

УДК 523.68+533.6.-11.6

В. В. Калениченко

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко
04053 Киев, ул. Обсерваторная 3
E-mail: kalenyuch@aoku.freenet.kiev.ua
E-mail: kalenyuch@observ.univ.kiev.ua

Коэффициенты светимости и теплопереноса в болидах как проблема гиперзвуковой газодинамики

По данным наблюдений болидов получен коэффициент превращения потока кинетической энергии частиц воздуха в поток излучения (коэффициент радиационного теплопереноса). Этот коэффициент зависит только от скорости болида в широком диапазоне значений параметров последнего. Значения коэффициента радиационного теплопереноса не могут обеспечить радиационный поток к телу, достаточный для объяснения наблюдаемых значений коэффициента абляции при скоростях менее 20 км/с. По-видимому, в этом случае поток частиц воздуха является главным источником энергии нагрева тела болида. При скоростях свыше 40 км/с поток излучения болида к телу значительно меньше, чем наружу. Процедура вычисления классического коэффициента свечения болида является в значительной мере неопределенной при фрагментации тела.

КОЕФІЦІЄНТИ СВІТІННЯ Й ТЕПЛОПЕРЕНОСУ У БОЛІДАХ ЯК ПРОБЛЕМА ГІПЕРЗВУКОВОЇ ГАЗОДИНАМІКИ, Каленіченко В. В. — За даними спостережень болідів отримано коефіцієнт перетворення потоку кінетичної енергії частинок повітря у потік випромінювання (коефіцієнт радіаційного теплопереносу). Цей коефіцієнт залежить лише від швидкості болида у широкому діапазоні значень параметрів останнього. Значення коефіцієнта радіаційного теплопереносу не можуть забезпечити радіаційний потік до тіла, достатній для пояснення спостережуваних значень коефіцієнта абляції при швидкостях до 20 км/с. Мабуть, у цьому випадку потік повітряних часток є головним джерелом енергії нагрівання тіла болида. При швидкостях понад 40 км/с потік випромінювання болида до тіла значно менший, ніж назовні. Процедура обчислення класичного коефіцієнта світіння болида є у значній мірі невизначеною за умов фрагментації тіла.

THE LUMINOSITY AND HEAT-TRANSFER EFFICIENCIES IN FIREBALLS AS A PROBLEM OF THE HYPERSONIC GAS DYNAMICS, by Kalenichenko V. V. — The coefficient of transformation of the kinetic energy flow of air particles into the luminous flow is obtained from fireball observational data. The coefficient is dependent only on the fireball velocity over a wide range of fireball parameters. The coefficient values cannot explain the observed ablation of fireball-generating bodies for velocities under

20 km/s. The flow of air particles is probably the main source of the heating of the body in this case. For velocities over 40 km/s the fireball radiation flow to the body is substantially less than the flow to the outside space. The evaluation of the classical fireball luminous efficiency is still largely an indefinite procedure on account of the body fragmentation.

ВВЕДЕНИЕ

Общеизвестно, что при скоростях свыше 15 км/с нет каких-либо расчетов взаимодействия тел с потоком воздуха, равно как и полноценных экспериментов [17]. Поэтому предпринимаются попытки оценить эти процессы, основываясь на фотографических наблюдениях болидов [12, 14, 20, 22] или развивая чисто теоретические методы их расчетов [3, 4, 16, 18, 30]. Использование наблюдений болидов представляется весьма заманчивым ввиду широкого диапазона скоростей и размеров космических тел, вторгающихся в земную атмосферу.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛИДА

В классической физике метеоров (см. [2, 15]) поток излучения болида равен

$$I = \tau \frac{v^2}{2} \left| \frac{dM}{dt} \right|,$$

где M — масса болидообразующего тела, v — его скорость, τ — коэффициент эффективности излучения. С другой стороны, в гиперзвуковой газодинамике [1, 3, 4, 16, 18, 19] все преобразования энергии соотносятся непосредственно с потоком кинетической энергии $0.5S\rho v^3$ частиц воздуха через мидель (сечение, перпендикулярное к направлению движения) тела, где S — площадь миделя тела, ρ — плотность атмосферы. Поэтому

$$I = 0.5C_H S \rho v^3, \quad (2)$$

и потеря массы тела в единицу времени путем одного лишь испарения равна

$$\frac{dM}{dt} = - \frac{\Lambda}{2Q} S \rho v^3, \quad (3)$$

где C_H — коэффициент радиационного теплопереноса, т. е. коэффициент преобразования потока кинетической энергии частиц воздуха в поток энергии излучения болида, Λ — коэффициент теплопередачи, Q — удельная энергия испарения. Из выражений (1)–(3), как было показано нами ранее [7], следует

$$\tau = \frac{2C_H Q}{\Lambda v^2}. \quad (4)$$

Поскольку

$$\Lambda = C'_H + C_c, \quad (5)$$

где C'_H и C_c — коэффициенты радиационного и газокINETического теплопереноса к телу соответственно (мы рассматриваем как газокINETический конвективный теплоперенос при сплошном режиме течения и теплоперенос ударами отдельных частиц при свободномолекулярном течении), то из (4) мы получаем

$$\tau = \frac{C_H}{C'_H + C_c} \frac{2Q}{v^2}. \quad (6)$$

Таким образом, τ зависит не только от непосредственного превращения кинетической энергии в излучение болида, но и от соотношения между C_H и C'_H , а также между C'_H и C_c .

