

УДК 523.5

ЧЕЛЯБИНСКИЙ СУПЕРБОЛИД: К ФИЗИКЕ ВЗРЫВА

© 2013 г. С. С. Григорян¹, Ф. С. Ибодов², С. И. Ибадов^{2,3}

¹НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия

³Институт астрофизики Академии наук Таджикистана, Душанбе, Таджикистан

Поступила в редакцию 01.04.2013 г.

Приводится современное представление о физике взрыва крупных метеорных тел – суперболидов – в конце траектории их полета в атмосфере Земли. Аналитически найдены высота начала аэродинамического дробления космического тела типа Челябинского суперболида; высота сравнительно очень тонкого слоя, где происходит резкое аэродинамическое торможение дробящегося и поперечно расширяющегося тела, сопровождающееся импульсным превращением его кинетической энергии в тепловую с генерацией плазмы; начальная температура такой плазмы, приводящей к интенсивному электромагнитному излучению и взрывной ударной волне.

DOI: 10.7868/S0320930X13040178

ВВЕДЕНИЕ

Утром 15 февраля 2013 г. в Челябинской области наблюдали явление полета и взрыва в земной атмосфере очень яркого, “дневного”, метеорного тела – суперболида. Взрыв и вспышка ярких метеорных тел – небольших фрагментов ядер комет и астероидов, так называемых метеороидов, в конце траектории их полета в атмосфере Земли – хорошо известное явление, хотя поиски механизма явления велись длительное время (см., например, Левин, 1956; Станюкович, Шалимов, 1961; Покровский, 1966; Кашеев и др., 1967; Фадеенко, 1967; Фесенков, 1969; Петров, Стулов, 1975). Взрыв болидов объясняется аэродинамическим дроблением метеорного тела при входе в достаточно плотные слои атмосферы, сопровождающимся поперечным расширением дробленной массы под действием градиента аэродинамического давления на лобовой поверхности тела, что было представлено и обосновано теоретически (Григорян, 1976; 1979). Эта теория получила дальнейшее развитие по случаю 100-летия Тунгусского феномена 1908 г. (Ибадов и др., 2008; Ibadov и др., 2008). Также замечено, что Тунгусский взрыв и вспышки ярких метеоров в самом конце их пути – явления одной природы, различающиеся лишь масштабом (Левин, Бронштэн, 1985), дана сводка формул теории (Бронштэн, 1994).

Расчеты показывают, что торможение крупных космических тел типа суперболидов в земной атмосфере пренебрежимо мало вплоть до высоты начала резкого торможения, при этом толщина слоя резкого торможения очень мала по сравнению с длиной полета тела в атмосфере. Такой характер эволюции метеорного тела в атмосфере

приводит к наблюдаемому эффекту концевой вспышки болидов. Развитие высоких температур и генерация взрывной ударной волны в слое резкого торможения связаны с высокими скоростями, более 10 км/с, космических тел, входящих в атмосферу Земли. При таких скоростях удельная энергия тел существенно, более чем в 10–100 раз, превышает теплоту сублимации их материала, составляющую порядка 10^{10} эрг/г, что приводит при “взрыве” болида в таком слое к генерации облака интенсивно светящейся плазмы с начальной температурой, превышающей температуру поверхности Солнца.

В настоящей работе рассматриваются аналитические особенности взрыва Челябинского суперболида с учетом аэродинамических эффектов дробления, поперечного расширения дробленной массы и импульсного торможения в атмосфере: в анализе процессов используются предварительные параметры болида, представленные 21 марта 2013 г. в докладах членов экспедиций в район падения Челябинского метеорита на Объединенном семинаре в ГАИШ МГУ при участии сотрудников ИНАСАН, ГЕОХИ им. В.И. Вернадского, ИДГ РАН, ИКИ РАН, ИФЗ РАН.

АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ БОЛИДОВ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Лобовая аэродинамическая нагрузка, испытываемая болидом при движении через земную атмосферу, может вызвать полное, сплошное его

разрушение. Из уравнения аэродинамического торможения тела при постоянной массе

$$M \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{2} C_x S \rho_a V^2 \quad (1)$$

и условия начала разрушения и бокового растекания тела под действием скоростного напора

$$P_{a^*} = \rho_{a^*} V_*^2 = \sigma_* \quad (2)$$

при помощи соотношений

$$\rho_a = \rho_0 \exp(-h/H), \quad (3)$$

$$dh = -V \sin \alpha dt \quad (4)$$

получается трансцендентное уравнение

$$\frac{h_*}{H} + v \exp\left(-\frac{h_*}{H}\right) = \ln \frac{\rho_0 V_0^2}{\sigma_*}. \quad (5)$$

