

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ СМЕСЕЙ ВВ С ИНЕРТНЫМИ ДОБАВКАМИ

И. М. Воскобойников, А. А. Котомин

(Москва)

При детонации смесевых зарядов ВВ отдельные компоненты из-за малой реакционной способности или недостаточно высокой дисперсности не прогреваются и не вступают в реакцию с другими компонентами или продуктами взрыва за характерное время разложения τ основного ВВ. Назовем их инертными добавками и рассмотрим влияние их состава и плотности на параметры детонации смесей вторичное бризантное ВВ — инертная добавка (исключаются из рассмотрения смеси окислитель — горючее).

В зависимости от дисперсности инертной добавки за фронтом детонационной волны за время τ успевают или не успевают выравниваться по сечению заряда давление и массовая скорость. Если $\tau \ll \tau_1$ (τ_1 — время, за которое выравнивается давление), то введение в заряд добавок не сказывается заметно на скорости распространения детонации. Выравнивание давления будет происходить, если диаметры частиц $d_1 < \tau c_1$ (c_1 — характерная скорость волновых возмущений в материале добавки).

При $\tau > \tau_2$ (τ_2 — время, за которое частицы добавки приобретают массовую скорость продуктов взрыва) имеет место как бы газодинамическое равновесие, для которого обычно и выполняются расчеты. Определение τ_2 затрудняется отсутствием сведений о динамической вязкости η ВВ, разлагающегося в условиях детонационной волны, и речь может идти только о качественной зависимости τ_2 от плотности добавки и размера ее частиц. В частности, τ_2 при прочих равных условиях пропорционально диаметру частиц и обратно пропорционально плотности добавки. Это позволяет при известном значении τ_2 для одной из добавок производить оценки для добавок с иной плотностью и дисперсностью.

На основе экспериментальных данных о параметрах детонации смесевых зарядов можно заключить, что в смесях большинства бризантных ВВ с инертными добавками в детонационной волне разогнутся частицы, диаметр которых d_2 не превышает нескольких микронов для тяжелых металлов и десятков микронов для алюминия, что значительно меньше величины d_2 для смесей тех же ВВ. При размерах частиц, больших d_2 , полного разгона добавки может не быть, и скорости детонации будут промежуточными между скоростями при $\tau > \tau_2$ и $\tau < \tau_1$, причем расчет их с газодинамических позиций затруднен. Естественно, что значение d_2 меняется в зависимости от рода базового ВВ и дисперсности, так как они определяют время разложения.

При построении схем расчета параметров детонации зарядов ВВ с инертными добавками возможны два подхода: газодинамическое рассмотрение с привлечением того или иного уравнения состояния собственно продуктов взрыва (продуктов разложения ВВ) и установление корреляционных соотношений без привлечения уравнения состояния. Очевидны недостатки и преимущества подходов. Корреляционные соотношения дают компактное обобщение определенного объема экспериментальных данных, возможность экстраполяции которого на качественно иные ситуации заранее не известна. В рамках этого подхода трудно учесть особенности сжимаемости добавки (наличие превращений с изменением удельного объема и др.), а при расхождении расчетных и экспериментальных значений параметров детонации нельзя оценить аномальную сжимаемость добавки. В то же время проведение расчетов не вызывает затруднений, и во многих случаях (когда, например, не используются явно сжимаемость добавки и другие величины) достигается хорошее согласие расчета и эксперимента.

В рамках подхода с привлечением уравнения состояния продуктов взрыва легко учитывается влияние особенностей сжимаемости добавки на параметры детонации смесевых зарядов, а при известных параметрах детонации можно оценить сжимаемость добавки. В то же время не следует забывать о несовершенстве используемых уравнений состояния продуктов взрыва и наблюдающемся иногда расхождении рассчитанных и экспериментальных значений скоростей детонации без добавок. Учет изменения параметров детонации при введении добавки является более простой задачей, чем полное термодинамическое описание продуктов взрыва.

