

ков, если они были последовательно уплотнены набивками с плоскими торцами. Как хорошо известно экспериментаторам, после взрывного компактирования в этом случае наблюдается распад прессовки на элементы, соответствующие исходным порциям порошка.

Авторы благодарят Международный научный фонд за поддержку данного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kusubov A.S., Nesterenko V.F., Wilkins V.L. et al Dynamic deformation of powdered materials as a function of particle size. — Livermore, 1985. — p. 11. — (Preprint / Lawrence Livermore Lab.; UCID — 20349).
2. Нестеренко В.Ф. Особенности микромеханики порошков при сильном импульсном воздействии // Материалы X Всесоюз. конф. "Численные методы решения задач теории упругости и пластичности". — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1988. — С. 212—220.
3. Нестеренко В.Ф. Влияние на процесс взрывного компактирования структурных параметров порошков // Sbornik prednasek Vyuziti Energie Vybuchu. III dil. — Pardubice, 1983. — P. 410—417.
4. Kusubov A.S., Nesterenko V.F., Wilkins M.L. et al. Dynamic deformation of powdered materials as a function of particle size // Proc. Intern. Seminar of High Energy Working of Rapidly Solidified and High Temperature Superconducting Materials. — Novosibirsk, 1989. — P. 139—156.
5. Костюков Н.А. Двумерные ударно-волновые течения и структуры порошковых компактов вблизи раздела с деформируемой преградой // Моделирование в механике. — Новосибирск, 1990. — Т. 4 (21), № 6. — С. 76—102.
6. Костюков Н.А. Физические причины и механизмы образования пограничных зон при двумерном взрывном компактировании порошковых материалов // ПМТФ. — 1991. — № 6. — С. 154—161.
7. Нестеренко В.Ф. Импульсное нагружение гетерогенных материалов. — Новосибирск: Наука, 1992. — С. 42—50.
8. Киселев С.П., Руев Г.А., Трунев А.П. и др. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. — Новосибирск: Наука, 1992. — С. 233—237.
9. Бондарь М.П., Оголихин В.М. О пластической деформации в зоне соединения при плакировании взрывом // ФГВ. — 1982. — № 2. — С. 147—151.

630090, Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию 30/IV 1994

УДК 533.95

В.В. Светцов

ВЗРЫВЫ В НИЖНЕЙ И СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ — СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНАЯ СТАДИЯ

Исследуются закономерности развития сферически-симметричных взрывов с высокой начальной концентрацией энергии в атмосфере на высоте от 0 до 90 км. Процессы начального энерговыделения не рассматриваются, взрыв считается безмассовым — начальные данные задаются в виде равномерно нагретой сферы с постоянной плотностью воздуха. Результаты получены путем радиационно-газодинамических численных расчетов в диапазоне энергий взрывов от $4,2 \cdot 10^{12}$ до $4,2 \cdot 10^{16}$ Дж.

Введение

Мощные взрывы в атмосфере могут возникать вследствие выделения энергии ядерных зарядов, а также в результате торможения и быстрой дезинтеграции крупных космических тел. Процессы, происходящие при выделении энергии заряда, могут быть различными в зависимости от взрывного устройства. Однако после торможения продуктов взрыва и поглощения рентгеновского излучения в атмосфере распространяется тепло при почти постоянной плотности воздуха [1]. Поэтому начальное энерговыделение ядерного взрыва можно аппроксимировать областью воздуха с постоянной плотностью и достаточно высокой температурой. Точность такой аппрок-

© В.В. Светцов, 1994

симации, однако, может падать, начиная с высот более 50 км, так как пробеги рентгеновского излучения увеличиваются и, следовательно, начальное выделение энергии может стать нелокализованным и неоднородным [2].

Энергии космических тел могут иметь те же порядки величин, что и при ядерных взрывах. Так, энергия взрыва в Тунгусском явлении $E > 10^{16}$ Дж [3, 4]. Сихоте-Алинское тело, судя по его суммарной массе [5], обладало энергией более 10^{13} Дж, а недавно упавший Стерлитамакский метеорит имел начальную энергию порядка 10^{12} Дж [6, 7]. Сталкиваются крупные космические тела с Землей достаточно часто. Так, падение тел с $E \approx 10^{14}$ Дж происходит раз в год, а тела с $E \approx 4 \cdot 10^{12}$ Дж в среднем ежемесячно входят в атмосферу [8]. Это делает весьма актуальной задачу исследования мощных взрывов в воздухе.

Температуры при ударе или торможении космического тела могут быть очень высокими. В случае падения с предельной скоростью 72 км/с удельная энергия вещества в ударной волне (УВ) будет $\sim 2,5$ МДж/г. Известно, что взрыв космического тела в Тунгусском явлении на высоте ~ 7 км сопровождался мощными световыми явлениями, вызвавшими пожары и ожоги на местности. Процесс выделения энергии космического тела зависит от его размера, скорости, угла наклона траектории, от вещества и механического состояния тела. Моделирование Тунгусского явления привело авторов [3] к выводу, что метеороид, вероятно, имел плотность $\rho \sim 0,5$ г/см³, радиус $r = 38$ м и скорость $v = 35$ км/с, причем помимо перехода кинетической энергии в тепловую на высоте $H \sim 6,5$ км произошло дополнительное выделение энергии, составляющее 20 % от всей выделившейся энергии. В [4] сделан вывод, что Тунгусское тело могло быть обычного каменного состава с $r \sim 30$ м и $v = 15$ км/с, причем Тунгусское явление — обычный результат торможения таких тел в атмосфере.

Выделение кинетической энергии космического тела в атмосфере по существующим теориям может носить взрывной характер в результате катастрофического дробления тела, поперечного движения раздробленной массы и резкого увеличения площади поперечного сечения и тормозящей силы [4, 9—11]. Расчеты [4, 11] показывают, что в этом случае основная доля выделяющейся энергии быстрых каменных и ледяных тел локализована на участке траектории размером в несколько километров. Для каменных тел, входящих в атмосферу с $v = 30$ км/с и $r = 50$ м и ледяных тел с $v = 70$ км/с того же радиуса, выделение энергии в момент катастрофического разрушения составляет $\sim 10^{14}$ Дж/м. Высота взрыва для ледяного тела радиуса 1 м при $v = 70$ км/с ($E = 10^{13}$ Дж) близка к 70 км [11]. С увеличением массы и плотности тела и уменьшением его скорости высота взрыва (или области максимальной диссипации энергии) понижается.

Постепенное выделение энергии космического тела и след в атмосфере приводят к неоднородным процессам в развитии взрыва после передачи энергии воздуху. Однако в качестве некоторой оценочной аппроксимации конечной стадии торможения достаточно быстрого и крупного метеороида в атмосфере можно, так же как и в случае ядерного взрыва, использовать начальные данные локализованного безмассового взрыва с высокой температурой. Так сферически симметричные взрывы рассматривались в [12, 13] для оценки излучаемой энергии при взрыве Тунгусского болида.

