

**О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ОТРАЖЕНИЯ ВЗРЫВНОЙ  
ВОЛНЫ ОТ ПЛОСКОСТИ**

**Х. С. КЕСТЕНБОЙМ, А. И. ШУРИНОВ**

(Москва)

Задача об отражении от препятствия достаточно сильной ударной волны, порожденной точечным взрывом, рассматривалась многими авторами (см., например, [1-4]). Во всех работах основное внимание уделялось изучению дифракции головной ударной волны на поверхности. В наиболее детальной работе [3] исследовано взаимодействие взрывной сферической волны с плоскостью на большом отрезке времени в стадии как регулярного, так и нерегулярного отражения, а также получены распределения газодинамических функций за отраженной волной, распространяющейся по среде с переменными параметрами. Верхняя граница расчетного поля располагалась над плоскостью на расстоянии, равном высоте точки энерговыведения. Однако эта граница не является плоскостью симметрии в данной задаче, и включение в расчетное поле всей взрывной области позволяет обнаружить интересные эффекты.

Отраженная волна распространяется через весьма неоднородную возмущенную взрывом область и попадает в сильно разогретую центральную зону взрыва с малой плотностью. Продвигаясь через горячую область, ударная волна приходит в зону резкого возрастания плотности, возникает ситуация, характерная для взаимодействия скачка уплотнения с контактным разрывом. В течении появляются интенсивные вторичные волны, влияющие как на величину давления на стенке, так и на распределения газодинамических параметров в области взрыва.

В настоящей работе численно рассматривается отражение плоской и сферической ударных волн от плоскости и продвижение отраженной волны через взрывную область. В случае плоского взрыва над жесткой поверхностью изучена сложная картина взаимодействия скачков в поле течения. В задаче о падении сферической взрывной волны на плоскость прослежено также образование маховской конфигурации в точке контакта головной волны с плоскостью.

**1. Постановка задач и метод решения.** Изучается распространение ударных волн в однородной атмосфере совершенного газа.

В случае плоского взрыва на некоторой высоте  $H$  над параллельной плоскости энерговыведения стенкой (задача I) ищется решение нестационарной одномерной системы уравнений газовой динамики, записанной в дивергентной форме

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho V}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \rho V}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho V^2)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho V^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ V \left( \frac{\gamma p}{\gamma - 1} + \frac{\rho V^2}{2} \right) \right] = 0$$

Обозначения традиционные, уравнения приведены к безразмерному виду с помощью соотношений

$$(1.2) \quad t = \frac{t'}{\tau} \alpha_0^{1/\nu}, \quad z = \frac{z'}{h} \alpha_0^{1/\nu}, \quad \rho = \frac{\rho'}{\rho_0}, \quad p = \frac{p'}{p_0}$$

$$V = V' \sqrt{\rho_0 / p_0}, \quad h = (E_0 / p_0)^{1/\nu}, \quad \tau = h \nu \sqrt{\rho_0 / p_0}$$

где  $\rho_0, p_0$  — невозмущенные плотность и давление,  $E_0$  — энергия взрыва,  $\nu$  — параметр симметрии (для плоского случая  $\nu=1$ ),  $\alpha_0 = \alpha_0(\gamma, \nu)$  — безразмерная постоянная, определяющаяся из интеграла энергии для автомодельного решения Л. И. Седова (см. [5]), штрихами отмечены размерные

величины. Система (1.1) численно интегрируется в области, ограниченной поднимающимся фронтом  $z=z_2(t)$  взрывной волны и жесткой стенкой ( $z=0$ ). На верхнем скачке ставятся соотношения Ренкина — Гюгонно, на плоской поверхности имеет место условие непротекания ( $V=0$ ). В качестве начальных данных используется решение задачи о плоском взрыве в однородной атмосфере с учетом противодействия [5], при этом размеры начальной возмущенной области выбраны так, чтобы фронт взрывной волны, идущей вниз, находился на некотором расстоянии от плоскости  $z=0$ .

