

ВЗРЫВЫ МЕТЕОРОИДОВ И ОЦЕНКА ИХ ПАРАМЕТРОВ ПО СВЕТОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

В. В. Светцов

Институт динамики геосфер РАН, 117979 Москва

Анализируются мощные световые импульсы, зарегистрированные в видимом диапазоне спектра датчиками, установленными на геостационарных спутниках. Исследуются особенности взрывов метеороидов, порождающих эти вспышки в атмосфере. Описывается методика определения параметров космических тел по известной мощности излучения и высоте взрыва. Численные расчеты показали, что рассматриваемые световые импульсы были результатом падений каменных и одного железного тел метровых размеров. Вспышки, порождаемые космическими телами в атмосфере, сопоставляются со световыми импульсами сферически симметричных мгновенных взрывов с близкой энергией.

Дробление и интенсивное испарение достаточно крупного метеороида в атмосфере может приводить к его быстрому торможению и преобразованию большей части кинетической энергии в тепловую энергию воздуха и пара. Такой взрыв метеороида на конечном участке траектории, как правило, сопровождается яркой вспышкой. Фотографические наблюдения за болидами велись начиная с шестидесятых годов, в основном со станций Европейской, Прерийной (США) и Канадской болидных сетей [1]. Было зарегистрировано большое количество падений метеороидов, причем определялись траектория и скорость космического тела, размер светящейся области и спектр излучения [2, 3]. Начиная с 1975 г. большое число ярких вспышек в атмосфере было зарегистрировано со спутников США [4–6]. Спутники фиксировали лишь наиболее мощные вспышки, но наблюдения охватывали большую часть поверхности Земли независимо от погодных условий. При этом измерялся лишь поток излучения в определенном спектральном диапазоне с помощью бортовых фотоэлектрических датчиков. В нескольких случаях была определена высота взрыва либо с помощью сопутствующего локатора, либо по расположению освещенных Солнцем мельчайших осколков метеороида, оставшихся после взрыва в атмосфере, и лишь в одном случае удалось определить угол наклона траектории и скорость тела [5, 6].

Энергия светового импульса, зарегистрированная со спутников при взрывах космических тел, весьма велика ($10^{11} \div 10^{13}$ Дж) и вполне сравнима с энергией, излучаемой при

ядерных взрывах. Важная задача — определение характерных особенностей вспышек, инициированных взрывами крупных метеороидов, и их отличий от вспышек, производимых взрывами другой природы. Кроме того, желательно было бы судить по вспышкам о параметрах болидообразующего тела. Для этого необходимо исследовать процессы, происходящие при взрывообразном выделении энергии на конечном участке траектории метеороидов. В [7, 8] была проанализирована одна из таких вспышек. Здесь рассматриваются еще пять вспышек, зарегистрированных со спутников, и исследуются характерные особенности взрыва крупного метеороида.

ДАнные НАБЛЮДЕНИЙ СО СПУТНИКОВ

Излучение болидов фиксировалось датчиком в диапазоне длин волн $400 \div 1110$ нм с максимумом чувствительности на длине волны 930 нм. Типичная кривая чувствительности кремниевого фотодиода приведена в [4]. При обработке сигнала, регистрируемого фотодиодом, из него вычитались фоновый сигнал свечения атмосферы и циклический компонент, связанный с вращением спутника. В связи с этим точность измерений невелика при небольшой мощности излучения. Мощность излучения источника в единицу телесного угла рассчитывалась по расстоянию от спутника до взрыва в предположении изотропности излучения. Зависимости этой мощности от времени, которые принято называть световыми кривыми, приведены на рис. 1 для нескольких событий (в цифрах первые две цифры означают год события.

последние три — порядковый номер дня в году). Заметим, что здесь с целью сохранения обозначений [4–6] приведена мощность излучения (P), определяемого детектором, деленная на 0,4: таковой была бы мощность источника, если бы он излучал как черное тело с температурой 6000 К ($I = P/(0,4 \cdot 4\pi)$). Точная мощность излучателя во всем спектральном диапазоне неизвестна.

Полную энергию излучения можно оценить по данным световым кривым как

$$E_{\tau} = 4\pi \int I(t) dt. \quad (1)$$

Она изменяется от $3,6 \cdot 10^{10}$ Дж для события 94350 до $1,8 \cdot 10^{13}$ Дж для 94032. Высота полета (взрыва) метеороида, когда его излучение максимально, была от 21 (94032) до 43 км (88106). Оценки [7, 8] дали следующие начальные параметры метеороида в событии 90274: каменное тело размером $2 \div 3$ м с массой $100 \div 300$ т и скоростью $15 \div 20$ км. Здесь оценки для болида 90274 проведены заново, так как появились новые расчеты коэффициентов теплопередачи и светимости (см. ниже). Как будет показано, остальные вспышки были, вероятно, следствием падения тел близкого размера — от одного до нескольких метров.

ПРОЦЕСС ВЗРЫВА МЕТЕОРОИДА

Выделение энергии в воздухе при взрыве метеороида происходит медленнее, чем, например, при взрыве взрывчатого вещества, а тем более при ядерных взрывах. Полет тела в атмосфере можно описать уравнениями [1, 9]

$$M \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} C_d \rho v^2 S, \quad (2)$$

$$Q \frac{dM}{dt} = -\frac{1}{2} C_h \rho v^3 S, \quad (3)$$

$$\frac{dh}{dt} = -v \sin \vartheta, \quad (4)$$

где M и v — масса и скорость тела, t — время, ρ — плотность атмосферы на высоте h , S — площадь миделева сечения, C_d и C_h — коэффициенты сопротивления и теплопередачи, Q — эффективная теплота абляции, ϑ — угол наклона траектории к горизонту. Энергия, которая теряется телом и выделяется в воздухе, определяется из соотношения

$$\frac{dE}{dt} = \dot{M} v \frac{dv}{dt} + \frac{v^2}{2} \frac{dM}{dt}. \quad (5)$$

Легко видеть, что если потери массы невелики, то тело метрового размера существенно затормозится лишь вблизи поверхности Земли, а длина участка траектории, где происходит основное выделение энергии, будет порядка $D\rho_m/\rho_a$, где D и ρ_m — размер и плотность тела, а ρ_a — плотность атмосферы на участке интенсивного торможения. Такой процесс можно интерпретировать как цилиндрический взрыв, однако под взрывом метеороида обычно подразумевают более быстрый процесс выделения энергии на конечном участке траектории за счет интенсивного испарения либо дробления. Испарение играет наибольшую роль для тел кометной природы, которые, как правило, дают яркую вспышку на высоте более 60 км [3, 10]. Для каменных, а тем более железных тел существеннее процесс распада за счет дробления.