В настоящей работе рассматривается серия расчетов взрывов с $E = 4,2 \cdot 10^{12} \div 4,2 \cdot 10^{16}$ Дж при $H = 0 \div 90$ км, задавая начальные данные в виде равномерно нагретой сферы воздуха с температурой внутри в 30 эВ. Основная цель расчетов состояла в исследовании и уточнении закономерностей развития взрывов в зависимости от высоты и энергии. Отметим, что взрывы на низких высотах достаточно хорошо изучены [1, 2, 14—16]. Исследования же взрывов в средней атмосфере не нашли достаточного отражения в литературе. Данные расчеты проводились на основе уравнений газовой динамики и переноса излучения в приближении локального термодинамического равновесия. Верхний предел выбранных высот в 90 км объясняется с одной стороны тем, что крупные космические тела не испытывают выше существенного торможения. С другой стороны, для взрывов на

больших высотах проявляются не только неоднородные эффекты, но и необходим учет таких физических факторов, как неравновесность состояния вещества и магнитное поле.

Методика расчета

Газодинамические уравнения рассчитывались по полностью консервативной разностной схеме в лагранжевых координатах [17] с искусственной вязкостью [18]. Для расчета переноса излучения применялся метод осреднения по углам и частотам [19]. При этом использовались таблицы уравнения состояния [20] и достаточно подробные таблицы коэффициентов поглощения воздуха [21—23]. Коэффициенты поглощения холодного воздуха определялись по данным [24, 25]. Однако с использованием всего объема таблиц коэффициентов поглощения, содержащих 655 спектральных интервалов, рассчитаны лишь отдельные контрольные варианты взрывов: с $E = 4,2 \cdot 10^{15}$ Дж на уровне моря и с $E = 4,2 \cdot 10^{13}$ Дж при $H = 20 \div 70$ км.

Так как общий объем проводимых вычислений достаточно велик, то методика расчета по сравнению с [19] была упрощена. Осредненные угловые коэффициенты полагались константами, а для учета частотной зависимости интенсивности излучения применялось многогрупповое приближение. При этом угловые коэффициенты осреднения, границы групп и способ осреднения в группах подбирались таким образом, чтобы обеспечивалось наименьшее отличие получаемых параметров от контрольного варианта взрыва на уровне моря. В результате по энергиям квантов выбрано 23 группы со следующими границами, эВ: 0,17, 0,26, 0,39, 0,48, 1,04, 1,28, 1,53, 2,12, 3,12, 4,35, 5,22, 5,75, 6,03, 6,21, 6,31, 6,49, 8,69, 9,93, 11,2, 11,8, 26,0, 80,6 и 248. Наибольшее количество групп выбрано внутри области пропускания излучения холодным воздухом — до 6,5 эВ, причем группы сгущаются к этой границе. Коэффициенты поглощения в группах осреднялись по Планку, в исходных таблицах предварительно «срезали» линии, если их величина на одном спектральном интервале таблиц (который составлял 0,03 эВ) в несколько раз превышала фоновое значение коэффициента поглощения. Крылья широких линий при такой процедуре сохранялись.

Сравнение с контрольными вариантами показало, что при $H \leq 30$ км температуры, давления и характерные размеры совпадали с достаточно высокой точностью. Наибольшие различия (до 1—2 %) получились в величине излучаемой энергии для $H = 30$ км. Однако погрешность вычислений увеличивается с высотой в связи с ростом роли спектрального состава излучения. Поэтому наибольшие отличия в излучаемой энергии проявились для взрывов на высотах 60 и 70 км ($\sim 5\%$), причем использование небольшого числа групп давало для больших высот отклонения как в сторону увеличения свечения ($H = 60$ км), так и его уменьшения ($H = 70$ км). Поскольку размеры при гидродинамическом подобии пропорциональны $E^{1/3}$, то характерные радиусы взрывов совпадали в конечной стадии с гораздо большей точностью — около 1 %. В стадии развития тепловых волн, имеющих на больших высотах достаточно сложную структуру (см. ниже), максимальные различия в радиусах фронтов тепловых волн составили $\sim 5\%$.

Использование 655 групп не означает, что в этом случае достигается большая точность расчета. Дело в том, что в используемых таблицах коэффициентов поглощения задавались средние значения коэффициентов на спектральных интервалах шириной $\sim 0,03$ эВ. Между тем, ширина линий в спектре излучения на больших высотах гораздо меньше. Усреднение коэффициента поглощения в линиях по спектральному интервалу может давать ощутимые погрешности, в то же время полный поток излучения в узких линиях может быть мал. Поэтому использование небольшого числа групп, но со срезанными линиями, дает в отдельных случаях даже большую точность. Таким образом, проведение расчетов с большим числом групп и наличием линий позволило лишь определить погрешность вычислений, ко-

торая оказалась сравнительно невелика. Для достижения же еще большей точности необходимо учитывать контуры отдельных линий и возможность проявления неравновесных эффектов при переносе излучения в линиях.

Развитие взрыва в атмосфере, даже если он в начале сферически-симметричен, приобретает со временем двумерный характер. Во-первых, для небольших высот из-за архимедовой силы, которая через несколько секунд приводит к всплыванию нагретого объема с образованием вихревого движения. На больших высотах также через несколько секунд нагретый объем начинает двигаться вверх баллистически, образуя струю, истекающую в верхние слои атмосферы [1, 2]. Во-вторых, для больших E и H размер нагретой области сравнивается с характеристической высотой атмосферы, которая при $H \leq 90$ км равна 6—8 км. Однако в последнем случае одномерный расчет не прекращался, так как его результаты могут служить оценкой средних характеристик в двумерном течении. Таким образом, время расчета составляло 3—10 с.

Взрывы на низких высотах

Взрывы в [2] условно разделены на низковысотные (до 30 км) и на больших высотах. Характерные черты низковысотных взрывов — образование УВ из тепловой на ранней стадии развития взрыва при высоких температурах, наличие двух импульсов излучения и минимума яркости между импульсами [1]. Между 30 и 40 км, согласно [2], минимум яркости исчезает, так что тепловое излучение взрыва на больших высотах испускается в одном импульсе, причем максимум излучения достигается за очень короткий промежуток времени в процессе выделения энергии, а затем мощность излучения постепенно убывает.