Здесь M и S – масса и миделево сечение тела, C_x – коэффициент лобового аэродинамического сопротивления, ρ_a – закон распределения по высоте массовой плотности земной атмосферы, P_a – лобовое давление набегающего на тело атмосферного газа, σ_* – прочность материала тела на сжатие, ρ_{a^*} – значение ρ_a , соответствующее началу аэродинамического разрушения и поперечного растекания, h_* – высота начала разрушения тела, H – шкала высоты атмосферы,

$$v = \frac{C_x \rho_0 S H}{M \sin \alpha} = \frac{3 C_x \rho_0 H}{4 \rho_m R_0 \sin \alpha} \quad (6)$$

– параметр аэродинамического торможения, α – угол между скоростью входа болида в атмосферу и местным горизонтом, ρ_m и R_0 – плотность и начальный радиус тела.

Учитывая, что для крупных тел типа суперболидов параметр торможения мал, из уравнения (5) находим высоту начала аэродинамического разрушения тела в земной атмосфере в виде

$$h_* = H \ln \frac{\rho_0 V_0^2}{\sigma_*}. \quad (7)$$

Подставляя в (7) возможные реалистичные значения прочности каменного болида $\sigma_* = 10^4$ дин/см² (для отделения слабосвязанных фрагментов, а также для болидов кометного происхождения) и 10^7 дин/см² (для монолитных частей болида), $V_0 = 20$ км/с, $\rho_0 = 1.3 \times 10^{-3}$ г/см³, $H = 7$ км, получаем $h_* = 80$ и 40 км соответственно. Таким образом, интенсивное аэродинамическое разрушение Челябинского суперболида, имевшего по результатам экспедиций астероидное происхождение, начиналось под нижней границей метеорной зоны земной атмосферы (80–120 км).

АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ ИСПАРЕНИЕ, ТОРМОЖЕНИЕ И ПОПЕРЕЧНОЕ РАСШИРЕНИЕ БОЛИДА В АТМОСФЕРЕ

Испарение и торможение болидов в атмосфере по классической физической теории метеоров

Уравнение потери массы метеорного тела в атмосфере в режиме интенсивного испарения-сублимационного термостатирования, при котором весь поток энергии, поступающей к поверхности тела, расходуется на испарение и ее температура ограничивается исключительно этим процессом, можно представить, согласно классической физической теории метеоров, как

$$Q \frac{dM}{dt} = -\frac{1}{2} C_H \rho_a V^3 S, \quad (8)$$

где Q – эффективная теплота испарения материала болида, C_H – коэффициент теплопередачи (Левин, 1956; Кашеев и др., 1967).

Деление (8) на (1) и интегрирование дают зависимость массы болида от скорости его движения в атмосфере:

$$M = M_0 e^{\frac{\sigma}{2}(V_0^2 - V^2)}, \quad (9)$$

где M_0 и V_0 – масса и скорость болида до начала его испарения в атмосфере, $\sigma = C_H / C_x Q$ – параметр абляции.

Теоретические оценки по (9) показывают, что при движении достаточно крупных тел типа болидов диаметром больше нескольких метров потерей их массы за счет испарения можно пренебречь. Это объясняется эффектом сильного загромождения тела облаком испаряющихся атомов, а также эффектом экранирования, т.е. падения прозрачности газа и паров материала болида в ударно-сжатом слое, вследствие чего коэффициент C_H для потока облучающих частиц атмосферы и излучения, идущего из ударного слоя в сторону тела, на оси симметрии течения экспоненциально падает с уменьшением высоты до величины порядка 10^{-3} (Биберман и др., 1979), так что параметр абляции тела будет иметь значение порядка 10^{-13} – 10^{-14} г/эрг.

