МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 2 • 1978

УДК 533.6.011.55

ДВИЖЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ ГАЗОВЫХ ТЕЛ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

А. С. КУЦАЕВ

(Москва)

Задача о движении в атмосфере деформируемых тел малой плотности представляет интерес в связи с гипотезой о том, что Тунгусская катастрофа 1908 г. была результатом торможения в атмосфере тела больших размеров и малой плотности (менее 0.01 *г/см*^{3}) [1].

В [2] исследована зона наземных разрушений, вызванных ударной волной, отошедшей от метеоритного тела. Движение метеорита моделируется при этом взрывом линейного заряда переменного сечения. В [3] рассматривается торможение в экспоненциальной атмосфере тела, форма и размеры которого суть заданные функции времени. Показывается, что при определенных условиях ударная волна отрывается от тела и уходит вперед. Однако форма тела в действительности заранее неизвестна, и закон ее изменения может быть получен лишь при совместном рассмотрении течения в ударном слое, следе и газовом облаке. Задача эта при начальной скорости облака порядка 40 *км/сек* представляет значительную трудность. Попытки решить задачу в такой постановке автору неизвестны.

Настоящая работа посвящена задаче о движении газового облака в экспоненциальной атмосфере с большой начальной скоростью. Газ облака и атмосферы принимается идеальным, совершенным. Задача решается численно, конечно-разностным методом сквозного счета С. К. Годунова [4], с применением подвижной сетки и выделением разрывов. Цель работы – выяснение основных аэродинамических эффектов, возникающих при входе в атмосферу тел малой плотности.

1. Постановка задачи. Пусть в начальный момент времени $t=0$ в атмосфере Земли находится облако газа, имеющее ось симметрии и движущееся вдоль нее к Земле с гиперзвуковой скоростью. Назовем центром облака середину отрезка оси симметрии, лежащего внутри облака, высотой облака – высоту его центра. Как только облако войдет в достаточно плотные слои атмосферы, перед ним образуется отошедшая ударная волна.

Выберем подвижную цилиндрическую систему координат (x, y) (y – радиус), начало которой O совпадает с центром облака, а направление оси x – с направлением оси симметрии. Пусть $u_0(t)$ – скорость точки O, z_0 – начальная высота облака. Тогда текущая высота облака $z(t)$ дается формулой

$$z(t)=z_0-\sin\alpha\int_0^t u_0(\zeta)\,d\zeta \tag{1.1}$$

где α – угол траектории с горизонтом.

Рассмотрим двумерное осесимметричное обтекание облака набегающим потоком со скоростью $u_0(t)$, давление и плотность которого зависят от высоты $z(t)$. Для изотермической атмосферы плотность на высоте z дается формулой

$$\rho_1=\rho_0\exp(-z/H_1) \tag{1.2}$$

Здесь H_1 — высота однородной атмосферы (для Земли $H_1 \approx 7$ *км*), ρ_0 — плотность на нулевой высоте. С учетом (1.1) параметры набегающего потока в системе (x, y) примут вид

$$(1.3)\qquad \rho_1 = \rho_0 \exp\left(-\frac{z_0}{H_1}\right) \exp\left(\frac{\sin\alpha}{H_1}\int_0^t u_0(\zeta)\,d\zeta\right)$$

$$p_1 = \frac{p_0}{\rho_0}\rho_1, \qquad u_1 = -u_0(t), \qquad v_1 = 0$$

Область, в которой ищется течение (фиг. 1) состоит из двух частей, разделенных тангенциальным разрывом ABC: области атмосферного газа, прошедшего ударную волну, и газового облака. Функции течения в этих областях имеют соответственно индексы 2 и 3, индекс 1 отвечает набегающему потоку. Область *2* ограничена снаружи ударной волной DE и замыкающей кривой EF, лежащей достаточно далеко от тела.

Система уравнений газовой динамики берется в дивергентном виде [4] с добавлением, вообще говоря, сил инерции в неинерциальной системе координат (x, y). На ударной волне DE задаются обычные условия Ренкина — Гюгонио на подвижном скачке. Местоположение контактного разрыва определяется из условия непрерывности на нем давления и нормальной составляющей скорости. Скорость $u_0(t)$ определяется из условия, что центр облака все время совпадает с началом координат.

