

О ФОРМЕ ФРОНТА ДЕТОНАЦИИ ЛЕНТОЧНЫХ И КЛИНОВИДНЫХ ЗАРЯДОВ

С. Л. Крыськов, Б. И. Шехтер, Л. А. Шушко

(Москва)

Ленточные заряды, измерения которых (высота, ширина и длина) находятся в соответствии $\delta_1 < l \ll L$, применяются при решении ряда технических задач [1]. Клиновидной формы могут быть удлиненные кумулятивные заряды (УКЗ). В указанных случаях необходимо учитывать форму фронта детонационной волны (ДВ) [1]. Опубликованные работы посвящены либо качественной характеристике формы фронта без необходимых количественных данных, либо изучению листовых и близких к ним зарядов [1, 2], для которых не нужно учитывать боковой разлет, поскольку можно принять $l \rightarrow \infty$, $L \rightarrow \infty$.

Достаточно подробно изучена форма фронта ДВ цилиндрических зарядов [3—8]. Очевидно, простой перенос данных о зарядах с осевой симметрией на ленточные (и тем более на клиновидные) заряды не обоснован, так как в них реализуется существенно отличное трехмерное течение.

Теоретически определить влияние характеристик заряда на форму фронта пока нельзя. Препятствием служат не только сложности процесса и решения системы исходных уравнений, но и отсутствие надежных данных о кинетике реакций в детонационной волне. Поэтому в данной работе форма фронта ДВ ленточных и клиновидных зарядов изучалась экспериментально. Бралась ВВ, наиболее употребимые в УКЗ: сплав ТГ 40/60 плотностью $\rho_1 = 1,66 \text{ г/см}^3$ и пластифицированный гексоген $\rho_1 = 1,62 \text{ г/см}^3$.

Опыты проведены по схеме, аналогичной использованной в работе [4]. Однако заряды имели форму ленты и клина и располагались на металлических пластинах (условия, близкие к работе УКЗ), как показано на рис. 1, а, б. Детонация зарядов была идеальной [1, 6, 9]. Толщина пластин $\delta_0 \approx 0,3 \delta_1$, $l = (2 \div 6)\delta_1$ и $L = (1 \div 5)l$. Иницирование, близкое к точечному, осуществлялось в центре торца ленточного или вблизи вершины угла клиновидного заряда (см. рис. 1). Форма фронта регистрировалась на СФР-2М при выходе детонации на торец заряда или сбоку. Опыты показали, что форма фронта ДВ близка к круговому цилиндру. При иницировании клиновидного заряда

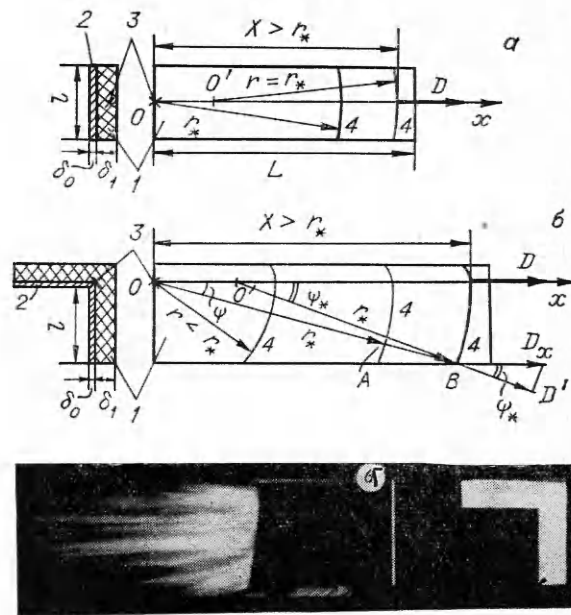


Рис. 1. Схема ленточного (а), клиновидного (б) зарядов и фоторегистрограмма фронта ДВ (в).
1 — заряд ВВ; 2 — металлическая облицовка; 3 — точка иницирования; 4 — фронт ДВ.

асимметрия фронта сохраняется на значительном (более 5*l*) расстоянии.