Для качественной оценки роли отдельных свойств материала добавки на параметры детонации смесевых зарядов при описании продуктов разложения ВВ использована политропическая запись изоэнтропы $p_1 v_1^n = \text{const}$, где p_1 и v_1 — давление и удельный объем продуктов разложения ВВ, которые могут быть выражены через скорость детонации D_1 , начальную плотность ВВ ρ_{01} и показатель политропы n . Если добавка рассматривается как инертная и непрогреваемая (отсутствует теплообмен между продуктами разложения ВВ и добавкой), то удельный объем и внутренняя энергия E смеси продуктов взрыва и добавки принимаются аддитивными от соответствующих величин компонентов: $v = \alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2$, $E = \alpha_1 E_1 + \alpha_2 E_2$, где α_1 и α_2 — массовые доли ВВ и добавки; v_2 и E_2 — удельный объем и внутренняя энергия добавки; $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$. Для смесевых зарядов уравнение сохранения энергии запишем в виде $0,5p(v_0 - v) + \alpha_1 Q = E$, а для заряда без добавки — $0,5p_1(v_{01} - v_{11}) + Q = E_{11}$; Q — теплота взрыва.

Далее предполагается, что значения v_2 и E_2 при достигнутом давлении p равны тем, которые были бы при однократном ударном сжатии добавки до того же давления. Это берущееся на веру предположение вынужденно, поскольку любое рассмотрение процесса сжатия добавки в детонационной волне потребовало бы спорных и неподдающихся проверке допущений при значительном усложнении задачи. Кроме того, сжатие многих металлов и солей из-за их большой акустической жесткости при рассматриваемых давлениях можно считать квазиизоэнтропическим при рассматриваемых давлениях, что ведет к выполнению исходной посылки.

В указанных предположениях из условия Чепмена — Жуке (касания прямой Михельсона изоэнтропы продуктов взрыва) имеем [1]:

$$-\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = \frac{v_0 - v}{p} = -(1 - \alpha) \left(\frac{\partial v_1}{\partial p}\right)_s - \alpha \left(\frac{\partial v_2}{\partial p}\right)_s$$

и, подставляя $-\left(\partial v_1 / \partial p\right)_s = \frac{v_1}{n p}$, получим

$$v_1 = \frac{n}{n+1} \left\{ v_{01} + \frac{\alpha}{1-\alpha} [v_{02} - v_2 + p (\partial v_2 / \partial p)_s] \right\} = \frac{n}{n+1} v_{01} (1 + f).$$

Здесь $f = \frac{\alpha}{1-\alpha} \cdot \frac{v_{02}}{v_{01}} \left[\frac{v_{02} - v_2}{v_{02}} + \frac{p}{v_{02}} (\partial v_2 / \partial p)_s \right] = \frac{\alpha v_{02}}{v_0 - \alpha v_{02}} \left[\frac{v_{02} - v_2}{v_{02}} + \frac{p}{v_{02}} (\partial v_2 / \partial p)_s \right]$; v_{01} , v_{02} — начальные удельные объемы ВВ в заряде и материала

добавки; $v_{01} = 1/\rho_{01} = (v_0 - \alpha v_{02}) / (1 - \alpha) = \frac{1}{1-\alpha} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{\alpha}{\rho_{02}} \right)$; ρ_0 и ρ_{02} — плотности смеси и материала добавки. Сравнивая выражения законов сохранения энергии для детонации зарядов с добавкой и без нее и приравнявая $0,5p(v_{02} - v_2) = E_2$, где E_2 — изменение внутренней энергии добавки при сжатии ее до давления p , получим

$$E_1 - 0,5p(v_{01} - v_1) = Q = E_{11} - 0,5p(v_{01} - v_{11}),$$

где E_{11} и $v_{11} = \frac{n}{n+1} v_{01}$ — внутренняя энергия и удельный объем продуктов взрыва на фронте детонационной волны заряда без добавки.

