

Следовательно,

$$\frac{v'}{D'} = \frac{v_*}{D} = F(\eta), \quad v'_* = v_* \cos \psi,$$

где v_* и v'_* — конечные скорости метания элементов пластины косо и прямой ДВ без учета действия боковой разгрузки; $F(\eta)$ — некоторая функция параметра $\eta = \frac{\rho_* \delta_*}{\rho_n \delta_n}$, определяемая одним из методов решения задачи метания взрывом [1, 10]; ρ_0 — плотность материала пластины.

Имея в виду возможные пределы изменения ψ , получим, что в области $X > r_* v'_*$ уменьшается не более чем на 2—4%. Необходимость учета влияния угла определяется конкретной целью применения зарядов. При детонации удлиненных кумулятивных зарядов его следует учесть по следующей причине. С ростом ψ скорость облицовки УКЗ, а следовательно, и соответствующих участков кумулятивного ножа уменьшается. К такому же результату приводит увеличение угла схлопывания вследствие изменения величины и направления скорости метания и возникающего от этого изгиба пластины. Таким образом, угол ψ оказывает двойственное однонаправленное влияние на скорость элементов кумулятивного ножа и вызывает значительный ее градиент.

Поступила в редакцию
8/IV 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Л. В. Дубнов, В. А. Пүков. ПМТФ, 1964, 6, 110.
3. Н. Eyring а. о. Chem. Rev., 1949, 45, 1, 69.
4. Melvin, A. Cook а. о. J. Appl. Phys., 1956, 27, 3, 267.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
6. К. Юхансон, П. Пирсон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.
7. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1971, 7, 3, 427.
8. В. Г. Хотин, В. А. Пономарев. ФГВ, 1973, 9, 2, 307.
9. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1967, 3, 1, 111.
10. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
11. R. Hill, D. C. Pack. Proc. Roy. Soc., 1947, 191, 1027, 524.
12. L. N. Townend. An Analysis of Oblique and Normal Detonation waves. London, Her Majesty's Stationery Office, 1970.
13. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1970.

УДК 624.131.551

РАСЧЕТ ДВИЖЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА В ШПУРЕ

В. А. Васильев, А. А. Ивлев

(Москва)

При детонации в шпуре химическая энергия ВВ превращается во внутреннюю энергию продуктов детонации, в кинетическую энергию их движения, а также в работу, совершаемую над окружающей средой. В зависимости от свойств горных пород, характеристик используемого ВВ и расположения заряда при одной и той же энергии заряда изменяется конечный диаметр шпура, характеризующий величину совершаемой работы.

В статье с помощью модельного расчета исследуется распределение полной энергии заряда на энергию продуктов детонации и работу при разных расширениях шпура.

В качестве исходного предположения модельного расчета было взято естественное представление о характере смещения стенок шпура при взрыве. В большинстве случаев скорость детонации выше скорости упругих волн в горной породе, поэтому расширение шпура начинается за зоной реакции, при достижении предельного расширения движение стенок прекращается. Таким образом, в длинных шпурах при достижении стационарного режима форму шпура можно представить в виде двух цилиндров, сопряженных расширяющимся «соплом», которое движется вместе с детонационной волной (рис. 1). Расчет проводился в квазидномерном приближении, т. е. параметры продуктов детонации считались одинаковыми в поперечных сечениях шпура; зона реакции считалась бесконечно тонкой. В системе координат, связанной с детонационным фронтом, описывающие течение уравнения имеют вид [1]

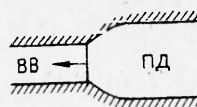


Рис. 1.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u S) &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ p/\rho^k &= p_j/\rho_j^k. \end{aligned} \quad (1)$$

Индекс j отмечает начальные значения параметров в плоскости Жуге, где площадь сечения $S(x)$ равна исходному значению S_0 . По окончании расширения $S(x)$ принимает конечное значение S_k . Для системы (1) существует известное стационарное решение для движения в сопле Лавала [2], критическое сечение которого в силу условия Жуге $D-v=u-c$ и конфигурации шпура, совпадает с плоскостью Жуге.

Стационарное течение в трубе переменного сечения определяется законом сохранения потока массы, соотношением Бернулли и условием постоянства энтропии

$$\rho u S = \text{const}, \quad e + p/\rho + u^2/2 = \text{const}, \quad S = \text{const}, \quad (2)$$

где $u = D - v$. Значения констант найдем по величине плотности, энергии и массовой скорости в плоскости Жуге. Пренебрегая тепловой частью внутренней энергии продуктов детонации, запишем уравнение состояния в виде $e = pv/(k-1)$. При этом сохраняются все известные в газодинамике соотношения для течения в трубе переменного сечения. Выражая начальные параметры в плоскости Жуге через скорость детонации и вводя скорость звука $c = (kpv)^{1/2}$, получим определяющую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{c_s^2}{k-1} + \frac{u_s^2}{2} - \frac{k^2}{2(k^2-1)} D^2, \\ \rho_s u_s S = \rho_0 D S_0, \\ \frac{c_s^2}{\rho_s^{k-1}} = \left(\frac{k}{k+1} \right)^{k+1} \frac{D^2}{\rho_0^{k-1}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Для $k=3$ эта система разрешается в явном виде

$$u_s = \frac{3}{4} D \sqrt{1 \pm \sqrt{1 - (S_0/S)^2}}, \quad \rho_s = \rho_0 D \frac{S_0}{S} (u_s)^{-1}, \quad c_s = \frac{9}{16} \frac{D}{\rho_0} \rho_s. \quad (4)$$