Установлено, что фронт идеальной детонации испытываемых зарядов, как и цилиндрических [4], имеет некоторое предельное значение радиуса кривизны. Для ленточного заряда оно определяется зависимостью

$$\begin{aligned} r_* &= K_1 l, \\ r_* &= K_2 (l + \delta_1) \end{aligned} \quad (1)$$

— для клиновидного. Радиус кривизны фронта *r* равен его пуги *X*, если $X \leq r_*$; $r = r_*$, если $X > r_*$. С точностью до 20% получено для пластифицированного гексогена $K_1 = 3,2$, $K_2 = 2,7$, для ТГ 40/60 $K_1 = 3,0$, $K_2 = 2,5$.

Учитывая точность определения r_* , примем для обоих видов инициирования $K_1 = K_2 = 3,0$. Предельный радиус кривизны фронта цилиндрических зарядов мощных ВВ высокой плотности при идеальной детонации несколько больше, и его среднее значение равно 3,5 диаметра заряда [4, 6]. Опыт показал, что при $\delta_1 \rightarrow l$ среднее значение $K \rightarrow 3,5$.

Обозначим скорость точки фронта ДВ в направлении, параллельном оси *Ox*, через D_x , а ее проекцию на нормаль к фронту — через D' . Тогда при $X \leq r_*$ $D' = D$ (здесь *D* — скорость нормальной детонации) и при $X > r_*$ $D' = D_x \cos \psi$ ($D_x = D$). Поскольку вектор D' элементарного участка фронта ДВ всегда перпендикулярен его поверхности, путь этого элемента изобразится сначала ($X \leq r_*$) прямой *OA*, затем ($X > r_*$) кривой *AB* (см. рис. 1, б). Очевидно, что существует некоторое предельное значение ψ_* , которое можно получить, определяя r_* по равенствам (1), из зависимости

$$\sin \psi_* = \left[K \left(1 + \frac{\Delta}{l} \right) \right]^{-1}.$$

Тогда для ленточного заряда $\Delta = l$, $\sin \psi_* \approx 0,167$ и $\psi_* \approx 9^\circ 40'$; для клиновидного заряда $\Delta = \delta_1$, $\sin \psi_* \approx 0,167 \div 0,28$ и $\psi_* \approx 9^\circ 40' \div 16^\circ 10'$. Отсюда предельное значение скорости фронта $D' \approx (0,96 \div 0,986) D$.

Авторы работ [5, 7, 8] справедливо утверждают, что искривление фронта определяется характером течений среды за ним и в первую очередь на границе заряда. Расчет параметров течений во внутренних слоях заряда невозможен без рассмотрения процессов в зоне реакций. Течение на границе заряда можно рассчитать, используя модель, близкую к рассмотренным в работах [5, 10], при следующих допущениях: 1) в области пересечения ударного фронта с боковой гранью ленточного и клиновидного заряда на высоте $\delta_1/2$ реализуется течение Прандтля — Майера; 2) фронт ДВ косой, а продукты взрыва (ПВ) расширяются в атмосферный воздух, при этом турбулизацией на границе ПВ — воздух пренебрегаем; 3) пересечение ударного фронта и звуковой поверхности совпадает с границей заряда [7], поэтому ширину зоны реакции не учитываем, а в ДВ полагаем справедливым условие Чепмена—Жуге

$$D' = c'_n + u'_n, \quad (2)$$

где c'_n и u'_n — скорость звука и нормальная составляющая массовой скорости ПВ в косой детонационной волне. Схема течений в системе координат, связанной с фронтом детонации, и принятые обозначения показаны на рис. 2.

Попутно заметим, что задача об истечении ПВ прямой ДВ с косого среза в пустоту, решенная К. П. Станюковичем [10], является частным случаем описанной модели, а числовые значения, полученные Хиллом и Пэком при $\psi_* = 0$ [11], вызывают сомнения.

