

УДК 533.6.01.72

## МОДЕЛЬ ВЗРЫВА МЕТЕОРНОГО ТЕЛА

ШУРИШАЛОВ Л. В.

В земную атмосферу вторгается большое число естественных космических тел. Некоторые из них завершают свой полет яркой вспышкой, свидетельствующей о происходящем с телом процессе взрывного характера. Обычно такие взрывы происходят на больших высотах с незначительным энерговыделением и не вызывают ощущимых возмущений в атмосфере. В редких случаях выделяемая при подобных взрывах энергия оказывается достаточной, чтобы вызвать регистрируемые барические и сейсмические возмущения [1, 2]. Уникальным представителем космических тел, взрывающихся в атмосфере и практически полностью рассеивающих при этом свою массу, является Тунгусский метеорит.

Физические процессы, происходящие с взрывающимися в атмосфере метеорными телами, весьма сложны и еще мало исследованы. Поэтому представляет интерес создание математических моделей этих процессов и проведение с ними численных экспериментов.

Ниже дается описание одной такой модели, применяемой для анализа газодинамической стороны процесса взрывного взаимодействия космического тела с атмосферой.

Пусть имеется неоднородная атмосфера с распределенными в ней по высоте  $H$  по некоторым законам давлением  $p_\infty(H)$ , плотностью  $\rho_\infty(H)$ , температурой  $T_\infty(H)$  и ускорением силы тяжести  $g_\infty(H)$ . В атмосферу из космоса с большой скоростью входит под некоторым углом  $\alpha$  к горизонту метеорное тело. Вначале его взаимодействие с атмосферой не носит взрывного характера. На этой стадии имеет место квазистационарный полет тела с гиперзвуковой скоростью. Эта стадия с большей или меньшей степенью приближения может быть смоделирована на основе хорошо разработанных в настоящее время физической теории метеоров [3] и теории обтекания тел сверхзвуковым (гиперзвуковым) потоком газа [4–6].

Предположим, что взрывной процесс начинается на некоторой высоте  $H_0$  над Землей. Пусть непосредственно перед этим космическое тело имеет массу  $m_0$ , скорость  $V_0$  (кинетическую энергию  $K_0 = m_0 V_0^2/2$ ), плотность  $\rho_0$ , характерный размер (радиус)  $R_0$ . Как происходит переход к взрыву на самом деле, что вызывает такой переход, в настоящее время точно не известно. Можно предположить, что в ряде случаев вещество тела при этом превращается в газ с высоким давлением, что определяет дальнейшее взрывное расширение тела. Поскольку далее будет представлять интерес не процесс перехода к взрыву, а само развитие взрывного течения, то в качестве модели перехода к взрыву принимается простая модель мгновенного превращения тела во всем объеме в газ с высоким давлением.

Таким образом, дело сводится к рассмотрению следующей газодинамической задачи. В покоящуюся в целом неоднородную атмосферу в начальный момент времени  $t=0$  на некоторой высоте  $H_0$  над Землей помещается сферический (для простоты) объем газа радиусом  $R_0$ , обладающий скоростью  $V_0$ , направленной под углом  $\alpha$  к земной поверхности и имеющий плотность  $\rho_0$  и давление  $p_0$ , отвечающее некоторой энергии взрыва  $E_0$ . Поскольку термодинамические свойства газа, в который может перейти вещество метеорного тела, неизвестны, то на данном этапе можно считать

этот газ совершенным с некоторым показателем адиабаты  $\gamma=\gamma_0$  (в приводимом далее примере расчета берется  $\gamma_0=1,4$ ). Предполагается, что около объема имеет место течение, соответствующее полету твердого тела радиуса  $R_0$  со сверхзвуковой скоростью  $V_0$ . Это течение рассчитывается заранее.