Разные знаки в выражении для u_s соответствуют двум принципиально возможным режимам стационарного истечения — сверхзвуковому и дозвуковому. В первом случае u_s растет, ρ_s уменьшается с увеличением

площади сечения, во втором — u , падает, газ уплотняется. Очевидно, что дозвуковой режим стационарного истечения, в данном случае движущегося «сопла», является неустойчивым, так как в сопло проникает волна разрежения из расширенной части трубы. В случае же сверхзвукового режима все идущие сзади возмущения сносятся вниз по потоку и стационарность течения сохраняется. Таким образом, реализуется сверхзвуковой режим течения, что соответствует знаку $+$ в (4).

Для построения течения в расширенной части трубы проанализируем поле характеристик системы (1). При $k=3$ характеристическую систему можно записать в виде

$$c^+ : \frac{dx}{dt} = u + c, \quad d(u + c)^2 = -2ucd \ln S;$$

$$c^- : \frac{dx}{dt} = u - c, \quad d(u - c)^2 = 2ucd \ln S. \quad (5)$$

С учетом соотношений (3) получим уравнения характеристик в стационарном потоке

$$c^+ : \frac{dx}{dt} = \frac{3}{4} D \sqrt{2 \left(1 + \frac{S_0}{S}\right)}, \quad c^- : \frac{dx}{dt} = \frac{3}{4} D \sqrt{2 \left(1 - \frac{S_0}{S}\right)}. \quad (6)$$

Будем считать, что детонация идет справа налево, в приводимой системе координат это соответствует движению вещества слева направо сквозь неподвижную детонационную волну. На $x-t$ -диаграмме (рис. 2) фронту волны соответствует временная ось, она же является огибающей c^- -характеристик. Штриховая прямая соответствует выходному сечению «сопла», левее расположена расширенная труба постоянного сечения. Форма характеристик, как видно из (6), зависит от формы «сопла», однако конечный наклон в выходном сечении определяется лишь отношением площадей начального и конечного сечений, так что течение за «соплом» не зависит от его формы.

Изображенная на рис. 2 картина течения соответствует следующему процессу: из «сопла» от начального сечения в момент времени $t=0$ начинает выдвигаться поршень, закон движения которого соответствует (4), т. е. поршень движется со скоростью, равной скорости вещества при стационарном течении. Тем самым поршень не вносит возмущений в течение внутри «сопла». При достижении конечного сечения скорость поршня скачком возрастает до величины D и затем остается постоянной. В зависимости от степени расширения S_k/S_0 , где S_k — площадь конечного сечения «сопла», возможны два разных режима течения в расширенной части. Рис. 2 соответствует тому режиму, когда скорость в конечном сечении «сопла» u_{sk} меньше скорости детонации. За «соплом» образуется удлиняющаяся со временем область постоянного течения, обусловленная сносом волны разрежения назад сверхзвуковым потоком из «сопла». Следующая далее волна разрежения переходит в область постоянного течения, значения параметров в которой определяются постоянной скоростью поршня D . Расчет волны разрежения проводится из условия сохранения c^+ -инварианта.

По мере увеличения отношения S_k/S_0 массовая скорость возрастает, приближаясь к D , область волны разрежения сужается, распределение параметров за «соплом» становится более гладким. При $S_k/S_0=1,59$

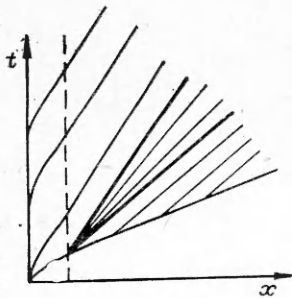


Рис. 2.

скорость на выходе «сопла» равна D , «за соплом» распределение параметров равномерное, продукты детонации имеют одинаковую скорость, равную скорости поршня (в неподвижной системе координат продукты покоятся).

При дальнейшем увеличении S_k/S_0 скорость на выходе «сопла» превышает D , область постоянного течения за «соплом» переходит через ударную волну в область постоянного течения, граничащую с поршнем. Значения параметров ударной волны рассчитываются по формулам

$$U_H = D - \sqrt{c_s^2 + (u_s - D)^2} \approx D \left(1 - \frac{9}{16} \frac{S_0}{S}\right),$$

$$\rho_H = \rho_s \frac{u_s - U_H}{D - U_H},$$

$$p_H \approx \left(\frac{3}{4}\right)^3 \left(\frac{S_0}{S_k}\right)^3 p_s.$$

С увеличением S_k/S_0 ударная волна приближается к «соплу», однако ее амплитуда падает. При $S_k/S_0 \rightarrow \infty$ ударная волна вырождается в звуковую и догоняет «сопло».

