

УДК 622.217

С.А. Горин

АППРОКСИМАЦИОННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ДЕТОНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ НИЗКОПЛОТНЫХ АММИАЧНО-СЕЛИТРЕННЫХ ВВ

Приведена методика расчета детонационных параметров неметаллизированных аммиачно-селитренных ВВ. Объяснены причины низкого значения коэффициента политропы данных ВВ при инструментальных замерах.

Ключевые слова: детонация, взрывчатые вещества, гранулированные аммониты, динамоны.

Семинар № 4

В настоящей работе рассматриваются низкоплотные ($0,8 \div 1,2 \text{ гсм}^3$) неметаллизированные порошкообразные или гранулированные аммониты и динамоны, содержащие взрывчатые или горючие сенсибилизаторы и не имеющие в своем составе инертных добавок. Характерными представителями данных ВВ являются аммонит № 6ЖВ, граммонит 79/21 и игданит. Широкое распространение и длительный период применения указанных ВВ обусловили выполнение значительного объема экспериментальных работ по определению их детонационных параметров [1—5] и позволили, наряду с установленными разного рода эмпирических зависимостей для определения указанных параметров [1—3], сформулировать обобщенные представления о механизме детонации рассматриваемых ВВ — теорию взрывного горения [1].

Однако анализ выполненных исследований показывает, что необъяснимым остается явление аномального возрастания массовой скорости взрывных газов в т. Чемпена-Жуге (W) при снижении плотности рассматриваемых на фоне естественного

снижения их скорости детонации (D) [3—4]. Это находит отражение в аномально низком значении показателя:

$$n = \frac{D}{W} - 1, \quad (1)$$

который в работе [4] трактуется, как показатель политропы взрывных газов. Если это так, то величина тепловой энергии ΔQ в т. сопряжения (т. на PV -диаграмме взрывных газов, соответствующая переходу на адиабатический закон зависимости P от V , где P , V — давление и удельный объем взрывных газов соответственно) согласно [6] равна:

$$\Delta Q = \frac{n-1}{n+1} \left(Q_v - \frac{D^2}{2(n^2-1)} \right), \quad (2)$$

где Q_v — удельная теплота энергии реакции химического разложения ВВ при детонационном процессе, Дж/кг; γ — коэффициент адиабаты взрывных газов ($\gamma = 1,2 \div 1,4$ [6]).

Рассмотрим, например, реакцию детонации аммонита № 6ЖВ при плотности 1 г/см^3 .

Тогда, согласно [4]: $D = 4900 \text{ м/с}$, $n = 1,88$, а $Q_v = 1030 \text{ ккал/кг} = 4,31 \text{ МДж/кг}$ [7].

Подставляя численные значения параметров в уравнение (2), получим $Q_V < 0$. Это противоречит физическому смыслу. Следовательно, показатели D , W в опытах Шведова К. К. и Дремина А. Н. [4] нельзя трактовать как показатели обусловленные исключительно химическими процессами. Следовательно, величина (2) в данном случае не может быть равна коэффициенту политропы взрывных газов.

Интересно отметить, что Кук М. А. [3] при описании детонационных процессов низкоплотных аммиачно-селитренных ВВ вообще не связывает величину показателя политропы взрывных газов с величиной $n = \frac{D}{W} - 1$. Для понимания этого достаточно взглянуть на табл.5.5 (с.223 [3]). Рассмотрим некоторые данные этой таблицы. ВВ — смесь 81,7 % аммиачной селитры с 18,3 % алюминия;

начальная плотность ВВ — $\rho_o = 0,8 \text{ г/см}^3$;

плотность взрывных газов в т. Чемпена-Жуге —
 $\rho_n = 1,12 \text{ г/см}^3$; (3)

скорость детонации ВВ — $D = 3900 \text{ м/с}$;

массовая скорость взрывных газов в т. Чемпена-Жуге
 $W = 1300 \text{ м/с}$. (4)

Согласно гидродинамической теории детонации, если n — показатель политропы взрывных газов, то выполняется равенство [6]:

$$\rho_n = \frac{n+1}{n} \rho_o \text{ и } W = \frac{D}{n+1}. \quad (5)$$

Следовательно, с одной стороны $n = \frac{\rho_o}{\rho_n - \rho_o}$, а с другой $n = \frac{D}{W} - 1$.

Подставляя численные значения (3), (4) в указанные формулы, получаем:

$$n = \frac{0,8}{1,12 - 0,8} = 2,5 \neq \frac{3900}{1330} - 1 = 1,93.$$

Кук М. А. утверждает, что он сторонник гидродинамической теории детонации (стр.36 [3]), но понимая, что химической энергии в рассматриваемых ВВ формально недостаточно для получения высоких значения W , молчаливо отходит от зависимостей (5). Для выхода из энергетического коллапса он просто без объяснений полагает, что величина n' в зависимости $P \sim \rho^{n'}$ (ρ — плотность взрывных газов) удовлетворяет условию $2 < n' < 3$ (стр.206 [3]), а рассматривая теорию радиального зазора (стр.392 [3]) Кук М. А. считает, что $n' \approx 2,5$.