В такой формулировке задача является трехмерной нестационарной и соответственно весьма сложной для получения конкретного решения. Однако задачу можно свести к двумерной осесимметричной, если размер тела  $R_0$  до и в процессе взрыва много меньше характерного размера  $H_* \approx 7-8$  км, на котором существенно проявляется неоднородность атмосферы, и если пренебречь неоднородностью атмосферы и тяготением в плоскостях, перпендикулярных направлению полета тела, и учитывать неоднородность атмосферы и тяготение лишь в направлении скорости  $V_0$ . Последнее необходимо, так как в ходе полета и взрывного расширения тело может проходить расстояния, сравнимые с  $H_*$ . Изложенное приближение является точным в случае вертикального входа тела в земную атмосферу при  $\alpha=90^\circ$  или же формально соответствует случаю вертикального входа тела в некоторую фиктивную атмосферу с уменьшенным значением ускорения силы тяжести  $g_\alpha=g_\infty \cos \alpha$  и увеличенным значением характерной длины  $H_{*\alpha}=H_*/\cos \alpha$ , характеризующей неоднородность атмосферы.

Изложенная постановка задачи легко допускает различные обобщения, в еще большей степени приближающие ее к реальности. В частности, может быть взято реальное уравнение состояния для газа внутри летящего объема и вне его, сам объем может иметь несферическую форму (например, форму тела вращения), можно рассмотреть различные неоднородные распределения параметров внутри газового объема или учсть немгновенность перехода вещества тела в газ, возможно включение в рассмотрение процесса переноса энергии излучением и т. д.

Предлагаемая модель позволяет для конкретных условий получить конкретные количественные результаты, описывающие взрыв в неоднородной атмосфере быстро летящего тела.

Для расчетов по этой модели применялся метод С. К. Годунова [7]. Специфика рассматриваемого процесса (очень большие скорости движения вещества  $\sim 10$  км/с) потребовала некоторой его модификации. Основные уравнения газовой динамики, на основе которых расписывалась разностная схема, брались в виде [8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial r} &= -\frac{\rho u^2}{r} \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w^2 + p)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial r} &= -\frac{\rho uw}{r} + F_z \\ \frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho wr)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho ur)}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial(Er)}{\partial t} + \frac{\partial[(E+p)wr]}{\partial z} + \frac{\partial[(E+p)ur]}{\partial r} &= F_z wr \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E=\varepsilon+K$  — полная энергия единицы объема газа,  $\varepsilon=p/(\gamma-1)$  — внутренняя, а  $K=\frac{1}{2}\rho(u^2+w^2)$  — кинетическая энергия единицы объема,  $u$  и  $w$  — компоненты скорости газа соответственно по  $r$  и  $z$ ,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $t$  — время,  $F_z=-\rho g_\infty$  — сила тяжести, учет которой необходим на поздней стадии полета и взрыва. Ось  $z$  в дальнейшем предполагается направленной противоположно направлению полета тела.

При непосредственном использовании этих уравнений давление определяется из уравнения энергии по соотношению  $p=(\gamma-1)(E-K)$ . В случае высоких скоростей движения вещества величины  $K$  и  $E$  очень велики,

при вычислении их разности возникает большая погрешность, что ведет в численном решении к возникновению отрицательных давлений (отрицательных температур). Устранить этот нефизический эффект удается следующим образом. В тех разностных ячейках, где член  $K$  начинает значительно превосходить  $\epsilon$ , вместо четвертого уравнения в системе (1) берутся отдельно уравнение для кинетической энергии  $K$  и уравнение для внутренней энергии  $\epsilon$  в такой форме, чтобы их сумма давала в точности дивергентное уравнение для полной энергии, т. е.

$$\frac{\partial(Kr)}{\partial t} + \frac{\partial(Kwr)}{\partial z} + \frac{\partial(Kur)}{\partial r} = -ru \frac{\partial p}{\partial r} - rw \frac{\partial p}{\partial z} + F_z wr \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\epsilon r)}{\partial t} + \frac{\partial[(\epsilon+p)wr]}{\partial z} + \frac{\partial[(\epsilon+p)ur]}{\partial r} = ru \frac{\partial p}{\partial r} + rw \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3)$$

