

Рис. 3.

В случае распространения взрыва по криволинейному участку выработки наблюдается резкое ускорение фронта пламени. Скачки скорости распространения способствуют образованию вторичных ударных волн, которые, как правило, догоняют первичную.

*Макеевский НИИ  
по безопасности работ  
в горной промышленности*

*Поступила в редакцию  
16/VI 1975*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука» 1972.
3. О. М. Тодес, А. Д. Гольцикер и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука» 1972.
4. О. М. Тодес, А. Д. Гольцикер, К. К. Ионушас. ФГВ, 1974, 10, 1.
5. И. Ф. Ярембаш, В. С. Сергеев, В. В. Бахтин. ФТПРПИ, 1973, 4.
6. М. Е. Дейч. Техническая газодинамика. М., «Энергия», 1974.

### ЗАТУХАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАЗЛЕТЕ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ВВ В ГАЗ

*О. С. Попель, О. А. Синкевич, А. Л. Шевченко*

Экспериментальное исследование процесса движения ударных волн во взрывных ударных трубах [1—4] показывает, что в отличие от обычных диафрагменных ударных труб затухание ударной волны в них начинается уже с момента ее образования и должно учитываться при расчете движения ударной волны в канале трубы. Попытка расчета затухания ударной волны предпринята в работе [5]. На основе интегральных соотношений с введением ряда предположений о распределении параметров в продуктах взрыва в [5] получено уравнение траектории ударной волны. Как показывает анализ этого уравнения, начальная скорость ударной волны равна  $(\gamma+1)\epsilon$  ( $\gamma$  — показатель адиабаты газа,  $\epsilon$  — удельная энергия взрыва, отнесенная к 1 кг ВВ) и не зависит от плотности (давления) газа. В связи с этим вызывает сомнение совпадение расчетных и экспериментальных данных, представленных в [5] для различных газов.

В данной работе при расчете затухания ударной волны предполагалось, что затухание обусловлено существенно неоднородным распределением параметров в разлетающихся продуктах детонации [6]. Схема волнового взаимодействия представлена на  $\tau, X$ -диаграмме (рис. 1). Распад разрыва в момент  $\tau=1$ , связанный с выходом детонационной волны на границу заряда, приводит к образованию в газе ударной волны  $MQ$ , а в продуктах детонации — волны разрежения  $LMP$ .

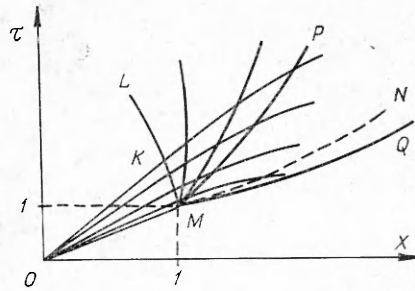


Рис. 1.  $\tau, X$ -диаграмма и схема волнового взаимодействия.

Продукты взрыва и ударно-сжатый газ разделены контактной поверхностью  $MN$ . Вслед за фронтом детонационной волны в продуктах детонации распространяется волна разрежения  $МОК$ , которая после взаимодействия с волной  $LMP$  выходит на контактную поверхность и далее на фронт ударной волны, вызывая их торможение. Предполагается, что влиянием бокового разлета продуктов детонации и влиянием химического пика можно пренебречь.

Рассмотрим математическую постановку задачи. Уравнение траектории контактной поверхности  $MN$  в плоскости  $\tau, X$  ( $\tau=Dt/L$ ,  $X=x/L$  — безразмерные время и координата,  $D$  — скорость детонации,  $L$  — длина заряда) имеет вид

$$dX/d\tau = U \quad (U = u/D). \quad (1)$$

Используя существующие связи параметров на разрывах в предположении однородного распределения скорости  $u$  и давления  $p$  в области ударно-нагретого газа, получим следующее соотношение между скоростью  $u$  и скоростью звука в продуктах детонации на контактной поверхности  $a$  [6]:

$$u^2 = 2/(\gamma + 1) \cdot \rho_{\text{ВВ}}/\rho_0 \cdot (k+1)/k^2 \left[ (k+1)/k \right]^{2/(k-1)} a^{2k/(k-1)}. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_{\text{ВВ}}$  — плотность заряда ВВ,  $\rho_0$  — плотность газа перед фронтом ударной волны,  $\gamma, k$  — эффективные показатели адиабаты ударно-сжатого газа и продуктов детонации.