Существует несколько точек зрения на процесс разрушения тела в полете. Согласно гипотезе [11] при достижении некоторого критического давления на лобовой поверхности метеороида происходит его быстрое интенсивное дробление за время, определяемое скоростью звука в теле. Более обоснована концепция поэтапного дробления метеороида [12, 13], согласно которой тело разрушается на два-три фрагмента, когда упругая энергия превышает работу разрушения. Следующие друг за другом этапы дробления на все более мелкие осколки наступают через определенные интервалы времени по мере нарастания аэродинамических нагрузок.

Из математической модели, выведенной в [12] в предположении, что на каждом этапе все фрагменты разделяются на две равные части, можно оценить расстояние, которое проходят фрагменты между этапами деления. Для достаточно крупных фрагментов размером $D > H\rho/\rho_m$, где H — характеристическая высота атмосферы, это расстояние равно $H \ln 2/6 \sin \vartheta$. Тогда время между актами деления оказывается порядка

$$\Delta t = \Delta h/v \sin \vartheta, \quad (6)$$

где $\Delta h \approx 1$ км.

Разделение фрагментов в пространстве происходит в основном под действием аэродинамических сил [14], а время, за которое фрагменты расходятся на расстояние, равное их размеру, можно оценить следующим образом [14–16]:

$$\Delta t_s = \frac{D}{2v} \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

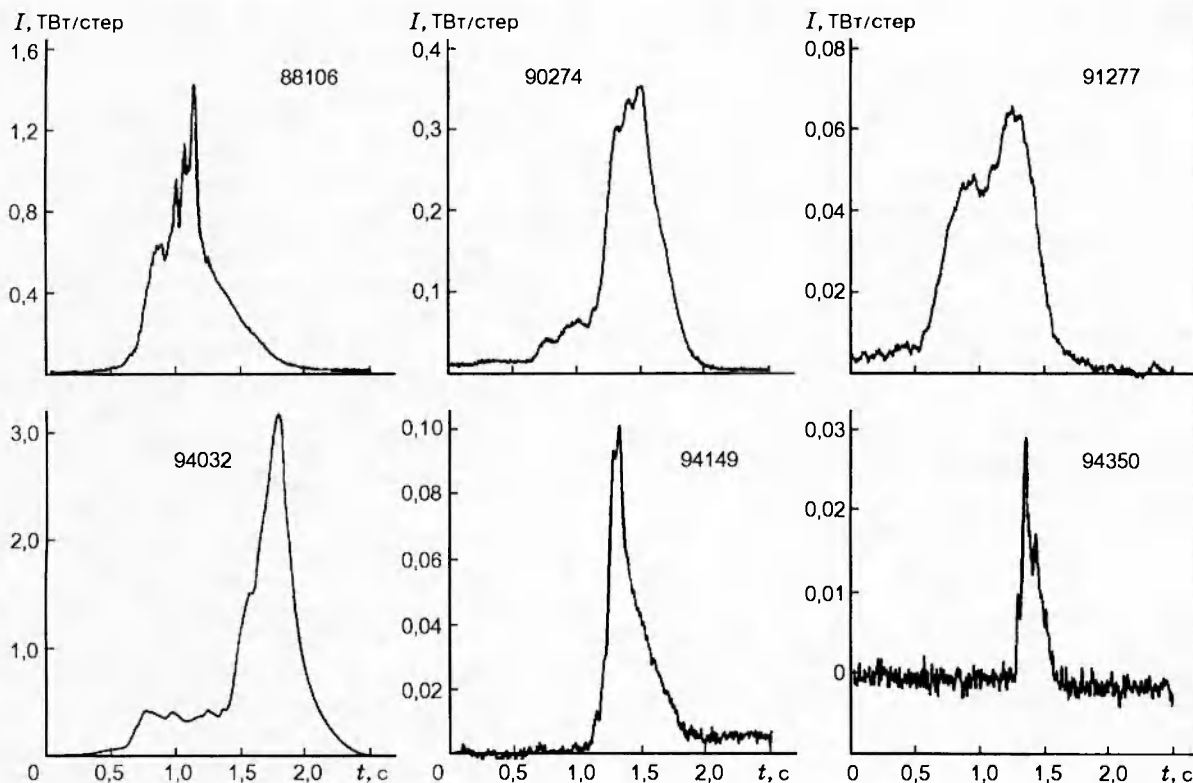


Рис. 1. Зависимости мощности излучения в единицу телесного угла от времени, зарегистрированные со спутников для шести событий

Если $\Delta t_s < \Delta t$, то последующий этап дробления наступает после того, как фрагменты перестают взаимодействовать. Это условие осуществления поэтапной фрагментации можно записать в виде

$$\rho > \rho_m (D \sin \vartheta / 2\Delta h)^2, \quad (8)$$

где ρ — атмосферная плотность, при которой начинается дробление.

После каждого этапа дробления эффективный размер роя (соответствующий миделеву сечению всей совокупности независимых фрагментов) становится порядка $R_0 N^{1/6} = R_0 2^{k/6}$, где R_0 — начальный радиус тела, N — число фрагментов, а k — актов дробления. Скорость выделения энергии в атмосфере после каждого этапа дробления становится все более высокой, и чем больше образуется осколков (т. е. больше этапов дробления), тем с большим основанием такой процесс дробления и торможения можно назвать взрывом.

Следуя [12, 13], критерий начала разруше-

ния метеороида запишем в виде

$$\rho^2 v^4 = 3K_{Ic}^2 / D_0, \quad (9)$$

где $K_{Ic}^2 = 2\gamma E$, E — модуль Юнга, а 2γ — удельная энергия разрушения. Из (8), (9) вытекает, что режим поэтапной фрагментации осуществляется для тел, размер которых удовлетворяет условию

$$D_0 < (48K_{Ic}^2 \Delta h^4 / \rho_m^2 v^4 \sin^4 \vartheta)^{1/5}. \quad (10)$$

Взяв в качестве K_{Ic}^2 используемые в [12, 13] значения ($10^{11} \div 10^{13}$ Па²·м для песчаника, $9 \cdot 10^{11} \div 9 \cdot 10^{13}$ Па²·м для гранита и $10^{15} \div 10^{17}$ Па²·м для мягкой стали), получим, что для наиболее вероятного угла падения $\vartheta = 45^\circ$ при скоростях $15 \div 20$ км/с критические значения размера каменных тел находятся в диапазоне $2 \div 9$ м, а железных тел — в диапазоне $7 \div 23$ м. Ярким примером поэтапного дробления может служить Сихотэ-Алинский метеоритный дождь [17, 18], вызванный внедрением в атмосферу железного тела размером менее 4 м.