Интересно заметить, что при прозрачности сжатого ударного слоя и слоя паров тела для излучения, генерируемого болидом (это предполагается справедливым [1, 18, 19, 30] для тел метровых размеров при $v \geq 10$ км/с и $h \leq 50$ км), мы можем получить

$$\tau \approx \frac{2Q}{v^2}, \quad (7)$$

т. е. просто отношение удельной энергии испарения к кинетической энергии единицы массы болидообразующего тела.

Весьма заманчиво исключить C_H , подставив его из выражения (2) в (4) для последующего определения τ по данным наблюдений болидов, поскольку I , S , ρ , v и σ могут быть оценены из этих данных. Подобная идея использована в некоторых недавних исследованиях [20, 22]. Однако при любой реализации этой идеи необходимо учесть дробление болидообразующего тела.

Подставив Λ из известного определения коэффициента абляции [2, 15]

$$\sigma = \frac{\Lambda}{C_x Q} \quad (8)$$

в выражение (4), мы получим другое важное соотношение между τ и C_H :

$$\tau = \frac{2C_H}{C_x \sigma v^2}, \quad (9)$$

где, как известно [18], безразмерный коэффициент сопротивления $C_x \approx 1$ для затупленных тел в широком диапазоне значений параметров их формы. Следует иметь в виду, что это равенство имеет силу лишь в случае, когда σ представляет именно испарение главного тела болида с удельной энергией Q согласно уравнению (3).

Действительно, примем, что родительское тело болида разрушается не только испарением, но и неким другим процессом с удельной энергией q . Любой процесс разрушения, кроме испарения, сублимации и выбивания отдельных атомов (типа катодного распыления), будет вести к фрагментации болидообразующего тела с последующим испарением фрагментов в большей или меньшей мере в зависимости от значения v^2/Q . Теплоперенос к фрагменту также может быть иным, чем к родительскому телу. Учитывая все это, можно показать, что мы должны использовать для определения τ не уравнение (9), а уравнение

$$\tau = \frac{2C_H}{C_x \sigma v^2} \frac{\Lambda Q}{\Lambda' q}, \quad (10)$$

где Λ' — эффективное значение Λ для всей совокупности фрагментов. Легко убедиться, что в последнем уравнении множитель $(\Lambda Q)/(\Lambda' q)$ может изменяться в широких пределах. Действительно, по-видимому, $\Lambda' \geq \Lambda$ и, несомненно, $q < Q$ при любом процессе фрагментации родительского тела, однако уверенно оценить этот множитель при решении обратной задачи едва ли возможно. Таким образом, в общем случае процедура оценки τ является неопределенной. В отдельных случаях есть некоторые возможности для этого, на чем мы остановимся позже.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА
ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ БОЛИДОВ В КОНЦЕВЫХ ТОЧКАХ ТРАЕКТОРИИ**

Если определение τ по данным наблюдений болидов является сложной и неопределенной проблемой, то определение C_H из этих же данных выполняется просто и уверенно. Для этой цели мы используем результаты решения обратной задачи локально-баллистическим методом [12, 14, 25] для болидов Прерийной сети (PN-болидов) [21]. Поскольку каталог физических параметров PN-болидов [25] содержит как параметры для 480 отдельных фотографий болидов, порожденных 248 вторжениями космических тел в земную атмосферу, так и параметры, полученные по сводным наблюдательным данным всех фотографий каждого болида, то мы использовали для каждого болида лучший из двух результатов: или результат по лучшей фотографии, или сводный.

К сожалению, нам не удалось избежать опечаток в описании каталога физических параметров PN-болидов [25]. Поэтому мы обращаем внимание читателя на то, что все значения следующих параметров в этом каталоге даны в таких единицах: v — км/с, D — г/см² и ρ — г/см³.

Для каждой точки траектории болида с известным значением абсолютной звездной величины μ мы вычисляли

$$C_I = \frac{2I}{D^2 \rho v^3}, \quad (11)$$

где

$$D = M/S \quad (12)$$

является решением обратной задачи. Значение I мы вычисляли согласно известному [28] уравнению

$$\lg I = 9.72 - 0.4\mu. \quad (13)$$

Параметр C_I связан с C_H согласно

$$C_I = \kappa C_H, \quad (14)$$

где

$$\kappa = \frac{M}{D^3} \quad (15)$$

является калибровочным множителем [9].

Поскольку распределение значений κ у PN-болидов имеет сравнительно малую дисперсию (дисперсия $\lg \kappa$ за счет разброса параметров формы тел при κ , данных в см⁶/г², не превышает 0.62 [12]), мы во всей выборке болидов использовали при калибровке C_H согласно (14) значение κ , полученное для Лост Сити. Мы вычислили κ согласно (15), используя значение D_e болида 40590 в конце его траектории [25], а в качестве массы M_e — массу наиболее крупного фрагмента (9.83 кг) метеорита Лост Сити [26]. Поскольку $S = \kappa D^2$ [9], то мы также получаем для каждого болида эффективный характерный размер тела $R = \sqrt{S/\pi} = \sqrt{\kappa D^2/\pi}$.