В случае сферического точечного взрыва (задача II) рассматривается нестационарная двумерная система уравнений газовой динамики, записанная в дивергентной форме в цилиндрической системе координат

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial r}(p + \rho u^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho uv) + \frac{\rho uv}{r} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial z}(p + \rho v^2) + \frac{\rho uv}{r} &= 0 \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[u(p+e)] + \frac{\partial}{\partial z}[v(p+e)] + \frac{u(p+e)}{r} &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} + \frac{\rho u}{r} &= 0, \quad e = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho(u^2+v^2)}{2} \end{aligned}$$

Здесь  $u$ ,  $v$  — составляющие вектора скорости по осям  $r$  и  $z$ , которые направлены вдоль плоскости и по нормали к ней соответственно. Безразмерные параметры введены с помощью соотношений (1.2) при условии  $v=3$ .

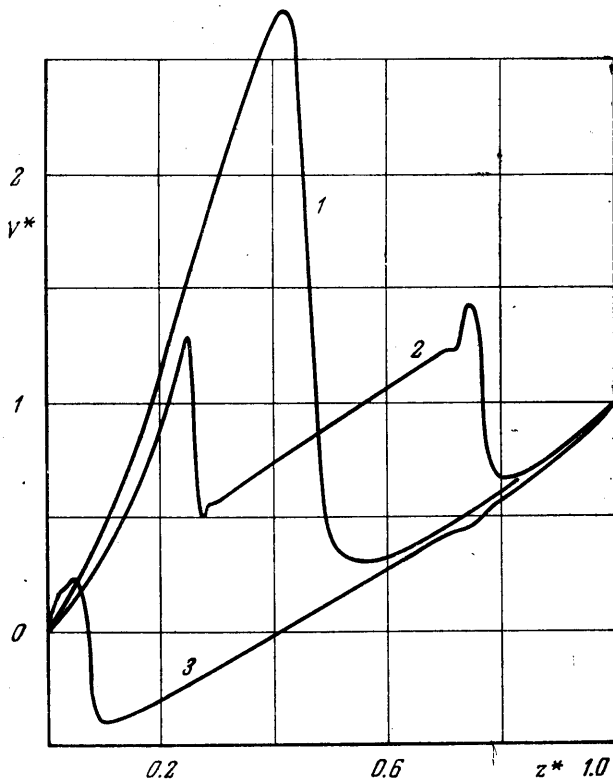
Ввиду осевой симметрии решение ищется в области  $r \geq 0$ . Если в задаче I поднимающийся ударный фронт выделен и включен в разностную сетку, то в задаче II расчет ведется в прямоугольном поле ( $0 \leq r \leq r_1$ ,  $0 \leq z \leq z_1$ ), содержащем головную ударную волну. Верхняя и правая границы расчетного поля располагаются в невозмущенной области (при  $r=r_1$  и  $z=z_1$  имеем  $u=v=0$ ,  $p=p_0$ ,  $\rho=\rho_0$ ) и перемещаются по мере расширения области, охваченной движением. Схема сквозного счета позволяет получать все невыделенные заранее поверхности разрыва в виде узких переходных зон с большими градиентами величин. В начальный момент времени распределения функций в возмущенной области соответствуют решению задачи о сферическом точечном взрыве в однородной атмосфере. Течение становится двумерным с момента контакта нижней части головной волны с плоскостью  $z=0$ , где ставится условие непротекания ( $v=0$ ). В задаче имеется два определяющих параметра: коэффициент адиабаты  $\gamma$  и безразмерная высота взрыва  $H$ .