Если крупное тело начинает дробиться на большой высоте, разделение фрагментов про-

исходит медленно, и при $\Delta t < \Delta t_s$ фрагменты продолжают дробиться далее, не успев разойтись на достаточное расстояние. Объект, состоящий из мелких осколков, в этом случае движется как одно целое. При этом метеороид ведет себя подобно жидкости и расплющивается под действием аэродинамических сил — давление на лобовой поверхности существенно выше, чем на боковой, что вызывает движение осколков в поперечном направлении. Рост миделева сечения приводит к быстрому торможению и выделению энергии — взрыву. Согласно математическим моделям, развитым в [11, 19] для описания такого явления, скорость роста поперечного размера (радиуса) тела R определяется уравнением

$$\frac{dR}{dt} = cv \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где c — коэффициент порядка единицы. Несколькая иная модель [20] описывает рост радиуса раздробленного тела следующим образом:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{C_d}{2} \frac{\rho v^2}{\rho_m}. \quad (12)$$

Численное моделирование показывает, что эти формулы дают неплохую точность для описания процесса движения и распада жидкого метеороида [21, 22]. Вероятно, именно такой процесс дробления и поперечного расширения роа фрагментов происходил при взрыве космического тела в Тунгусском явлении [11, 19, 20].

Метеороиды, каменные и железные, размером от одного до нескольких метров, попадают в промежуточный диапазон: при их падении может осуществляться как режим поэтапного дробления, так и режим полета единого раздробленного тела. Следует отметить, что не только коэффициент \tilde{K}_{1c} имеет значительную неопределенность, но и сама оценка (10) получена при идеализованных предположениях, и поэтому в реальных случаях могут быть отклонения в ту или иную сторону. Например, разделение осколков в пространстве может происходить медленнее, чем следует из формулы (7), за счет ориентации трещин. Кроме того, структура метеороида может быть такова, что он гораздо легче дробится на фрагменты определенного размера [23].

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕЛА

Предположим, что мощность излучения, поглощаемого детектором, составляет некото-

рую долю f от выделенной энергии метеороида в атмосфере в единицу времени:

$$P(t) = -f \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} f \rho v^3 S \left(C_d + C_h \frac{v^2}{2Q} \right). \quad (13)$$

Здесь подразумевается, что нагретый в ударной волне газ излучает основную часть энергии за время гораздо меньшее, чем длительность наблюдаемого светового импульса. Это, как показывают численные расчеты, выполняется с достаточно хорошей точностью для тел размером $1 \div 10$ м, выделяющих энергию на высоте более $10 \div 20$ км. Доля поглощаемой энергии f зависит от размера и скорости тела (или роа его фрагментов) и высоты полета.

Для упрощения задачи пренебрежем влиянием формы космического тела и будем считать, что эта функция f при полете и взрыве метеороида равна доле энергии, уносимой световым излучением и поглощаемой детектором при цилиндрическом взрыве в воздухе с тем же выделением энергии на единицу длины, что и при торможении и испарении тела (на единицу длины траектории). Для лучшего согласования такой модели с торможением метеороида будем считать, что цилиндрический взрыв происходит в результате расширения цилиндрического поршня со скоростью, равной скорости тела v . Причем поршень останавливается, когда совершенная им работа (на единицу длины) равна энергии, выделенной телом на определенном участке траектории. Применение такого приближенного подхода позволяет достаточно легко провести численные расчеты соответствующей радиационно-газодинамической задачи (это было сделано методом [24]) и вычислить функцию $f(h, v, R)$. Результаты вычислений приведены в [7, 8]. В [25, 26] аналогичные расчеты сделаны в предположении, что поршень плавится и испаряется, причем функция f была вычислена для каменных и железных тел.

Обусловленные радиационным потоком тепла коэффициенты теплопередачи, которые также зависят от h, v и R , вычислены в [25–28]. Вклад конвективных потоков тепла в C_h можно учесть, используя результаты [29, 30]. Теплота абляции Q , входящая в уравнение (3), имеет значения, меньшие теплоты испарения вещества тела, поскольку при абляции происходят отрыв и сдув капель и твердых частиц с поверхности метеороида [31]. Согласно [31, 32] значения Q для метеороидов, вероятно, лежат в интервале $1 \div 3$ кДж/г.

Если известны коэффициенты C_d , C_h , Q и f и параметры метеороида при входе в атмосферу M_0 , R_0 , v_0 и ϑ , можно решить систему уравнений (2)–(5) и вычислить мощность излучения по формуле (13). При этом надо задаться некоторой прочностью тела или высотой разрушения, начиная с которой происходит дробление метеороида, а его эффективный радиус можно определять по моделям поэтапного дробления или из уравнений (11), (12). В принципе, можно так подобрать начальные данные, что световая кривая, полученная в расчетах, будет близка к наблюдаемой (см. [21]), но при этом окажется очень много свободных параметров.

Можно пойти по другому пути. Из наблюдений известна высота, соответствующая максимуму излучения. Известно также, что интенсивное свечение прекращается при торможении тела до скоростей $v_k \approx 5 \div 7$ км/с. Используя эти условия в качестве граничных и считая мощность излучения $P(t)$ заданной, можно решить систему уравнений (2)–(5), (13), задаваясь лишь начальной скоростью тела v_0 и углом наклона траектории ϑ . При этом для получения формального решения нет необходимости использовать какие-либо модели дробления и расширения роя фрагментов. В результате численного решения системы получатся функции $v(t)$, $M(t)$, $R(t)$, $h(t)$, причем будут определены M_0 и R_0 в точке, соответствующей началу регистрации излучения.