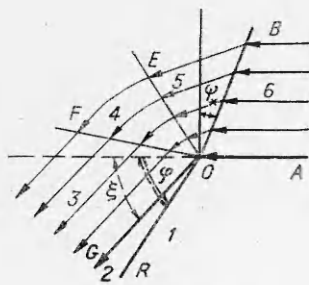


Рис. 2. Схема течений на боковой границе заряда при разлете ПВ косої ДВ в воздухе.

1, 6 — невозмущенные ВВ и воздух; 2 — косої воздушная ударная волна (УВ); 3, 5 — ПВ (однородный поток); 4 — ПВ, течение Прандтля-Майера; OA — боковая граница заряда; OB — фронт косої ДВ; OE и OF — характеристики; OG — граница ПВ — воздух; OR — фронт УВ.

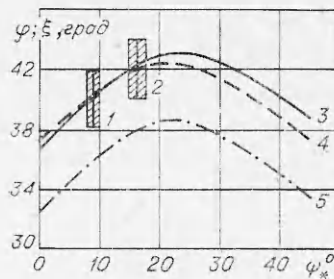


Рис. 3. Результаты расчета и опытов для косої ДВ.

1 — $\varphi(\psi_*)$ для ленточного заряда (опыт); 2 — $\varphi(\psi_*)$ для клиновидного заряда (опыт); 3 — $\xi(\psi_*)$ и 5 — $\varphi(\psi_*)$ для случая истечения ПВ в воздух (расчет); 4 — $\xi(\psi_*)$ для истечения в пустоту (расчет).

Преобразуя известные [10, 12] системы исходных уравнений для косої ударных и детонационных волн, получим

$$\xi = \varphi - \arctg \left[\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \operatorname{tg} \varphi \left(\frac{2}{\gamma - 1} \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \varphi} + 1 \right) \right], \quad (3)$$

$$\frac{\rho_6}{\rho_5} = \frac{k}{k+1} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{k^2 - 1}{k^2} \left(1 + \frac{2Q}{D^2 \cos^2 \psi_*} \right)} \right], \quad M_5 = \sqrt{1 + \left(\frac{k+1}{k} \operatorname{tg} \psi_* \right)^2}, \quad (4)$$

где k, γ — показатели адиабаты ПВ ($k=3$) и политропы воздуха (для сильных УВ $\gamma=1, 2$); M — число Маха в потоке среды; Q — удельная теплота реакции в косої фронте; 1, 2, ... 6 — индексы, относящиеся к параметрам потока, и соответствующие нумерации областей (см. рис. 2). Для косої ДВ $\sqrt{2(k^2-1)Q/D'} < 1$. Однако при малых φ можно принять это отношение равным 1, что соответствует условию (2).

Течение Прандтля — Майера описывается соотношениями [13], связывающими углы между характеристиками и линиями тока. Используя их совместно с зависимостями (3) и (4), равенством [10]

$$\angle AOE = \frac{3}{2} \pi - 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{k}{k+1} \operatorname{ctg} \psi_* \right)$$

и условиями на границах (в начале области 4 $M_5 = M_4$, в конце ее $M_4 = M_3$, давление $p_3 = p_2$), находим функции $\xi(\psi_*)$ и $\varphi(\psi_*)$, приведенные на рис. 3 (кривые 5 и 3). Зависимость $\xi(\psi_*)$ (кривая 2) рассчитана для истечения в пустоту [10].

В ряде опытов на СФР регистрировали боковую воздушную УВ в момент ее образования. Отношение нормальной к боковой грани заряда составляющей скорости УВ к D равно $\operatorname{tg} \varphi$. Значения φ , определенные по пяти опытам для ленточных и клиновидных зарядов из пластифицированного гексогена, показаны на рис. 3. С точностью до $\pm 5\%$ они соответствуют расчетным. Это подтверждает правильность принятой модели и достоверность полученных результатов.

Форма фронта влияет на скорость метания пластин скользящей ДВ изучаемых зарядов. Из равенств (2) и (4) для косої ДВ получим

$$p_5 = p_n \cos^2 \psi, \quad p_n = \frac{\rho_6 D^2}{k+1}$$

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.