоль траектории полета метеороида с $R_e = 30$ см при трех способах задания теплоты абляции: $Q = 8$ км²/с² (теплота испарения, зеленые линии); $Q = 2$ км²/с² (теплота плавления, синие линии); Q рассчитывается по формуле (6) при $k_1 = 5, k_2 = 25$ (красные линии).

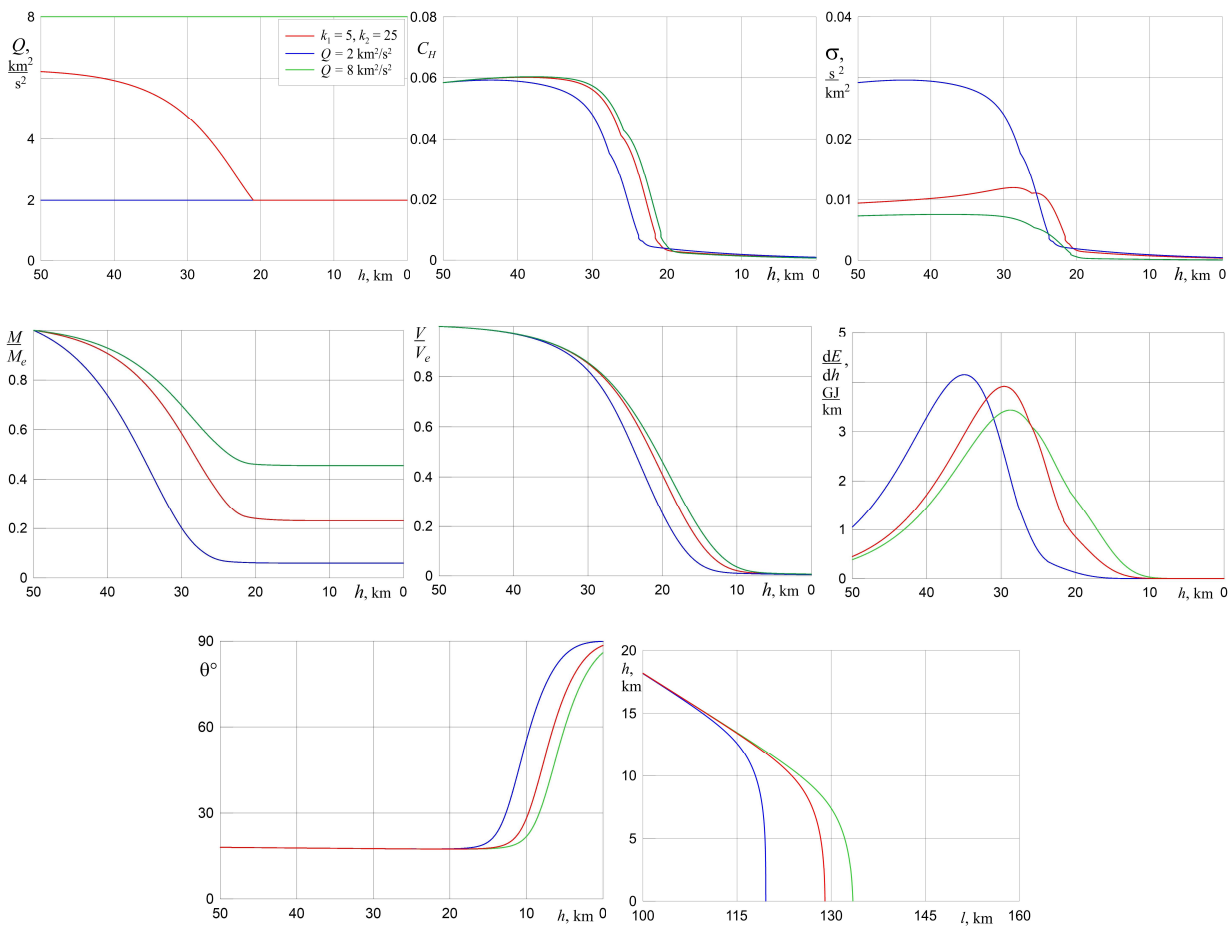


Рис. 2. Эффективная теплота абляции Q ; коэффициент теплопередачи C_H ; параметр абляции σ ; относительные масса и скорость метеороида M/M_e и V/V_e ; энерговыделение dE/dh ; угол наклона траектории θ в зависимости от высоты полета h ; и траектория $h(l), l$ – расстояние вдоль горизонтальной поверхности Земли; $R_e = 30$ см