Для ряда значений v_0 и ϑ может оказаться, что формальные численные решения приводят к противоречиям. Так, исходя из зарегистрированных высот взрывов метеороидов, можно утверждать, что это либо каменные, либо железные тела, но не кометы. Поэтому, получив M_0 и R_0 , можно оценить плотность тела, предположив, что слишком сильно вытянутая или сплюснутая начальная форма тела маловероятна. Эта плотность не может быть больше плотности железа, а на том участке траектории, где разрушения тела еще не произошло, эта плотность не может быть меньше плотности наиболее легких из каменных метеоритов. Еще один критерий отбора правдоподобных решений состоит в том, что радиус тела или роя фрагментов не может расти быстрее, чем это следует из соотношений (11) или (12) для модели жидкого метеороида. Действительно, в режиме поэтапного дробления рост эффективного радиуса роя происходит медленнее, так как расстояние между фрагментами увеличивается сразу после фрагментации по закону (11) [14–

16], но затем наступает стадия, когда эффективный радиус роя независимых фрагментов остается постоянным и может даже убывать за счет абляции. Наконец, часть решений можно отбросить, руководствуясь здравым смыслом, например, сильное уменьшение радиуса метеороида $R(t)$ при слабо меняющейся массе $M(t)$ неправдоподобно.

Варьируя v_0 от 10 до 70 км/с, а угол наклона траектории от 0 до 90° и отбрасывая численные решения, не удовлетворяющие указанным критериям, получим диапазон допустимых скоростей v_0 и масс M_0 метеороида. Этот диапазон в некоторых случаях оказывается достаточно узким. Коэффициенты, входящие в уравнения, вычислены лишь приближенно, поэтому целесообразно варьировать и их. Коэффициенты C_h и f брали из независимых расчетов [8, 25–28], между которыми есть заметные различия, что эквивалентно варьированию этих коэффициентов в разумных пределах. Величина Q варьировалась от 1 до 10 кДж/г, а C_d — от 1 до 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНОК

Продемонстрируем несколько численных решений для разных событий. На рис. 2 показано одно из непротиворечивых решений для события 91277 в предположении начальной скорости тела 15 км/с и угла наклона траектории 45°. Радиус тела (или роя фрагментов), масса и скорость приведены в зависимости от высоты полета. До высоты 40 км радиус колеблется около значения 2,5 м. На этом участке полета метеороид, вероятно, еще не был разрушен и, скорее всего, вращался, поскольку в излучении наблюдается периодический компонент (с периодом около 0,25 с). На высоте 40 км тело разрушилось, и рой его осколков стал расширяться. Приведенные на рисунке зависимости роста радиуса по моделям (11) и (12) неплохо согласуются с численным решением на участке высоты 38 ÷ 40 км. На высотах ниже 37 км они различаются, так как рой фрагментов может вести себя более сложным образом, чем это следует из аналитических моделей, в зависимости от формы роя, роста неустойчивостей, распределения фрагментов по массам и т. п. [21, 22]. Кроме того, возможно, что фрагментация происходила в несколько этапов. Скорость роя фрагментов начинает существенно падать на высоте ≈ 35 км, а участок основного энерговыделения имеет протяженность по высоте ≈ 5 км. При радиусе роя ≈ 10 м такой процесс выделения энергии метеороида близок к

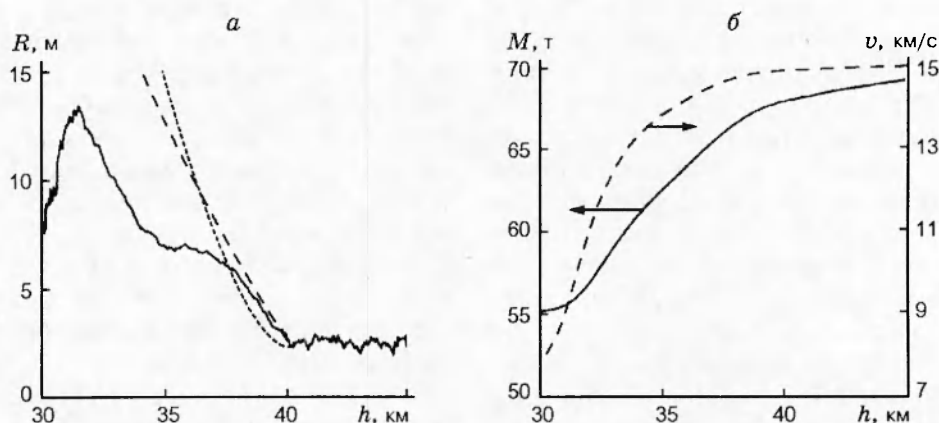


Рис. 2. Зависимости радиуса (а), массы и скорости тела (б) от высоты для события 91277, полученные при $v_0 = 15$ км/с и $\vartheta = 45^\circ$:

а: штриховая и пунктирная линии — зависимости $R(h)$ по моделям (11), (12) соответственно в предположении начала фрагментации на высоте 40 км

цилиндрическому взрыву. Начальная масса тела в данном расчете получилась ~ 70 т, потери массы за счет абляции невелики (≈ 15 т), поскольку невелика и скорость метеороида. При найденной массе 70 т полученные значения эффективного радиуса тела на стадии перед разрушением колеблются от 2,1 до 2,8 м, что вполне подходит для достаточно легкого каменного тела типа хондрита.

Если тело разрушается на высоте 40 км при скорости 15 км/с, то давление на его лобовой поверхности составляет ~ 10 Мдин/см². Такие значения прочности вполне подходят для каменных тел метровых размеров [21]. В случае вращения тело должно иметь прочность на растяжение не менее величины

$$\sigma_r = \rho_m \left(\frac{2\pi R}{T} \right)^2, \quad (14)$$

где T — период вращения [33]. Для $T = 0,25$ с, $\rho_m = 2$ г/см³ и $R = 2,5$ м $\sigma_r \approx 70$ Мдин/см², что в несколько раз выше максимальной нагрузки на лобовой поверхности при разрушении. Поэтому если колебания в мощности излучения действительно вызваны вращением или периодическим колебанием тела под действием аэродинамических сил, то, вероятно, именно это вращение сыграло основную роль при разрушении тела. При выборе скорости падения ниже 15 или выше 20 км/с не удалось получить правдоподобных решений. При низких скоростях получается слишком низкая плотность тела на начальном участке полета. При высокой скорости в начальной стадии, когда тело еще

не разрушено, среднее значение радиуса падает со временем в несколько раз почти при неизменной массе, что весьма маловероятно.

