

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСШИРЕНИЯ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ЛИСТОВОГО ЗАРЯДА В КАМЕРЕ

Э. Э. Лин, А. В. Сиренко, А. И. Фунгигов

(Москва)

Вопросам расширения продуктов взрыва конденсированного ВВ посвящено большое число работ, подробный обзор которых дан в [1—3]. Известные уравнения состояния продуктов взрыва (ПВ) позволяют найти соотношение между давлением  $p$  и плотностью ПВ  $\rho$  в широком диапазоне изменения параметров вплоть до стадии расширения, отвечающей идеальному газу. Для различных ВВ значения коэффициентов Грюнайзена  $\gamma_0$  в этой стадии несколько отличаются друг от друга. Так, для тэна  $\gamma_0 = 0,23$ , а для ТГ 36/64  $\gamma_0 = 0,34$  [1]. В зависимости от использованной модели расширения эти параметры могут отличаться для одного и того же ВВ [2].

Цель данной работы — экспериментальное изучение расширения продуктов взрыва листового заряда на основе тэна и определение параметров калорического уравнения состояния ПВ

$$p = A\rho^n + \gamma\rho E, \quad (1)$$

где  $E$  — внутренняя энергия;  $A$ ,  $n$  — постоянные, значения которых находятся из условий в точке Жуге. Согласно [1], коэффициент Грюнайзена  $\gamma$  в уравнении состояния (1) может быть принят в виде

$$\gamma = \gamma_0 + c\rho, \quad c \approx (\gamma_{\text{ж}} - \gamma_0)/\rho_{\text{ж}}. \quad (2)$$

Индекс 0 отвечает идеальному газу, ж — состоянию в точке Жуге.

По расчетным значениям теплоемкости продуктов взрыва можно найти  $\gamma_0$ . Для этого необходимо знать точный состав ПВ в стадии сильного расширения. В ряде случаев, в частности при наличии флегматизирующей добавки, такой расчет может оказаться затруднительным. Прямым способом определения  $\gamma_0$  является измерение установившегося давления продуктов взрыва в вакуумированной замкнутой камере. Известно [4], что при взрыве заряда ВВ в замкнутой камере существуют три характерные фазы изменения давления на ее стенках: фаза нестационарного отражения ударной волны, фаза установившегося выравненного по объему гидростатического давления и фаза уменьшения давления за счет теплоотвода от ПВ к стенкам. При малой плотности заряжения  $\rho_0$ , определяемой как отношение массы ВВ к объему полости камеры, гидростатическое давление находится из калорического уравнения состояния идеального газа

$$p = \gamma_0\rho_0 E. \quad (3)$$

Если условия измерения выбрать такими, чтобы потери энергии в фазе развития гидростатического давления за счет теплового потока к стенке и трения при турбулентном течении газа [5] были малы, то в качестве внутренней энергии можно использовать теплоту взрыва ВВ.

В данной работе проводились измерения давления и скорости звука в продуктах взрыва листового заряда на основе тэна в замкнутых вакуумированных камерах. На основании результатов измерений из соотношения (3) вычислен эффективный коэффициент Грюнайзена  $\gamma_0$ . Найденное значение  $\gamma_0$ , а также известные величины начальной плотности, скорости детонации и теплоты взрыва ВВ позволили определить параметры уравнения состояния ПВ вида (1).

### Постановка опытов

Измерения проводились в замкнутых стальных цилиндрических камерах двух типов. Давление измерялось в опытах на камере типа 1 с внутренним диаметром  $d = 0,19$  м и длиной  $L = 0,2$  м. Плоский заряд листового ВВ помещался в середине камеры и инициировался электродетонатором, электроводы к которому герметично укреплялись на торцевой стенке камеры с помощью изоляторов из фторопласта. На противоположной стенке камеры герметично устанавливались пьезоэлектрические датчики давления на основе  $\alpha$ -кварца. Между зарядом и стенкой с датчиками помещались два стальных диска с отверстиями, предназначенными для защиты датчиков давления и уменьшения пика давления в отраженной ударной волне. Воздух из камеры откачивался через вентиль на боковой стенке до давления  $\sim 10^2$  Н/м<sup>2</sup>. Масса ВВ в опытах изменялась от  $3,8 \cdot 10^{-3}$  до  $56 \cdot 10^{-3}$  кг, что отвечало изменению средней плотности ПВ в камере (плотности заряжения) в диапазоне  $\rho_0 = 0,75 \div 11$  кг/м<sup>3</sup>. При вычислении  $\rho_0$  учитывалась поправка на объем сплошной части дроссельных дисков.