Уравнение (2) удобно представить в безразмерном виде

$$\alpha - U = (U/A)^N, \quad (3)$$

где  $\alpha = U + 2/(k-1) \cdot C$  — инвариант Римана;  $C = a/D$ ;

$$A = \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1} \frac{\rho_{\text{ВВ}}}{\rho_0} \frac{k+1}{k^2} \left( \frac{k+1}{k} \right)^{2/(k-1)}}, \quad N = (k-1)/k.$$

Если известно изменение инварианта  $\alpha(X, \tau)$ , то торможение контактной поверхности определяется из совместного решения уравнений (1), (3) с начальным условием

$$\tau = 1, X = 1, U = U_0. \quad (4)$$

Начальная скорость  $U_0$  вычисляется с помощью уравнения (3) путем подстановки значения  $\alpha = \alpha_0$  на фронте детонационной волны.

Наиболее просто задача может быть решена лишь в предположении  $k=3$  и  $k=5/3$ .

В случае  $k=3$  ( $u+a$ )-характеристики волны разрежения  $КОМ$  — прямые линии и

$$\alpha = X/\tau. \quad (5)$$

При  $k=5/3$   $\alpha(X, \tau)$  определяется соотношением

$$\alpha = 1/2\beta_0 + 3/2 \cdot (X - X_*) / (\tau - \tau_*), \quad (6)$$

следующим из уравнения  $(u+a)$ -характеристик в области  $PMN$  (см. рис. 1).  $\tau_*$ ,  $X_*$ -координаты  $(u-a)$ -характеристики  $MP$ , вдоль которой  $U - 2C/(k-1) = \beta_0 = \text{const}$ . Уравнение характеристики  $MP$  находится из решения системы изэнтропийных уравнений газовой динамики [7] в области  $PMK$ .

$$\tau_* = -\frac{3}{\alpha - \beta_0} \left( \frac{\partial W}{\partial \alpha} - \frac{\partial W}{\partial \beta} \right) \Big|_{\beta_0}, \quad X_* = \left( \frac{\alpha}{3} + \frac{2}{3} \beta_0 \right) \tau_* + \frac{\partial W}{\partial \beta} \Big|_{\beta_0}, \quad (7)$$

$$W_i(\alpha, \beta) = \frac{1/3\beta^3 - \beta^2 - 9/16(\alpha + \beta) + 81/32}{\alpha - \beta}. \quad (8)$$

Интегрирование (1) с учетом (3), (5) или (3), (6)–(8) с начальным условием (4) позволяет определить траектории контактной поверхности  $MN$  соответственно в случаях  $k=3$  или  $k=5/3$ . Учитывая прямолинейность характеристик при  $k=3$  и  $\rho_0/\rho_{ВВ} \ll 1$ , можно получить приближенное выражение для траектории контактной поверхности, полезное для аналитических оценок

$$U = dX/d\tau = U_0 - \Delta U_0 \ln \tau; \quad X = \tau - \Delta U_0 \tau \ln \tau, \quad (9)$$

где  $\Delta U_0 = U^{\max} - U_0$ ,  $U^{\max}$  — скорость разлета в вакуум (для  $k=3$   $U^{\max} = 1$ ).

При использовании полученных выше результатов следует иметь в виду, что продукты детонации в общем случае не могут быть описаны уравнением состояния идеального газа и, следовательно, постоянным значением показателя адиабаты. Как показано в работе [8], показатель адиабаты продуктов детонации изменяется в процессе их расширения в газ в диапазоне  $k=3 \div 1/3$ . В связи с этим в данной работе в результаты для  $k=3$  и  $k=5/3$  вводился поправочный множитель, равный  $U_p/U_0$  ( $U_p$  — начальная скорость ударной волны, полученная из эксперимента или из расчета распада разрыва с учетом реального урав-

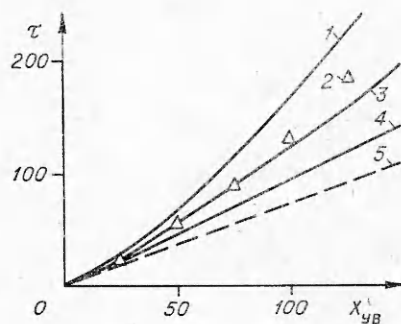


Рис. 2. Траектория ударной волны в воздухе;  $p_0=1$  бар, тротил,  $\rho_{ВВ} = 1,0$  г/см<sup>3</sup>,  $D=5,1$  км/с,  $L=10$  см,  $U_p=6,0$  км/с.