Рисунок 2 демонстрирует, какая максимальная погрешность может достигаться при моделировании массы, скорости, энерговыделения и траектории метеороида за счет неопределенности задания эффективной теплоты уноса массы при заданных начальных условиях. Эту максимальную погрешность характеризует разница между синими и зелеными кривыми. Красные кривые, соответствующие переменному Q , занимают промежуточное положение, и их условно (реальное изменение Q вдоль траектории неизвестно) можно принять за некие

базовые кривые, по отношению к которым можно проводить сравнение. Наибольшее влияние параметр Q оказывает на изменение массы метеороида, в частности, на его остаточную (неиспарившуюся) массу, выпадающую на землю в виде метеорита: она может меняться почти в 8 раз в зависимости от значения Q ; остаточная масса при задании Q как теплоты испарения в два раза, т.е. на 100 %, превышает массу, соответствующую заданию переменного Q . Максимальная погрешность в определении высоты полета, где достигается максимум энерговыделения болида (максимум его яркости, вспышка), составляет примерно 6 км. Разница в расчетах самого максимума энерговыделения может достигать до 23 %. Заметное влияние теплота абляции оказывает и на процессторможения, т.е. на снижение скорости метеороида, и на изменение угла наклона траектории по отношению к горизонту. Уменьшение Q ведет к увеличению параметра абляции, к более быстрому уменьшению массы метеороида и, соответственно, к более раннему торможению и искривлению траектории. Рисунок 2 показывает также влияние параметра Q на рассчитанную траекторию метеорного тела $h(l)$ и местоположение выпавшей остаточной массы на землю, определяемое расстоянием вдоль поверхности l (начальное значение l полагалось равным 0 при $h = 50$ км). Видно, что предсказываемые координаты места выпадения метеорита зависят от способа задания Q , максимальное расхождение составляет около 13 км, а расхождение при задании переменного Q и $Q = 8 \text{ км}^2/\text{с}^2$ – около 4 км.

Влияние параметров Q_{\min}, k_1, k_2 в формуле (6), задающей изменение теплоты абляции Q в зависимости от скорости, на моделирование различных характеристик взаимодействия метеороида с атмосферой демонстрирует рис. 3.