В неподвижной системе координат «сопло» движется со скоростью детонации, а поршень после выхода из «сопла» останавливается (это соответствует повороту $x-t$ -диаграммы на рис. 2 против часовой стрелки). Следует ожидать, что полученное решение асимптотически описывает движение в достаточно длинном шпуре, когда первоначальный переходный режим уже не существует.

Из расположения характеристик видно, что наличие зоны постоянного течения около поршня приводит к стационарному течению в «сопле» (сохраняется c^+ -инвариант в расширенной части трубы). Если допустить возможность нестационарного течения в «сопле», то, как показывает анализ, на поршне через некоторое время давление обратится в нуль. Это противоречит предельной картине течения при уменьшении S_k/S_0 , так как в трубе постоянного сечения давление на поршне имеет конечное значение.

Для определения времени выхода течения на асимптотический режим был проведен численный расчет нестационарного течения для системы (1) в характеристической форме (5). Для удобства проведения счета использовались гладкие законы изменения площади сечения «сопла»

$$S = S_0 + \frac{S_k - S_0}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi x}{e}\right) \text{ и } S = S_0 + (S_k - S_0) \left[\left(1 + 10 \frac{x}{e}\right) \left(1 - \frac{x}{e}\right)^{10}\right],$$

при этом варьировалось отношение S_k/S_0 . Моделировался начальный переходный режим течения путем изменения закона движения поршня. Оказалось, что во всех случаях течение приближается к асимптотическому при прохождении детонационной волной расстояния в 2–3 диаметра шпура. Полное исследование выхода движения на асимптотику требует решения задачи о развитии расширяющегося канала с учетом движения окружающей среды. Качественное рассмотрение поведения характеристик и проведенный численный расчет свидетельствуют об устойчивости описанного течения.

С помощью полученного решения можно подсчитать распределение энергии заряда при разных расширениях шпура. Полная энергия заряда $E_{\text{полн}} = \rho_0 Q L S_0$ (L — длина заряда) распределяется на внутреннюю энергию продуктов $E_{\text{вн}}$, кинетическую энергию продуктов $E_{\text{кин}}$ и работу над окружающей средой. Уравнение баланса можно записать в виде:

$$\rho_0 Q L S_0 = \int_0^L \rho e S dx + \frac{1}{2} \int_0^L \rho u^2 dx + A.$$

Учитывая, что для $k=3$ $e=p/2\rho$, первый интеграл запишем в виде $\frac{1}{2} \int_0^L p S dx$. Для длинных шпуров можно пренебречь участком изменения S и проводить интегрирование по расширенной части шпура.

Полученные данные позволяют построить зависимость величины работы, совершаемой над средой, от степени расширения шпура. На рис. 3 верхняя сплошная кривая показывает долю энергии, передаваемой в среду, нижняя сплошная кривая построена для неподвижных продуктов по адиабате $p \sim v^{-3}$, штриховая кривая показывает отношение $A_{\text{дин}}/A_{\text{ст}}$ ($A_{\text{дин}}$ — величина работы с учетом движения продуктов детонации, $A_{\text{ст}}$ — работа в случае неподвижных продуктов). Из графиков видно, что при малых расширениях шпура, т. е. в случае скальных пород или слабых ВВ, движение продуктов оказывает существенное влияние на передачу энергии в среду. Для больших расширений ($S_n/S_0 > 1,1$) импульс продуктов в значительной степени гасится, расхождение между $A_{\text{дин}}$ и $A_{\text{ст}}$ не превышает 10—15%.

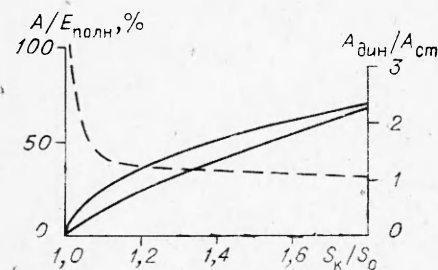


Рис. 3.

Изложенное выше решение для движения продуктов детонации в расширяющемся шпуре может оказаться полезным при проведении численных расчетов действия цилиндрического взрыва в грунте, а также для оценки передачи энергии в среду в конкретных условиях взрыва.

Поступила в редакцию
16/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды, «Наука», 1971.
2. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа, «Наука», 1970.

УДК 662.215.1

К ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕ СМЕШАННЫХ ФАЗ

В. М. Гендугов, Л. Г. Ильясова
(Москва)

Детонация гетерогенных систем предварительно не смешанных фаз (ДГС) может распространяться в трубах, заполненных газообразным окислителем, стенки которых покрыты слоем жидкого топлива [1—5]. Такая детонация является причиной разрушения трубопроводов и газопроводов при производстве и транспортировке газообразных окислителей. Известно, что ДГС распространяется со скоростью меньшей, чем скорость детонации Чепмена — Жуге, и длина ее зоны реакции на несколь-