Для аппроксимации дифференциальных уравнений разностными используется схема предиктор — корректор («чехарда», см. [5]) с несимметричным расположением промежуточного по времени слоя, удаленного от нижнего слоя на шаг  $\lambda \Delta t$ . При  $\lambda > 1/2$  в разностных уравнениях появляется аппроксимационная вязкость с коэффициентом, пропорциональным  $(\lambda - 1/2) \Delta t$ . Кроме того, в схему вводится искусственная вязкость, реализованная в виде комбинации градиентного (см. [6]) и линейного сглаживания решения на верхнем по времени слое. Величина коэффициентов сглаживания для каждой функции подбираются экспериментально. В задаче I используются сетки, содержащие 100 и 200 узлов по координате  $z$ , что обеспечивает достаточную точность (сопоставление расчетов показало, что ошибки не превышают 3%). При расчете отражения сферической

взрывной волны от плоскости используется довольно грубая для такой задачи сетка, включающая в себя 51 узел по оси  $r$  и 101 узел по оси  $z$ , поэтому результаты имеют в основном качественный характер.

Отметим, что в постановке и алгоритме расчета задач I и II предусмотрен вариант с неоднородной по высоте атмосферой (соответствующие начальные данные содержатся в [5]).

**2. Результаты расчетов.** а) Рассмотрим сначала плоский взрыв в воздухе с  $\gamma=1.4$  на небольшой высоте  $H=0.00028$  над жесткой поверхностью.



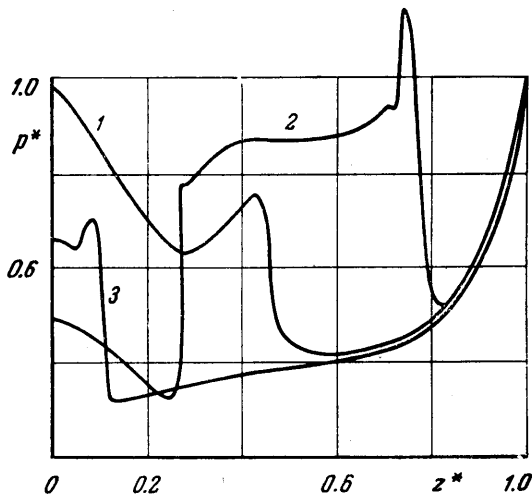
Фиг. 1

При этом радиус взрывной волны в соответствии с п. 1 выбирается меньше величины  $H$  ( $R=0.00019$ ). Параметры на расходящихся плоских волнах принимают значения  $p_2=797$ ,  $\rho_2=5.95$ ,  $V_2=25.7$  (индексом 2 отмечены величины на верхнем фронте), что соответствует начальному моменту  $t=10^{-5}$ . Чтобы избежать расчета горячей зоны с нулевой плотностью, получающейся при решении задачи о сильном взрыве в газодинамической постановке, в возмущенную область вносится дополнительная масса, предполагается, что в центре взрыва плотность газа  $\rho/\rho_2 \geq 10^{-2}$ . Это предположение приводит к нарушению баланса массы, не превышающему 1%.

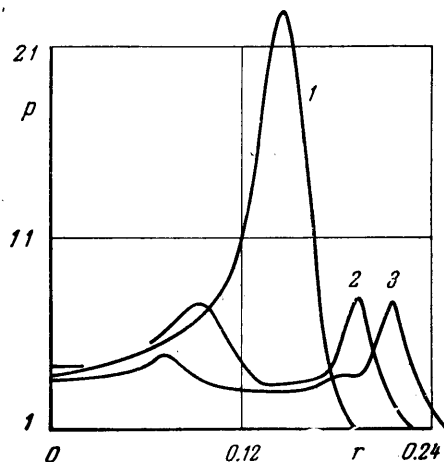
Некоторые особенности взрывного движения иллюстрируются графиками зависимостей скорости  $V^*$  (фиг. 1) и давления  $p^*$  (фиг. 2) от координаты  $z^*$  для трех моментов времени (отмечены номерами 1, 2, 3), причем  $p^*=p/p_2(t)$ ,  $V^*=V/V_2(t)$ ,  $z^*=z/z_2(t)$ . После взрыва к плоской поверхности устремляется довольно интенсивная ударная волна, скорости частиц в нижней части возмущенной области отрицательны. Отражение скачка относится к моменту  $t=2.33 \cdot 10^{-5}$ . Давление газа у стенки резко

возрастает, появляется пик в распределении скорости. Формируется очень крутой профиль давления в ударной волне, движущейся к горячей зоне. Пока отраженная волна идет по сравнительно плотному газу, интенсивность ее падает, однако сохраняется резкий перепад в величинах скорости частиц перед и за отраженным фронтом (фиг. 1, кривая 1,  $t=4 \cdot 10^{-5}$ ).