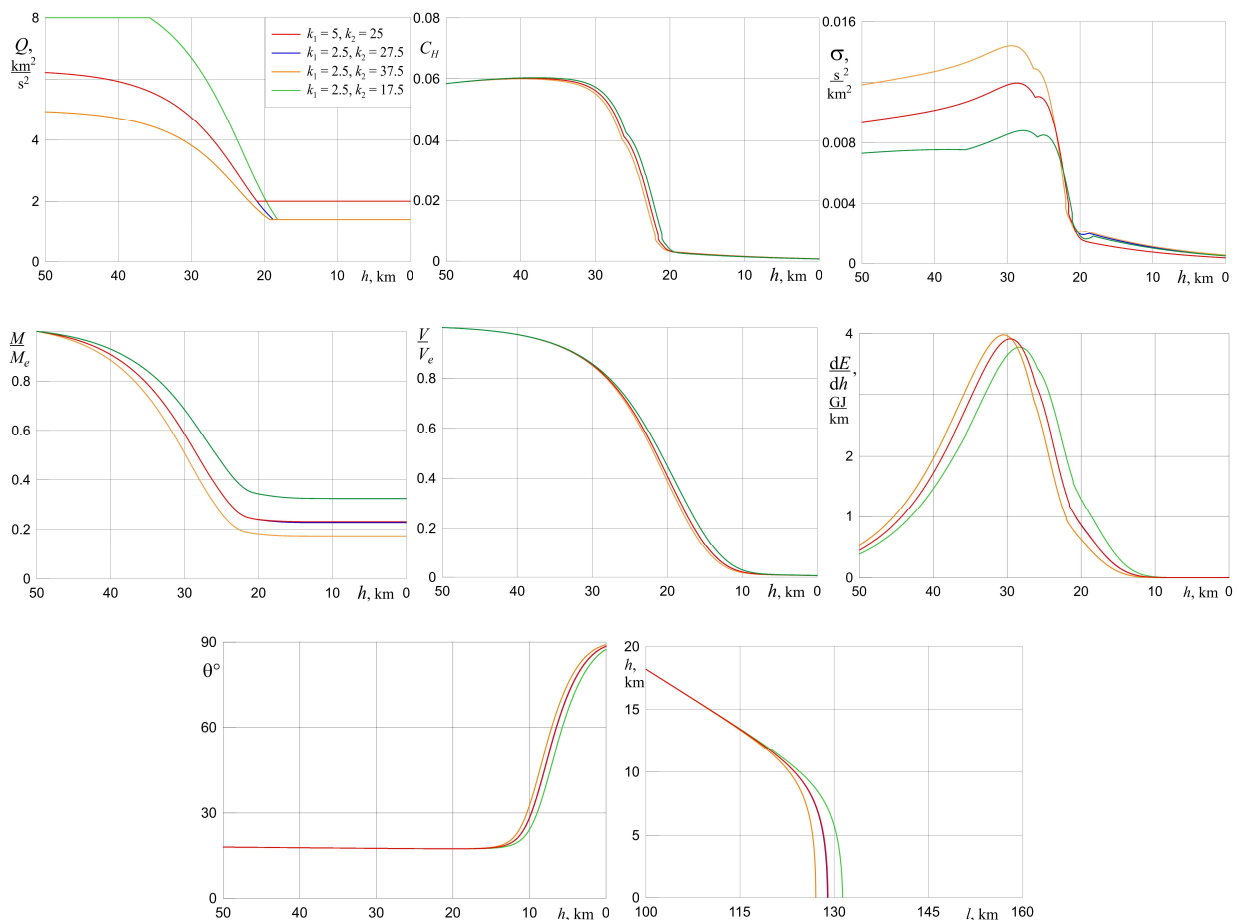


Рис. 3. Теплота абляции Q ; коэффициент теплопередачи C_H ; параметр абляции σ ; масса и скорость метеороида M/M_e и V/V_e ; энерговыделение dE/dh ; угол наклона траектории θ в зависимости от высоты полета h ; и траектория $h(l)$; $R_e = 30$ см

Рисунок 3 показывает, что варьирование Q_{\min} (теплота плавления $2 \text{ км}^2/\text{с}^2$ и теплота шелушения $1.4 \text{ км}^2/\text{с}^2$) и, соответственно, параметра k_1 (5 и 2.5) не оказывает заметного влияния на все моделируемые характеристики, включая массу, скорость, энерговыделение, траекторию, места падения метеоритов; синие и красные линии практически совпадают. Варьирование параметра k_2 , т.е. скорости, выше которой унос массы происходит только за счет испарения, несмотря на имеющееся влияние на теплоту абляции и, соответственно, на параметр абляции, оказывает слабое влияние на скорость и изменение угла наклона траектории. Разница в вычисленных координатах мест выпадений метеоритов составляет примерно 2 км для желтой ($k_2 = 17.5$) и зеленой кривой ($k_2 = 37.5$) по сравнению с красной и синей ($k_2 = 27.5$ и 25). Погрешность в определении высоты достижения максимума яркости болида по отношению к красной кривой составляет примерно 1 км для желтой кривой, и 2 км – для зеленой. Погрешность в определении максимального энерговыделения по отношению к красной кривой составляет около 3 % и 6 % для желтой и зеленой кривых. Наибольшее влияние изменение параметра k_2 оказывает на унос массы метеороида. Погрешность в расчете остаточной массы по отношению к красной кривой составляет около 20 % и 35 % для желтой и зеленой кривых. В целом, погрешность при варьировании параметра k_2 в формуле (6) оказывается значительно меньше, чем разница между решениями при разных способах задания Q , показанными на рис. 2. При задании эффективной теплоты абляции Q по формуле (6) можно полагать $Q_{\min} = 1.4 \text{ км}^2/\text{с}^2$, $k_1 = 2.5$, $k_2 = 27.5$ или $Q_{\min} = 2 \text{ км}^2/\text{с}^2$, $k_1 = 5$, $k_2 = 25$, решения при этом совпадают.