Результаты расчетов в основном согласуются с проводившимися ранее исследованиями низковысотных взрывов. Однако удалось уточнить некоторые важные характеристики. В начальной стадии перенос тепла близок к режиму лучистой теплопроводности и осуществляется при почти постоянной плотности воздуха. Поэтому ступенчатое распределение температуры, заданное в начальных данных, быстро преобразуется в автомодельный профиль тепловой волны [1]. По мере падения температуры скорость тепловой волны замедляется и на ее фронте образуется УВ. Оценку радиуса ее образования можно получить, приравняв скорость распространения автомодельной тепловой волны [1] к скорости УВ в решении задачи о точечном взрыве [14]. Результаты расчетов взрывов на высотах 20 и 30 км неплохо согласуются с оценочной формулой [26]

$$r_* = 35 (E/4,2 \cdot 10^{15})^{4/13} \delta^{-7/13}. \quad (1)$$

Здесь r_* — радиус образования ударной волны; E — энергия взрыва, Дж; δ — относительная плотность воздуха на высоте взрыва. При $H < 20$ км УВ при точечном энерговыделении образуется при температурах более высоких, чем были выбраны в начальных данных для расчета. Но применение формулы (1) для приземных взрывов с очень высокой концентрацией энергии не вызывает сомнений. Расчеты показали, что начиная с $H = 40$ км формула непригодна, что объясняется ростом пробегов излучения и нарушением режима лучистой теплопроводности.

Через некоторое время после образования УВ ее фронт подчиняется закону движения, соответствующему фундаментальному решению задачи о сильном взрыве [14]:

$$r_s^5 = \frac{E}{\alpha \rho_H} t^2, \quad (2)$$

где t — время; ρ_H — плотность на высоте взрыва; α — безразмерный коэффициент, зависящий от показателя адиабаты. Распределение давления также устанавливается близким к автомодельному, но несколько позже, так как после возникновения волны разрежения и отражения ее от центра

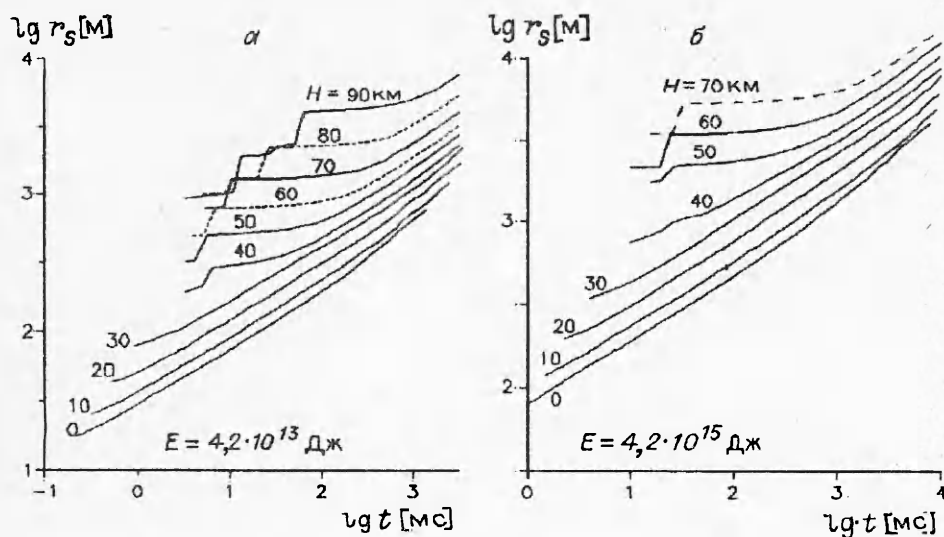


Рис. 1

симметрии образуется и приходит в центр волна сжатия. Затем по высоко-нагретой области еще некоторое время распространяются волны с небольшими амплитудами [27], которые в конечном итоге подавляются излучением.

Расчетные траектории УВ приведены на рис. 1. Видно, что вплоть до $H = 40$ км существует протяженная стадия, где наклон траектории УВ соответствует степенному закону (2). Излучение для взрывов на одной высоте не слишком сильно нарушает гидродинамическое подобие по таким величинам, как положение и параметры УВ и давление в области, захваченной движением (после затухания волн сжатия и разрежения). Разница в излучаемой энергии для взрывов на одной высоте не очень велика. При изменении же H нарушение подобия гораздо существеннее. Поэтому оказывается, что коэффициент α слабо изменяется с энергией взрыва и растет с увеличением H .

Схема сквозного счета и выбранная разностная сетка позволяли определять положение УВ с погрешностью $\sim 1,5\%$. Однако погрешность в численном определении α составляет 7% , значения α поэтому получены с некоторым разбросом: $1,45-1,5$, $1,5-1,6$, $1,65-1,75$, $1,8-1,9$ и $2,9-3,5$ при $H = 0, 10, 20, 30$ и 40 км соответственно. Увеличение α с ростом высоты объясняется понижением температур T в горячей области, при которых осуществляется автомодельный режим. Это понижение T приводит к изменению эффективного показателя адиабаты от $1,25$ до $1,15$ для $H = 0$ и 30 км.

Для взрывов химических зарядов получена интерполяционная формула, определяющая величину скачка давления Δp за фронтом УВ [28]:

$$\frac{\Delta p}{p_H} = \frac{0,83}{r_s} \left(\frac{q}{p_H} \right)^{1/3} + \frac{2,7}{r_s^2} \left(\frac{q}{p_H} \right)^{2/3} + \frac{7,0}{r_s^3} \left(\frac{q}{p_H} \right), \quad (3)$$

где q — масса тротилового заряда, кг; r_s — радиус ударной волны, м; p_H — атмосферное давление, атм. Формула предназначена для расчета избыточного давления в диапазоне $10 \div 0,1$. Взрыв с высокой концентрацией начальной энергии менее эффективен с точки зрения механического действия, поэтому в [28] предлагалось для ядерного взрыва вместо q вводить величину, выражающую энергию взрыва в единицах массы тротилового заряда с некоторым коэффициентом $k = 0,5$:

$$q = kE / (4,2 \cdot 10^6).$$

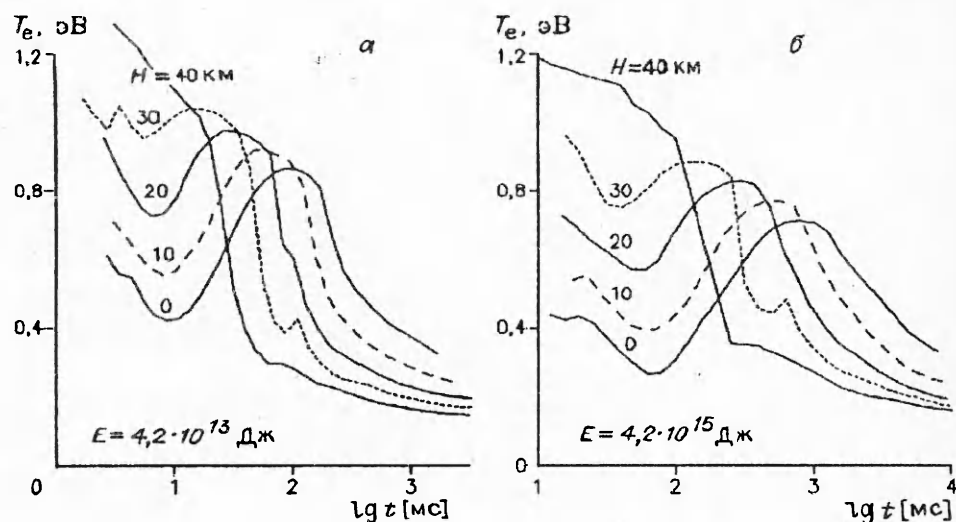


Рис. 2

В численных расчетах проверена пригодность формулы (3) для приземных взрывов с высокой концентрацией энергии. Поскольку избыточное давление довольно мало, для контроля точности проводились дополнительные расчеты без искусственной вязкости с выделением УВ и использованием соотношений Гюгонио на ее фронте. Оказалось, что зависимость (3) достаточно точна, однако коэффициент k изменяется от 0,42 до 0,48. При $\Delta p > 1,8p_H$ $k = 0,42 \pm 0,025$, $k \approx 0,48$ достигается при $\Delta p < 0,35p_H$.