Для нахождения скорости звука в ПВ использовалась камера типа 2 с  $L = 0,5$  м и  $d = 0,09$  м. Заряд ВВ располагался либо контактно на торцевой стенке, либо на расстоянии 0,1 м от нее. Скорость звука определялась по данным об изменении давления на стенке камеры в акустической волне сжатия и периоде циркулирующей этой волны между торцевыми стенками камеры. Датчики давления устанавливались в середине боковой поверхности камеры. Время регистрации давления составляло  $10^{-2}$  с, постоянная времени электрической цепи — 0,2 с, погрешность измерения амплитуды давления — 15%.

### Результаты измерений

Осциллограмма давления в камере типа 1 при  $\rho_0 = 1,44$  кг/м<sup>3</sup> показана на рис. 1, а. После двух циркулирующих волны сжатия к моменту  $t \approx 10^{-3}$  с давление в камере достигает максимального значения, отвечающего гидростатическому. Затем давление начинает падать приблизительно по линейному закону, что связано с остыванием ПВ. К моменту  $t = 5 \cdot 10^{-3}$  с этот спад составляет примерно 8% относительно максимального значения.

На рис. 1, б представлена осциллограмма давления в камере второго типа при  $\rho_0 = 2,2$  кг/м<sup>3</sup>. Изменение давления обусловлено циркулирующей волны сжатия между торцевыми стенками. К моменту  $t \approx 10^{-3}$  с амплитуда этой волны становится существенно меньше среднего уровня давления в камере, т. е. волна превращается в акустическую. В дальнейшем интенсивность пульсаций  $\Delta p$  затухает. Среднее давление также уменьшается. Спад его к моменту  $t = 5 \cdot 10^{-3}$  с составляет примерно 10% от значения при  $t = 10^{-3}$  с.

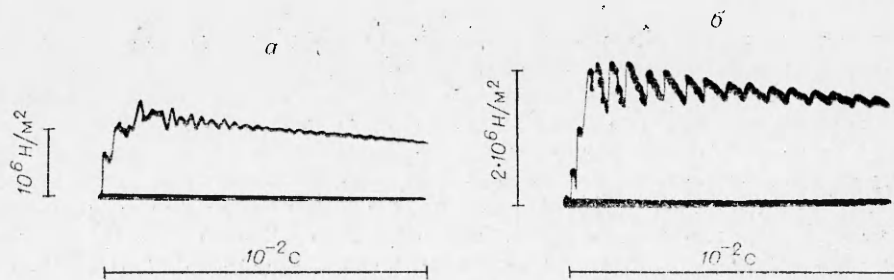


Рис. 1.

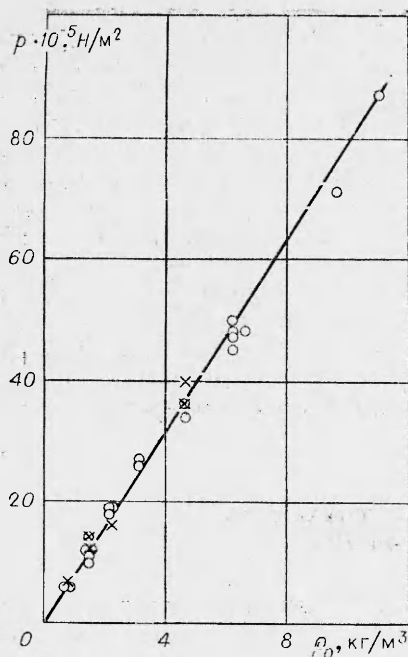


Рис. 2.

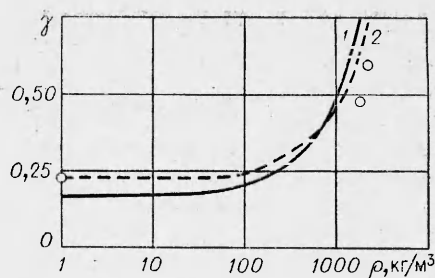


Рис. 3.

На рис. 2 приведена зависимость гидростатического давления от средней плотности продуктов взрыва в камере. В изученном диапазоне давление возрастало пропорционально  $\rho_0$  и изменялось от  $6 \cdot 10^5$  до  $90 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>. Зависимость может быть представлена в виде

$$p = 0,8\rho_0 10^6. \quad (4)$$

Разброс данных измерений не превышал их пределов погрешности.

