

Вводя коэффициент давления $C_p = (p - p_1) / (\rho_1 V_1^2 / 2)$ и выражая u_0 с помощью (3.1), получим формулу

$$(3.4) \quad G = \frac{1}{2} \left(\frac{p_s}{p_1} \right)^{1/\gamma} \frac{\rho_1}{\rho_s} A_{20}^{-2} \left(1 + \frac{\gamma M_1^2}{2} C_{p0} \right)^{-1/\gamma} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{2}{\gamma-1} \frac{1}{M_1^2} - \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{p_s}{p_1} \right)^{1/\gamma} \frac{\rho_1}{\rho_s} \frac{1}{M_1^2} \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{\gamma M_1^2}{2} C_{p0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right\}^{-1} \left(\frac{d^2 C_p}{d\varphi^2} \right)_0^*$$

При этом τ определяется как больший корень (3.2). Измерив распределение p в окрестности точки D (Фиг. 1), угол между головным скачком уплотнения и направлением невозмущенного потока в плоскости OED , по формулам (3.2), (3.4), (2.8) находим величину B . Например, при обтекании эллиптических конусов, имеющих отношение полуосей поперечного сечения t и полуугол при вершине в плоскости большой оси ϵ , потоком с $M_1 = 3$ при нулевом угле атаки для значений B получены по формулам (3.4), (3.5), (2.8) следующие оценки соответственно:

$$\begin{array}{lll} t = 2/3, & 1/2, & 1/2, \\ \epsilon = 30^\circ, & 22^\circ 30', & 15^\circ \\ B = 0,3, & 0,5 \div 0,9, & 0,5 \end{array}$$

Поступила 13 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Булах Б. М. О вихревом слое на круговом конусе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 1.
2. Гонор А. Л. Обтекание конических тел при движении газа с большой сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
3. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М., «Наука», 1970.

УДК 533.6.011.7

ОТРАЖЕНИЕ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ ОТ ЦЕНТРА ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ РАЗЛЕТЕ ГАЗОВОГО ШАРА В ПУСТОТУ

В. Е. КОНДРАШОВ, А. Н. ПОЛЯНИЧЕВ, В. С. ФЕТИСОВ

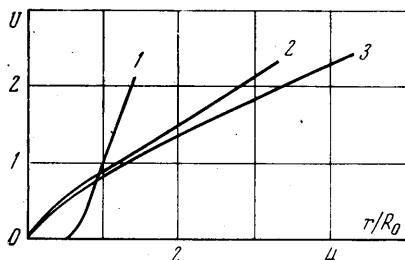
(Москва)

Задача об адиабатическом разлете газового шара в пустоту при однородных начальных условиях (в начальный момент времени газ покоится, а его плотность и давление постоянны по радиусу) рассматривалась в ряде работ [1-4]. Точное аналитическое решение поставленной задачи невозможно даже для первой, идущей к центру волны разрежения. Использование римановского решения для первой волны приводит к существенно нелинейному распределению скорости по радиусу в волне разрежения [1]. В работе [2] разлет газового шара в пустоту рассматривался при помощи численного решения газодинамических уравнений. Однако результаты [2] не позволяют сделать вывод о характере распределения скорости по радиусу. Картина движения, возникающая при отражении волны разрежения от центра сферы, в [3] не приводится. Настоящая работа посвящена изучению распределения скорости по радиусу при адиабатическом разлете газового шара в пустоту. Исследуется неавтономность движения, обусловленная отраженной от центра волной разрежения.

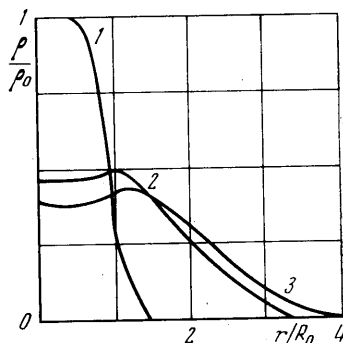
Система уравнений, описывающих адиабатический сферически-симметричный разлет газа в вакуум, имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (u\rho) + \frac{2\rho u}{r} = 0, \quad p = \text{const } \rho^\gamma$$

Здесь u — скорость, p и ρ — давление и плотность газа, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. В качестве граничных условий выбирались равенство нулю скорости в центре шара и условие свободного разлета на границе с вакуумом [2]. Плотность ρ_0 и давление p_0 газа в начальный момент времени были однородны по радиусу, а скорость газа равнялась нулю. Исходная система заменялась системой разностных уравнений, которые решались численно. Численное решение показывает, что от границы с вакуумом к центру со скоростью $c_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$ идет сферическая волна разрежения. До тех пор, пока эта волна не достигла центра сферы, скорость в области, охваченной движением, распределена по радиусу линейно, за исключением небольшого участка вблизи границы с невозмущенным газом (фиг. 1, кривая 1). По вертикальной оси на фиг. 1 отложена величина $v = u\sqrt{T_0/M}$ (кривая 1). Фиг. 1 соответствует моменту времени $t_1 = 0.26t_0$, где $t_0 = R_0/c_0$ (R_0 — начальный радиус сферы). На фиг. 2 (кри-



Фиг. 1



Фиг. 2

вая 1, взятая в момент t_1) видно, что плотность газа в этот момент времени убывает от центра к периферии. Подобная картина имеет место до момента времени t_0 . При $t = t_0$ волна разрежения проходит в центр сферы и отражается.

От центра начинает распространяться отраженная волна, фронт которой движется со скоростью, равной местной скорости звука. Участки газа, близкие к границе с вакуумом, не чувствуют граничного условия в центре, поскольку местная скорость звука меньше c_0 и отраженная волна не может догнать границу. Скорость на периферии сферы по-прежнему остается линейной функцией радиуса, а ее градиент уменьшается со временем, так как в это время граничная скорость уже достигла своего предельного значения. В области отраженной волны градиент скорости оказывается большим, чем в периферийной (фиг. 1, кривая 2), что приводит к образованию области разрежения вблизи центра сферы (фиг. 2, кривая 2). Кривая 2 на этих фигурах соответствует моменту $t_2 = 1.36t_0$. Со временем область разрежения распространяется к периферии, охватывая все большую и большую массу газа. Это соответствует распространению отраженной волны.

Заметим, что выход на автомодельный режим происходит после отражения волны разрежения от центра, т. е. при $t > t_0$. Однако наличие области разрежения, в которой давление и плотность имеют минимум, говорит о том, что даже на асимптотическом движении не является строго автомодельным, хотя отклонения малые.

В заключение благодарим Е. Е. Ловецкого за обсуждение.

Поступила 29 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1974.
2. Molrud P. Expansion of a rarefied gas cloud into a vacuum. Phys. Fluids, 1960, vol. 3, No. 3.
3. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1972.