Продемонстрируем некоторые из численных решений для других событий, в том числе те решения, которые приводят к очевидным противоречиям. На рис. 3 показано, как различаются зависимости $R(h)$ для события 88106 в предположении $v_0 = 20$ и 50 км/с. В обоих случаях предполагалось, что $\vartheta = 45^\circ$, а $Q = 1$ кДж/г. Слишком сильный рост радиуса для $v_0 = 20$ км/с по сравнению с моделями (11), (12) позволяет отбросить этот вариант. При изменении ϑ , Q , C_h и f резкий рост радиуса сохранялся в численных решениях с $v_0 < 30$ км/с. Оказалось, что скорости 40 ÷ 50 км/с наиболее вероятны для события 88106, при этом $M = 25 \div 45$ т. Почти вся масса испаряется при быстром торможении после разрушения тела. При $v_0 > 50$ км/с в численных решениях на высотах, где еще не произошла фрагментация, значение радиуса тела убывает при почти постоянной массе. Поэтому можно сделать вывод, что столь большие скорости маловероятны.

Как следует из рис. 3, б, вычисленный радиус на начальной стадии колеблется в пределах 1 ÷ 2 м, что может быть вызвано вращением или колебаниями тела под действием аэродинамических сил. Тело неправильной формы с такими габаритами имело бы плотность, наиболее близкую к плотности каменных тел (при полученных из численного решения массах). При вращении тела с периодом 0,4 с (ко-

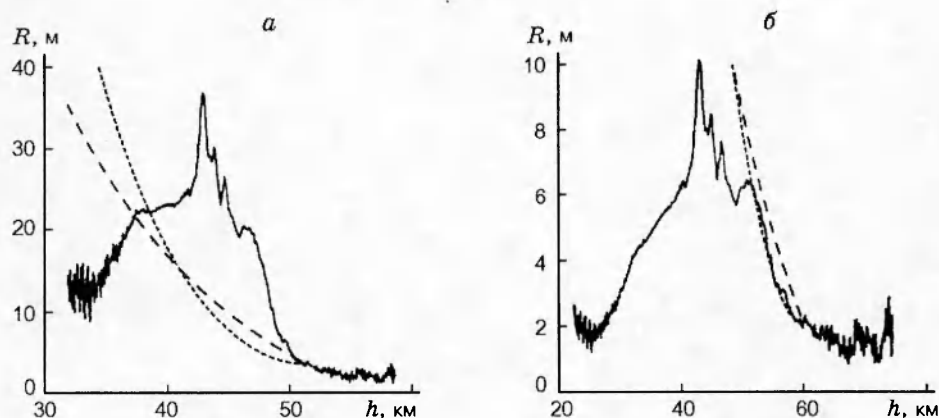


Рис. 3. Зависимость радиуса объекта от высоты при численном моделировании события 88106 в предположении $v_0 = 20$ (а) и 50 км/с (б):

штриховая и пунктирная кривые — зависимости $R(h)$ по моделям (11), (12)

торый заметен на начальном участке световой кривой) предельная прочность на растяжение должна быть ≈ 20 Мдин/см², что примерно в два раза превышает давление в критической точке на теле. Поэтому, возможно, что и для этого события неправильная форма тела послужила причиной вращения и фрагментации на высоте $60 \div 65$ км с последующим разрушением на высоте $50 \div 60$ км под действием аэродинамических нагрузок.

В событии 94032 были измерены не только скорость, но и угол наклона траектории ($\approx 45^\circ$). В этом случае при получении численного решения варьировались коэффициенты теплопередачи, теплота абляции и доля энергии, уносимой световым излучением. Изменялась также и конечная скорость v_k , которая точно не известна. Некоторые результаты расчетов иллюстрирует рис. 4. Показано, что вариация конечной скорости очень слабо меняет основные параметры боида M_0 и R_0 . Изменение C_h и Q влияет на получаемую в расчетах начальную массу тела, которая изменяется от 440 до 570 т, а результирующая точность оказывается $\approx 50\%$, что вполне приемлемо для оценок. Начальный радиус лежит в интервале $1,7 \div 2,2$ м, причем видно, что в начале регистрации он уже растет. При таких значениях радиуса и $M_0 = 440 \div 570$ т достаточно компактное тело могло быть только железным. Если тело было удлиненным, например, имело длину в три раза больше диаметра, соответствующего миделеву сечению, то оно могло быть и каменным, но такая вытянутая форма для каменного тела маловероятна.

Весьма возможно, что при падении и дроблении метеороида 94032 осуществлялся режим поэтапной фрагментации. Следует отметить, что событие 94032 хуже всего описывается в рамках предлагаемой методики. Действительно, из измерений и численного расчета следует, что было, по крайней мере, два крупных фрагмента, которые при последующих дроблениях затормозились и дали вспышки на разных высотах — 34 и 21 км. (В качестве граничного условия при численном решении уравнений брали только высоту $h_m = 21$ км.) В методе же заложено существенное предположение о том, что осколки тела движутся с одинаковой скоростью, так как в уравнениях фигурирует только одна скорость. Тем не менее и в этом случае численное решение вполне правдоподобно: радиус растет, а затем падает и снова растет при последующих дроблениях метеороида.

В событиях 94149 и 94350 энергия, зарегистрированная датчиком, была наименьшей. На той стадии полета, когда тело еще не было разрушено, точность регистрации датчиком была мала в связи с низким уровнем сигнала. Поэтому при анализе численных решений не удалось применить некоторые критерии для их отбора, и диапазон возможных параметров тел остался более широким, чем в остальных случаях. Можно лишь утверждать, что очень высокие скорости для этих метеороидов маловероятны.