Интегрирование уравнения (1) при постоянных величинах M , C_H и S дает

$$V = V(h) = V_0 \exp\left[-\frac{C_x \rho_0 S H}{2M \sin \alpha} \exp\left(-\frac{h}{H}\right)\right]. \quad (10)$$

Из соотношения (10) следует, что крупные болиды проходят земную атмосферу практически с постоянной начальной скоростью, без торможения. Так, для монолитного сферического тела с начальным радиусом R_0 имеем

$$\frac{V(h=0)}{V_0} = \exp\left(-\frac{3C_x \rho_0 H}{8\rho_m R_0 \sin \alpha}\right), \quad (11)$$

так что условие $V(0) > V_0/e \approx 0.4V_0$ соблюдается, если

$$R_0 > R_* = \frac{C_x \rho_0 S H R_0}{2M \sin \alpha} = \frac{3C_x \rho_0 H}{8\rho_m \sin \alpha}. \quad (12)$$

Полагая $C_x = 1$, $\rho_0 = 1.3 \times 10^{-3}$ г/см³, $H = 7$ км, $\rho_m = 3$ г/см³, $\sin \alpha = 0.3$, по (12) имеем $R_* = 3$ м. Следовательно, для каменного суперболида типа Челябинского с радиусом более 5 метров его торможение в атмосфере до концевой вспышки, т.е. на высотах около или более 23 км, было очень мало.

*Аэродинамическое дробление
и боковое растекание болида*

После достижения на лобовой поверхности болида разрушающих давлений по нему начинает перемещаться фронт разрушений со скоростью C_m , имеющий порядок скорости упругих волн в материале болида порядка нескольких км/с, а дробленое вещество болида будет растекаться в стороны. Это вещество, обладая значительной деформируемостью и текучестью, становится по своим свойствам близким к жидкости. При этом скорость звука в нем по порядку величины не сильно отличается от скорости упругих волн в неразрушенном материале болида, поэтому при “шкале высоты” атмосферы $H = 7$ км, существенно превышающей радиус болида R_0 , порядка 1–10 м, процесс механического нагружения дробленной массы будет протекать квазистатически. Это означает, что характерное время изменения внешней нагрузки t_p велико по сравнению со временем t_w пробега упругой волны по дробленной массе.

В указанных выше условиях можно пренебречь сжимаемостью дробленной массы, так что уравнение для ее растекания в перпендикулярном основному движению ядра направлении можно представить, следуя (Григорян, 1979), в виде

$$\frac{dV'}{dt} + (V' \nabla) V' = \frac{1}{\rho_m} \frac{dP'_i}{dx_i}, \quad \text{div} V' = 0. \quad (13)$$

Здесь V' — поле относительных скоростей, которое отлично от нуля лишь в разрушенной части тела; P'_i — поле напряжений.

Решение задачи о боковом растекании аэродинамически разрушающегося болида проводится для двух последовательных стадий — начальной, в условиях малой деформации, и затем в стадии развитого растекания — методом укороченных уравнений. На начальной стадии размер области течения в направлении распространения фронта разрушения мал по сравнению с R_0 и малы градиенты напряжений в этом направлении, однако они существенны в поперечном направлении. Кроме того, на начальной стадии в выражении для ускорения частиц среды в (13) можно прене-

бречь конвективными членами. Учитывая, что разрушающее лобовое давление $P_a = k\rho_0 V^2 \exp(-h/H) \geq \sigma_*$ при $h \leq h_*$, из (13) имеем

$$\frac{dV'}{dt} = \frac{k\rho_0}{R_0\rho_m} V^2 \exp\left(-\frac{h}{H}\right), \quad (14)$$

где среднее по лобовой поверхности болида значение коэффициента $k = 1/2$.

Интегрирование в (14) с учетом (4) дает

$$V' = \frac{H\rho_0 V_0 \exp(-b/2)}{R_0\rho_m v \sin \alpha} \left[1 - \exp\left(-\frac{br}{2}\right) \right] \quad (15)$$

при

$$|V'|^2/R_0 \ll \left| \frac{dV'}{dt} \right|. \quad (16)$$

Здесь введены безразмерные параметры

$$r = r(h) = \exp\left(\frac{h_* - h}{H}\right) - 1, \quad b = v \exp\left(-\frac{h_*}{H}\right). \quad (17)$$

Формула (15) опирается на (10), т.е. верна при условии малости изменения характера торможения метеорного тела, что эквивалентно требованию малости смещений внешней границы дробленной массы ζ_r по сравнению с радиусом тела R_0 , т.е. условию