По мере распространения УВ и соответствующего уменьшения ее амплитуды, начиная с некоторого момента времени, все более глубокие слои нагретого воздуха за ее фронтом становятся прозрачными. Это приводит к известному эффекту минимума яркости огненного шара [1, 29]. Этот эффект исследовался в численных расчетах и было определено, как он исчезает с ростом высоты. На рис. 2 показано изменение яркостной температуры T_e по времени t , и причем T_e соответствует спектральному интервалу с энергиями квантов от 1,53 до 2,12 эВ.

При $H = 40$ км эффект минимума яркости полностью отсутствует, а величина T_e монотонно падает (начиная от нескольких электронвольт в начале расчета). При $H = 30$ км эффект зависит от энергии взрыва — с понижением E до $4,2 \cdot 10^{12}$ Дж минимум вырождается, так что при $t = 1,5 \div 10$ мс величина T_e остается почти постоянной.

На рис. 2 для $H = 30$ км видно дополнительное колебание температуры при ее падении уже после наступления максимума яркости. Это колебание вызвано сжатием волны к центру и соответствующим подъемом температуры в центре симметрии.

Следует отметить, что кривые на рис. 2 оборваны слева до наступления минимума, а область первого максимума яркости не показана. Дело в том, что до некоторого момента времени яркостная температура в расчете испытывает частые колебания (подобно расчетам [16]), так как выходящее излучение определяется очень узкой зоной в окрестности УВ, которая во много раз меньше характерных размеров задачи (эта зона может составлять сотые доли сантиметра [1]). Разрешить эту зону в сквозном расчете не представляется возможным. Получить яркостные характеристики при этом можно, обращаясь к самостоятельной задаче о структуре излучающей УВ (см. [1, 30—32]), поскольку энергия, излучаемая в первом импульсе, очень мала, и влияние переноса излучения на скорость УВ взрыва незначительно.

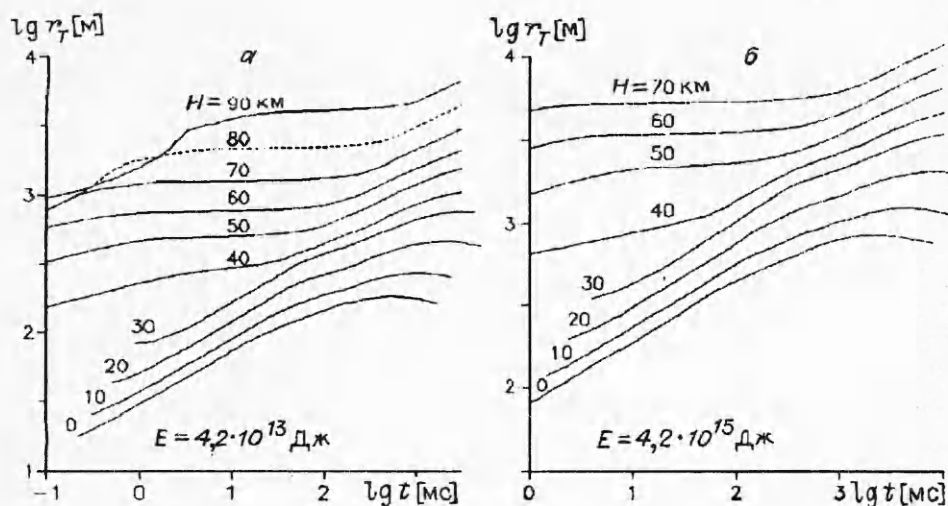


Рис. 3

Для времен наступления минимума и последующего максимума яркости в [15] приведены следующие эмпирические формулы:

$$t_{\min} = 60(E/4,2 \cdot 10^{15})^{0,40} \delta^0, \quad (4)$$

$$t_{\max} = 900(E/4,2 \cdot 10^{15})^{0,42} \delta^{0,42}, \quad (5)$$

где время выражено в миллисекундах. Результаты расчетов согласуются с этими формулами, но лучшая аппроксимация достигается при других показателях степени: 0,48 при E в формуле (5) и 0,1 при δ в (4). Время минимума яркости зависит, хотя и довольно слабо, от H .

Граница светящейся области сначала совпадает с УВ. При $t > t_{\min}$ светящаяся область приближенно можно отождествить со сферой, внутри которой температура выше некоторой характерной величины. На рис. 3 приведены радиусы точки с температурой 0,2 эВ — $r_T(t)$. Поскольку температурный профиль вблизи точки $T = 0,2$ эВ довольно резкий, то значения r_T должны достаточно хорошо совпадать с радиусом светящейся области.

В последующие моменты времени r_T достигает максимума, когда давление внутри светящейся области сравнивается с атмосферным. После этого уменьшается r_T за счет возвратного движения. Максимальные температуры при этом составляют 0,35 и 0,45 эВ для $H = 0$ и 30 км, и дальнейшее остывание происходит очень медленно. Размер области максимального расширения нагретого объема (максимум r_T) может быть аппроксимирован простой формулой:

$$r_{\max} = c(E/p_H)^{1/3},$$

где p_H — давление на высоте взрыва, c — безразмерный коэффициент, зависящий от величины энергии, остающейся в нагретом объеме. Величина c изменяется достаточно слабо: от 0,25 до 0,23 при $H = 0$ и 30 км.

Распределение температур внутри светящейся области имеет достаточно плавный характер. В [1] процесс охлаждения нагретого объема представлялся в виде температурного уступа — волны охлаждения, в которой излучает и охлаждается слой воздуха с температурой ~ 1 эВ, причем предполагалось, что температурный уступ распространяется внутрь нагретого шара с большими температурами в центре (~ 10 эВ). Расчеты не подтвердили существования волны охлаждения в столь явно выраженном виде, как описывалось в [1].