Эффекты дробления тела приводят к увеличению C_H по мере продвижения к концу траектории [13]. Поэтому для исключения, или хотя бы уменьшения этих эффектов мы отобрали для дальнейшего исследования только болиды с минимумом C_H вблизи конца траектории. При этом мы предполагаем, что болидообразующее тело еще не раздробилось в начальной наблюдаемой точке (на это можно надеяться согласно [23]) и представлено одним лишь наиболее крупным фрагментом в последней наблюдаемой

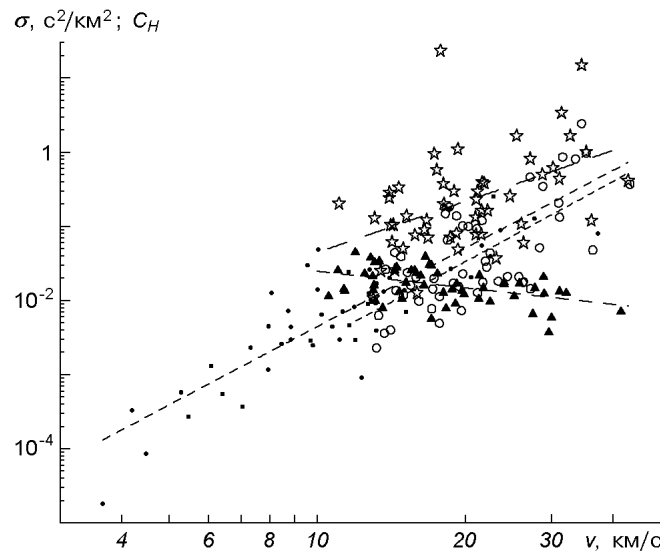


Рис. 1. Зависимости C_H (безразмерные) и коэффициента абляции σ (треугольники) от v , полученные из решения обратной задачи по данным РН-болидов. Кружки — C_H в началах траекторий, точки — концевые значения C_H , звездочки — максимальные значения C_H

точке, если эта точка является точкой минимума C_H . Если это так, то мы надеемся, что значения C_H в обеих этих точках не отягощены эффектами дробления. Для сравнения мы использовали наибольшие для каждого болида значения C_H .

Для надежного определения C_H в первой наблюдаемой точке мы сглаживаем его значения в первых пяти точках линейной регрессией. Дисперсию значений C_H относительно линии этой регрессии мы используем для отбора болидов: используем данные болида лишь в том случае, когда значение C_H в последней точке отличается от наименьшего не более, чем на две дисперсии. Таких болидов в исследованной выборке оказалось 52 (в том числе и болид Лост Сити).

Рассмотрим распределение точек в проекциях пространства (C_H, v, R, h) на различные плоскости согласно наблюдательным и теоретическим данным (рис. 1—6). Для сравнения мы использовали некоторые известные теоретические соотношения между C_H [3, 18, 27] или его составляющей в оптическом диапазоне [18], v , R и h . Для связи между h и ρ мы использовали аппроксимацию [8] данных средней стандартной атмосферы [24]. Сравнивая все проекции пространства (C_H, v, R, h) , легко убедиться, что из наблюдаемых зависимостей наиболее сильной оказывается зависимость $C_H(v)$.

Зависимости $C_H(v)$ практически совпадают для концевых точек траекторий болидов (см. регрессии $\lg C_H = A + B \lg v$ в табл. 1, рис. 1 и t -статистику в табл. 2). Хорошее согласие $C_H(v)$ по данным концевых точек траекторий болидов подтверждает наше предположение, что их тела в этих точках были одиночными. Вторым и более важным заключением является то, что практически C_H зависит только от v в широком диапазоне значений R и h (ср. рис. 1, 3 и 4). К сожалению, из-за большой зависимости между v , R и h (рис. 5 и 6) мы не можем подтвердить этот вывод методами многофакторного регрессионного анализа.

Таблица 1. Аппроксимации $\lg C_H = A + B \lg v$ для точек начал (В) и концов (Е) траекторий болидов и максимумов C_H (М) и аппроксимации $\lg \sigma = A + B \lg v$ для 52 PN-болидов с минимумом C_H вблизи точки погасания. Здесь s_A и s_B — СКО значений А и В, значение F-статистики, r — коэффициент корреляции и $s_{\text{ост}}$ — остаточное стандартное отклонение

Признак	A	s_A	B	s_B	F	r	$s_{\text{ост}}$
В	-6.16	4.10	3.60	0.53	45.9	0.692	0.496
М	-3.64	4.44	2.29	0.60	14.5	0.474	0.586
Е	-5.86	1.39	3.50	0.29	149.8	0.866	0.427
$\lg \sigma$	-0.866	1.440	-0.741	0.205	13.0	-0.455	0.210