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\zeta_r}{R_0} = \frac{1}{R_0} \int_0^r V' dt = \\ &= \frac{1}{2C^2} \int_0^r \frac{\exp(br/2) - 1}{1+r} dr = \frac{I(r, b)}{2C^2} \ll 1, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$C = \left(\frac{\rho_m v}{2\rho_0} \right)^{1/2} \frac{R_0 \sin \alpha}{H} = \left(\frac{3C_x R_0 \sin \alpha}{8H} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Входящая в (18) функция $I(r, b)$ в интересующем нас случае $b \ll v$, $h_* \gg H$, т.е. когда $b \rightarrow 0$, при котором допустимо разложение экспоненты в ряд и приближенное интегрирование, имеет вид

$$I(r, b) = \frac{b}{2} [r - \ln(1+r)]. \quad (20)$$

Для стадии поперечного растекания дробленной массы, при которой ее радиус увеличится примерно в два раза, т.е. при $\sigma(r = \tilde{r}) = 1$, $R = 2R_0$, согласно (18) и (20) получаем соотношение для определения \tilde{r} в виде

$$\tilde{r} - \ln(1 + \tilde{r}) = \frac{4C^2}{b} = 2 \left(\frac{R_0 \sin \alpha}{H} \right)^2 \frac{\rho_m V_0^2}{\sigma_*}. \quad (21)$$

Высота точки на траектории тела, соответствующая удвоению радиуса дробленной массы, по (17) и (21), равна

$$\tilde{h} = h_* - H \ln(1 + \tilde{r}). \quad (22)$$

Оценки показывают, что к моменту $r = \tilde{r}$ фронт разрушений заведомо проходит по всему телу и к моменту начала существенной деформации дробленной массы за счет растекания, когда $R > 2R_0$, все тело оказывается уже раздробленным. Это упрощает рассмотрение последующего движения, так как растеканием охватывается вся масса метеороида. При этом распределение порождающих растекание давлений на поверхности дробленной массы имеет минимум на ее боковой части, так что растекание приводит к сжатию объема с дробленной массой в продольном направлении и к расширению – в поперечном. Непрерывная деформация сохраняющего связность объема приведет к значительному росту поперечных размеров и уменьшению толщины образующейся “оболочки”.

Расширение полностью раздробленного ядра

Для количественного расчета второй стадии явления необходимы оценки полей давлений и относительных скоростей растекания дробленной массы, а также зависимости от времени скорости движения центра масс и геометрических характеристик этого объема. Движение массы в стадии $r > \tilde{r}$ характеризуется условием $R_0 |dV'/dt| / (V')^2 \ll 1$, означающим возможность пренебрежения первым слагаемым в левой стороне первого из уравнений (13), т.е. в выражении для ускорения в движении растекания, или, другими словами, возможность рассмотрения этого движения в квазистационарном приближении.

Кроме того, на этапе начала интенсивного растекания дробленной массы, при $R \geq 2R_0$, уже нельзя пользоваться зависимостью скорости центра масс от времени в виде (10). Вместо этого по-прежнему будем рассматривать относительное движение, только роль V будет выполнять скорость примакающего к оси симметрии участка рассматриваемой массы. Классическое уравнение торможения физики метеоров (1) для этого участка записывается в модифицированном виде, позволяющем учитывать сильную деформацию раздробленного метеорного тела во время его полета, а именно

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{3C_x \rho_0 V^2}{4 \rho_m l} \exp\left(-\frac{h}{H}\right). \quad (23)$$

Здесь l – длина участка в продольном направлении, которая уменьшается по мере радиального расширения дробленной массы.

Так как в процессе деформации объем дробленной массы сохраняется, то выполняется соотношение для определения l в виде

$$\kappa \pi R^2 l = \frac{4}{3} \pi R_0^3 = \kappa \pi R_0^2 l_0, \quad \kappa = 2/3, \quad l_0 = 2R_0, \quad (24)$$

так что из (24) получаем

$$l = l_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2, \quad (25)$$

где R – поперечный радиус этого объема, который увеличивается по мере сжатия дробленной массы в продольном направлении.

Уравнение движения (13) при малости dV'/dt сводится к виду

$$|(V' \nabla) V'| \approx \frac{|V'|^2}{2R_0} \approx \frac{\rho_0}{2R_0 \rho_m} V^2 \exp\left(-\frac{h}{H}\right). \quad (26)$$

Из (26) имеем выражение для скорости поперечного расширения дробленной массы

$$\frac{dR}{dt} = |V'| = \left(\frac{\rho_0}{\rho_m}\right)^{1/2} V \exp\left(-\frac{h}{2H}\right). \quad (27)$$

Используя (4) и (17), перейдем в (27) к независимой переменной r и, выполнив интегрирование, получаем закон поперечного расширения дробленной массы в виде

$$\frac{R}{2R_0} = 1 + \frac{1}{C} \sqrt{\frac{b}{2}} (\sqrt{1+r} - \sqrt{1+\tilde{r}}), \quad (28)$$

где \tilde{r} , \tilde{h} и \tilde{V} – характерные значения r , h , V , которые соответствуют значению $R = 2R_0$, т.е. моменту времени, при котором тело полностью раздроблено и его радиус равен удвоенному значению начального радиуса.