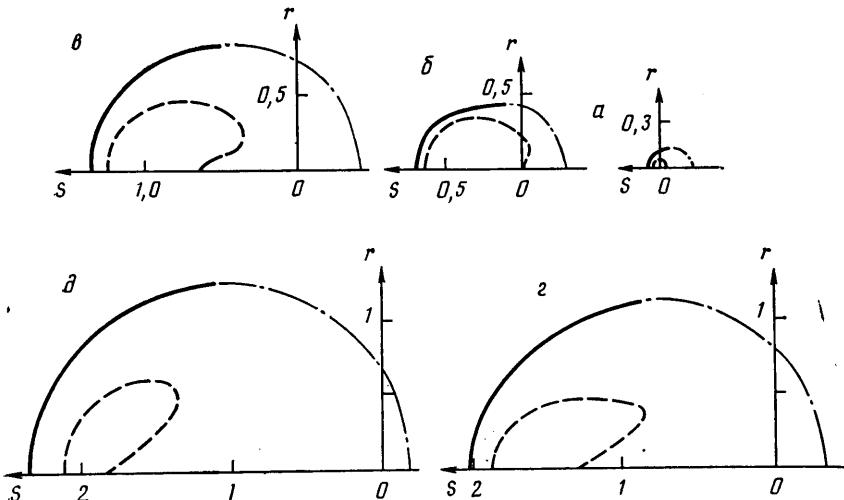
Давление теперь определяется из уравнения (3). Из уравнения (2) по  $K$  определяется модуль скорости, а первые два уравнения системы (1) используются как одно уравнение вместо двух лишь для нахождения направления скорости.

Рассмотрение стадии полета тела, а затем и стадии взрыва проводится в неподвижной цилиндрической системе координат, относительно которой тело летит, а окружающая среда покоятся. В то же время для расчета применяется подвижная разностная сетка, связанная с центром масс либо с геометрическим центром движущегося объема. Ударная волна и контактная поверхность, отделяющая газ внутри объема от окружающей атмосферы, выделяются в качестве подвижных граничных линий разностной сетки. На стадии полета в зоне за телом на достаточном удалении от него вводится некоторая граница, на которой ставятся условия, моделирующие свободное протекание потока сквозь нее.

В качестве примера расчета по изложенной модели рассмотрим взрыв быстро летящего тела с исходными данными, по порядку величины близкими к возможным параметрам взрыва Тунгусского метеорита [9, 10]. Пусть взрыв происходит на высоте  $H_0=6,5$  км над Землей, а общая энергия полета и взрыва  $E_0+K_0$  составляет  $10^{16}$  Дж. Примем  $m_0=10^5$  т,  $V_0=-10$  км/с, при этом  $K_0=0,5 \cdot 10^{16}$  Дж и  $E_0=K_0$ . Возьмем «кометную» плотность вещества тела  $\rho_0=0,1$  г/см<sup>3</sup>. Радиус тела  $R_0$ , определяемый как  $R_0=(3m_0/4\pi\rho_0)^{1/3}$ , составит 62 м. Возникающее при взрыве давление оценивается по формуле  $p_0=3(\gamma_0-1)E_0/4\pi R_0^3$  и в данном случае будет равно примерно  $2 \cdot 10^4$  атм. Считаем, что скорость полета тела направлена под углом  $\alpha=40^\circ$  к горизонту. Примем экспоненциальную модель атмосферы, в которой

$$p_\infty(H)=p_* \exp(H/H_*), \quad \rho_\infty(H)=\rho_* \exp(H/H_*) \\ T_\infty(H)=\text{const}, \quad g_\infty(H)=\text{const}, \quad H_* = p_*/\rho_* g_\infty$$