Рисунки 4 и 5 демонстрируют влияние способа задания теплоты абляции Q при разных значениях начального радиуса R_e (10, 30, 90 см) и разных значениях коэффициента теплопередачи C_H ($\psi = 1$ и 0.6).

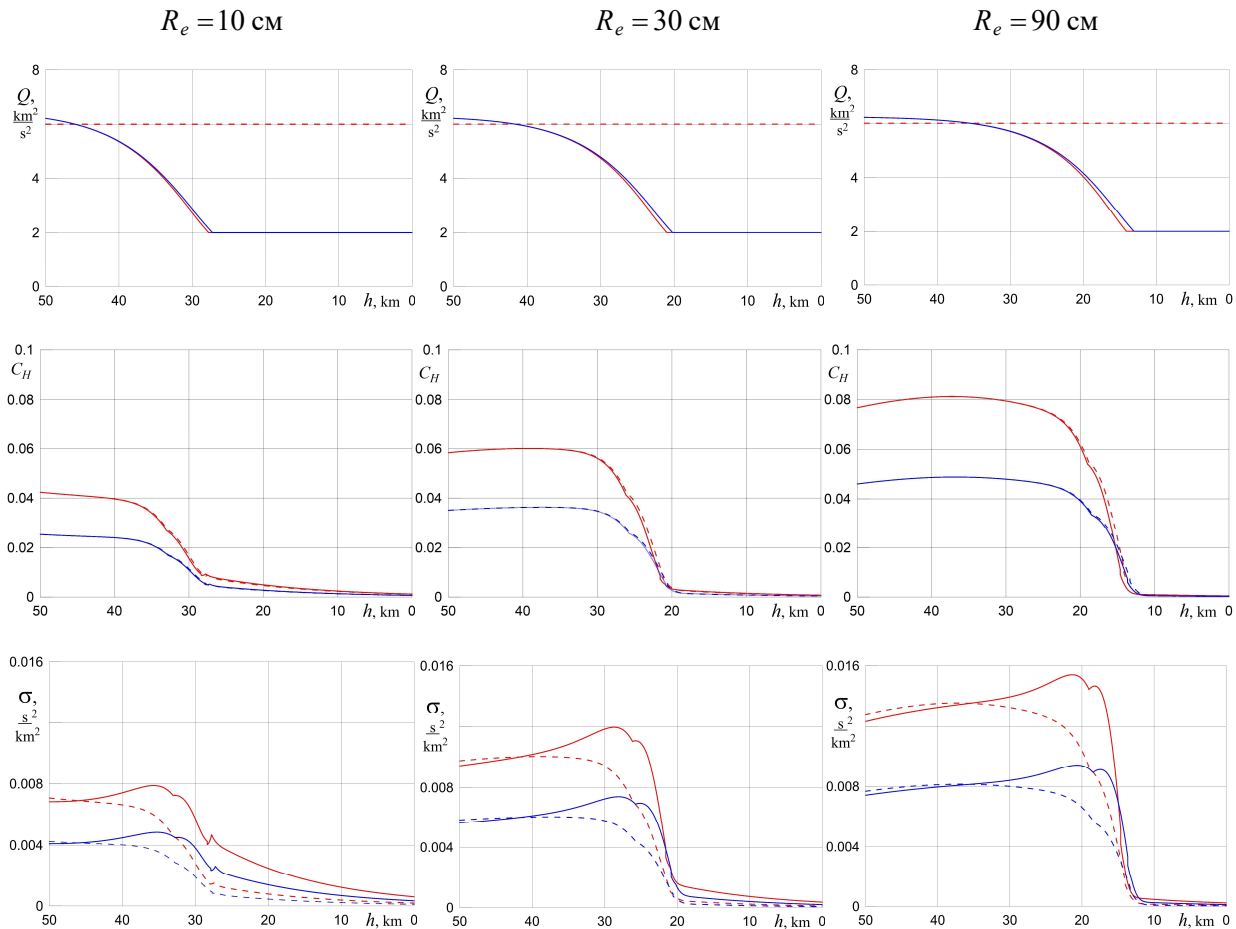


Рис. 4. Теплота абляции Q ; коэффициент теплопередачи C_H ; параметр абляции σ . $\psi = 1$ – красные линии, $\psi = 0.6$ – синие. Сплошные кривые – расчет Q по формуле (6), штриховые – $Q = 6 \text{ км}^2/\text{с}^2$