В аналогичный энергетический коллапс попадают и некоторые попытки создания теории детонации аммиачно-селитренных ВВ, на основе расчета идеальной скорости детонации аммиачной селитры [8]. Авторы [8] на основании уравнений Забабахина Е. И. [9], выведенных для смеси бризантных ВВ и предполагающих отсутствие химического взаимодействия между продуктами взрыва различных компонентов смеси, и данных [10], [4] о параметрах детонации порошка тротила и аммонита № 6ЖВ, определили, что идеальной детонации порошка аммиачной селитры при плотности 1 г/см^3 соответствуют следующие параметры:

$$D = 5000 \text{ м/с и } n = 2. \quad (6)$$

Однако, известно, что теплота взрыва аммиачной селитры равна [6]:

$$Q_V = 344 \text{ ккал/кг} = 1,44 \text{ МДж/кг}. \quad (7)$$

Подставляя значения (6), (7) в формулу (2) находим $Q_V < 0$, что противоречит физическому смыслу.

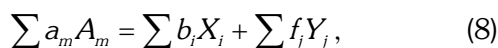
Следовательно, теория Забабахина Е. И. не может быть привлечена к

созданию теории аммиачно-селитренных ВВ. При этом, опытные данные по детонации смеси чрезвычайно мелкодисперсной аммиачной селитры с 1—3 % тротилового мелкодисперсного порошка, от которых отталкивались Дерibas А. А., Симонов В. А. [8], могут быть объяснены, как будет показано в конце настоящей статьи, другим способом.

Таким образом, вопрос о природе показателя (1) имеет чрезвычайно важное значение при рассмотрении детонационных процессов в низкоплотных аммиачно-селитренных ВВ. Данному вопросу и посвящена настоящая работа.

Как показано выше, пренебрежение вторичными химическими реакциями для объяснения экспериментальных данных [4], приводит к противоречию. Поэтому считаем, что в рассматриваемом случае необходимо учитывать вторичные реакции (последнее полностью вписывается в концептуальные представления, что детонация аммиачно-селитренных ВВ происходит в режиме взрывного горения).

Допустим, что при детонации рассматриваемых ВВ происходит химическая реакция согласно уравнению (состояние в т. Чемпена-Жуге):



где A_m — начальные вещества; X_i — газообразные продукты взрыва; Y_j — твердотельные продукты взрыва; a_m, b_i, f_j — мольные коэффициенты.

Предварительно определим значения вспомогательных параметров для дальнейших расчетов. Масса ВВ вступившего в реакцию равна:

$$G = \sum a_m \mu_{A_m}, \quad (9)$$

где μ_{A_m} — молекулярная масса продукта A_m .

Количество молей газообразных продуктов взрыва на основании (8) равно:

$$\Delta b = \sum b_i. \quad (10)$$

Удельная теплота взрыва Q_V на основании (8) в соответствии общепринятой методикой, приведенной например в [6], равна:

$$Q_V = \frac{1000}{G} \left[\sum b_i Q_p^{X_i} + \sum f_j Q_p^{Y_j} - \sum a_m Q_p^{A_m} - 0,592 \Delta b \right], \quad (11)$$

где $Q_p^{(Z)}$ — стандартная теплота образования вещества Z при $T=298$ К (ккал/моль). (Значения $Q_p^{(Z)}$ берутся из таблиц (с. 91—93 [6]) или рассчитываются по известным методикам [6]). Индекс «V» — показывает, что величина соответствует условию $V = const$.

В соответствии с предположением О. Е. Власова среднее значение коволюма взрывных газов определяем по формуле [11]:

$$\alpha = \frac{1}{G} \left[\sum b_i \alpha_i + \sum f_j \alpha_j \right], \quad (12)$$

где $\alpha_{i(j)}$ — коволюм $i(j)$ — вещества.

Значения α для характерных взрывных газов приведены на с.12 [11] или с.51 [1].

Предварительные расчеты на основании (12) показали, что при характерном составе продуктов взрыва рассматриваемых ВВ при и их плотности $0,8 \div 1,2$ г/см³, выполняется условие:

$$\alpha \rho_0 < 0,7, \quad (14)$$

что согласуется с результатами расчета данного параметра по данным М. А. Кука [3] или А. Шмидта [6].

При выполнении условия (14), как будет показано ниже, выполняется соотношение:

$$V_H - \alpha \approx (0,2 \div 0,7) \alpha, \quad (15)$$

где V_H — удельный объем взрывных газов в т. Чемпена-Жуге.