| Смесь | Состав, % | ρ_{02} , г/см ³ | Размер частиц, мкм | ρ_0 , г/см ³ | $D_{\text{эксп}}$, км/с | D_1 , км/с | D_2 , км/с |
|--|-----------|---------------------------------|--------------------|------------------------------|--------------------------|--------------|--------------|
| Тэн — полисилоксан (ПС) | 35/65 | 0,98 | 20 | 1,15 | 5,32 | 5,44 | 5,33 |
| Тэн — магний | 85/15 | 1,74 | 2 | 1,42 | 6,87 | 6,97 | 6,79 |
| Тэн — ПС — магний | 70/16/14 | 0,98/1,74 | 20 | 1,53 | 7,12 | 7,08 | 7,09 |
| Тэн — ПС — алюминий | 25/5/70 | 0,98/2,7 | 30 | 2,20 | 6,82 | 6,77 | 6,73 |
| Тэн — ПС — никель | 70/5/25 | 0,98/8,9 | 2 | 2,02 | 7,05 | 6,98 | 7,09 |
| Гексоген — ПС — титан | 70/5/25 | 0,98/4,54 | 2 | 1,85 | 7,16 | 7,18 | 7,07 |
| Гексоген — ПС — вольфрам | 30/5/65 | 0,98/19,2 | 2 | 3,77 | 4,18 | 4,20 | 4,10 |
| Тэн — ПС — NaCl | 35/5/60 | 0,98/2,16 | 100 | 1,87 | 6,28 | 6,30 | 6,24 |
| Гексоген — ПС — K ₂ SO ₄ | 70/10/20 | 0,98/2,66 | 120 | 1,55 | 7,44 | 7,45 | 7,36 |
| Тэн — ПС — графит кремния | 70/5/25 | 0,98/2,40 | 2 | 1,67 | 6,88 | 6,96 | 6,82 |
| Гексоген — ПС — карбид кремния | 65/5/30 | 0,98/3,22 | 200 | 1,90 | 7,62 | 7,79* | 7,59 |
| Тэн — карбид ниобия | 70/30 | 7,82 | 3 | 2,10 | 7,14 | 7,04* | 7,00 |
| Тэн — гликоколь | 70/30 | 1,60 | 50 | 1,62 | 7,70 | 7,65 | 7,65 |
| Октоген (70/30) — (-CH ₂ -CF ₂) _m · [CF ₂ -C(CF ₃)F] _n | 85/15 | 1,79 | 10 | 1,86 | 8,47 | 8,35 | 8,34 |
| Октоген — тефлон | 83/17 | 2,23 | 50 | 1,91 | 8,42 | 8,32 | 8,37 |
| Тэн — парафин | 80/20 | 0,90 | 20 | 1,44 | 7,60 | 7,60 | 7,60 |
| Тротил — вода | 68/32 | 1,00 | 50 | 1,35 | 6,10 | 6,10 | 6,05 |
| Тэн — дициандиазид | 70/30 | 1,40 | 50 | 1,53 | 7,15 | 7,20* | 7,15 |
| Гексоген — NaCl | 80/20 | 2,16 | 50 | 1,66 | 7,50 | 7,57 | 7,50 |
| Гексоген — алюминий | 50/50 | 2,70 | 10 | 2,10 | 7,75 | 7,80 | 7,90 |
| Гексоген — нитрид бора | 80/20 | 2,25 | 50 | 1,66 | 6,90 | 6,95 | 7,45** |
| Гексоген — тальк | 50/50 | 2,70 | 50 | 2,00 | 6,90 | 7,23* | 7,45** |

* Ударная адиабата неизвестна, расчет сжимаемости по [4].

** Вещество претерпевает превращение при ударном сжатии.

Для металлических добавок часто предполагается зеркальность диаграмм $p-u$ (u — массовая скорость для ударной адиабаты исходного и изоэнтропы нагруженного состояний). Тогда при записи ударной адиабаты в виде $D_2 = c_0 + bu$ находим

$$\frac{v_{02} - v_2}{v_{02}} = \frac{1}{b} \cdot \frac{\sqrt{1 + 4bpv_{02}/c_0^2 - 1}}{\sqrt{1 + 4bpv_{02}/c_0^2 + 1}}; \quad \frac{p}{v_{02}} \left(\frac{\partial v_2}{\partial p} \right)_s = - \frac{pv_{02}/c_0^2}{1 + 4bpv_{02}/c_0^2}$$

что приводит к выражению $f = \frac{\alpha v_{02} b}{v_0 - \alpha v_{02}} \left(\frac{v_{02} - v_2}{v_{02}} \right)^2 \cdot \frac{2 + b(v_{02} - v_2)/v_{02}}{[1 + b(v_{02} - v_2)/v_{02}]^2}$.

Другим, часто используемым предположением относительно сжимаемости добавки является близость скоростей ударной волны и звука за ее фронтом, что приводит к соотношению $f = \frac{\alpha v_{02}}{v_0 - \alpha v_{02}} \left(\frac{v_{02} - v_2}{v_{02}} \right)^2 \left(2 - \frac{v_{02} - v_2}{v_{02}} \right)$. При $\frac{v_{02} - v_2}{v_{02}} \leq 0,5$ и $b \leq 2$ различие между двумя выражениями для f в практических расчетах невелико, хотя первое кажется более обоснованным экспериментальными данными о динамической сжимаемости.