Анализ волнового движения в камере, основанный на решении задачи о нестационарном отражении потока газа от стенки [6], показал, что период циркуляций можно определить по формуле

$$T = L/2c + L/2(c - u), \quad (5)$$

где  $c$  — скорость звука в ПВ;  $u$  — массовая скорость. В качестве второго уравнения, связывающего между собой  $c$  и  $u$ , следует взять соотношение для акустических волн

$$\Delta p = \rho_0 c u. \quad (6)$$

Скорость звука и массовая скорость, полученные на основании результатов измерений  $T$  и  $\Delta p$ , в изученном диапазоне  $\rho_0 = 0,75 - 4,6$  кг/м<sup>3</sup> оставались постоянными:  $c = 1 \cdot 10^3$  м/с,  $u = 0,3 \cdot 10^3$  м/с.

Измеренное в опытах с отнесенным зарядом значение гидростатического давления при  $t \approx 1 \cdot 10^{-3}$  с, отмеченное на рис. 2 точками X, с точностью до погрешности измерений совпадало с зависимостью (4). В опытах с контактным расположением заряда на торцевой стенке давление было примерно на 20% ниже. Это отличие, по-видимому, обусловлено потерями энергии на сжатие материала стенки [7] и на частичную абсорбцию продуктов взрыва [8].

#### Анализ результатов экспериментов

Для правильного определения величины  $\gamma_0$  необходимо оценить потери энергии взрыва в фазе развития гидростатического давления. Такие оценки можно получить, если воспользоваться принятой в [5] моделью турбулентного течения газа в канале. В этом случае основными источниками потерь являются тепловой поток к стенке и турбулентное трение. Соответствующие аналитические выражения для потоков энергии, а также значения коэффициентов трения и теплопроводности приведены в [5]. Оценки по этим выражениям показали, что потери энергии в фазе развития гидростатического давления составляли примерно 5 и 10% для камер типа 1 и 2 соответственно. Потери в фазе остывания ПВ составляли

к моменту  $t = 5 \cdot 10^{-3}$  с соответственно  $\sim 6$  и 13% относительно уровня энергии при  $t = 1 \cdot 10^{-3}$  с. Последние величины хорошо согласуются с наблюдаемым в опытах спадом давления (см. рис. 1, 2). Проведенные оценки показали, что потери энергии невелики и, следовательно, измеренные значения гидростатического давления можно использовать для вычисления эффективного коэффициента Грюнайзена продуктов взрыва.

Используя соотношение (3), зависимость (4) и учитывая поправки на потери энергии, получаем, что для продуктов взрыва листового ВВ  $\gamma_0 = 0,17 \pm 0,02$ . Этой величине отвечает расчетное значение скорости звука в ПВ  $c = 0,97 \cdot 10^3$  м/с, которое хорошо согласуется с измеренным. Следует отметить, что найденное для листового ВВ значение  $\gamma_0$  несколько ниже, чем значение для чистого тэна, равное  $\gamma_0 = 0,23$  [1]. Отличие может быть обусловлено влиянием флегматизирующей добавки и некоторым уменьшением  $\gamma_0$  за счет возрастания давления и температуры в отраженной от стенки ударной волне [6].

### Определение параметров калорического уравнения состояния ПВ

Параметры калорического уравнения состояния (1) определены по результатам измерения давления при малых плотностях ПВ, отвечающих идеальному газу. На основании выражений [1] для постоянных  $A$  и  $n$  с учетом соотношений для детонационной волны можно получить:

$$n = \frac{\gamma_n/\alpha + \gamma_n - 1 - 2\alpha\gamma_n + \gamma_0\alpha}{\gamma_n - \alpha}, \quad (7)$$

$$A = \frac{D^2}{\rho_{ВВ}^{n-1} (k_n + 1)^{n+1}} \left[ 1 - \frac{\alpha}{1 + \alpha} \frac{k_n}{k_n - 1} \right], \quad (8)$$

где  $\rho_{ВВ}$  — начальная плотность ВВ;  $D$  — скорость детонации;  $k_n$  — показатель энтропии ПВ в точке Жуге, связанный соотношением  $D = \sqrt{2(k_n^2 - 1)Q}$  с теплотой взрыва  $Q$ ;  $\alpha = p(\partial v/\partial E)_p$  — параметр, с помощью которого задается связь между  $k_n$  и  $\gamma_n$ ;  $\gamma_n = \alpha/(1 + \alpha) \cdot k_n$ ;  $v$  — удельный объем. Согласно [1], можно принять значение  $\alpha \approx 0,47$ , не зависящее от состава ВВ и его начальной плотности.