На фиг. 1 показано развитие взрывного процесса со временем. Здесь и далее все величины для большей наглядности приводятся в размерном виде: расстояния в км, время в с, давление в атм, плотность в г/см<sup>3</sup> и т. п. Фигура 1, а соответствует довзрывной стадии процесса. Здесь  $t=0,06$  с, и  $V=9,8$  км/с. Тело прошло расстояние, примерно равное девяти своим радиусам. Около него установилось квазистационарное течение, соответствующее скорости полета тела. С момента взрывного расширения тела при  $t=0,062$  с начинается его быстрое торможение и сначала незначительная, а затем все более усиливающаяся деформация его формы. Фигура 1, б-г соответствует временам  $t=0,11; 0,22; 0,44; 0,60$  с и скоростям центра масс расширяющегося объема  $V=7,3; 3,3; 2,0; 1,6$  км/с. Характерной особенностью деформации тела является образование прогиба в задней части его поверхности, связанного с наличием на оси симметрии локального максимума в распределении давления. К моменту времени



Фиг. 1

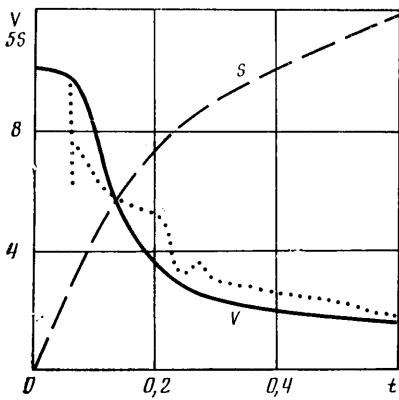
$t \approx 0,6$  с прогиб сильно увеличивается и проникает далеко в глубь тела, что препятствует дальнейшему продолжению данного расчета по принятой схеме до больших времен. К этому моменту времени тело проходит расстояние 2,4 км.

Форма ударной волны до момента времени  $t = 0,14$  с определяется главным образом процессом взрывного расширения объема, а затем, поскольку скорость расширявшегося тела остается достаточно высокой, — в большей степени процессом полета тела. При этом на задней части внешней границы реализуются граничные условия, соответствующие полетной стадии. Центр масс вначале сильно смещается в головную часть тела, затем постепенно отходит назад.

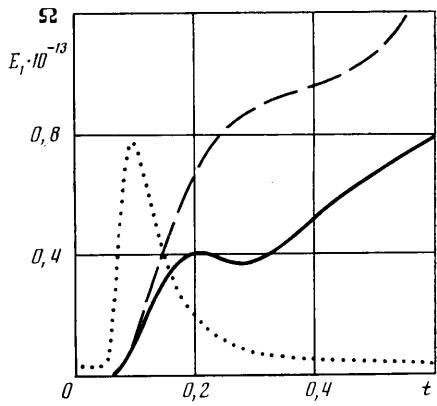
На фиг. 2 сплошной линией показано изменение скорости  $V$  центра масс тела со временем. Начальная пологая часть кривой дает довзрывное торможение тела при квазистационарном полете в неоднородной атмосфере. Быстрое расширение при взрыве приводит к резкому торможению тела. Перегрузки, которые при этом оно испытывает, достигают  $6000g_\infty$ . Стадия быстрого торможения, после того как скорость тела падает до  $\sim 3$  км/с, сменяется более длительным периодом относительно медленного уменьшения скорости.

Интересной особенностью течения является большое отличие скорости отдельных точек деформируемого тела от скорости его центра масс. В отличие от последней они могут изменяться со временем немонотонно и становиться как существенно (на км/с) больше, так и существенно меньше скорости центра масс. В частности, это относится и к геометрическому центру расширяющегося тела. Скорость последнего показана на фиг. 2 пунктиром. Очевидцу, наблюдающему со стороны за полетом такого тела и зрителю воспринимающему движение центра объема, будет казаться, что тело движется рывками с резкими замедлениями и ускорениями. Такого рода наблюдательные факты описаны в литературе [11].