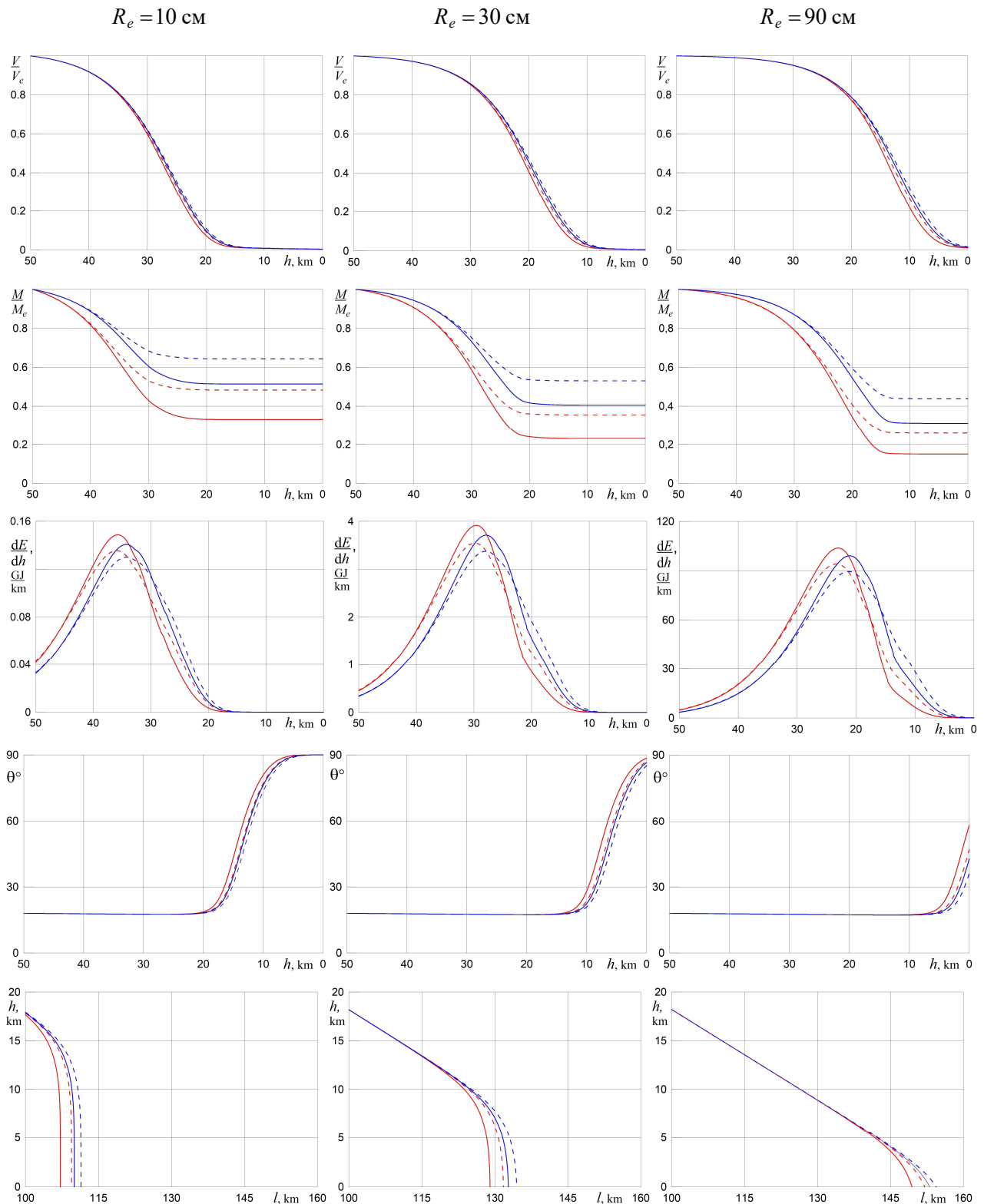


Рис. 5. Относительные масса и скорость метеороида M/M_e и V/V_e ; энергосвечение dE/dh ; угол наклона траектории θ и траектория $h(l)$. $\psi = 1$ – красные линии, $\psi = 0.6$ – синие. Сплошные кривые – расчет Q по формуле (6), штриховые – $Q = 6 \text{ км}^2/\text{с}^2$.