Данное обстоятельство позволяет описывать взрывные газы законом Ван-дер-Ваальса. При этом, учитывая (15), в соответствии с предположением О. Е. Власова будем считать, что величина α определяется согласно (12), т. е. определяется больше упаковкой, чем деформацией молекул. Тогда

$$P_H (V_H - \alpha) = \frac{RT_H}{\bar{\mu}}, \quad (16)$$

где P_H — давление взрывных газов в т. Чемпена-Жуге; T_H — температура взрывных газов в т. Чемпена-Жуге; $\bar{\mu}$ — средняя молекулярная масса продуктов взрыва.

Аппроксимируем кривую Гюгонио $P = P(V)$ в соответствии с предложением Л. Д. Ландау, К. П. Станюковича [6] двухполитропным приближением:

$$\begin{cases} P_H \left(\frac{V}{V} \right)^k & \text{при } V_H \leq V < V_* \\ P_H \left(\frac{V_H}{V_*} \right)^k \left(\frac{V_*}{V} \right)^\gamma & \text{при } V > V_* \end{cases}, \quad (17)$$

где V_* — удельный объем продуктов взрыва в точке сопряжения политропы; k — показатель политропы взрывных газов; коэффициент адиабаты —

$$\gamma = 1 + \frac{R}{\langle c_V \rangle}, \quad (18)$$

$\langle c_V \rangle$ — кмольная теплоемкость продуктов взрыва в т. сопряжения.

По определению, т. (P_H, V_H) лежит на кривой Гюгонио, первой ветви политропы (17) и соответствует точке касания ее прямой Микельсона. Согласно [6] это возможно при соблюдении условий:

$$V_H = \frac{k}{k+1} V_o, \quad (19)$$

$$P_H = \frac{\rho_o D^2}{k+1}. \quad (20)$$

В соответствии с [6, 11]:

$$T_H = \frac{2k}{k+1} \frac{\bar{\mu} Q_V}{\bar{c}_V}, \quad (21)$$

где \bar{c}_V — средняя кмольная теплоемкость продуктов взрыва при температуре T_H .

Т.к. поведение взрывных газов подчинено закону Ван-дер-Ваальса, то для определения их теплоемкости можно использовать уравнения Эйнштейна [6]. Тогда, пренебрегая потерями тепла в процессе непосредственного детонационного разложения ВВ, на основании уравнения теплового баланса имеем следующее равенство:

$$T_B \left[\sum b_i \bar{c}_V^{(X_i)}(T_B) + 3 \sum f_j \xi_j \right] = G Q_V, \quad (22)$$

где T_B — температура взрыва (температура, которую имели продукты взрыва при мгновенном выравнивании в них давления); ξ_j — количество атомов в j — веществе; $\bar{c}_V^{(X_i)}(T_B)$ — относительная кмольная теплоемкость X_i — газа.

Согласно А. Эйнштейну [6]:

$$\bar{c}_V^{(Z)}(T) = \frac{5}{2} R + R \sum_p \frac{\left(\frac{Q_p}{T} \right)^2 e^{\frac{Q_p}{T}}}{\left(e^{\frac{Q_p}{T}} - 1 \right)^2} -$$

для 2^x — атомных или линейных многоатомных молекул Z — вещества;

$$\bar{c}_V^{(Z)}(T) = 3R + R \sum_p \frac{\left(\frac{Q_p}{T} \right)^2 e^{\frac{Q_p}{T}}}{\left(e^{\frac{Q_p}{T}} - 1 \right)^2} -$$

для Z^x -атомных или многоатомных нелинейных молекул Z - вещества; $\{Q_p\}$ — температура (температуры Дебая).

Разрешая (22) любым численным методом, определяем T_B . Тогда средняя мольная теплоемкость взрывных газов при температуре T_B на основании (22) равна:

$$\bar{c}_V(T_B) = \frac{GQ_V}{T_B \Delta b}. \quad (23)$$

Расчеты по вышеприведенным формулам Эйнштейна показывают, что теплоемкость характерных (для рассматриваемых ВВ) взрывных газов при изменении их температуры в диапазоне 2500 К-3000К изменяется в пределах (среднем) 3%. Поэтому при вычислении T_H будем полагать, что:

$$\bar{c}_V = \bar{c}_V(T_B). \quad (24)$$

Введем безразмерный параметр \bar{c}

$$\bar{c} = \frac{\bar{c}_V(T_B)}{R}. \quad (25)$$

Тогда на основании (16), (19), (20), (21), (24) и (25) имеем:

$$\frac{Q_V}{D^2} = \frac{\bar{c}}{2(k+1)} \left(1 - \frac{k+1}{k} \alpha \rho_o \right). \quad (26)$$

С другой стороны в рамках двухполитропной аппроксимации в соответствии с законом сохранения энергии, получаем [6]:

$$\frac{P_H V_H}{k-1} - \frac{P_k V_k}{k-1} - \frac{P_f V_f}{\gamma-1} = Q_V + \frac{P_f}{2} (V_o - V_H), \quad (27)$$

где P_k , V_k — координаты точки сопряжения политропы на плоскости (P, V) ; P_f — фронтальное давление взрывных газов в т. Чемпена-Жуге.