Путь  $S$ , пройденный телом, показан на фиг. 2 штриховой линией. Характерно, что быстрой остановки тела в результате взрыва не происходит. Процесс торможения растягивается по пространству более чем на 2 км. Лишь, как показывают другие расчеты, в случае взрыва тела с очень малой плотностью при  $\rho_0/\rho_\infty \sim 10$  происходит его резкая остановка. В свете сказанного возникает вопрос, важный для расчета зоны наземных разрушений, вызванных полетом и взрывом космического тела: что считать местом взрыва такого тела? То ли точку траектории, в которой начинается взрывной процесс, то ли точку, в которой тело полностью затормозится



Фиг. 2



Фиг. 3

и откуда дальнейшее развитие взрыва будет происходить более или менее обычным образом, то ли некоторую промежуточную точку. Разница, как видно, составляет километры. По отношению к случаю взрыва Тунгусского метеорита это может означать появление неопределенности в такой его важной характеристики, как высота взрыва, понятие о которой возникло из представления о взрыве, как происходящем в точке.

В соответствии с представленным на фиг. 2 поведением скорости центра масс расширяющегося тела происходит изменение кинетической энергии направленного движения тела. Около 90% ее теряется за первые 0,15 с с начала взрывного процесса. При этом максимальная потеря кинетической энергии приходится на момент времени  $t=0,1$  с, т. е. спустя 0,038 с после момента взрыва. Величина кинетической энергии направленного движения  $E_1$  (в Дж/м), теряемой на единицу длины траектории и переходящей в энергию взрывного течения, показана на фиг. 3 пунктиром. Сразу после начала взрыва величина  $E_1$  возрастает почти в 30 раз, достигая значения  $8 \cdot 10^{12}$  Дж/м. Затем следует быстрое падение. До начала взрыва  $E_1$  была почти постоянна и составляла приблизительно  $3 \cdot 10^{11}$  Дж/м. Как показывают результаты [9, 10], касающиеся взрыва Тунгусского метеорита, такой величины  $E_1$  недостаточно для создания такой мощной баллистической волны, которая была бы способна повалить лес на большой территории. В принципе отсюда видно, что либо размеры, либо скорость Тунгусского тела должны были быть большими, чем принято в рассматриваемом примере.

Интенсивность взрывного процесса находит отражение в степени расширения, приобретаемого объемом тела при взрыве. Зависимость изменения объема  $\Omega$  (в  $\text{км}^3$ ) взрывающегося в полете тела от времени показана на фиг. 3 сплошной кривой. Штриховой линией на этой же фигуре показан рост со временем объема тела при тех же начальных условиях, но при отсутствии скорости, т. е. при  $V_0=0$ . На начальном участке, когда давление, возникающее при взрыве, значительно превосходит давление в ударном слое около летящего тела, обе кривые близки между собой. Затем они расходятся. При  $t \approx 0,2$  с наступает стадия процесса, когда вторичная ударная волна, образующаяся при взрыве внутри разлетающегося объема, начинает сходиться к центральной области объема. Эта стадия начинается несколько раньше у летящего тела, поскольку на момент схождения вторичной волны влияет внешнее давление в ударном слое, которое в случае летящего тела существенно больше. Этим же обстоятельством объясняется наблюдаемый на фигуре дальнейший ход кривых. При отсутствии скорости на стадии схождения вторичной ударной волны расширение объема лишь замедляется (перегиб у кривой). В случае летящего объема наблюдается период времени, когда объем даже несколько сокра-

щается. В последующие моменты времени в обоих случаях происходит расширение объема, хотя и не столь быстрое, как на начальном участке. При этом степень расширения у летящего тела остается значительно меньшей.