Таблица 2. Сравнение параметров аппроксимаций $\lg C_H = A + B \lg v$ из табл. 1. Приведены значения t -статистики и эффективного числа $N_{\text{эф}}$ для вычисления t -статистики при различных дисперсиях сравниваемых величин

Сравниваемые величины	$N_{\text{эф}}$	t
A_B и A_E	62	-0.51
B_B и B_E	78	1.18
A_M и A_E	60	3.43
B_M и B_E	72	-13.15

Теоретические зависимости $C_H(v)$ не совпадают с наблюдаемыми (рис. 1 и 2). Полученные по данным наблюдений значения C_H , относящиеся к фотографическому диапазону, согласуются лишь с аппроксимациями C_H , найденными Стуловым с сотрудниками [3, 18] для полного потока излучения из сжатого слоя за фронтом ударной волны. Значения C_H для полного потока излучения болидов, порожденных хондритовыми и железными телами, вычисленные группой Немчинова [27], в среднем согласуются с наблюдаемыми, но имеют совсем другую зависимость $C_H(v)$.

Мы также вычислили C_H для фотографического диапазона (C_{H_p}) согласно (2), используя соответствующие теоретические значения светового потока I при заданных ρ и v для сферического тела радиуса R из табл. 4.1 в работе [18]. Имея более-менее удовлетворительное согласие с наблюдаемой зависимостью $C_H(v)$, C_{H_p} в ряде случаев значительно превышает значения C_H , характеризующие общий поток излучения.

Как мы показали ранее [10], аппроксимации Стулова и его коллег для *полного* потока излучения болида приводят к разумным оценкам масс выпавших метеоритов. Их согласие с наблюдаемой зависимостью $C_H(v)$ также говорит в пользу того, что они достаточно корректны. Поэтому у нас вызывают определенные сомнения результаты их расчетов для *световых* потоков болидов, особенно для тел с R , равными 10 см и 1 м (рис. 2—4).

Впрочем, дискуссии о степени согласия той или иной теоретической аппроксимации C_H с наблюдаемыми значениями представляются второстепенными по сравнению с другими наблюдаемыми соотношениями, полученными нами в настоящем исследовании.

КОНФЛИКТ МЕЖДУ КОЭФФИЦИЕНТОМ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА И КОЭФФИЦИЕНТОМ АБЛЯЦИИ

Ранее было показано, что мы можем получать эффективное значение σ и соответствующие значения v , D и ρ из решения обратной задачи [12, 14, 25] для системы уравнений движения и разрушения болидообразующего

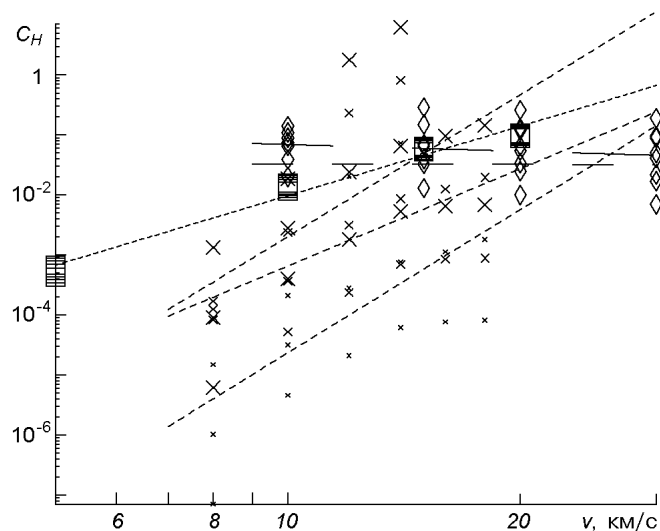


Рис. 2. Теоретические зависимости $C_H(v)$. Ромбики (темные — для хондритов, светлые — для железа) — расчеты [27], квадратики — аппроксимации для излучения сжатого слоя [5, 18], косые крестики — для оптического диапазона, вычисленные по данным [18]

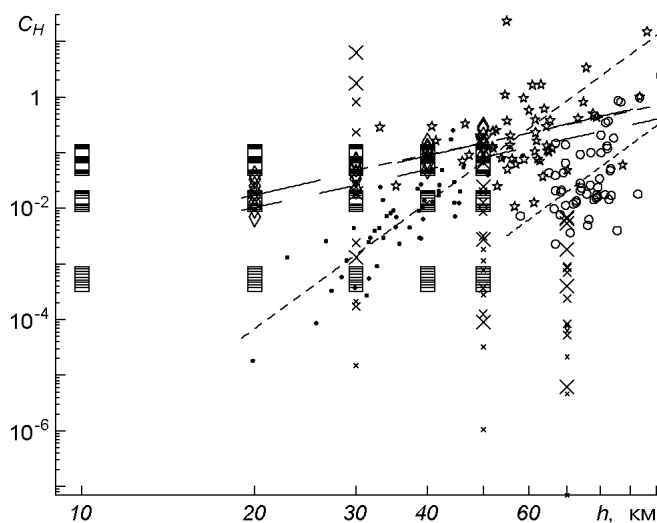


Рис. 3. Наблюдаемые и теоретические зависимости $C_H(h)$. Обозначения см. на рис. 1 и 2