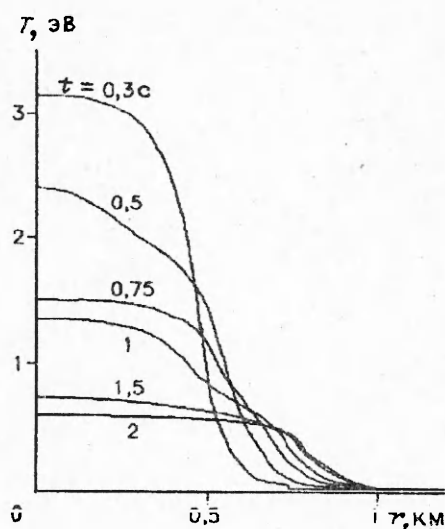


Рис. 4

На рис. 4 показаны распределения температуры T по радиусу r для взрыва на уровне моря с $E = 4,2 \cdot 10^{15}$ Дж. В интервале $t = 0,3 \div 1$ с продолжается разлет и адиабатическое охлаждение, давление в центре падает от 5 бар до атмосферного. При этом также интенсивно перераспределяется энергия излучением. Вплоть до $t = 0,5$ с, когда температура в центре $\sim 2,5$ эВ, а $p = 2,5$ бар, радиус точки с $T = 1$ эВ продолжает увеличиваться как за счет разлета, так и поглощения жесткой части излучения. Лишь в интервале максимальных температур от 2 до 1 эВ образуется

волна охлаждения, однако ширина ее фронта сравнима с размером светящейся области (момент $t = 1$ с на рис. 4), а температура в центре при ее продвижении внутрь продолжает падать. Очень размытый профиль волны охлаждения в центре при $T \approx 2$ эВ получен также в расчетах [16].

В отсутствии выраженной волны охлаждения заключается единственное качественное отличие, полученное в расчетах, по сравнению с картиной развития низковысотного взрыва, описанной в [1]. С одной стороны, в процессе охлаждения излучением сказывается его спектральный состав, а с другой — перераспределение энергии излучением в стадии газодинамического расширения идет более интенсивно, чем предполагалось в [1].

Взрывы в средней атмосфере

С ростом высоты взрыва увеличиваются и пробеги излучения. Поэтому, начиная с $H = 40$ км излучение уже в стадии тепловой волны нельзя описать приближением лучистой теплопроводности. Это затрудняет количественный анализ задачи. Так как давления падают пропорционально плотности воздуха, а потоки излучения растут вплоть до $H = 60 \div 70$ км, когда

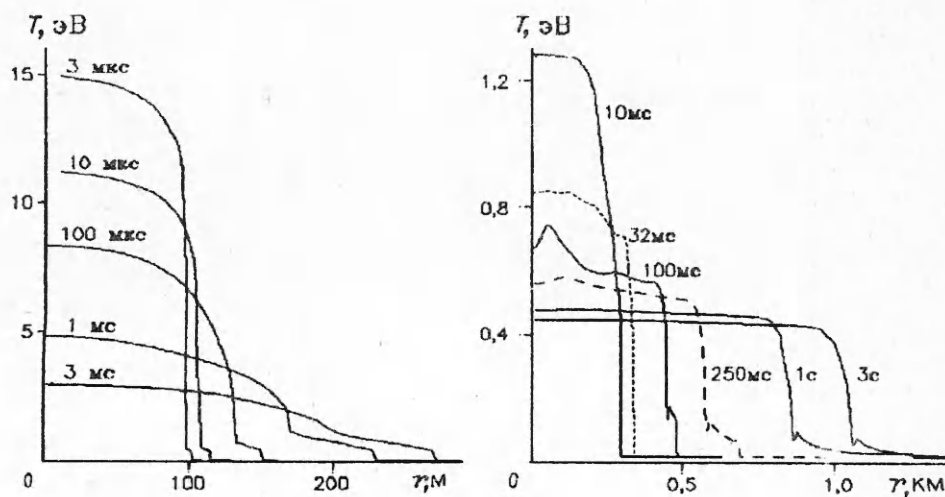


Рис. 5

Рис. 6

наступает прозрачность нагретого объема, то гидродинамическое движение начинается при гораздо более низких температурах. Фундаментальные исследования и решения, полученные для низковысотных взрывов, оказываются неприменимыми для взрывов в средней атмосфере. В связи с этим возрастает роль численных расчетов.

На рис. 5, 6 приведены распределения температуры и относительной плотности для взрыва с $E = 4,2 \cdot 10^{13}$ Дж и $H = 40$ км.

Газ остается почти неподвижным до $t \approx 3$ мс, когда температура в центре падает до 2,5 эВ. Перед основной тепловой волной возникает прогревная зона с $T = 0,5 \div 1,0$ эВ и резким фронтом. Эта область обусловлена поглощением квантов с энергиями 6,5—10 эВ, пробеги которых при $T > 0,5$ эВ достаточно велики в связи с диссоциацией молекул воздуха. Возникновение таких прогревных областей характерно для задач, связанных с переносом излучения в воздухе пониженной плотности. Они получались в расчетах лазерного взрыва с $E = 1 \div 10$ Дж [33] и при исследовании структуры сверхкритических ударных волн в [32], где названы волнами диссоциации.

При падении температуры ниже 2 эВ скорость распространения фронтов тепловых волн резко замедляется и остывание происходит по всему нагретому объему. Лишь когда $T \approx 1$ эВ, а потери энергии на излучение составляют более 50 %, возникает сильная УВ, и адиабатическое охлаждение становится заметным. Сжатие за фронтом УВ начинает падать за счет противо-

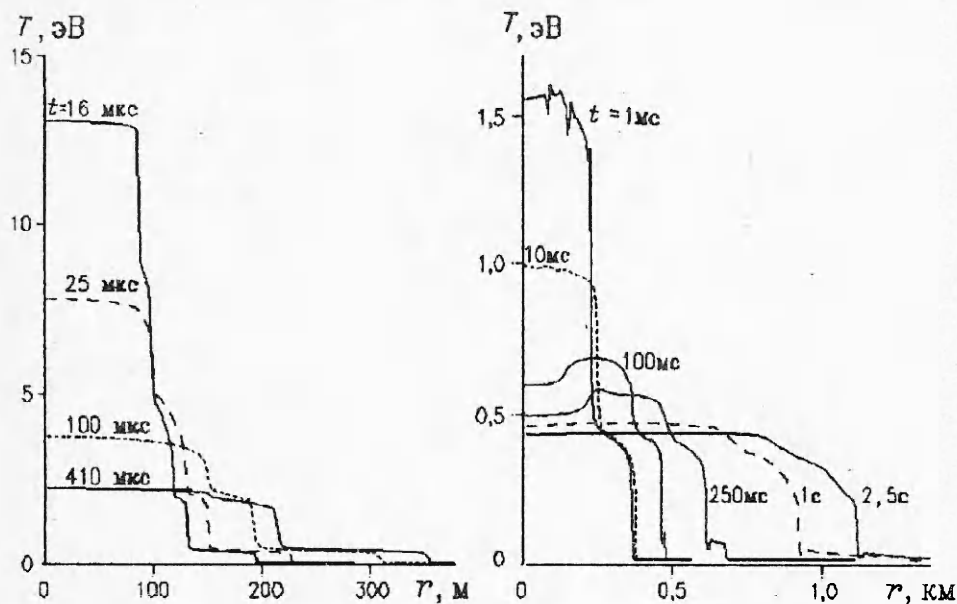
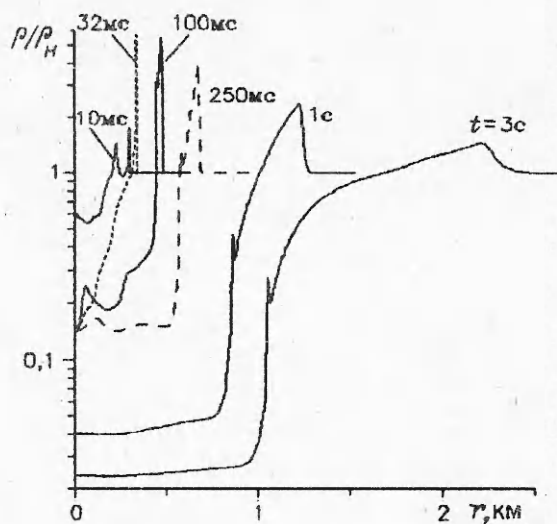