Результаты расчетов при задании Q по формуле (6) показаны сплошными линиями, а при задании постоянного $Q = 6 \text{ км}^2/\text{с}^2$ – штриховыми.

Анализ рис. 4 и рис. 5, где представлены определяющие параметры уравнений метеороидной физики и характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой, показывает следу-

ющее. Значение параметра ψ , определяющее величину C_H , практически не влияет на изменение теплоты абляции вдоль траектории, в то время как влияние начальной массы (радиуса) достаточно сильное. С уменьшением размера тела эффективная теплота абляции падает раньше, что связано с тем, что мелкие тела тормозятся быстрее. И величина коэффициента теплопередачи (параметр ψ), и начальный размер тела (радиус R_e) слабо сказываются на характере влияния теплоты абляции Q на массу, скорость, энерговыделение и траекторию метеороида, поэтому при исследовании этого влияния можно опираться на результаты, полученные при $R_e = 30$ см и $\psi = 1$. Расхождение в результатах расчетов при задании переменного Q (сплошные линии) и постоянного $Q = 6$ км²/с² (штриховые) невелико для скорости и траектории метеороида, довольно заметно для энерговыделения, особенно максимального, и весьма значительно (до 50 %) для массы метеороида, особенно остаточной. Отметим, что расхождение с результатами, полученными при переменном Q , существенно меньше при использовании $Q = 6$ км²/с², чем $Q = 8$ км²/с².

По наблюдениям известно, что крупные метеорные тела подвергаются основной фрагментации преимущественно на высотах от 50 до 25 км. Мы рассматривали гипотетические фрагменты, образованные таким дроблением, поэтому расчеты проводились, начиная с высоты 50 км. Рисунок 6 показывает, как изменятся результаты моделирования, если интегрирование уравнений начать раньше, с высоты 80 км (при отсутствии дробления). Видно, что результаты, полученные для начальной высоты 50 км (красные сплошные линии) практически совпадают с результатами, полученными для начальной высоты 80 км (синие сплошные линии), небольшое расхождение имеется только в районе пика энерговыделения. Рисунок 6 показывает также, что при постоянном значении теплоты абляции $Q = 4$ км²/с² остаточная масса метеороида, выпавшая на землю, совпадает с остаточной массой, полученной при использовании для Q зависимости (6), хотя сам процесс уноса массы происходит при постоянном Q медленнее. То же самое относится к скорости и траектории метеороида – они очень близки для этих двух способов задания Q . Для энерговыделения отличия расчетов при постоянном и переменном значении теплоты абляции остаются: максимальное значение энерговыделения возрастает примерно на 10 % при расчете Q по формуле (6), хотя высота пика яркости почти не изменяется.