На замыкающей границе EF могут ставиться «мягкие» граничные условия, состоящие в равенстве нулю производных функций течения по нормали к границе. В приводимых здесь расчетах нормальная составляющая скорости на EF получается везде сверхзвуковой, так что условия на границе вообще не влияют на течение. Более удобно, однако, ставить на замыкающей кривой несколько другие граничные условия, о чем будет сказано ниже. Замыкающая кривая все время остается подобной себе, пересекаясь с ударной волной на прямой $y/x = \operatorname{tg}\varphi_*$, φ_* — постоянный угол.

К определяющим параметрам задачи относятся начальная высота z_0, скорость звука в атмосфере a_1, отношения теплоемкостей в атмосфере и облаке γ_1, γ_3, угол входа α, скорость входа V_0, параметры облака — средние, плотность ρ_3, квадрат скорости звука a_3^2, радиус облака L_3. Безразмерные переменные введем по следующим формулам (штрихом отмечены размерные переменные, далее штрихи везде опущены)

$$(1.4)\qquad x' = L_3 x, \qquad y' = L_3 y, \qquad t' = \frac{L_3}{a_1} t$$

$$p' = \rho_0 a_1^2 p, \qquad \rho' = \rho_0 \rho, \qquad u' = a_1 u, \qquad v' = a_1 v$$

После перехода к безразмерным переменным уравнения и граничные условия сохраняют свой вид. Исключение составляют условия в набегающем потоке

$$(1.5)\qquad \rho_1 = \exp\left(\frac{-z_0}{H_1}\right) \exp\left(\frac{L_3 \sin\alpha}{H_1}\int_0^t u_0(\zeta)\,d\zeta\right), \qquad p_1 = \frac{\rho_1}{\gamma_1}$$

Система безразмерных определяющих параметров примет вид

$$M_0 = \frac{V_0}{a}, \qquad \gamma_1, \gamma_3 \frac{L_3 \sin\alpha}{H_1} \frac{a_3}{a_1} \frac{\rho_3}{\rho_0 \exp(-z_0/H_1)}$$

Последний параметр характеризует начальную плотность облака и связан с произвольностью выбора нулевого уровня высоты. Он равен отношению начальной плотности облака и плотности атмосферного газа перед волной при $t=0$.

Для полноты постановки задачи необходимо задать в начальный момент времени геометрию и распределение функций течения. Здесь газовое облако в начальный момент считалось однородным, сферическим, радиуса L_3. Внешнее течение около сферы рассчитывалось методом установления для однородного набегающего потока с параметрами, взятыми на высоте z_0.

2. Метод решения и условия на замыкающей границе. Задача решается численно, с помощью метода сквозного счета С. К. Годунова для двумерных нестационарных течений [5]. Отличие от [4] состоит в способе расчета распада разрыва при сильном разрежении, а также в выражении для нормальной скорости границы ячейки.

Способ задания и реализация в схеме граничных условий на ударной волне и контактном разрыве традиционны. Условия на замыкающей границе несколько отличались от «мягких», но были им эквивалентны в том смысле, что влияния на течение не оказывали. Сокращалось лишь время расчета начального установившегося течения. Сами условия получались следующим образом.

Рассмотрим окрестность оси симметрии, поскольку скорость может быть дозвуковой лишь в этой окрестности. Предположим, что возмущение скорости $u_0+\Delta u$ убывает за телом с расстоянием по степенному закону, как это принимается, например, в [6], где принята зависимость на оси в виде

$$u=-u_0+kx^{-\beta},\qquad k=1.7C_x^{-1/3},\qquad \beta={}^2/_3 \tag{2.1}$$

Продифференцировав (2.1) и перейдя к конечным разностям, для фиктивной ячейки, соседней с граничной, получим

$$u+\Delta u=u(1-\beta\Delta x/x)-u_0\beta\Delta x/x \tag{2.2}$$

Вертикальная составляющая скорости вблизи оси мала, так что без ущерба для точности для нее также можно положить