Рис. 7

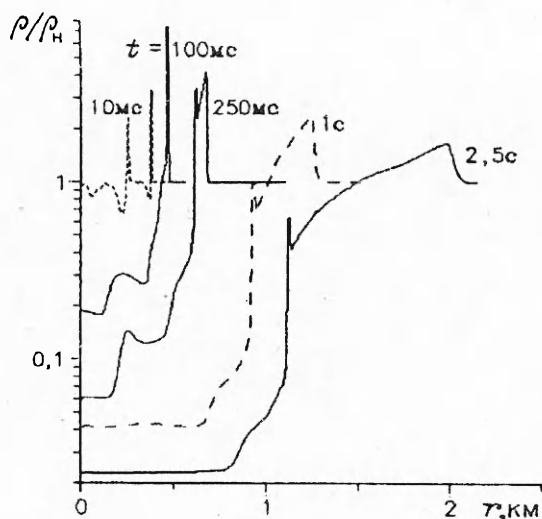


Рис. 8

давления довольно быстро после того, как успевает установиться профиль давления, соответствующий автомодельному решению задачи о сильном взрыве [14]. Поэтому закон движения близок к степенному (2) лишь на сравнительно коротком интервале времени от 100 до 500 мс. На рис. 6 виден небольшой пик в плотности вблизи контактной границы. Это дефект численного расчета, вызванный введением искусственной вязкости.

С ростом высоты взрыва могут возникать еще более сложные структуры тепловых волн, связанные с различием в коэффициентах поглощения в различных участках спектра. Это проиллюстрировано на рис. 7, где показаны распределения температур для взрыва с $E = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж и $H = 60$ км. В моменты $t \leq 400$ мкс можно выделить несколько температурных уступов. Заметим, что колебания температуры при $t = 1$ мс в горячей области вызваны неустойчивостью остывания при объемном характере переноса излучения. Дело в том, что при столь низких плотностях воздуха пробеги квантов с $E > 10$ эВ падают более чем на 2 порядка при понижении температуры от 2 до 1 эВ [21]. Это вызывает более быстрое охлаждение участков плазмы с пониженной температурой.

Движение газа может возникнуть первоначально на каждом из фронтов тепловых волн. Так, на рис. 8, где приведены распределения относительной плотности для того же взрыва, при $t = 10$ мс видны две волны сжатия. Затем к моменту 100 мс волны трансформируются в одну. На рис. 1, где приведены траектории УВ, по этой причине зависимости $r_c(t)$ для больших H имеют ступенчатый вид — при образовании двух и более УВ на график нанесен радиус той волны, которая имеет большую амплитуду. По кривым $r_c(t)$ видно, что для $H > 40$ км можно выделить лишь весьма кратковременный интервал, когда наклон траектории близок к степенному закону для сильного взрыва (2).

В табл. 1 приведены значения температуры в центре взрыва T_* , при которой образуется УВ для различных значений H и E . За момент образования УВ принимался тот момент времени, когда плотность за фронтом волны в 2 раза превышала атмосферную плотность ρ_H . Для наибольших из рассматриваемых энергий взрывов УВ образуется на высоте 40 км еще при довольно высоких температурах, так как пробеги квантов достаточно малы.

Т а б л и ц а 1

E , Дж	T_* , эВ при H , км					
	30	40	50	60	70	80
$4,2 \cdot 10^{12}$	8,5	1,2	1,1	1,1	0,90	27
$4,2 \cdot 10^{13}$	9,0	1,2	1,0	0,96	0,94	0,85
$4,2 \cdot 10^{14}$	10	1,2	1,0	0,89	0,90	0,84
$4,2 \cdot 10^{15}$	11	3,4	1,0	0,82	0,81	0,78
$4,2 \cdot 10^{16}$	12	6,0	1,3	0,70	—	—

Для $H \geq 50$ км $T_* \approx 1$ эВ. При $H = 90$ и 80 км для наименьшей энергии взрыва пробеги излучения столь велики, что роль переноса излучения падает, а гидродинамическое движение начинается сразу на границе нагретого сферического объема.

Из табл. 2, где приведены радиусы образования ударной волны r_* , видно, что для больших энергий взрыва, начиная

с 60 км, величина r_* превышает характеристическую высоту атмосферы, и в этих случаях необходимо решать двумерную задачу. На высоте 80 км для $E = 4,2 \cdot 10^{15}$ Дж, согласно нашим одномерным оценочным расчетам, $r_* \approx 10$ км, а при $H = 90$ км $r_* = 18$ км. Таким образом, в вертикальном направлении «прорыв» атмосферы произойдет еще в стадии тепловой волны. В конечном итоге это приведет к образованию ионизованной области в верхней атмосфере с размером в сотни километров [34].

Т а б л и ц а 2

E, Дж	r_* , м при H, км					
	30	40	50	60	70	80
$4,2 \cdot 10^{12}$	40	150	240	240	625	220
$4,2 \cdot 10^{13}$	80	300	510	785	1300	2240
$4,2 \cdot 10^{14}$	165	610	1100	1630	2600	4660
$4,2 \cdot 10^{15}$	345	860	2250	3500	5400	9600
$4,2 \cdot 10^{16}$	700	1600	4500	7500	—	—

Излучаемая энергия

Один из наиболее интересных параметров взрыва — энергия, уносимая за счет излучения. Именно эту величину наиболее легко регистрировать со спутников при взрывах космических тел в атмосфере. Так, 1 октября 1990 г. зафиксирована мощная вспышка света, предположительно, в результате катастрофического торможения космического тела с энергией порядка $10^{13} - 10^{14}$ Дж на высоте 30 км [35, 36]. Кинетическую энергию космического тела можно оценить по измеренной мощности излучения, зная лишь, какое количество выделившейся энергии переходит в свет.