ВЗРЫВ БОЛИДОВ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Непрерывное увеличение поперечного радиуса раздробленного болида и уменьшение его толщины в условиях монотонно нарастающей плотности атмосферы и сохраняющейся высокой начальной скорости болида сопровождается существенным усилением аэродинамического сопротивления. Это может привести к возникновению зоны импульсного торможения болида с “мгновенной” генерацией горячей плотной разлетающейся плазмы и соответствующей сильной взрывной волны.

Для аналитического определения точки максимального энерговыделения и других параметров “взрыва” болида, проходящего через земную атмосферу, найдем в явном виде закон изменения кинетической энергии аэродинамически полностью раздробленного и расширяющегося в поперечном направлении болида вблизи взрывной зоны.

Потеря кинетической энергии тормозящимся и испаряющимся в атмосфере раздробленным телом определяется, согласно (1) и (8), как

$$-\frac{d}{dt}\left(\frac{MV^2}{2}\right) = -\left(MV\frac{dV}{dt} + \frac{V^2}{2}\frac{dM}{dt}\right) = \frac{1}{2}C_x\rho_a V^3 S\left(1 + \frac{\sigma V^2}{2}\right). \quad (29)$$

Оценки показывают, что для рассматриваемых здесь достаточно крупных болидов с размерами более нескольких метров, проходящих со скоростью порядка 10 км/с через плотные слои атмосферы при $C_x = 1$, $C_H < 0.001$ и $Q = 8 \times 10^{10}$ эрг/г, имеем $\sigma < 10^{-14}$ г/эрг. Тогда роль расхода энергии на абляцию, испарение в уменьшении кинетической энергии болида пренебрежимо мала (Биберман и др., 1979).

На этой основе, с учетом (3) и (4), уравнение диссипации кинетической энергии ядра (29) принимает вид:

$$\frac{d(MV^2/2)}{dh} = \frac{d\varepsilon}{dh} = \frac{\pi C_x}{2 \sin \alpha} \rho_0 R^2 V^2 \exp(-h/H), \quad (30)$$

где R — поперечный радиус болида.

Уравнение торможения полностью раздробленного и расширяющегося в поперечном направлении болида (23) в приближении постоянной его массы может быть представлено, с помощью (4), (17) и (25), как

$$\int_{\tilde{r}}^r \frac{dV}{V} = -\frac{3C_x}{8} \frac{\rho_0 H}{R_0^3 \rho_m \sin \alpha} \frac{b}{v} \int_{\tilde{r}}^r R^2 dr, \quad (31)$$

Оценки показывают, что для крупных тел согласно (6), (7) и (17) имеем условие $b \ll v$ и в области, близкой к концу траектории торможения, т.е. при $h_* \gg \tilde{h} \gg h$, получаем $r \gg \tilde{r} \gg 1$. Следовательно, закон изменения скорости полностью раздробленного болида в области $h \ll \tilde{h} \ll h_*$ по (28) и (31) имеет вид:

$$V = \tilde{V} \exp\left[-\frac{b^2}{2C^2}(r^2 - \tilde{r}^2)\right] = V_0 \exp\left(-\frac{b^2}{2C^2}r^2\right). \quad (32)$$

Подставляя (32) в (30) и учитывая (28), имеем

$$\frac{d\varepsilon}{dh} = \frac{\pi b \rho_0 C_x R_0^2 V_0^2 \exp(-h_*/H)}{C^2 \sin \alpha} r^2 \exp\left(-\frac{b^2}{C^2}r^2\right). \quad (33)$$

Приравнявая нулю производную по $r(h)$ от (33), находим выражение для r в точке максимальной потери кинетической энергии болидом:

$$r_m = \frac{C}{b}. \quad (34)$$

Используя (7), (17) и (34), находим высоту, при которой происходит максимальное энерговыделение, т.е. “взрыв” раздробленного болида:

$$h_m = h_e = h_* - H \ln\left(1 + \frac{C}{b}\right) = H \ln\left\{\frac{\rho_0 V_0^2}{\left(1 + \frac{C}{b}\right) \sigma_*}\right\}. \quad (35)$$

На основе (28), (32) и (33) при помощи (34) находим радиус, удельное энерговыделение и скорость раздробленного болида в момент его “взрыва”:

$$R_m = R_e = 2R_0\left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}C}\right), \quad (36)$$