тела в земной атмосфере. Это значение σ зависит только от скорости. Все известные методы определения σ по данным наблюдаемого торможения болидов относят его к единому телу: недробящемуся телу или же к наиболее крупному головному фрагменту развалившегося тела болида. Поэтому рассматриваемое значение σ также должно быть отнесено именно к такому телу. Одновременное получение двух зависимостей $C_H(v)$ и $\sigma(v)$ для одной и той же выборки болидов представляет уникальную возможность оценить относительный вклад газокINETических процессов и процессов излучения в теплоперенос к единому телу непосредственно по данным наблюдений. Имея обе эти зависимости (рис. 1 и табл. 1), мы обнаружили, что они находятся во взаимном противоречии в некоторых диапазонах скоростей.

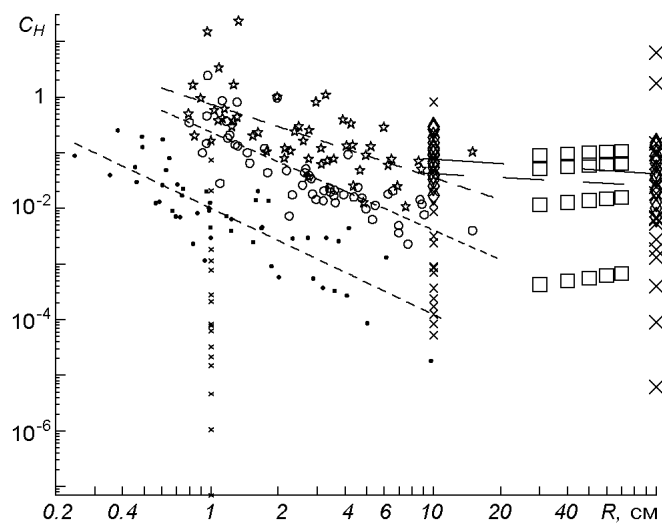


Рис. 4. Наблюдаемые и теоретические зависимости $C_H(R)$. Обозначения см. на рис. 1 и 2

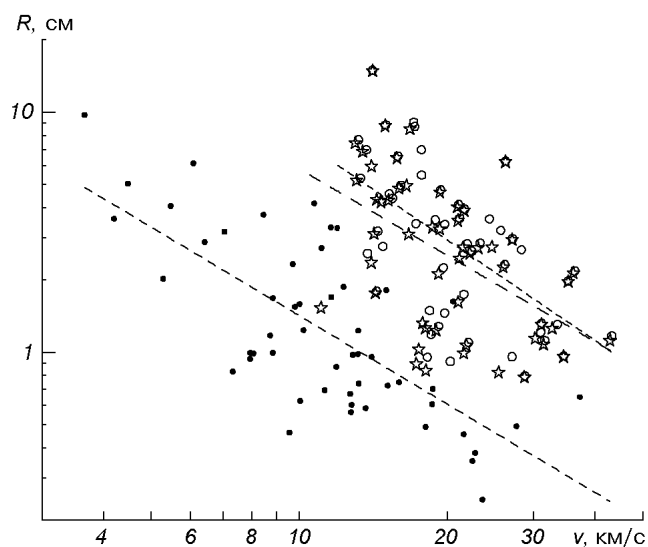


Рис. 5. Наблюдаемые зависимости $R(v)$. Обозначения см. на рис. 1 и 2

Положим $C_H = C_H' \gg C_c$ и подставим C_H вместо Λ в (8) при $C_x = 1$. Тогда для каждого болида, для которого мы в состоянии вычислить C_H и σ , мы также можем оценить и значение Q . Значение σ мы можем вычислить [12, 14, 25] как некоторое эффективное на терминальном отрезке траектории болида (отрезке, содержащем точку его погасания, на котором v изменяется наиболее сильно). Однако именно на этом отрезке наиболее вероятно дробление тела болида [23], что может исказить значение C_H , вычисленное в точке, к которой отнесено σ . Мы предположим, что значение C_H , отнесенное к той же точке, что и σ , находится между его значениями в точках появления и погасания болида. На рис. 7 нанесены значения Q , вычисленные при этом предположении для рассмотренных нами выше болидов. Штрихами нанесена линия регрессии, соответствующая значениям

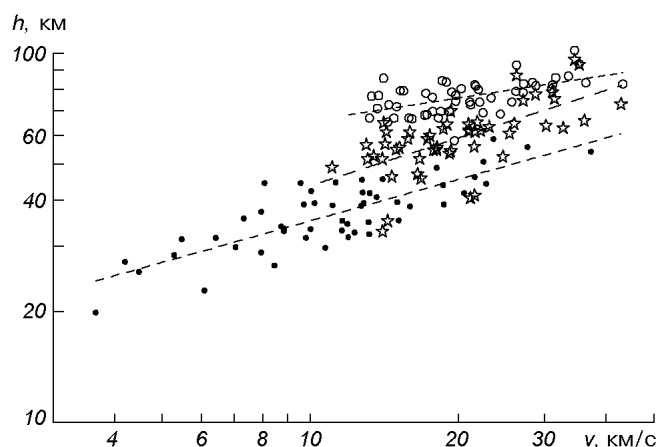


Рис. 6. Наблюдаемые зависимости $h(v)$. Обозначения см. на рис. 1 и 2

C_H в точках появления болидов. Сплошная линия регрессии соответствует значениям C_H в точках погасания болидов.