На рис. 9 приведены временные зависимости доли энергии f , которая излучается при взрывах с $E = 4,2 \cdot 10^{13}$ (а) и $4,2 \cdot 10^{15}$ Дж (б) на высотах от 0 до 90 км. Для $H \leq 30$ км конечная величина доли излученной энергии $f = 0,31 \div 0,47$ в зависимости от высоты и энергии взрыва. Эти результаты согласуются с данными, приведенными в [2], с точностью несколько процентов. При возрастании H до 40 км $f = 0,6 \div 0,7$. Для взрывов в средней атмосфере основная доля энергии излучается за значительно более короткие времена в стадии тепловой волны до начала газодинамического движения. Высвет изменяется мало и составляет 0,6 — 0,72 вплоть до $H = 70$ км. Однако при ядерных взрывах значительная часть выделяющейся энергии сосредоточена первоначально в рентгеновском излучении, которое на больших высотах распространяется на далекие расстояния, вызывая нагрев

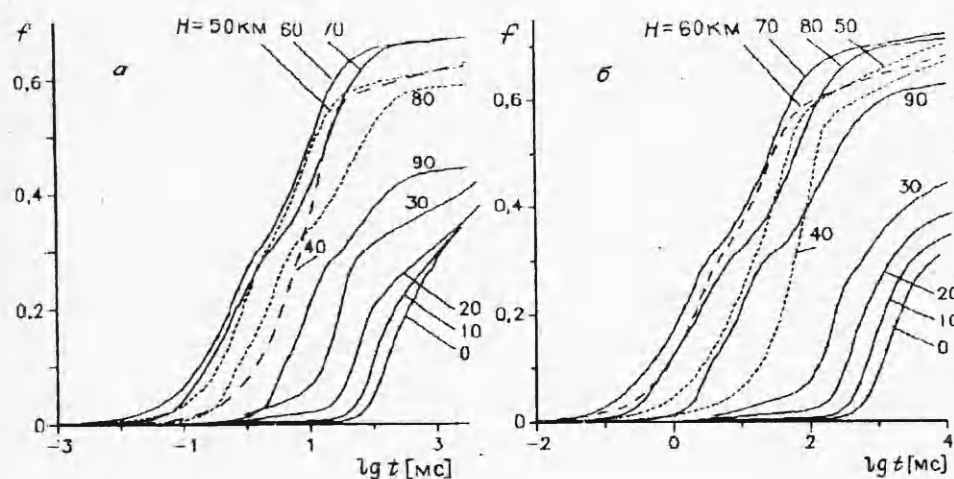


Рис. 9

Таблица 3

E, Дж	f, при H, км									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$4,2 \cdot 10^{12}$	0,36	0,36	0,36	0,45	0,59	0,63	0,65	0,61	0,50	0,38
$4,2 \cdot 10^{13}$	0,33	0,35	0,36	0,44	0,63	0,62	0,67	0,67	0,59	0,45
$4,2 \cdot 10^{14}$	0,32	0,33	0,36	0,47	0,66	0,64	0,67	0,70	0,66	0,53
$4,2 \cdot 10^{15}$	0,31	0,35	0,40	0,47	0,67	0,70	0,68	0,72	0,71	0,63
$4,2 \cdot 10^{16}$	0,31	0,35	0,40	0,48	0,61	0,76	0,70	0,72	0,74	—

атмосферы до небольших температур. Поэтому, как указывается в [2], доля исходной энергии ядерного взрыва, уносимая тепловым излучением, падает до 0,25 при $H > 60$ км. В данной постановке задачи для сосредоточенного взрыва f падает лишь на высотах 80—90 км за счет наступления прозрачности нагретого объема воздуха.

Поскольку для излучения нет подобия, конечная величина f для всех рассчитанных вариантов взрывов приведена дополнительно в табл. 3. Для $E \leq 4,2 \cdot 10^{14}$ Дж величина доли энергии дана в момент времени $t = 3$ с, для больших E — при $t = 10$ с. Для низковысотных взрывов, как видно из рис. 9, в эти моменты еще происходят заметные потери на излучение, поэтому еще некоторая небольшая часть энергии излучается затем в стадии подъема нагретой области. Следует отметить, что испаренное вещество метеороида (а для ядерного взрыва продукты взрыва) оказывает определенное влияние на излучение, поэтому в реальной ситуации величины f могут отличаться от расчетных. В рассчитанных конечных значениях f в зависимости от высоты имеются некоторые немонотонности, составляющие всего несколько процентов. Их можно объяснить взаимодействием ряда факторов: вкладами адиабатического охлаждения и изменением соотношений пробегов излучения в разных участках спектра для различных H .

До сих пор рассматривался взрыв с высокой концентрацией энергии. Однако скорости входа космических тел в атмосферу могут быть не настолько велики, чтобы при катастрофическом торможении газ за ударной волной имел высокие температуры (порядка 10 эВ). В связи с этим для $H = 30$ км были рассчитаны взрывы с $E = 4,2 \cdot 10^{12}$ и $4,2 \cdot 10^{13}$ Дж, но с меньшей начальной удельной энергией e внутри равномерно нагретой сферы (от 200 до 12,5 кДж/г). Таким удельным энергиям соответствуют скорости $v = (2e)^{1/2}$ от 20 до 5 км/с. Доля энергии взрыва, уносимая излучением, для этих вариантов при $t = 3$ с приведена в табл. 4. Для $e = 200$ кДж/г величина f оказалась даже выше, чем в случае взрыва с высокой концентрацией энергии. Это вызвано тем обстоятельством, что излучение при низких e начинает раньше выходить из нагретого объема, до начала существенного адиабатического охлаждения. Таким образом, при характерных скоростях торможения ≥ 10 км/с высвет после выделения энергии метеорного тела весьма значителен и при $H \approx 30$ км может составлять 0,4—0,5. Однако конкретный анализ данных [35, 36] должен проводиться с учетом процессов выделения энергии при торможении и дезинтеграции метеороида.

Автор благодарит В.П. Буздина, Н.В. Козина и И.В. Немчинова за интерес к работе и полезные обсуждения и Л.М. Белецкую за помощь в проведении численных расчетов.

Таблица 4

$e, \frac{\text{кДж}}{\text{г}}$	$v, \frac{\text{км}}{\text{с}}$	f при E, Дж	
		$4,2 \cdot 10^{12}$	$4,2 \cdot 10^{13}$
200	20	0,50	0,58
50	10	0,38	0,42
28	7,5	0,24	0,28
12,5	5	0,06	0,09