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dh}\right)_m = \frac{4\pi}{3eH} \rho_m R_0^3 V_0^2, \quad (37)$$

$$V_m = V_e = V_0/\sqrt{e}. \quad (38)$$

Сильное торможение болида, соответствующее уменьшению его скорости от $V_1 = 0.9V_0$ до $V_2 = 0.1V_0$, происходит согласно (17) и (32) при $r_2^2(h_2) = 9r_1^2(h_1)$. Отсюда с использованием (17) находим соответствующий диапазон высот

$$|\Delta h| = |h_2 - h_1| = H \ln \frac{1+r_1}{1+r_2} \approx H \ln \frac{r_1}{r_2} \approx 0.7H. \quad (39)$$

Таким образом, аэродинамическое дробление болида и растекание дробленной массы в боковом направлении в процессе полета болида в атмосфере завершается почти полным его торможением в сравнительно очень тонком слое в окрестности экстремальной точки $h = h_m$.

Взрывная энергия, выделяющаяся в области максимального торможения болида и создающая горячую плазму, $E_m = E_e$, определяется начальной массой входящего в атмосферу и порождающего взрыв болида M_0 и массой исходного атмосферного газа во взрывном слое ΔM_a . Расчет этой массы, проведенный на основе (3), (17), (28) и (39), показывает, что $\Delta M_a \approx M_0$, так что с использованием (38) имеем

$$E_e = \frac{M_0 \Delta M_a V_e^2}{2(M_0 + \Delta M_a)} = \frac{\pi \rho_m R_0^3 V_0^2}{3e}. \quad (40)$$

Для болида типа Челябинского при его плотности и радиусе $\rho_m = 3$ г/см³ и $R_0 = 5 \times 10^2$ см по (40) получаем $E_e = 6.3 \times 10^{20}$ эрг. Эта энергия, выделяющаяся во “взрыве” болида в слое сильного торможения, эквивалентна энергии около 6 килотонн взрывчатого вещества.

Высота над земной поверхностью, где происходит “взрыв” болида, определяется согласно формуле (35), а именно:

$$h_e = 2.3H \left[\lg \left(\frac{\rho_0 V_0^2}{\sigma_*} \right) - \lg \left(1 + \frac{C}{b} \right) \right]. \quad (41)$$

Для Челябинского суперболида согласно предварительным результатам обработки наблюдений нижний предел начального радиуса $R_0(\text{min}) = 5$ м, $V_0 = 20$ км/с, $\alpha = 20^\circ$, так что, используя (6), (7), (17), (19), имеем $b = 4 \times 10^{-3}$, $C = 8.6 \times 10^{-3}$, $\nu = 1.4$. Принимая обычные для каменных метеорных тел значения $C_x = 1$, $\sigma_* = 10^7$ дин/см² с указанными выше параметрами земной атмосферы, находим по (41) теоретическую высоту взрыва болида $h_e = 35$ км.

Увеличение фактического радиуса болида и его массы ведут, согласно (6), (17), (19) и (41), к снижению расчетной высоты взрыва. Высота вспышки Челябинского суперболида, по предварительным наблюдательным данным, h_e (набл.) = 23 км. К такой высоте точки “взрыва” может приводить, согласно (41), начальный радиус суперболида R_0 (теор.) = 20 м.

Тогда “взрывная” энергия болида по (40) будет $E_e = 4 \times 10^{22}$ эрг, которой соответствует энергия 400 кт ТНТ, так что наша аналитическая оценка энергии “взрыва” близка к “предварительной” оценке кинетической энергии Челябинского метеороида специалистами NASA, США, 21 марта 2013 г.: http://www.nasa.gov/mission_pages/asteroids/news/asteroid20130215.html

Продольная толщина зоны “взрыва” определяется по (39) и равна $\Delta h_e = 0.7H = 4.9$ км. Сравнительно очень малая толщина взрывного слоя означает, что процесс трансформации суперболида в плазму при его резком торможении вблизи конца траектории полета имел импульсный, сугубо взрывной характер с длительностью около 0.5 с, а полет длился более 10 с.

Масса атмосферного газа, локализованная в слое резкого торможения болида, как было отмечено, такого же порядка, как и масса самого болида, так что начальная температура плазмы, образующейся во взрывном слое,

$$T_0 = \frac{Am_p V_c^2}{12k(1+z+2x_1/3)}. \quad (42)$$

Здесь A — среднее массовое число для атомов болида и взрывной зоны, m_p — масса протона, k — постоянная Больцмана, z — наиболее вероятная, средняя кратность заряда ионов плазмы, x_1 — средний относительный потенциал ионизации (Ибадов, 1992; 1996 и ссылки там).