Результаты оценок параметров метеороидов в рассматриваемых событиях приведены в таблице. Здесь дана также доля начальной кинетической энергии тела, которая уносится световым излучением во всем спектральном диа-

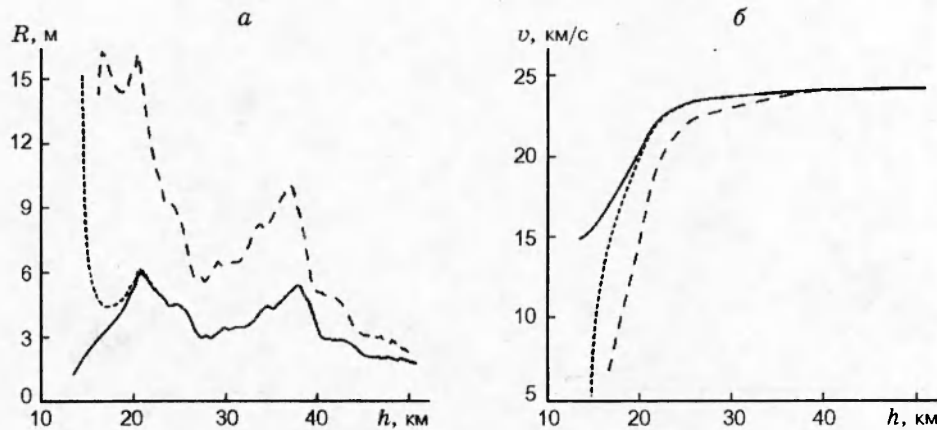


Рис. 4. Зависимости радиуса (а) и скорости тела (б) от высоты для объекта 94032, полученные в расчетах при различных предположениях:

коэффициенты C_h из работ [27, 28], f из [8], $Q = 2$ кДж/г, $v_k = 5$ (пунктирные кривые) и $v_k = 15$ км/с (сплошные); коэффициенты C_h и f из работы [25], $Q = 6,3$ кДж/г, $v_k = 6$ км/с (штриховые кривые)

пазоне. Характерные значения этой доли составляют $10 \div 20$ %. Внутри этого интервала значения доли возрастают при увеличении скорости метеороида и высоты взрыва, достигая 20 % для события 88106. Эти значения в несколько раз выше, чем для более мелких метеоров [9], но в несколько раз ниже, чем для сферически симметричных высотных взрывов с той же энергией [34, 35]. Коэффициент интенсивности напряжения, вычисленный по предполагаемому моменту начала фрагментации, для каменных тел находится в пределах значений, представленных в [12, 13]. Для метеороида 94032 коэффициент оказался на порядок ниже, чем у мягкой стали.

Численное решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений можно получить с любой заданной точностью, но возникает вопрос, насколько сама предлагаемая физико-математическая модель применима к описанию рассматриваемого явления. На той стадии, когда тело еще не испытало фрагментации, это — общепринятый подход [1, 9], и проблема сводится только к уточнению коэффициентов, входящих в уравнения, так как коэффициенты C_h и f были все же вычислены при значительных упрощениях задачи.

Для периода после разрушения тела точность расчетов может уменьшаться. В математической модели [12, 13] все фрагменты имеют одинаковую скорость, и это вполне подходит для предлагаемой здесь методики. Но в действительности при поэтапном дроблении неизбежно перераспределение фрагментов по ско-

ростям. Рассматриваемая здесь система уравнений применима для описания стадии после дробления, если осколки движутся как единый объект. С большой долей вероятности это выполнялось для рассматриваемых событий, поскольку наблюдались одна мощная вспышка и одно облако мелких осколков после взрыва (за исключением болида 94032). Вероятно, это следствие того, что данные метеороиды раздробились на достаточно большое количество фрагментов — метровые каменные тела имеют сравнительно низкую прочность [36]. В этом случае основную погрешность при применении модели вносят коэффициенты сопротивления C_d , теплопередачи C_h и эффективности излучения f , поскольку они были вычислены лишь для полета целого тела, в то время как применяются здесь и на стадии после фрагментации. Несомненно, требуются дальнейшие исследования стадии полета разрушенного тела и уточнение эффективности излучения и интенсивности абляции роя фрагментов.

На данном этапе точность метода оценивалась путем вариации указанных коэффициентов. Представляется, что доля излучаемой энергии — величина, достаточно устойчивая к изменению параметров взрыва в широких пределах [24, 35], а точность в определении C_h имеет большую погрешность. Поэтому на стадии фрагментации значение f дополнительно варьировалась на 50 %, а C_h — в 3 раза. Оказалось, что эти искусственные дополнительные вариации C_d , C_h и f влияют на точность определения параметров метеороида данным ме-

Параметры метеороидов, оцененные путем численных расчетов для шести событий

Событие	88106	90274	91277	94032	94149	94350
Дата	14.04.88	01.10.90	04.10.91	01.02.94	29.05.94	16.12.94
E_r , ТДж	7,1	2,4	0,59	18	0,38	0,036
P_{\max} , ГВт/стер	1,4	0,35	0,066	3,2	0,099	0,028
h_m , км	43	30	33	34,21	34	30
E_0 , ТДж	33-38	12-34	3,7-8,4	130-160	2,5-11	0,29-1,3
M_0 , т	25-45	70-300	20-75	440-570	2-140	0,25-17
v_0 , км/с	40-50	15-20	15-20	24	10-50	10-40
η , %	18-21	7-19	7-15	11-14	3,5-15	3,3-14
σ , Мдин/см ²	5-20	10-40	10-70	100-150	-	-
K_{Ic}^2 , 10^{12} Па ² ·м	0,17-1,3	1-10	1-30	70-130	-	-
R_0 , м	1-2	2-3	2-3	1,7-2,2	-	-
ϑ , град	30-60	30-60	30-60	45	-	-

Примечание. E_r — энергия светового импульса, P_{\max} — максимум мощности излучения в единицу телесного угла, h_m — высота взрыва, E_0 — начальная кинетическая энергия тела, M_0 — начальная масса, v_0 — начальная скорость, η — суммарная доля энергии, уносимой световым излучением, σ — прочность, K_{Ic} — коэффициент интенсивности напряжений, R_0 — начальный радиус, ϑ — угол наклона траектории к горизонту.

тодом в пределах 30%. Заметим, что первоначально автору не были известны скорость и угол наклона траектории метеороида 94032. Применение данного метода с использованием лишь коэффициентов из расчетов [8, 27, 28] дало скорость $15 \div 20$ км/с и угол наклона траектории $45 \div 60^\circ$. Кинетическая энергия тела оценивалась от $1,6 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{14}$ Дж. Не попала в предсказанный интервал только измеренная скорость (с точностью $\approx 20\%$).