По мере движения скачка через горячую зону с малой плотностью скорость его увеличивается, и, по-видимому, этим объясняется немонотон-



Фиг. 2



Фиг. 3

ность в распределении давления по координате за отраженной ударной волной (фиг. 2, кривая 1). Отраженная волна с большой скоростью выходит из горячей области и попадает в зону резкого нарастания плотности, скорости частиц во всей возмущенной области положительны.

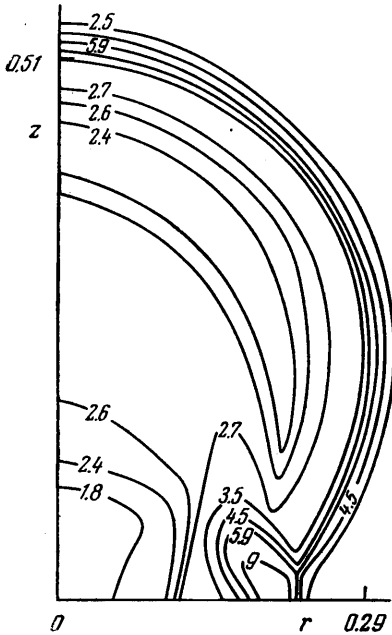
Для сильного взрыва характерно, что зона резкого возрастания плотности обладает малой протяженностью и может восприниматься как аналог контактного разрыва. При взаимодействии отраженной волны с этой областью формируются два вторичных скачка уплотнения; один устремляется в сторону поднимающейся волны, другой — к плоскости  $z=0$  (фиг. 1, 2, кривые 2,  $t=5.9 \cdot 10^{-5}$ ). В зоне малой плотности профиль давления имеет плато.

К моменту  $t=1.29 \cdot 10^{-4}$  нижний скачок снова отражается от стенки, образуется вторичная отраженная волна (см. кривые 3 на фиг. 1, 2,  $t=1.89 \cdot 10^{-4}$ ). Видно, что скорости частиц перед отраженным скачком отрицательны (часть газа двигалась к стенке), а за скачком — положительны. В близкий момент времени поднимающийся скачок догоняет головной фронт. Это обнаруживается по скачкообразному увеличению скорости верхнего фронта, которая до момента догона уменьшалась с течением времени по известному закону, соответствующему распространению плоской ударной волны в однородной атмосфере. После взаимодействия скорость верхнего скачка продолжает уменьшаться.

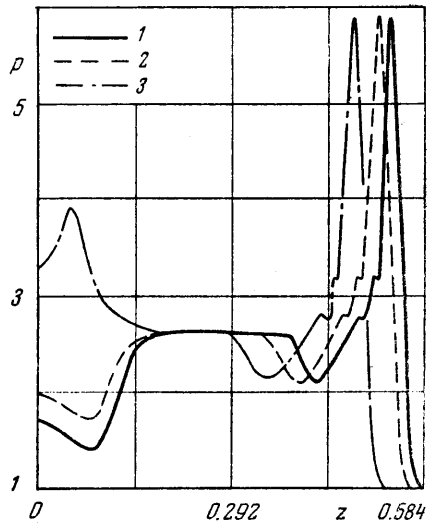
Интенсивность вторичного отраженного скачка меньше, чем в первичной волне, распределения носят более размытый характер, однако все описанные выше особенности движения сохраняются и на этой стадии. К моменту  $t=3 \cdot 10^{-4}$  относится вторичный распад отраженного скачка после взаимодействия с «контактным разрывом», на кривой  $V_2(t)$  можно наблюдать еще один всплеск. В зависимости давления на стенке от времени

также можно обнаружить несколько всплесков, отвечающих моментам прихода из центра области вторичных ударных волн.