Принимая реалистичные значения $A = 20$, $z = 1$, $x_1 = 3$, находим по (42) начальную температуру плазмы во взрывном слое $T_0 = 10^4$ К. Это больше, чем температура солнечной фотосферы, что соответствует наблюдениям очевидцев вспышки Челябинского суперболида.

Аналогичные, более мощные взрывные явления в атмосфере, на высотах в диапазоне 5–10 км от поверхности Земли, происходили при вспышке Тунгусского суперболида (начальный радиус 30–50 м, геоцентрическая скорость около 30 км/с) утром 30 июня 1908 г., а также при столкновениях фрагментов ядра кометы Шумейкеров–Леви километровых размеров с Юпитером 16–22 июля 1994 г. (Григорян, 1994; 1996; Фортгов и др., 1996; Григорян и др., 2009; 2010 и ссылки там; Ибадов и др., 2010).

Таким образом, дальнейшее изучение физических процессов, связанных с приближением комет и астероидов к Земле, представляется актуальной задачей. Результаты таких исследований представляют интерес и при анализе вспышечной активности Солнца и молодых звезд (Григорян и др., 2000; 2009; Ibadov и др., 2006; 2011; Ibadov и др., 2007; 2009; Шустов, Рыхлова, 2008).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ комплекса физических процессов, связанных с пролетом и “взрывом” в земной атмосфере суперболида типа Челябинского. Показано, что прохождение через атмосферу Земли болидов как кометного, так и астероидного происхождения сопровождается их интенсивным аэродинамическим разрушением и поперечным растеканием под действием градиента давления на лобовой поверхности болида. Эти процессы завершаются резким аэродинамическим торможением и “мгновенным” превращением кинетической энергии болида в тепловую энергию частиц болида и атмосферы в сравнительно очень тонком слое, во “взрывной” зоне, с генерацией здесь высоких температур и ударной волны.

Аналитически определены высота начала дробления болида, а также высота зоны максимального энерговыделения, где происходит “взрыв” суперболида, даны оценки выделяющейся при “взрыве” суперболида энергии и начальной температуры плазмы во взрывной зоне.

Найденная теоретически высота “взрыва” Челябинского суперболида и ее тренд сходятся с данными, полученными из наблюдений, что указывает на адекватность используемого теоретического подхода к изучению явления концевой вспышки метеоров в земной атмосфере. При этом энергия самого “взрыва” суперболида при его вспышке, идущая на создание горячей плазмы в слое торможения, по нашим оценкам, т.е. по ана-

литической теории, близка энергии 400 кт ТНТ, начальный радиус суперболида был в диапазоне 10–20 м, начальная температура плазмы была порядка 10^4 К.

Изучение физических процессов, связанных с вхождением суперболидов в земную атмосферу, и их скоординированные наземные и космические наблюдения являются актуальной задачей в комплексной проблеме защиты Земли от кометной и астероидной опасности.

