

6. А. С. Барышников, А. П. Бедин и др. Письма в ЖТФ, 1979, 5, 281.
7. А. С. Барышников, Г. Е. Скворцов. ЖТФ, 1979, 49, 11, 2483.
8. Г. К. Тумакаев, В. Г. Масленников, Е. В. Серова. Письма в ЖТФ, 1980, 6, 352.
9. А. П. Рязин. Письма в ЖТФ, 1980, 9, 516.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
11. А. С. Плешанов. ФГВ, 1968, 4, 1, 95.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ВВ С ОКРУЖАЮЩИМ ГАЗОМ

*В. И. Мали, А. К. Ребров, Г. А. Храмов,
С. Ф. Чекмарев
(Новосибирск)*

Движение продуктов детонации цилиндрического заряда ВВ и их взаимодействие с окружающей средой исследовалось теоретически и экспериментально в [1—3]. При этом особое внимание уделялось области течения вблизи детонационной волны. Ниже излагаются результаты экспериментального исследования взаимодействия продуктов детонации с воздухом на больших расстояниях от заряда. Это представляет интерес, например, для моделирования с помощью детонации линейных зарядов ВВ входа метеоритов в атмосферу Земли [4].

Эксперименты проводились следующим образом. В цилиндрической камере диаметром 500 и высотой 600 мм вертикально подвешивался цилиндрический заряд (шнур) твердого ВВ длиной около 400 мм и радиусом $r_3 = 0,6$ мм. На боковой стенке камеры располагались друг против друга два окна из оргстекла. Процесс регистрировался скоростным фоторегистратором СФР в режиме фоторазвертки. Окно, через которое велась регистрация, закрывалось непрозрачным экраном со щелью шириной 2—

5 мм, расположенной перпендикулярно шнуру. Регистрировались собственное излучение при детонации заряда (рис. 1, а) и теневое изображение (рис. 1, б). Для получения последнего применялась импульсная лампа ИФП-800, установленная против другого окна вне камеры.



Рис. 1.

Использовалось ВВ с плотностью $\rho_0 = 1,5 \cdot 10^3$ кг/м³ и скоростью детонации $D = 7,45$ км/с. Если положить, что эффективный показатель адиабаты продуктов детонации на детонационной волне $\kappa_2 = 3$, непосредственно за волной получаем следующие значения параметров состояния [1]: давление $p_2 = 2,1 \cdot 10^{10}$ Н/м², плотность $\rho_2 = 2 \cdot 10^3$ кг/м³, температура $T_2 = 1900$ К. В лабораторной системе координат продукты детонации за волной движутся в ту сторону, что и волна детонации со скоростью $v_2 = 1,865$ км/с. В системе координат волны их движение направлено в противоположную сторону, при этом скорость относительного движения $u_2 = 5,58$ км/с по условию Чепмена — Жуге равна скорости звука в продуктах детонации a_2 .

В качестве окружающего газа в экспериментах использовался воздух при условиях: $p_\infty = 9,8 \cdot 10^4$ Н/м², $T_\infty = 290$ К, $\rho_\infty = 1,2$ кг/м³. При совмещении фотографий рис. 1, а и б получается картина, схема которой (с наблюдением размеров) дана на рис. 2. Цифрами и буквами на рис. 1, 2 обозначены: 1 — детонирующий шнур, 2 — фронт детонации, *e* — ударная волна в воздухе, *i* — граница продуктов детонации, *f* — скачок уплотнения.

Максимальный радиус границы продуктов детонации составляет 50 мм. Если учесть, что длина заряда 400 мм, а наблюдение проводилось в сечении, находящемся на середине заряда, то концевыми эффектами можно пренебречь. Поэтому развертку по времени, представленную на рис. 1, 2, можно рассматривать как картину стационарной детонации заряда в системе координат детонационной волны. При этом времени t , отсчитываемому от момента прохождения детонационной волны через наблюдаемое сечение, будет соответствовать расстояние от волны в направлении вдоль заряда $x = Dt$. Пересчет временного масштаба на пространственный показывает, что изображение на рис. 1, 2, если его рассматривать как стационарную картину, сжато в продольном направлении (по сравнению с поперечным) в 3 раза.