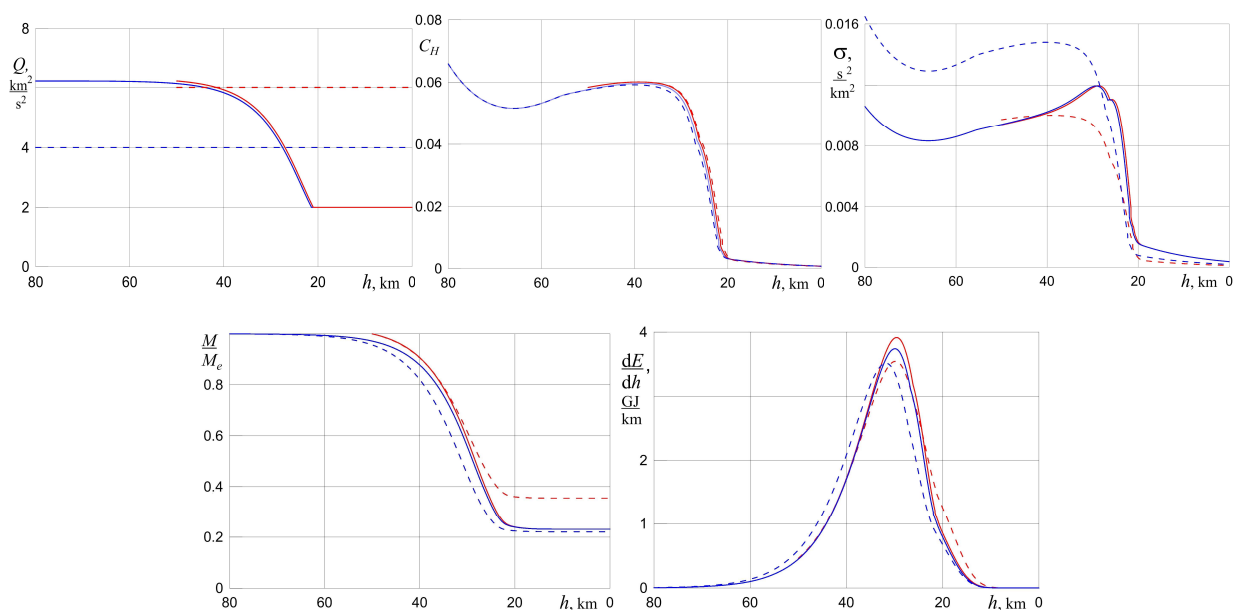


Рис. 6. Теплота абляции Q ; коэффициент теплопередачи C_H ; параметр абляции σ ; масса метеороида M/M_e и энерговыделение dE/dh ; $R_e = 30$ см. Красные и синие сплошные кривые – расчет Q по формуле (6), начиная с 50 км и 80 км; красные и синие штриховые – $Q = 6$ км²/с² и $Q = 4$ км²/с²

5. Заключение

В задаче моделирования взаимодействия с атмосферой входящего в нее метеороида или его фрагментов в рамках уравнений метеорной физики предложено корреляционное соотношение для эффективной теплоты абляции Q , интерполирующее величину Q между теплотой испарения и теплотой плавления (или шелушения) в зависимости от значения скорости V . Оценена погрешность, которая может достигаться при моделировании массы, скорости, энерговыделения и траектории метеороида или его фрагментов, за счет неопределенности задания эффективной теплоты абляции. Показано, что величина параметра неопределенности ψ в выражении для коэффициента теплопередачи, и начальный размер (масса) тела слабо сказываются на характере влияния теплоты абляции Q на различные характеристики взаимодействия метеороида с атмосферой. Показано, что учет переменности теплоты абляции вдоль траектории может существенно повлиять на результаты расчета таких важных величин, как энерговыделение метеороида, а также его остаточная масса и место ее выпадения.

Литература

1. 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/>
2. Бронштэн В.А. Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере // Астроном. Вестник. 1995. Т. 29. № 5. С. 450–458.
3. Левин Б.Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 293 с.
4. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
5. Baldwin B., Sheaffer Y. Ablation and breakup of large meteoroids during atmospheric entry // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. № 19. Pp. 4653–4668.
6. Брыкин М.В. Аэродинамический нагрев затупленных тел при движении в атмосфере Земли в условиях сильного радиационно-конвективного взаимодействия и абляции: диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. М., 1979. 185 с.
7. Viberman 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. С. 53–65.
8. Brykina I.G., Bragin M.D. On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments // Planetary & Space Sci. 2020. Vol. 187. No 104942.
9. Johnston C.O., Stern E.C., Wheeler L.F. Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry // Icarus. 2018. Vol. 309. Pp. 25–44.
10. Chen Y.-K. Thermal Ablation Modeling for Silicate Materials // AIAA Paper 2016–1514. 2016. 25 p.
11. Чушкин П.И., Шарипов А.К. Абляция крупных метеорных тел при лучистом нагреве // ЖВММФ. 1990. Т. 30. №. 12. С. 1815–1826.
12. Adams M.C. Recent advances in ablation // American Rocket Society J. 1959. V. 29. № 9. Pp. 625–632.
13. Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, 1995. 236 с.
14. 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.
15. 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. No 120.