При всем многообразии возможных механизмов разрушения метеорных и болидообразующих тел [2, 15] разумнее всего предполагать $1 \leq Q \leq 10$ МДж/кг ($Q \approx 1.2$ МДж/кг для сдувания расплавленного железа, $Q \approx 2$ МДж/кг для сдувания расплавленного камня и $Q \approx 8$ МДж/кг для испарения как камня, так и железа). Как видно из рис. 7, обе линии регрессий находятся в этих пределах примерно при $20 < v < 40$ км/с. Поскольку лишь некоторые вещества имеют значения $Q > 10$ МДж/кг [6], мы вынуждены заключить, что при $v > 40$ км/с $C'_H < C_H$, т. е. слой паров тела должен быть непрозрачен для излучения, генерируемого болидом. Однако это противоречит известным результатам газодинамических иссле-

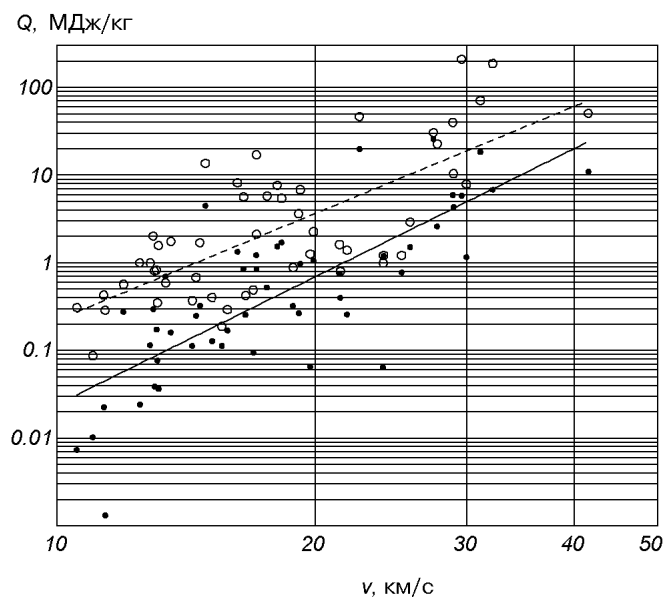


Рис. 7. Наблюдаемые зависимости $Q(v)$. Обозначения см. на рис. 1

дований, согласно которым слой паров тела должен становиться непрозрачным для излучения болида при R свыше десятков метров [1, 7], т. е. при заведомо сплошном режиме течения.

Действительно, мы можем для каждого тела болида в любой точке его траектории оценить число Кнудсена

$$\text{Kn} = \frac{\lambda_{\infty}}{R}, \quad (16)$$

где λ_{∞} — местное значение средней длины свободного пробега молекул воздуха, представив его в виде

$$\text{Kn} = \frac{C_A}{\rho R}, \quad (17)$$

где $C_A = 7.81 \cdot 10^{-9}$ г/см² [5]. Оказывается, что в точках появления болидов числа Кнудсена Kn_0 того же порядка, что и в точках их погасания Kn_e , а минимальные Kn_m всегда меньше, чем Kn_e (рис. 8). При этом все значения лежат в пределах $10^{-5} \leq \text{Kn} \leq 20$ для всей нашей выборки болидов.

Таким образом, все болиды двигались в атмосфере при переходных режимах течения между сплошным и свободномолекулярным. Ввиду изложенного представляется весьма сомнительным, чтобы слой паров между поверхностью тела и ударно-сжатым слоем был непрозрачным. Поэтому следует искать другие причины несоответствия между $C_H(v)$ и $\sigma(v)$ при $v > 40$ км/с.

По-видимому, наиболее вероятной причиной этого несоответствия является большая протяженность светящейся области вдоль траектории болида позади тела и частичное экранирование поверхности тела от излучения продуктами абляции. Во-первых, очевидно, что взаимодействие наших болидообразующих тел с земной атмосферой происходило при условиях, весьма далеких от термодинамического равновесия, которое обычно принимается в теоретических расчетах. Во-вторых, при неравновесных условиях увеличение протяженности светящейся области позади тела возможно из-за «замораживания» возбужденных энергетических состояний атомов и молекул и из-за интенсивного турбулентного перемешивания горячего воздуха