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
2. Glasstone S., Dolan P.J. The effects of nuclear weapons. — Washington, DC: US gov. printing office, 1977.
3. Коробейников В.П., Чушкин П.И., Шуршалов Л.В. Комплексное моделирование полета и взрыва в атмосфере метеорного тела // Астрон. вестн. — 1991. — Т. 25, № 3.
4. 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.
5. Крinov Е.Л., Цветков В.И. Сихоте-Алинский метеоритный дождь как классическое метеоритное падение // Метеоритика. — 1979. — Вып. 38.
6. Петаев М.И. Метеорит Стерлитамак — новое кратерообразующее падение // Астрон. вестн. — 1992. — Т. 26, № 4.
7. Кручиненко В.Г. Определение физических характеристик метеоритообразующего тела Стерлитамак // Астрон. вестн. — 1992. — Т. 26, № 4.
8. Morrison D. The impact hazard // Proc. of the Near-Earth-Object Interception Workshop. — Los Alamos, 1993.
9. Григорян С.С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед. — 1979. — Т. 17, № 6.
10. Passey Q.R., Melosh H.J. Effects of atmospheric breakup on crater field formation // Icarus. — 1980. — V. 42, N 2.
11. Hills J.G., Goda M.P. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere // Astronomical Journal. — 1993. — V. 105, N 3.
12. Путятин Б.В. О воздействии на Землю излучения при полете крупных метеоритных тел в атмосфере // ДАН СССР. — 1980. — Т. 252, № 2.
13. Korobeinikov V.P., Chushkin P.I., Shurshalov L.V. Interaction between large cosmic bodies and atmosphere // Acta Astronautica. — 1982. — V. 9, N 10.
14. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1987.
15. Brode H.L. Review of nuclear weapons effects // Ann. Rev. Nucl. Sci. — 1968. — V. 18.
16. Zinn J. A finite difference scheme for time-dependent apherical radiation hydrodynamics problems // J. Comput. Phys. — 1973. — V. 13, N 4.
17. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
18. Von Neumann J., Richtmyer R.D. A method for the numerical calculations of hydrodynamical shocks // J. Appl. Phys. — 1950. — V. 21, N 3.
19. Светцов В.В. Расчет сферически-симметричной задачи о взрыве методом осреднения уравнения переноса // Динамика излучающего газа. — М.: ВЦ АН СССР, 1980. — Вып. 3.
20. Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1965.
21. Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. — М.: Наука, 1970.
22. Кобзев Г.А., Нужный В.А. Спектральные и интегральные характеристики непрерывного спектра воздушной плазмы при высоких температурах. — М., 1984. — (Препр. / ИВТАН СССР; № 1—131).
23. Кобзев Г.А., Нужный В.А. Оптические свойства воздушной плазмы с учетом спектральных линий. $T = 20\,000\text{—}300\,000\text{ K}$. — М., 1984. — (Препр. / ИВТАН СССР; № 1—134).
24. Churchill D.R., Armstrong B.H., Johnston R.R., Muller K.G. Absorption coefficients of heated air: a tabulation to $24\,000^\circ\text{K}$ // JQSRT. — 1966. — V. 6, N 4.
25. Lee P. Photodissociation and photoionization of oxygen (O_2) as inferred from measured absorption coefficients // J. Opt. Soc. Am. — 1955. — V. 45, N 9.
26. Губкин К.Е. Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. — М.: Наука, 1970. — Т. 2.
27. Brode H.L. The blast wave in air resulting from a high temperature, high pressure sphere of air. — Santa Monica, California, 1956. — (RAND corporation; RM — 1825 — AEC).
28. Губкин К.Е. О подобии взрывов // Изв. АН СССР. Физ. Земли. — 1978. — № 10.
29. Райзер Ю.П. Свечение воздуха при сильном взрыве и эффект минимума яркости огненного шара // ЖЭТФ. — 1958. — Т. 34, № 2.
30. Вискребенцев А.И., Нужный В.А., Райзер Ю.П. Непротиворечивый метод расчета переноса излучения и вопрос о структуре ударной волны // ПМТФ. — 1983. — № 6.
31. Zinn J., Anderson R.C. Structure and luminosity of strong shock waves in air // Phys. Fluids. — 1973. — V. 16, N 10.
32. Немчинов И.В., Светцов В.В., Шувалов В.В. Структура и яркость нестационарных сверхкритических ударных волн в воздухе пониженной плотности // ПМТФ. — 1989. — № 1.
33. Немчинов И.В., Светцов В.В. Расчет развития лазерного взрыва в воздухе с учетом излучения // ПМТФ. — 1977. — № 4.

34. Steiger W.R., Matsushita S. Photographs of the high-altitude nuclear explosion 'Teak' // J. Geophys. Res. — 1960. — V. 65, N 2.
35. Reynolds D.A. Fireball observation via satellite // Proc. of the Near-Earth-Object Interception Workshop. — Los Alamos, 1993.
36. Jacobs C., Spalding R. Fireball observation by satellitebased Earth-monitoring optical sensors // Int. Conf. on Hazards due to Comets and Asteroids, Tucson, Arizona, 1993.

117979, г. Москва, ИДГ РАН

Поступила в редакцию 27/IX 1993

УДК 629.198.6, 629.198.62, 629.198.624, 629.19

А.В. Федоров, В.М. Фомин

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПОПУЛЯЦИИ ИСКУССТВЕННЫХ ОБЪЕКТОВ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Безопасность функционирования космических аппаратов (КА) определяется двумя группами факторов: обусловленные внутренними процессами и связанные с внешними воздействиями. Интерес к последним существовал уже на ранних этапах развития космонавтики (например, исследования по противометеоритной защите). Изучалась возможность столкновений КА с мелкими частицами естественного происхождения, механизмы этих взаимодействий, последствия гиперзвуковых соударений. Наблюдениями [1, 2] установлено, что на данном этапе космической деятельности количество мелких частиц естественного происхождения много меньше, чем искусственного. Поэтому ниже рассматриваются проблемы эволюции популяции КА в околоземном пространстве.

Остановимся кратко на составе такой популяции. К составляющим данную совокупность объектам относятся:

- искусственные спутники Земли (ИСЗ),
- верхние ступени ракет-носителей,
- фрагменты этих аппаратов, полученные вследствие катастрофических и запланированных взрывов, столкновений,
- мелкие частицы несгоревшего топлива,
- частицы теплозащитных покрытий, красок и т.д.

Из приведенного перечня следует, что размеры искусственных космических объектов в ближнем космосе изменяются в широких пределах: от долей микрометров до десятков метров.

К настоящему времени считается установленным, что на орбитах имеется около 7000 индивидуализированных объектов размером более 0,1 м, от 30 до 70 тысяч — более 0,0001 м, которые являются обломками крупных, подвергнутых действию взрывов и столкновений [1—3]. Вследствие увеличения размера популяции (количества объектов ее составляющих), достигаемого за счет роста числа запусков, изменяется обстановка в пространстве. В частности, уменьшается расстояние между объектами, увеличивается частота столкновений.

В результате возможно катастрофическое нарастание размера популяции, образование искусственного кольца обломков высокой числовой плотности, движущихся вокруг Земли и препятствующих безопасности космических полетов.

В этой связи встает задача предсказания времени задержки образования волны дробления объектов популяции космического мусора, т.е. времени, в течение которого катастрофически нарастает размерность популяции, на основе выявления микро- и макромеханизмов явления.

Вторая задача — определение понятия и выяснение основных особенностей распространения волны катастрофического разрушения составляющих популяции. Движением этой волны назовем процесс самоподдерживающегося

© А.В. Федоров, В.М. Фомин, 1994.