б) Рассмотрим теперь результаты расчета точечного сферического взрыва в воздухе ( $\gamma=1.4$ ) над плоской поверхностью. Высота точки энерговыделения  $H$  и радиус ударной волны  $R$  принимаются равными 0.214 и 0.188. При этом давление на фронте ударной волны  $p_2=22.12$ , что отвеча-



Фиг. 4



Фиг. 5

ет начальному моменту  $t=0.0149$ . Расчет доведен до момента времени, соответствующего взаимодействию отраженного от стенки скачка с зоной резкого повышения плотности.

Сферическая взрывная волна приближается к плоскости  $z=0$  и отражается от нее, причем в сечении возмущенной области по оси симметрии имеет место нормальное отражение. Поэтому распределения газодинамических величин вдоль оси  $z$  качественно весьма похожи на соответствующие профили, полученные в задаче I. По мере удаления точки контакта головной волны с поверхностью от начала координат растет угол падения взрывной волны. На фиг. 3 построены профили давления на стенке (кривая 1) и в параллельных сечениях  $z=0.0372$  (2) и  $z=0.0694$  (3) в момент времени  $t=0.039$ , когда отражение волны от стенки носит еще регулярный характер. В сечениях 2 и 3 хорошо видны расходящиеся головной и отраженный скачки. Как и в одномерном случае, перепад давления в отраженном скачке по мере приближения к горячей области уменьшается, однако остается существенным перепад в значениях скорости частиц.

К моменту  $t=0.052$  в точке контакта головной волны со стенкой начинает формироваться маховская конфигурация (см. фиг. 4, где ударные волны показаны сгущением изобар). После отражения скачка от стенки газ с большой скоростью устремляется в разреженную область. Течение газа существенно отклоняется от радиального, возникает «закрутка», способствующая в дальнейшем сворачиванию облака взрыва в вихревое кольцо (см. [7, 8]). На фиг. 5 ( $t=0.052$ ) в сечениях, параллельных оси сим-

метрии, показаны распределения давления на разных фазах взаимодействия отраженной волны с зоной резкого нарастания плотности. На оси  $z$  (кривая 1) уже сформировались вторичные ударные волны, одна догоняет головной фронт, другая движется к препятствию. В сечении  $r=0.066$  (кривая 2) также можно наблюдать вторичные ударные волны. В сечении  $r=0.147$  (кривая 3) видна отраженная от стенки ударная волна, движущаяся в горячую зону.

Авторы благодарны Л. А. Чудову за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила 20 VII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев М. М. Об отражении сферической ударной волны от плоскости. В сб. «Вычислительная математика», вып. 6. М., Изд-во АН СССР, 1960.
2. Brode H. L. Review of nuclear weapons effects. Annual Rev. Nucl. Sci., vol. 18. Palo Alto, Calif., 1968 (Рус. перев.: Действие ядерного взрыва. В сб. «Действие ядерного взрыва». М., «Мир», 1971.)
3. Подлубный В. В., Фонарев А. С. Отражение сферической взрывной волны от плоской поверхности. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
4. Давыдов Ю. М., Шевырев С. П. Расчет некоторых взрывных задач методом «крупных частиц». В сб. «Аэродинамика», вып. 4(7). Саратов, Изд-во Саратовск. ун-та, 1975.
5. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М., «Наука», 1974.
6. Ляхов В. Н. Сглаживание и искусственная вязкость при расчетах двумерных нестационарных течений с разрывами. В сб. «Численные методы механики сплошной среды», т. 5, № 3. Новосибирск, 1974.
7. Андрущенко В. А., Чудов Л. А. Подъем горячей массы воздуха в атмосфере Земли с образованием вихревого тора. 2-я Всесоюз. конф. «Современные проблемы тепловой конвекции». Тез. докл. Пермь, 1975.
8. Шуршалов Л. В. О расчете ударных волн, распространяющихся в неоднородной атмосфере. Докл. АН СССР, 1976, т. 230, № 4.