1 — приближенный расчет ( $k=3$ ); 2 — эксперимент [3]; 3 — расчет ( $k=3$ ); 4 — расчет ( $k=5/3$ ); 5 — затухание отсутствует.

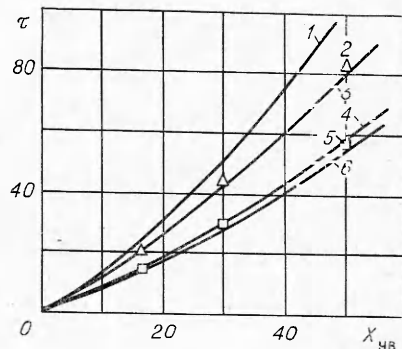


Рис. 3. Траектория ударной волны в воздухе;  $ВВ - RDX$ ,  $\rho_{ВВ} = 1,7$  г/см<sup>3</sup>,  $D=8$  км/с,  $L \approx 0,7$  см.

1, 3 —  $p_0=1$  бар,  $U_p=7$  км/с; 4, 6 —  $p_0=100$  мм рт. ст.,  $U_p=8$  км/с; 1, 4 — приближенный расчет ( $k=3$ ); 2, 5 — эксперимент; 3, 6 — расчет ( $k=3$ ).

нения состояния продуктов взрыва [9]). Таким образом, уравнение траектории ударной волны имеет вид

$$X_{ув} = U_p/U_0 \cdot X = U_p/U_0 \cdot f_k(\tau), \quad (10)$$

где  $f_k(\tau)$  — функция, описывающая траекторию контактной поверхности.

На рис. 2, 3 представлено сравнение результатов расчета по описанной выше методике с экспериментальными данными работ [3, 4]. Из рисунков видно, что затухание ударной волны достаточно хорошо описывается расчетом в приближении  $k=3$ . В случае  $k=5/3$  расчет дает более слабое, чем в эксперименте, затухание. Приближенный расчет с использованием соотношений (9), (10) дает более сильное затухание. Отклонение экспериментальных данных от расчетных в сторону большего затухания ударной волны на больших расстояниях от заряда (более 60 L) может быть объяснено влиянием бокового разлета продуктов взрыва, а также влиянием пограничного слоя на стенках трубы.

*Институт высоких температур  
АН СССР,  
Москва*

*Поступила в редакцию  
15/III 1976*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Д. Савров, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1970, 194, 4, 811.
2. В. Е. Фортон. Докл. АН СССР, 1975, 221, 6, 1307.
3. Дафф, Блэкуэлл. Приборы для научных исследований, 1966, 5, 39.
4. М. Джонс, Ч. Мак-Киннон, В. Блэкмен.— В сб.: Прикладная магнитная гидродинамика, 1965.
5. D. A. Freiwald. J. Appl. Phys., 1972, 43, 5, 2224.
6. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
7. Б. Л. Рождественский, Н. Н. Яненко. Системы квазилинейных уравнений и их приложение к газовой динамике. М., «Наука», 1968.
8. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1966, 2, 4, 85.
9. О. С. Попель, О. А. Синкевич. Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, 2, 184.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ УСИЛЕНИЯ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРЕ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ РЯДА ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ

*М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков, А. В. Петухов,  
Я. И. Харитонова*

Выбор топлива для получения лазерно-активных сред в газодинамических лазерах (ГДЛ) приобретает важное значение при практической реализации мощных систем непрерывного действия. В предшествующих экспериментальных исследованиях для создания инверсной заселенности использовались заранее приготовленные газовые смеси и продукты сгорания газообразных топлив. В техническом отношении более перспективны для этих целей жидкие углеводороды.

Количество H<sub>2</sub>O в продуктах сгорания углеводородных топлив больше оптимального. Это обстоятельство ухудшает энергетические показатели ГДЛ на продуктах горения углеводородных топлив по сравнению с ГДЛ, использующим в качестве топлив CO или C<sub>2</sub>N<sub>2</sub>. Однако