16. 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. No 112.
17. Dias B., Turchi A., Stern E.C., Magin T.E. A model for meteoroid ablation including melting and vaporization // *Icarus*. 2020. Vol. 345. No 113710. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.113710>
18. Adams M.C., Powers W.E., Georgiev S. An experimental and theoretical study of quartz ablation at the stagnation point // *J. Aerospace Sci.* 1960. Vol. 27. № 7. Pp. 535–543.
19. Брыкина И.Г., Егорова Л.А. Аппроксимационные формулы для радиационного теплового потока при больших скоростях // *Изв. РАН. МЖГ*. 2019. № 4. С. 123–134.
20. 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/>
21. ReVelle D.O. Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model // *Planetary Sci. SR-76-1*. 1976. 90 p.
22. Borovička J., Spurný P., Brown P., Wiegert P., Kalenda P., Clark D., Shrubbený L. The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor // *Nature*. 2013. Vol. 503. Pp. 235–237.

References

1. 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*, Vol. 22, No. 5, 2021. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-5/articles/959/>
2. Bronshten, V. A., “Droblenie i razrushenie krupnyh meteornyh tel v atmosphere”, *Astronomicheskij Vestnik*, Vol. 29, No. 5, 1995, pp. 450–458.
3. Levin, B. Yu., *Fizicheskaya teoriya meteorov i meteornoe veshchestvo v Solnechnoi sisteme* (The Physical Theory of Meteors and Meteor Matter in the Solar System), M.: USSR Acad. Sci., 1956, 293 p.
4. Bronshten, V. A., *Fizika meteornyh yavlenij* (Physics of Meteor Phenomena), M.: Nauka, 1981, 416 p.
5. Baldwin, B., Sheaffer, Y., “Ablation and breakup of large meteoroids during atmospheric entry,” *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, No. 19, 1971, pp. 4653–4668.
6. Brykin, M. V., *Aerodynamic heating of blunt bodies in motion in the Earth atmosphere under conditions of strong radiation-convection interaction and ablation*, Cand. Sci. (Phys.-Math.) Dissertation, Moscow, 1979.
7. 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, 1980, pp. 53–65.
8. Brykina, I. G., Bragin, M. D., “On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments,” *Planetary & Space Sci.*, Vol. 187, No. 104942, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2020.104942>
9. Johnston, C. O., Stern, E. C., Wheeler, L. F., “Radiative heating of large meteoroids during atmospheric entry”, *Icarus*, Vol. 309, 2018, pp. 25–44. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.02.026>
10. Chen, Y.-K., “Thermal Ablation Modeling for Silicate Materials,” *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 2016–1514, January 2016. <https://doi.org/10.2514/6.2016-1514>
11. Chushkin, P. I., Sharipov, A. K., “Ablyaciya krupnyh meteornyh tel pri luchistom nagreve,” *Zhurnal vychislitel'noj matematiki i matematicheskoy fiziki*, Vol. 30, No. 12, 1990, pp. 1815–1826.
12. Adams, M. C., “Recent advances in ablation,” *American Rocket Society J.*, Vol. 29, No. 9, 1959, pp. 625–632.
13. Stulov, V. P., Mirskij, V. N., Vislyj, A. I., *Aerodinamika bolidov* (Aerodynamics of bolides), M.: Nauka, 1995, 236 p.

14. Agrawal, P., Jenniskens, P. M., Stern, E., Arnold, J., Chen, Y. K., “Arcjet ablation of stony and iron Meteorites,” *2018 Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*, AIAA Paper 2018–4284, June 2018. <https://doi.org/10.2514/6.2018-4284>
15. 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.*, Vol. 876, No. 120, 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab16f0>
16. 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.*, Vol. 837, No. 112, 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa5cb5>
17. Dias, B., Turchi, A., Stern, E. C., Magin, T. E., “A model for meteoroid ablation including melting and vaporization,” *Icarus*, Vol. 345, No. 113710, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.113710>
18. Adams, M. C., Powers, W. E., Georgiev, S., “An experimental and theoretical study of quartz ablation at the stagnation point,” *J. Aerospace Sci.*, Vol. 27, No. 7, 1960, pp. 535–543.
19. 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>
20. 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*, Vol. 21, No. 2, 2020. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-2/articles/903/>
21. ReVelle, D. O., “Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model,” *Planetary Sci.*, SR-76-1, 1976, 90 p.
22. 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*, Vol. 503, 2013, pp. 235–237. <https://doi.org/10.1038/nature12671>

Статья поступила в редакцию 12 июля 2022 г