Если состояние (p, v_1) лежало бы на изоэнтропе, проходящей из состояния (p_1, v_{11}) , то, используя политропическую запись изоэнтропы, получим $E_{11} - E_1 = (p_1 v_{11} - p v_1) / (n - 1)$. Относительное изменение давления детонации из-за введения добавки определяется формулой $(p_1 - p) / p = n f$. После подстановки в f величины $(v_{02} - v_2) / v_{02}$ как функции p в случае малосжимаемых добавок рассчитанные величины p и D достаточно близки к экспериментальным. При большом содержании органиче-

ских и других хорошо сжимаемых добавок для лучшего согласия целесообразно введение подгоночного коэффициента a в выражение $\frac{p_1 - p}{p} = (n + a)f$ для учета неизоэнтропичности изменения удельного объема продуктов взрыва при сжатии добавки. На основании сравнения экспериментальных и рассчитанных значений скоростей детонации принято $a=1$. Результаты расчета D в этом приближении приводятся в таблице. При найденном давлении D вычисляется из выражения

$$D_1^2 = p [(1 - \alpha)v_{01} + \alpha v_{02}]^2 / [(1 - \alpha)(v_{01} - v_1) + \alpha(v_{02} - v_2)].$$

Качественную зависимость скорости детонации смесового заряда от плотности добавки можно проиллюстрировать для несжимаемой добавки. В этом случае из-за равенств $v_{02} - v_2 = 0$ и $f = 0$ $p = p_1$,

$$D^2 = p_1 v_0^2 / [(1 - \alpha)(v_{01} - v_{11})] = D_{11}^2 (v_0/v_{01})^2 / (1 - \alpha) = D_{11}^2 (1 - \alpha) [1 + \alpha(\rho_{01}/\rho_{02}) / (1 - \alpha)]^2.$$

Здесь D_{11} — скорость детонации ВВ без добавки при плотности ρ_{01} . При $(1 - \alpha)^{-1} = [1 + \alpha(\rho_{01}/\rho_{02}) / (1 - \alpha)]^2$ скорости детонации смесовых зарядов те же, что исходного ВВ при плотности ρ_{01} . Этому условию отвечает отношение $\rho_{01}/\rho_{02} = \sqrt{1 - \alpha} (1 - \sqrt{1 - \alpha}) / \alpha$, которое сравнительно слабо зависит от α . Так, для $\alpha = 0,2; 0,4; 0,6$ и $0,8$ $\rho_{01}/\rho_{02} = 0,472; 0,436; 0,387$ и $0,309$ соответственно, т. е. при $\alpha \leq 0,4$ и $\rho_{01}/\rho_{02} = 0,45$ изменение D не превышает 1%.

При поиске корреляционных соотношений взрывчатые смеси рассматривались как гетерогенные системы, в которых промежутки между частицами ВВ частично или полностью заполнены инертной добавкой [2]. Полное заполнение пор ведет к изменению скорости детонации смеси D_2 по сравнению с величиной D_3 , которая соответствует парциальной плотности заряда ρ_3 , равной отношению массы ВВ к объему заряда [2, 3]: $D_2 = D_3 + \Delta D_2$, где D_3 — скорость детонации базового ВВ при $\rho_3 = \alpha_1 \rho_{\max}$; α_1 — массовая доля ВВ в заряде; ρ_{\max} — максимальная плотность заряда при полном заполнении пор.

Величина ΔD_2 для органических добавок и воды рассчитывается по формуле $\Delta D_2 = A_2 \alpha_2 \rho_{\max} / \rho_{02}$, где α_2 — массовая доля добавки в составе; ρ_{02} — плотность добавки; A_2 — параметр, коррелирующий со скоростью ударной волны в материале добавки. Значение A_2 определяется из химического состава добавки аддитивно по вкладам элементов: $A_2 = 10 \rho_{02} (\sum n_i \delta_i) / M$, где δ_i — вклад элемента; n_i — число атомов данного элемента в молекуле; M — молекулярная масса. Значения δ_i приведены ниже.