В системе координат детонационной волны задача о движении продуктов детонации и их взаимодействии с окружающим газом переходит в задачу истечения стационарной сверхзвуковой струи продуктов детонации в спутный поток окружающего газа, движущегося со скоростью D . Для струи идеального газа аналогичная задача рассматривалась во многих работах (см., например, [5, 6], а также ссылки в последней работе). Поскольку продукты детонации за детонационной волной не являются идеальным газом и становятся таковым по мере расширения [1], непосредственно данные этих работ для расчета рассматриваемого течения использовать нельзя. Однако общие закономерности течения, в частности его структура (см. рис. 1, 2), будут теми же, как при истечении струи идеального газа. Они подробно изложены в указанных выше работах. Ниже будем пользоваться системой координат, связанной с детонационной волной.

Фотографии, представленные на рис. 1, получены при ширине щели 5 мм. При этом скорость развертки на СФР была в 3 раза меньше, чем скорость движения изображения фронта детонации. Вследствие относительно большой ширины щели и отсутствия компенсации сдвига изображения на пленке светящаяся зона за фронтом ударной волны (см. рис. 1, а) и начальный участок границы на теневой фотографии (см. рис. 1, б) размыты (в пределах ширины щели). Съемка методом компенсации при ширине щели 2 мм показывает, что излучающая зона за фронтом ударной волны в воздухе (*e*) имеет ширину около 1 мм,

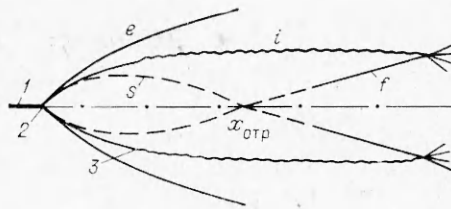


Рис. 2.

а сама волна примыкает к фронту детонации. В этих экспериментах интенсивность изображения на пленке была гораздо меньше, чем на рис. 1, а.

Из экспериментов со щелью в 2 мм начальный угол наклона θ_{e0} ударной волны e составлял $\theta_{e0} \sim 35^\circ$. Это значение угла отвечает средней поверхности внутри светящейся зоны на рис. 1, а и соответствует начальному углу наклона границы струи θ_{i0} , точность определения которого из рис. 1, б составляет $+3^\circ$. Оценка параметров воздуха за волной e при $\theta_{e0} = 35^\circ$ с учетом колебательной релаксации [7] дает $\rho_{e2} \sim 8\rho_\infty$, $T_{e2} = 6500$ К. При удалении от заряда интенсивность ударной волны уменьшается и свечение за ней исчезает. Дальше положение волны можно проследить по теневой фотографии за счет рефракции света на ее фронте (см. рис. 1, б), хотя, надо отметить, изображение волны является очень слабым.

Торможение границы струи окружающим газом мешает свободному расширению продуктов детонации, в результате чего в струе формируется «висячая» ударная волна s , которая затем падает на ось струи и отражается в виде скачка уплотнения f [5]. Ввиду плохой прозрачности продуктов детонации на рис. 1, б ударная волна s не просматривается (поэтому на схеме она изображена пунктиром), однако отраженный скачок f в момент выхода к границе струи виден достаточно хорошо. Форма отраженного скачка позволяет предположить, что отражение «висячей» волны от оси струи носит регулярный характер, что обычно бывает в струях газа в слутном гиперзвуковом потоке [5, 6]. Штрихом на рис. 2 показано продолжение скачка до пересечения с осью струи.

Проведем приближенную оценку размеров области течения, для чего воспользуемся приближенной автомодельностью геометрии течения [6]. При этом учтем, что в отличие от условий, рассмотренных в [6], в данном случае на «срезе сопла» $M = 1$ (условие Чепмена — Жуке), а не близко к единице. В связи с этим в качестве потока импульса на срезе сопла возьмем $\rho_2 u_2^2 + p_2 = \rho_0 D$, а характерную скорость расширения газа в поперечном направлении для вычисления начального угла струи определим величиной $\sqrt{2e_2}$, где e_2 — внутренняя энергия продуктов детонации за детонационной волной. В результате этих изменений для характерного угла наклона границы струи будем иметь $\text{tg } \theta_0 = \sqrt{2/\kappa_2(\kappa_2 - 1)}$, а характерные размеры (масштабы) течения в продольном и поперечном направлениях с учетом условий на детонационной волне запишутся в виде

$$X^2 = 0,4r_3 \sqrt{\kappa_2(\kappa_2 - 1)\rho_0/\rho_\infty} \quad \text{и} \quad R^* = r_3 \sqrt{\rho_0/\rho_\infty}.$$