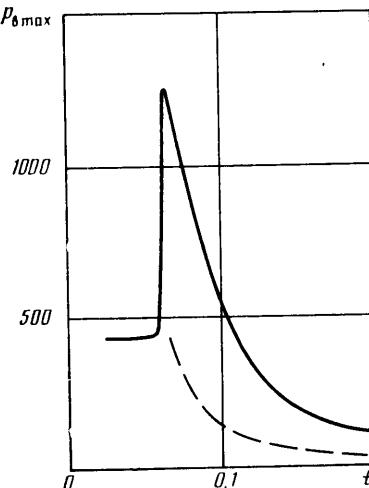
В приведенном расчете переход от первой стадии неполного расширения ко второй стадии расширения занимает относительно немного времени. В других примерах расчетов с большими скоростями  $V_0$  и большиими начальными плотностями тела  $\rho_0/\rho_\infty \sim 10^3$  первая короткая стадия неполного расширения тела сменялась достаточно длительным периодом полета, когда объем тела практически не увеличивался. При этом давление, возникавшее вокруг тела за счет полета с большой скоростью, было столь велико, что длительное время могло препятствовать полному высвобождению энергии взрыва. Лишь когда тело затормаживалось до меньших скоростей и давление падало, могло начаться повторное расширение тела и полное высвобождение взрывной энергии. С точки зрения наблюдателя, описанный процесс представлялся бы как два отдельных взрыва, разделенных во времени и по пространству. Такого рода наблюдательные факты в литературе отмечались (см., например, [2]). Из изложенного становится понятным возможный механизм такого эффекта.

На фиг. 4 показано изменение со временем максимального давления  $p_{\max}$  (в атм.) в головной части ударной волны на оси симметрии. Сплошной линией приведены данные для случая взрыва летящего тела, а штриховой для сравнения — соответствующие результаты для взрыва без движения. Начальный участок примерно постоянного давления соответствует стадии полета тела. В результате взрыва давление в головной части ударной волны увеличивается почти в 3 раза по сравнению с давлением, как имевшим место в волне только за счет движения тела, так и возникавшем только за счет взрывного процесса. Как видно, результат совместного действия двух процессов дает существенно более сильный, чем простое линейное сложение давлений. Дальнейшее падение давления  $p_{\max}$  со временем в случаях с движением тела и без движения качественно близко, но при отсутствии движения давление остается гораздо меньшим.

Проведенные расчеты показывают, что рассмотренная простая модель взрывного взаимодействия космического тела с атмосферой может дать полезную информацию об этом сложном процессе. Возможно, она окажется способной дать объяснение некоторым наблюдательным фактам, поможет точнее определить неизвестные параметры Тунгусского метеорита.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Follinsbee R. E., Douglas J. A. V., Maxwell J. A. Revelstoke, a new type I carbonaceous chondrite // Geochim. et Cosmochim. Acta. 1967. V. 31. № 10. P. 1625–1636.
2. Follinsbee R. E., Bayrock L. A., Cumming G. L., Smith D. G. W. Vilma meteorite — camera, visual, seismic, and analytic records // J. Roy. Astron. Soc. Canada. 1969. V. 63. № 2. P. 61–89.
3. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 293 с.
4. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, 1959. 220 с.



Фиг. 4

5. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной (Расчетные формулы и таблицы полей течений). М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1961. 56 с.
6. Чушкин П. И. Исследование обтекания затупленных тел вращения при гиперзвуковой скорости // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1962. Т. 2. № 2. С. 255–277.
7. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики: М.: Наука, 1976. 400 с.
8. Шуршалов Л. В. О выборе исходной дивергентной формы уравнений при расчете осесимметричных течений конечно-разностными методами // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1980. Т. 20. № 3. С. 793–800.
9. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. О расчете наземных разрушений при воздушном взрыве метеорита // Космическое вещество на Земле. Новосибирск: Наука, 1976. С. 54–65.
10. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Об учете неоднородности атмосферы при расчете взрыва Тунгусского метеорита // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1977. Т. 17. № 3. С. 737–752.
11. Гребенников В. С. Электрофонные болиды Сибири, Урала и Дальнего Востока // Метеоритные исследования в Сибири. Новосибирск: Наука. 1984. С. 191–203.

Москва

Поступила в редакцию  
12.XI.1985