Авторы благодарны участникам экспедиций в район падения Челябинского метеорита за предварительные наблюдательные данные по этому событию, а также рецензентам статьи за конструктивные и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Биберман Л.М., Бронин С.Я., Брыкин М.В.* Теплообмен при гиперзвуковом обтекании в условиях сильного радиационно-конвективного взаимодействия // Теплофиз. выс. темп. 1979. Т. 17. № 1. С. 84–91.
- Бронштэн В.А.* Применение теории Григоряна к расчету дробления гигантских метеороидов // Астрон. вестн. 1994. Т. 28. № 2. С. 118–122.
- Григорян С.С.* К вопросу о природе Тунгусского метеорита // ДАН СССР. 1976. Т. 231. № 1. С. 57–60.
- Григорян С.С.* О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед. 1979. Т. 17. № 6. С. 875–893.
- Григорян С.С.* О столкновении кометы Шумейкеров–Леви 9 с Юпитером в июле 1994 г. // ДАН. 1994. Т. 338. № 6. С. 752–754.
- Григорян С.С.* О математическом моделировании разрушения метеоритов в атмосфере // ДАН. 1996. Т. 350. № 2. С. 198–200.
- Григорян С.С., Ибадов С.И., Ибадов Ф.С.* Возможный механизм солнечных вспышек // ДАН. 2000. Т. 357. № 1. С. 40–43.
- Григорян С.С., Ибадов Ф.С., Ибадов С.И.* Тунгусский феномен 1908 года: аналитический обзор истории исследований // Вестн. РФФИ. 2009. № 1–2 (61–62). С. 56–71.
- Григорян С.С., Ибадов Ф.С., Ибадов С.И.* Взрыв кометы Шумейкеров–Леви 9 в атмосфере Юпитера: аналитическая теория и численные моделирования // Тез. докл. Научн. конфер. “Ломоносовские чтения 2010”. М.: Изд-во Моск. ун-та, 2010. С. 77.
- Ибадов С.* Механизм генерации многозарядных ионов в межзвездной среде // Астрон. журн. 1992. Т. 69. № 4. С. 737–743.
- Ибадов С.* Физические процессы в кометах и родственных объектах. М.: Космосинформ, 1996. 181 с.
- Ибадов С.И., Ибадов Ф.С., Григорян С.С.* Об аналитической теории Тунгусского взрыва // Тез. докл. Междунар. конф. “100 лет Тунгусскому феномену: прошлое, настоящее, будущее”. М.: Изд-во РАН, 2008. С. 44.
- Ибадов Ф.С., Ибадов С.И., Григорян С.С.* Столкновение кометы Шумейкеров–Леви с Юпитером: глубина зоны взрывного энерговыделения в юпитерианской атмосфере // Тез. докл. Всеросс. астрон. конфер. ВАК-2010 “От эпохи Галилея до наших дней”, САО РАН, Нижний Архыз. Россия. 2010. С. 67.
- Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин В.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с.
- Левин Б.Ю.* Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 269 с.
- Левин Б.Ю., Бронштэн В.А.* Тунгусское событие и метеоры с заключительной вспышкой // Астрон. вестн. 1985. Т. 19. № 4. С. 319–330.
- Петров Г.И., Стулов В.П.* Движение больших тел в атмосферах планет // Космич. исслед. 1975. Т. 13. № 4. С. 587–594.
- Покровский Г.И.* О взрыве метеорных тел, движущихся в атмосфере // Метеоритика. 1966. № 27. С. 103–107.
- Станюкович К.П., Шалимов В.П.* О движении метеорных тел в атмосфере Земли // Метеоритика. 1961. № 20. С. 54–71.
- Фадеев Ю.И.* Разрушение метеорных тел в атмосфере // Физика горения и взрыва. 1967. № 2. С. 276–280.
- Фесенков В.Г.* О природе комет и Тунгусском явлении // Астрон. вестн. 1969. Т. 3. № 4. С. 211–213.
- Фортвов В.Е., Гнедин Ю.Н., Иванов М.Ф. и др.* Столкновение кометы Шумейкер–Леви 9 с Юпитером: что мы увидели // УФН. 1996. Т. 166. № 4. С. 391–422.
- Шустов Б.М., Рыхлова Л.В.* Проблема астероидно-кометной опасности и Тунгусский феномен // Тез. докл. Междунар. конф. “100 лет Тунгусскому феномену: прошлое, настоящее, будущее”. М.: Изд-во РАН, 2008. С. 225.
- Ibadov S., Ibadov F.S., Grigorian S.S.* On the analytical theory of the Tunguska explosion // Int. Conf. “100 Years Since Tunguska Phenomenon: Past, Present and Future” Abstracts. Moscow: RAS, 2008. P. 45. Presentation, <http://tunguska.sai.msu.ru/index.php?q=present>
- Ibadov S., Ibadov F.S., Grigorian S.S.* Stellar activity from infalls of comet-like bodies // Proc. IAU Symp. 243 “Star-Disk Interaction in Young Stars”, Grenoble. 2007. P. VI.4. www.iaus243.org
- Ibadov S., Ibadov F.S., Grigorian S.S.* Explosion of sungrazing comets in the solar atmosphere and solar flares // Universal Heliophysical Processes. Cambridge University Press, 2009. P. 341–343.
- Ibadov F.S., Grigorian S.S., Ibadov S.* Explosive disintegration of NEOs in the Earth atmosphere // 26th IAU General Assembly Symp. 236 “Near Earth Objects, Our Celestial Neighbours: Opportunity and Risk” Abstract Book. Prague, 2006. P. 104.
- Ibadov F.S., Ibadov S.* Solar plasma generated by sungrazing comets // Adv. Plasma Astrophys. Cambridge Univ. Press, 2011. P. 92–94.