СРАВНЕНИЕ СО СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫМИ ВЗРЫВАМИ

Сравним мощности излучения при взрыве метеороида и при сферически симметричном взрыве с мгновенным выделением энергии. На рис. 5 приведены временные зависимости мощности излучения, полученные в расчетах [35], для сферически симметричных взрывов с энергией $4,2 \cdot 10^{13}$ Дж на высоте $10 \div 40$ км. Характерные особенности кривых излучения — резкий пик излучения в начале взрыва, быстрый спад мощности излучения за счет экранировки ударной волной [37], вновь рост излучения до второго максимума и спад за счет остывания нагретой области. Взрыв метеороида является цилиндрическим, и его световая кривая имеет другую природу: рост излучения до максимума обусловлен расширением роя осколков, а спад — уменьшением скорости за

счет торможения. При регистрации свечения болида наблюдаются мелкие пики излучения. Видимо, за счет абляции и торможения отдельных небольших фрагментов, но, в принципе, если тело будет дробиться на достаточно однородные осколки, таких пиков может и не быть. Тогда временная зависимость излучения болида может быть весьма похожей на аналогичную зависимость при сферическом взрыве, если не обращать внимания на резкий начальный пик, обусловленный мгновенным выделением энергии. Эти явления существенно различаются длительностью светового импульса на уровне выше половины максимума мощности при одинаковых энергиях светового импульса: на высоте $20 \div 40$ км длительность изменяется от 0,1 до 0,01 с для сферического взрыва и от 0,5 до 1 с при взрыве метеороида. Но длительность свечения сферического взрыва увеличивается с уменьшением высоты за счет роста оптической толщины светящейся области, а при взрыве метеороида — уменьшается. Действительно, по модели (11) характерное время увеличения радиуса роя осколков и, следовательно, роста интенсивности излучения пропорционально $(\rho_m/\rho)^{1/2} R/v$. Поэтому если полуширина основного импульса в событии 94032 составляет $\approx 0,5$ с при высоте взрыва метеороида 21 км, то на высоте 10 км такой взрыв метеороида с теми же параметрами (но более прочного) имел бы длительность $0,15 \div 0,2$ с,

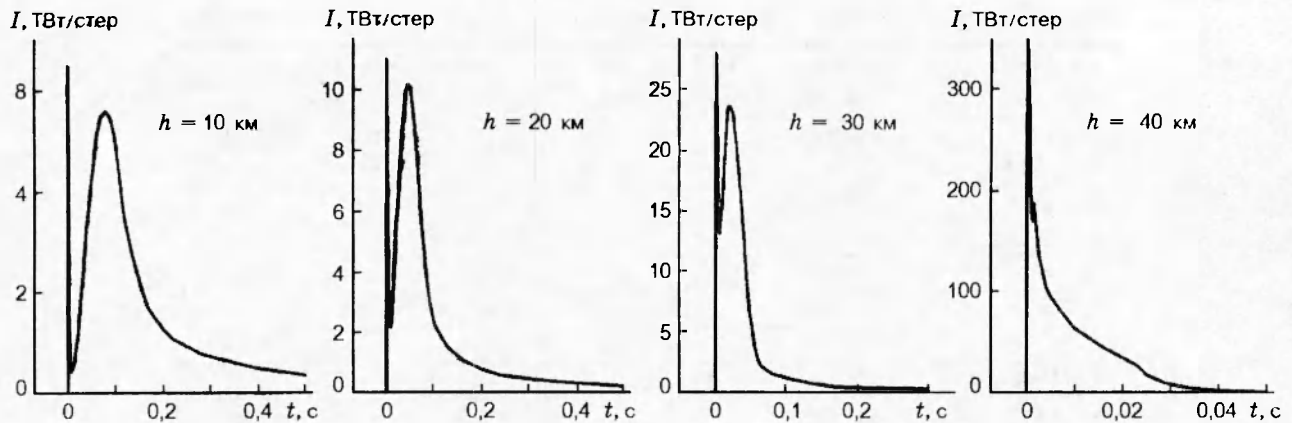


Рис. 5. Рассчитанные зависимости мощности излучения в единицу телесного угла от времени для мгновенных сферически симметричных взрывов с энергией $4,2 \cdot 10^{13}$ Дж

вполне сравнимую с полушириной светового импульса сферического взрыва на высоте 10 км (см. рис. 5).

Другой характерной особенностью излучения болида является достаточно заметное свечение на той стадии, когда тело еще не разрушено. Однако, если тело имеет хорошо обтекаемую форму и плохо испаряется, это свечение при регистрации фотодиодом может быть почти неотличимо от фона. Полная длительность свечения сферического взрыва на высоте 10 км составляет не менее нескольких секунд [34, 35]. Свечение болида длится меньше, видимо, за счет турбулентного перемешивания в следе за телом. Однако ситуация не вполне ясна, так как излучение на поздней стадии происходит в основном в инфракрасном свете, а датчик фиксировал излучение лишь в видимом диапазоне. С другой стороны, нет данных о падениях и взрывах крупных метеороидов на низких высотах, когда оптическая толщина облака пара может быть велика, а теоретические физико-математические модели поздней стадии взрыва метеороида еще недостаточно развиты.

Таким образом, наиболее сложными с точки зрения интерпретации и отличия взрывов метеороидов от симметричных взрывов другой природы являются наиболее прочные, хорошо обтекаемые (заостренные, удлинённые) тела, которые могут проникнуть на высоту ≈ 10 км не будучи зафиксированными датчиком и быстро распасться на большое количество мелких осколков. В этом случае единственным отличием в световом излучении может быть лишь наличие начального короткого мощного пика излучения в мгновенном сферическом взрыве,

но для его обнаружения требуется достаточная временная разрешающая способность регистрирующей аппаратуры. Отметим, что отдельный мелкий фрагмент метеороида не может создать такого пика излучения. При большой мощности излучения этот пик был бы более длительным, а при пике короткой длительности, вызываемом мелким фрагментом, мощность излучения будет гораздо ниже максимума мощности в основном импульсе.

ВЫВОДЫ

Взрывы достаточно крупных метеороидов, сопровождающиеся вспышкой излучения, вызываются их фрагментацией, расширением роя фрагментов и быстрым торможением. Выделение энергии для тел размером $1 \div 10$ м может рассматриваться как цилиндрический взрыв с переменной мощностью по длине цилиндра. Если известна высота взрыва и мощность излучения достаточно велика, то методом, изложенным в данной работе, с определенной точностью можно оценивать параметры метеороида — скорость, массу и размер. Несмотря на различия в причинах роста и спада мощности излучения при взрыве метеороида и сферически симметричном мгновенном взрыве, форма и длительность светового импульса могут быть весьма похожи при взрывах на низких высотах ≈ 10 км. Для надежной идентификации достаточно прочных, хорошо обтекаемых метеороидов метровых размеров необходима хорошая точность регистрации, которая гарантировала бы отсутствие начального пика излучения, характерного для мгновенного взрыва.