$$v+\Delta v=v(1-\beta\Delta x/x) \tag{2.3}$$

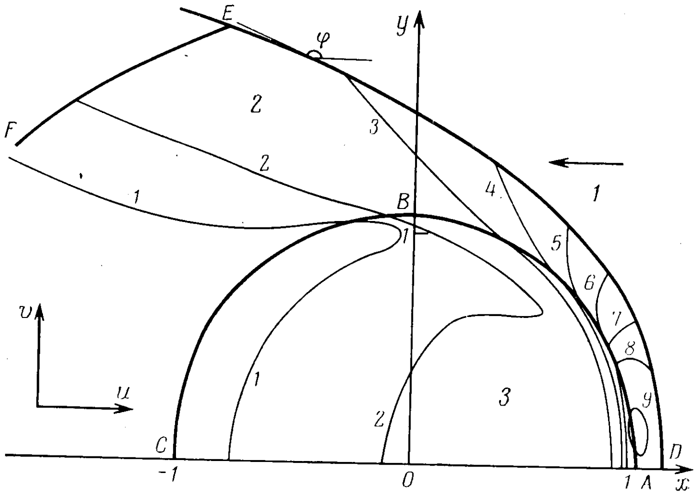
Давление и плотность в фиктивной ячейке берутся далее из условия адиабатичности и интеграла Бернулли в предположении локальной квазистационарности течения.

В расчетах, приводимых в данной работе, скорость по нормали к замыкающей границе была всюду сверхзвуковой. Это следует в первую очередь отнести за счет высокой схемной вязкости метода — в области *2* сетка имела всего пять ячеек в радиальном направлении. Полученные условия могут оказаться полезными при увеличении разрешающей способности сетки. В настоящей работе счет с измельчением сетки не проводился, так что приводимое здесь решение следует в первую очередь рассматривать как качественное.

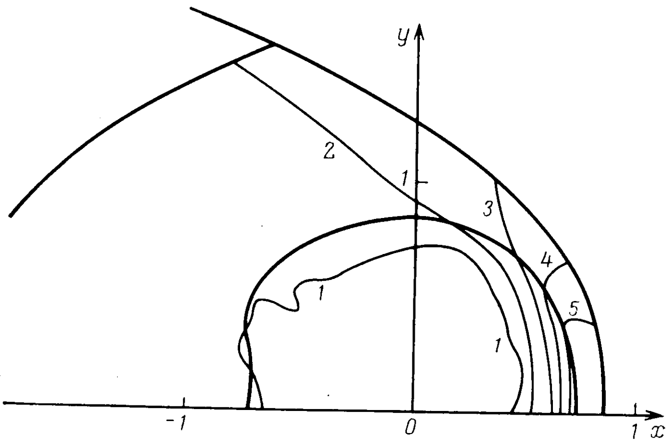
3. Результаты расчетов. Ниже приводятся результаты расчета движения в атмосфере газового облака со следующими начальными условиями. Облако сферическое, радиус 1 *км*, воздушное ($\gamma_1=\gamma_3=1.4$), начальная скорость $M_0=120$, $V_0\approx40$ *км/сек*, вход вертикальный ($\sin\alpha=1$). Начальная плотность облака $\rho_3=\rho_0\cdot10^{-3}$, расчет начинался с высоты 120 *км*, что соответствовало отношению плотности облака и газа перед волной $\rho_3/\rho_1=2.8\cdot10^4$. Начальная скорость звука в облаке $a_3=0.53a_1$.

В начальный момент времени давление внутри облака составляло примерно половину максимального внешнего давления на поверхности. При начале движения происходит распад сферического разрыва с переменными параметрами. В передней части облака образуется криволинейная ударная волна, в задней полусфере имеет место волна разрежения, которая приводит к увеличению миделевого сечения (фиг. 1).