Вычислим следующие величины: начальный угол наклона струи θ_{i0} , максимальный радиус границы струи $r_{i \max}$, расстояние до точки отражения скачка s от оси струи $x_{\text{отр}}$. Приближенно [6] $\text{tg } \theta_{i0} = 1,25 \text{ tg } \theta_0$, $r_{i \max} \approx 1,7 R^*$, $x_{\text{отр}} \approx 16 X^*$. Принимая $\kappa_2 = 3$, получаем $\theta_{i0} = 36^\circ$, $r_{i \max} = 36,3$ мм и $x_{\text{отр}} = 353$ мм. Соответствующие экспериментальные значения равны $\theta_{i0} = 35^\circ$, $r_{i \max} = 47,5$ мм и $x_{\text{отр}} = 500$ мм (за последнюю принималась точка пересечения с осью струи, полученная путем продолжения отраженного скачка f , как показано на рис. 2). Точность определения $r_{i \max}$ и $x_{\text{отр}}$ составляет 5—7%. Несмотря на отличие экспериментальных величин $r_{i \max}$ и $x_{\text{отр}}$ от оценочных, последние следует признать удовлетворительными, если учесть приближенный характер автомодельности течения и то, что показатель адиабаты, который меняется при расширении струи от $\kappa_2 = 3$ до значения, соответствующего идеальному газу $\kappa = 1,4$, во всей области течения заменен на $\kappa_2 = 3$. Для определения размеров течения в других условиях (при других r_3 , ρ_0 , ρ_∞) в приведенных выше выражениях можно ввести поправочные коэффициенты, учитывающие их отличие от экспериментальных.

Следует отметить, что на больших расстояниях от детонационной волны продукты детонации в лабораторной системе координат практически не движутся в направлении вдоль заряда. При детонации заряда в вакууме это видно из закона сохранения импульса. При детонации в затопленном пространстве продукты детонации могут приобрести направленное движение вдоль заряда за счет взаимодействия с окружающим газом. Оценка по времени нахождения сгустка продуктов детонации в поле наблюдения показывает, что скорость этого движения не превышает 0,2 км/с, что составляет 0,027 D .

В заключение отметим, что на некотором расстоянии от детонационной волны граница струи разрушается (точка 3 на рис. 1, б и 2). Причиной этого, возможно, является турбулентность [8].

Авторы благодарны А. А. Дерибасу за полезное обсуждение вопросов, связанных с постановкой эксперимента, а Ю. Э. Менчеру, В. Г. Попенко и С. А. Новопащину за помощь в проведении экспериментов.

*Поступила в редакцию
1/VIII 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
2. А. И. Дремпи, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
3. К. Юханссон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., Мир, 1973.
4. И. Т. Зоткин, М. А. Цикулин. Докл. АН СССР, 1966, 167, 1.
5. Г. И. Аверенкова, Э. А. Ашратов и др. Сверхзвуковые струи идеального газа. Ч. I, изд. МГУ, 1970.
6. Г. А. Храмов, С. Ф. Чермарев. Изв. АН СССР, МЭТ, 1976, 6.
7. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1966.
8. В. С. Авдучевский, А. В. Иванов и др. Докл. АН СССР, 1974, 197, 1.

МАКСИМАЛЬНЫЕ МАССОВЫЕ СКОРОСТИ В ВОЛНЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

*М. М. Павлов
(Москва)*

Цилиндрические заряды широко используются в практике взрывного дела. В связи с этим возникают вопросы, связанные с разрушением горных пород вокруг зарядов и сейсмической безопасностью объектов, находящихся вблизи от них.

При достаточно большом удалении от цилиндрического заряда его можно рассматривать как сосредоточенный и при расчетах пользоваться формулами, полученными для сферических зарядов. Однако вопрос о границе области, окружающей заряд, вне которой его можно рассматривать как сосредоточенный, до сих пор остается открытым. Часто в литературе приводятся экспериментальные данные в такой области, где удлинённостью заряда можно пренебречь.

Настоящая работа проведена с целью получения формулы для расчета параметров волны на расстояниях, где заряд следует рассматривать как удлинённый, при взрыве цилиндрических зарядов различной плотности в крепких горных породах, различающихся акустическим импе-