Используя вычисленное  $\gamma_0$  и известные  $\rho_{ВВ}$ ,  $D$  и  $Q$ , находим, что для продуктов взрыва листового заряда зависимость (2) принимает вид  $\gamma_0 = 0,17 + 0,47\rho/\rho_{ВВ}$ . Эта зависимость приведена на рис. 3, 1. Здесь же (кривая 2) нанесена зависимость (2) для чистого тэна, рассчитанная по известным  $\gamma_0$ ,  $\rho_{ВВ}$ ,  $D$  и  $Q$ , приведенным в [1]. Точки — результаты вычислений для чистого тэна [9]; отклонение от зависимости (2) составляет  $\sim 20\%$ . Это обстоятельство свидетельствует в пользу применимости способа построения приближенного уравнения состояния ПВ, основанного на нахождении коэффициента Грюнайзена при малых плотностях, отвечающих идеальному газу.

Калорическое уравнение состояния продуктов взрыва листового заряда (1) с учетом соотношений (7), (8) принимает вид

$$p = 0,059\rho_{ВВ}D^2(\rho/\rho_{ВВ})^{2,5} + (0,17 + 0,47\rho/\rho_{ВВ})\rho E.$$

Это уравнение может оказаться полезным для оценки давления в замкнутой камере при большой плотности заряжания, когда прямые измерения затруднительны.

Поступила в редакцию  
11/IX 1979

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
2. К. И. Козорезов, В. В. Сергеев. ФГВ, 1975, 11, 1, 102.
3. T. J. Ahrens, C. F. Allen, R. L. Kovach. J. Appl. Phys., 1971, 42, 2, 815.
4. W. S. Filler. VI-th Symp. of Combustion at Yale University, 1956.
5. Гласс, Чен, Броуд. РТК, 1974, 12, 3, 139.
6. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Наука, 1971.
7. А. П. Погорелов, Б. Л. Глушак и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 771.
8. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1977, 13, 5, 733.
9. E. Lee, H. Horning. XII-th Symp. (Intern.) of Combustion, 1969.

## О ПОДОБИИ ВЗРЫВОВ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ

Ф. А. Авдеев, В. Ф. Евменов, А. Н. Ромашов,  
В. М. Чубаров  
(Москва)

При взрывах на выброс воронка выброса, выемка или канал образуются за счет двух факторов: собственно выброса породы и котловой полости. Образование полости связано с объемным деформированием породы, поэтому затраты энергии взрыва на образование полости при наличии цилиндрической симметрии должны быть пропорциональны площади поперечного сечения заряда или образующейся цилиндрической полости. Если обозначить через  $q_1$  ту часть заряда, которая расходуется на деформацию породы и образование полости, то можно записать соотношение

$$q_1 \sim L_1^2, \quad (1)$$

где  $L_1$  — линейный размер деформируемого объема. Следовательно, для радиуса полости будет справедливо соотношение

$$r_{\text{п}} \sim q_1^{1/2}. \quad (2)$$

Остальная часть заряда, которую обозначим через  $q_2$ , расходуется на перемещение породы за пределы воронки в поле силы тяжести. Масса перемещаемой породы  $P$  пропорциональна площади поперечного сечения воронки, т. е.  $L_2^2$ , где  $L_2$  — характерный линейный размер воронки. Чтобы выбросить породу, ее надо поднять на высоту порядка  $L_2$ . Затраты энергии должны быть пропорциональны  $PL_2$ , т. е.  $L_2^3$ . Отсюда

$$q_2 \sim L_2^3. \quad (3)$$

Линейный размер объема выброшенной породы, следовательно, будет пропорционален  $q_2^{1/3}$ . На основании (1), (3)

$$q = q_1 + q_2 = AL^2 + BL^3, \quad (4)$$

где  $L$  — некоторый общий характерный линейный размер.

Наиболее привычна форма записи, когда в качестве аргумента берется масса заряда и ищется зависимость размеров воронки или выемки от этого аргумента. Чтобы составить такую зависимость, представим площадь поперечного сечения выемки в виде двучленной формулы

$$S = S_{\text{п}} + S_{\text{в}}, \quad (5)$$

где  $S_{\text{п}}$  и  $S_{\text{в}}$  — составные части выемки, образованные соответственно за