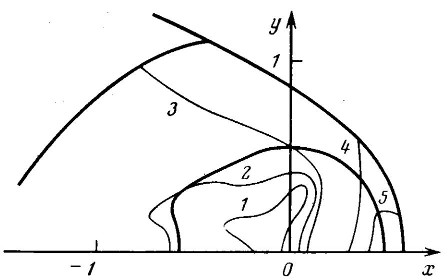
Поскольку движение происходит в экспоненциальной атмосфере, давление в атмосферном газе быстро нарастает. При этом увеличивается ин-



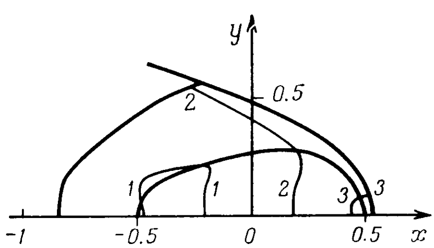
Фиг. 1



Фиг. 2



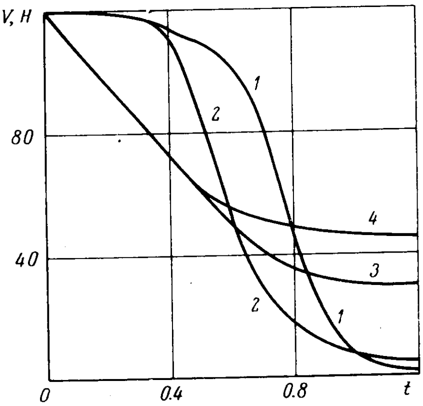
Фиг. 3



Фиг. 4

тенсивность ударной волны в облаке, а волна разрежения в задней полусфере постепенно сменяется волной сжатия. Картина этого процесса показана на фиг. 1—4. Здесь изображены линии равного давления и форма облака для четырех последовательных моментов времени: $t_1=0.167$, $t_2=0.339$, $t_3=0.421$, $t_4=0.788$. На фиг. 1 номера изобар *1—9* соответствуют значениям функции $p\cdot10^3$=0.1, 0.2, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7. На фиг. 2 номера изобар *1—5* соответствуют значениям $p\cdot10^3$=0.2, 10, 40, 70, 100. На фиг. 3 номера изобар *1—5* соответствуют значениям $p\cdot10^3$=0.2, 2, 20, 200, 400. На фиг. 4 номера изобар *1— 3* соответствуют значениям $p=10^4, 10^5, 10^6$. На фиг. 1—3 изображена линия $p\cdot10^3$=0.2 — начальное давление в облаке.

Ударная волна в облаке имеет вогнутую форму, что приводит к сжатию облака, так как газ за волной приобретает скорость в том же направлении, что и волна. В момент t_1 видна сильная волна разрежения, охватывающая большую часть облака. В момент t_2 волна разрежения в облаке почти везде сменилась волной сжатия, давление в ударном слое выросло более чем на порядок, облако сжалось, линии равного давления в облаке приближаются к вертикальным. В момент времени t_3 давление в ударном слое увеличилось еще на порядок, размер области с давлением, не превышающим p_3, сократился почти до нуля. На последующих картинах линия $p-p_3$ отсутствует. На фиг. 4 показан момент интенсивного торможения облака. Градиент давления особенно велик в передней части облака, вместе с градиентом плотности.



Фиг. 5

На фиг. 5 показаны высота и средняя скорость облака (кривые *1* и *3*) в зависимости от времени. Для сравнения изображены те же величины, взятые из аналитического решения для недеформируемой однородной сферы с теми же начальными радиусом и плотностью и коэффициентом сопротивления 0.9 [1] (кривые *2* и *4*). Видно, что кривые расходятся там, где облако начинает уменьшаться. Далее кривые в целом похожи. Во все время интенсивного торможения облако сохраняло вытянутую форму. Интересно, что минимальный размер облако имело в области наибольшего замедления (радиус миделевого сечения составлял здесь 0.27 L_3).

Автор благодарен Г. И. Петрову за руководство работой.

Поступила 16 IV 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Петров Г. И., Стулов В. П.* Движение больших тел в атмосферах планет. Космические исследования, 1975, т. 13, вып. 4.
2. *Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В.* О зоне наземных разрушений при воздушном взрыве крупного метеорита. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 3.
3. *Турчак Л. И.* Вход расширяющегося тела в атмосферу планеты. Докл. АН СССР, 1976, т. 229, № 2.
4. *Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П.* Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 6.
5. *Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., «Наука», 1976.
6. *Гурьяшкин Л. П., Подобин В. П., Сурикова И. М.* Экспериментальное исследование скоростей в турбулентном следе за телами вращения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 3.