Работа выполнена по контрактам AI-3118 и AI-3118A с Национальными лабораториями Сандиа (США).

ЛИТЕРАТУРА

1. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, 1995.
2. Мак-Кроски Р. Е., Шао Ц. И., Позен А. Болиды Прерийной сети. 2. Траектории и кривые блеска // Метеоритика. 1979. Вып. 38. С. 106–156.
3. Borovicka J., Spurny P. Radiation study of two very bright terrestrial bolides and an application to the Comet S-I. 9 collision with Jupiter // *Icarus*. 1996. V. 121. P. 484–510.
4. Tagliaferri E., Spalding R., Jacobs C., et al. Detection of meteoroid impacts by optical sensors in Earth orbit // *Hazards due to Comets and Asteroids*. Tucson: Univ. Arizona Press, 1994. P. 199–220.
5. McCord T. B., Morris J., Persing D., et al. Detection of a meteoroid entry into the Earth's atmosphere on February 1, 1994 // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 100, N E2. P. 3245–3249.
6. Tagliaferri E., Spalding R., Jacobs C., Cephela Z. Analysis of the Marshall Islands fireball of February 1, 1994 // *Earth, Moon, and Planets*. 1995. V. 68. P. 563–572.
7. Nemtchinov I. V., Popova O. P., Shuvalov V. V., Svetsov V. V. Radiation emitted during the flight of asteroids and comets through the atmosphere // *Planetary and Space Sci.* 1994. V. 42, N 6. P. 491–506.
8. Немчинов И. В., Попова О. П., Светцов В. В., Шувалов В. В. О фотометрической массе и радиационном размере крупных метеороидов // *Астроном. вестн.* 1995. Т. 29, № 2. С. 155–173.
9. Бронштен В. А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
10. Cephela Z. Impacts of meteoroids larger than 1 m into the Earth's atmosphere // *Astron. and Astrophys.* 1994. V. 286, N 3. P. 967–970.
11. Григорян С. С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // *Космич. исслед.* 1979. Т. 17, № 6. С. 875–893.
12. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Возможная природа взрыва Тунгусского метеорита и распада кометы Шумейкеров — Леви // *Физика горения и взрыва*. 1995. Т. 31, № 6. С. 117–124; 1996. Т. 32, № 3. С. 143.
13. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Фрагментация малого небесного тела при его взаимодействии с атмосферой планеты // *Докл. РАН*. 1997. Т. 353, № 3. С. 334–337.
14. Passey Q. R., Melosh H. J. Effects of atmospheric breakup on crater field formation // *Icarus*. 1980. V. 42, N 2. P. 211–233.
15. Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994.
16. Artem'eva N. A., Shuvalov V. V. Interaction of shock waves during the passage of a disrupted meteoroid through the atmosphere // *Shock Waves*. 1996. V. 5, N 6. P. 359–367.
17. Дивари Н. Б. Явления, сопровождавшие падение метеорного дождя, и его атмосферная траектория // *Сихотэ-Алинский железный метеоритный дождь*. Т. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1959. С. 26–48.
18. Кринов Е. Л. Дробление Сихотэ-Алинского метеорного тела // *Метеоритика*. 1975. Вып. 34. С. 3–14.
19. Hills J. H., Goda M. H. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere // *Astronom. J.* 1993. V. 105, N 3. P. 1114–1144.
20. Chyba C. F., Thomas P. J., Zahnle K. J. The 1908 Tunguska explosion: atmospheric disruption of a stony asteroid // *Nature*. 1993. V. 361, N 6407. P. 40–44.
21. Svetsov V. V., Nemtchinov I. V., Teterov A. V. Disintegration of large meteoroids in Earth's atmosphere: theoretical models // *Icarus*. 1995. V. 116, N 1. P. 131–153.
22. Светцов В. В. Падение кометы в атмосфере Юпитера // *Астроном. вестн.* 1995. Т. 29, № 4. С. 331–340.
23. Цветков В. И. Связь дробления и рассеяния Сихотэ-Алинского метеоритного дождя со структурой метеорита // *Астроном. вестн.* 1983. Т. 17, № 2. С. 122–126.
24. Светцов В. В. Экономичный численный метод для одномерных задач радиационной газодинамики // *Журн. вычислит. математики и мат. физики*. 1994. Т. 34, № 3. С. 432–445.
25. Голубь А. П., Косарев И. Б., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение и абляция крупного метеороида при его движении сквозь атмосферу Земли // *Астроном. вестн.* 1996. Т. 30, № 3. С. 213–228.
26. Голубь А. П., Косарев И. Б., Немчинов И. В., Попова О. П. Спектры излучения ярких болидов // *Астроном. вестн.* 1997. Т. 31, № 2. С. 99–112.
27. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Брыкин М. В. Теплообмен при гиперзвуковом

- обтекании в условиях сильного радиационно-конвективного взаимодействия // Теплофизика высоких температур. 1979. Т. 17, № 1. С. 84–91.
28. **Viberman L. M., Bronin S. Ya., Brykin M. V.** Moving of a blunt body through the dense atmosphere under conditions of severe aerodynamic heating and ablation // Acta Astronaut. 1980. V. 7. P. 53–65.
29. **Мурзинов И. Н.** Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равномерно диссоциирующего воздуха // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1966. № 2. С. 184–188.
30. **Fenster J.** Stagnation-point heat transfer for a new binary air model including dissociation and ionization // AIAA J. 1965. V. 3, N 12. P. 2189–2196.
31. **Бронштейн В. А.** Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере // Астроном. вестн. 1995. Т. 29, № 5. С. 450–458.
32. **Кулаков А. Л., Стулов В. П.** Определение параметров метеорных тел по данным наблюдений // Астроном. вестн. 1992. Т. 26, № 5. С. 67–75.
33. **Opik E. J.** Physics of Meteor Flight in the Atmosphere. New York: Interscience, 1958.
34. **Glasstone S., Dolan P. J.** The Effects of Nuclear Weapons. Washington, DC: US Gov. Printing Office, 1977.
35. **Светцов В. В.** Взрывы в нижней и средней атмосфере — сферически симметричная стадия // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 5. С. 129–142.
36. **Цветков В. Н., Скрипник А. Я.** Атмосферное дробление метеоритов с точки зрения механической прочности // Астроном. вестн. 1991. Т. 25, № 3. С. 364–371.
37. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

*Поступила в редакцию 30/V 1997 г.,
в окончательном варианте — 22/X 1997 г.*