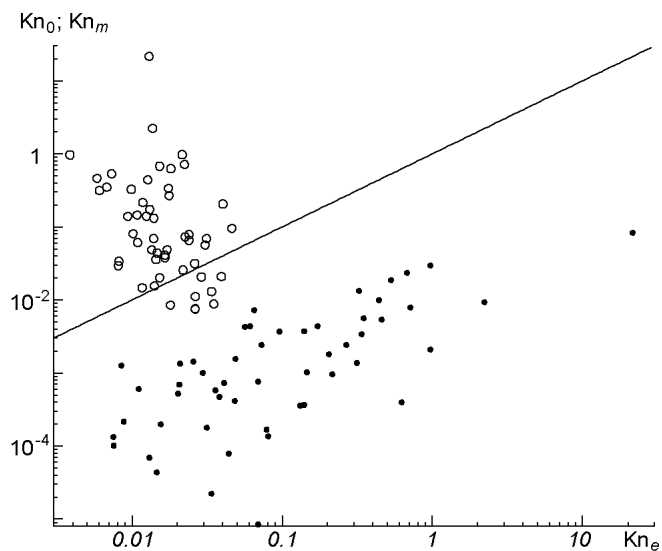


Рис. 8. Сравнение чисел Кнудсена. Кружки — Kn_0 , точки — Kn_m . Прямая — линия равных значений

ударно-сжатого слоя с продуктами разрушения тела [18]. В третьих, последние как раз и могут частично экранировать поверхность тела от излучения. Поэтому и получается, что поток излучения к телу существенно меньше, чем наружу.

Представляется маловероятным, что $Q < 1$ МДж/кг при $v < 20$ км/с. Поэтому мы приходим к выводу, что в действительности при этом $C_c \gg C'_H$. Таким образом, газокINETИЧЕСКИЙ теплоперенос к телу на высотах менее 50 км, где и гаснут все болиды (рис. 3 и 6), при переходных режимах течения должен преобладать не при $v < 10$ км/с, как это считается для режимов сплошного течения, а и при скоростях вплоть до 20 км/с.

Итак, рассмотрев вместе зависимости $C_H(v)$ и $\sigma(v)$, мы выявили существенные расхождения между теорией и наблюдениями. Заметим, что недооценка газокINETИЧЕСКОГО нагрева тела имеет место практически для всего диапазона скоростей входа космических аппаратов в земную атмосферу.

ЕЩЕ РАЗ О КЛАССИЧЕСКОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ

Вернемся к процедуре определения τ , основываясь на уравнении (10) и известной согласно регрессии для точек погасания болидов (табл. 1) зависимости $C_H(v)$. Считая болид вблизи точки погасания как продукт единого тела, мы можем положить в выражении (10) $\Lambda' = \Lambda$. Мы положим также $C_x = 1$ и $Q = 8$ МДж/кг. Если далее мы примем $q = Q$, то уравнение (10) превратится в (9). Эта ситуация будет соответствовать случаю абляции тела исключительно путем испарения. Сплошные кривые на рис. 9 рассчитаны согласно уравнению (10) для значений q в 8 МДж/кг (нижняя) и 1 МДж/кг, пунктирная — согласно уравнениям зависимости $\tau(v)$ из [29], звездочка соответствует значению τ в конце траектории болида Лост Сити [22]. Как видим, последнее значение τ оказалось почти точно на нашей кривой, отвечающей $q = 1$ МДж/кг. Это является прямым результатом упоминавшегося выше подхода к определению τ , когда используется «наблюдаемое» значение σ [20, 22], поскольку тело болида Лост Сити интенсивно дробилось как раз на том участке траектории, по данным

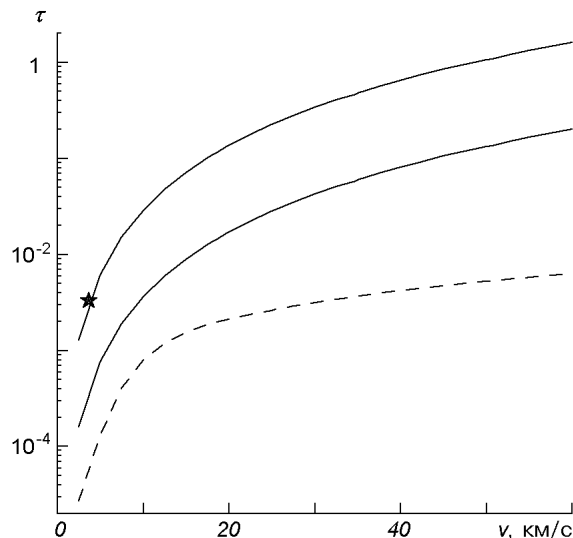


Рис. 9. Зависимости коэффициента эффективности излучения болида от скорости. Сплошные кривые рассчитаны согласно уравнению (10), штриховая — по данным [29]. Прочие пояснения см. в тексте

которого определялось значение σ . Поэтому соответствующее значение q и должно быть ближе к 1 МДж/кг, чем к 8 МДж/кг.

Как видно из изложенного, адекватное определение значений τ является весьма проблематичным даже в случае, когда мы знаем C_n . И в этом случае мы вынуждены предполагать какие-то в общем довольно плохо нам известные значения Q и q . Поэтому, естественно, возникает вопрос о целесообразности дальнейшего использования понятия τ вообще.

1. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Брыкин М. В. Теплообмен при гиперзвуковом обтекании в условиях сильного радиационно-конвективного взаимодействия // Теплофизика высоких температур.—1979.—17, № 1.—С. 84—91.
2. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. — М.: Наука, 1981.—416 с.
3. Вислый А. И., Мирский В. Н., Стулов В. П. Траектории торможения тел в атмосфере планет с учетом уноса массы и изменения формы под действием радиационного и конвективного нагрева // Гидроаэромеханика и космические исследования. — М.: Наука, 1985.—С. 42—53.
4. Голубь А. П., Косарев И. Б., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение и абляция крупного метеороида при его движении сквозь атмосферу Земли // Астрон. вестник.—1996.—30, № 3.—С. 213—228.
5. Калениченко В. В. Зависимость между минимальным значением коэффициента теплопередачи к метеорному телу и глубиной его проникновения в атмосферу // Астрон. вестник.—1980.—14, № 2.—С. 86—88.
6. Калениченко В. В. Физические параметры метеоров, испытывающих квазинепрерывное дробление в атмосфере. 2. Интерпретация параметров // Астрон. вестник.—1982.—16, № 4.—С. 216—222.
7. Калениченко В. В. Особенности взаимодействия с атмосферой и шкала масс космических тел, образующих болиды // Астрон. вестник.—1984.—18, № 2.—С. 151—157.
8. Калениченко В. В. Устойчивость и внутренняя точность двух методов решения уравнений движения и абляции болидообразующих тел в атмосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 3.—С. 69—77.
9. Калениченко В. В. Абсолютная калибровка шкалы масс в обратной задаче физической теории болидов // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 4.—С. 61—67.
10. Калениченко В. В. Обратная задача для модели радиационно-конвективного нагрева болидообразующего тела в режиме сплошного течения. 1. Метод решения // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 4.—С. 43—51.
11. Калениченко В. В. Проблема шкалы масс в физике болидов // Кинематика и физика небес. тел.—1996.—12, № 4.—С. 3—12.
12. Калениченко В. В. Локально-баллистический метод решения обратной задачи для болидов с высокоточными данными // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 4.—С. 34—49.
13. Калениченко В. В. Концевые вспышки болидов и природа их тел // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 5.—С. 87—92.
14. Калениченко В. В. Локально-баллистический метод решения обратной задачи физической теории болидов: дальнейшее развитие и оценка внутренней точности // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 2.—С. 123—134.
15. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. — М.: Изд-во АН СССР, 1956.—294 с.
16. Немчинов И. В., Попова О. П., Светцов В. В., Шувалов В. В. О фотометрической массе и радиационном размере крупных метеороидов // Астрон. вестник.—1995.—29, № 2.—С. 155—173.
17. Светцов В. В. Нарушение стандартного режима обтекания и болид Шумава // Астрон. вестник.—2000.—34, № 4.—С. 331—347.
18. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. Аэродинамика болидов. — М.: Наука, 1995.—240 с.
19. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. — М.: Наука, 1985.—304 с.
20. Ceplecha Z. Luminous efficiency based on photographic observations of the Lost City fireball and implications for the influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. and Astrophys.—1996.—311, N 1.—P. 329—332.
21. Ceplecha Z. and McCrosky R. E. Prairie network fireballs: Data on height, distance, and brightness for each measured time-mark // Meteorit. Planet. Sci.—1997.—32.—A157—A158.
22. Ceplecha Z., Spalting R. E., Jacobs C., Tagliaferri E. Luminous efficiencies of bolides // SPIE'96 Symp., Conf. N 2813, 4-9 August 1996, Denver, Colorado USA.

23. *Ceplecha Z., Spurny P., Borovicka J., Kecklikova J.* Atmospheric fragmentation of meteoroids // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**279**, N 2.—P. 615—626.
24. *CIRA 1972 (Cospar International Reference Atmosphere 1972).* — Berlin: Akademie-Verlag, 1972.—450 p.
25. *Kalenichenko V. V.* Prairie Network Fireballs: Data of motion and ablation of fireball bodies obtained by local-ballistic method applied to variably-sliding path-segment // *Astrophys. and Space Sci.*—2000.—**274**, N 3.—P. 489—502.
26. *McCrosky R. E., Posen A., Schwartz G., Shao C.-Y.* Lost City Meteorite — Its Recovery and a comparison with other fireballs // *J. Geophys. Res.*—1971.—**76**, N 17.—P. 4090—4108.
27. *Nemtchinov I. V., Svetsov V. V., Kosarev I. B., et al.* Assessment of Kinetic Energy of Meteoroids Detected by Satellite-Based Light Sensors // *Icarus.*—1997.—**130**, N 2.—P. 259—274.
28. *Opik E. J.* Physics of meteor flight in the atmosphere. — New York and London: Interscience Publ., 1958.—174 p.
29. *Pecina P., Ceplecha Z.* New aspects in single-body meteor physics // *Bull. Astron. Inst. Czech.*—1983.—**34**, N 2—P. 102—121.
30. *ReVelle D. O.* A quasi-simple model for large meteorite entry: theory vs observations // *J. Atmospheric and Terrestrial Phys.*—1979.—**41**, N 5—P. 453—473.

Поступила в редакцию 25.06.02