| Элемент | δ_i | Элемент | δ_i |
|---------|------------|---------|------------|
| C | 2,231 | F | 1,563 |
| H | 1,855 | Cl | 4,135 |
| N | 1,984 | Br | 2,077 |
| Si | 2,800 | I | 5,468 |

В случае полимера $\sum n_i \delta_i$ и M относятся к звену, а для сополимера $A_2/10 = m_1 (\sum n_i \delta_i)_1 / M_1 + m_2 (\sum n_i \delta_i)_2 / M_2$, где m_1 и m_2 — массовые доли звеньев; $(\sum n_i \delta_i)_{1,2}$ и $M_{1,2}$ относятся к соответствующим звеньям.

Для металлов, окислов, солей и других малосжимаемых добавок ΔD_2 находится из выражения $\Delta D_2 = a(b - \rho_{02}) \alpha_2 \rho_{\max} / \rho_{02}$, где α_2 и ρ_{02} — массовая доля и плотность добавки; ρ_{\max} — максимальная плотность состава. Значения a и b для различных групп добавок:

| | a | b |
|---|-------|-----|
| Металлы, их окислы, карбиды, силициды при частицах менее 10 мкм | 1,125 | 4,0 |
| То же, при частицах более 10 мкм | 0,575 | 9,1 |
| Неорганические соли | 1,76 | 3,6 |

Значение коэффициентов b отражает тот факт, что заполнение пор между частицами ВВ инертной добавкой с плотностью b не изменяет скорости детонации, $\Delta D_2 = 0$. При большей плотности малосжимаемой добавки скорость детонации снижается, а при меньшей увеличивается. Различие коэффициентов a и b для одной группы добавок с разной дисперсностью связано с учетом времен разгона частиц определенного размера в детонационной волне. Граница между мало- и высокодисперсными добавками, вообще говоря, зависит от плотности добавки и характерного времени разложения ВВ в волне, а величина 10 мкм подобрана для ВВ типа гексогена и тэна.

При наличии в составе нескольких добавок ΔD_2 рассчитывается как сумма вкладов отдельных добавок, т. е. $\Delta D_2 = \sum (\Delta D_2)_i$. Это же относится к полидисперсным добавкам. Погрешность расчета скоростей детонации по корреляционным соотношениям составляет 0,5–1,5% для составов с малой пористостью и $\alpha_2 < 0,3$ и достигает 2–3% для пористых и сильно разбавленных составов, $\alpha_2 \leq 0,7$. Расчеты для некоторых смесей приведены в таблице с индексом 2.

Поступила в редакцию 4/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ФГВ, 1970, 6, 2, 182.
2. А. А. Котомин, И. В. Петров, Б. В. Гидаспов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
3. А. Я. Апин, Н. Ф. Велица.— В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
4. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ПМФ, 1969, 4, 137.

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ СПЛАВА ТГ 50/50 РАСХОДЯЩЕЙСЯ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский
(Новосибирск)

При инициировании ВВ ударными волнами в режиме, близком к критическому, возникает переходной процесс, при котором ширина зоны химической реакции значительно больше величины, характерной для стационарной детонации. Непрерывные измерения параметров потока в этой зоне с помощью набора лагранжевых датчиков позволяют получить информацию о кинетике разложения ВВ [1–4]. В [5] проанализированы характер изменения производных массовой скорости и давления в реагирующем потоке и направление градиентов этих величин. Все измерения проведены в плоской инициирующей волне.

Наряду с химической кинетикой на динамику инициирования влияет кривизна фронта волны. Этот вопрос обсуждался в [6]. Из экспериментальных работ известны непрерывные измерения скорости фронта ударной волны при инициировании сферической расходящейся детонации [7, 8], там же зарегистрированы профили массовой скорости и давления в асимптотической зоне развития детонации. В [4] влияние расходимости учитывалось в качестве поправок к процессу инициирования в длинных цилиндрических зарядах.

В настоящей работе исследовалось поле давлений в переходной зоне при инициировании сплава ТГ 50/50 расходящейся ударной волной. Форма фронта волны была близка к сферической. Давление измерялось манганиновыми датчиками с компенсацией тензоэффекта. Цель работы — сопоставление динамики развития инициирования ТГ 50/50 расходящейся и плоской [10] детонационными волнами. Для этого определялось направление изменения газодинамических параметров в расходящейся