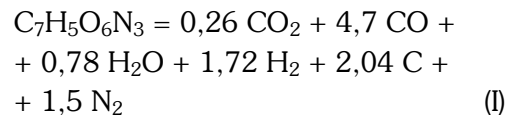
Значение величины V_o определим из анализа адиабаты Джонса [12] при взрыве тротила плотностью 1,5 г/см³.

Согласно Джонсу при двухполитропном приближении описания давления во взрывных газах при взрыве тротила плотностью 1,5 г/см³ объем газов в точке сопряжения превышает начальный объем ВВ в 3,572 раза.

Следовательно, удельный объем взрывных газов в точке сопряжения в данном случае равен:

$$V_* = \frac{3,572}{1,5} = 2,3814 \text{ см}^3/\text{г}.$$

Расчет по методике работы [16] показывает, что при данной плотности тротил разлагается по формуле



Используя данные О. Е. Власова [11] по величине коволюма продуктов взрыва, находим, что коволюм образовавшихся продуктов взрыва в данном случае равен $\alpha = 0,5412 \text{ см}^3/\text{г}$.

Величина $k = \frac{V_*}{\alpha} = \frac{2,3814}{0,5412} = 4,4$ пока-

зывает во сколько раз в точке сопряжения политроп удельный объем взрывчатых газов превышает их коволюм.

Примем эту величину, как критерияльную при двухполитропном приближении кривой Гюгонио, т. е. положим, что:

$$V_* \equiv k \alpha. \quad (28)$$

Обратимся к уравнению (27). В случае существования перед плоскостью Чемпена-Жуге пика давления Неймана-Зельдовича взрывные газы неспособны преодолеть зону реакции ввиду значительной плотности вещества ВВ в этой зоне (max значение этой плотности по Зельдовичу Я. Б.

равно $\frac{k+1}{k-1} \rho_o$ и превышает беспоро-

вую плотность рассматриваемых ВВ). Тогда:

$$P_f = P_n. \quad (29)$$

На основании (17), (19), (20), (27)-(29) получаем:

$$\frac{Q_V}{D^2} = \frac{1}{2(k^2 - 1)} \left(1 + \frac{2(k - \gamma)}{\gamma - 1} \left(\frac{k}{k + 1} \right)^k \times \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho_o} \right)^{k-1} \right). \quad (30)$$

Величина γ определится из следующих соображений. Расчеты показывают, что остаточное тепло в точке сопряжения примерно $0,5 Q_V$. Следовательно, температура взрывных газов снизится до величины $T \approx \frac{T_B}{2}$ (до момента перехода на адиабату). Поэтому на основании (18) с учетом указанных выше зависимостей Эйнштейна, получаем:

$$\gamma = 1 + \frac{R \Delta b}{\sum b_i \bar{c}_V^{(x_i)} \left(\frac{T_B}{2} \right)}. \quad (31)$$

Исходя из (26) и (30) получаем уравнение для определения k :

$$\bar{c} \left(1 - \frac{k + 1}{k} \alpha \rho_o \right) = \frac{1}{k - 1} \times \left(1 + \frac{2(k - \gamma)}{\gamma - 1} \left(\frac{k}{k + 1} \right)^k \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho_o} \right)^{k-1} \right). \quad (32)$$

Зная k , из (30) определяем величину скорости детонации ВВ:

$$D^2 = \frac{2(k^2 - 1) Q_V}{1 + \frac{2(k - \gamma)}{\gamma - 1} \left(\frac{k}{k + 1} \right)^k \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho_o} \right)^{k-1}}. \quad (33)$$

Массовая скорость взрывных газов в т. Чемпена-Жуге определяется из (5). Проверим, способны ли вышеприведенные рассуждения объяснить

опыты Шведова К. К., Дремина А. Н. [4].

Для определения возьмем грамм-нит 79/21. Согласно экспериментальным данным [7] $Q_V = 967$ ккал/кг. Тогда с учетом массовых пропорций аммиачной селитры и тротила в данном ВВ можно показать, что реакция происходит согласно уравнению (очевидно близко к идеальной детонации):
 $0,91304 \text{ NH}_4\text{NO}_3 + 0,08696 \text{ C}_7\text{H}_5\text{O}_6\text{N}_3 = 1,00433 \text{ N}_2 + 0,53038 \text{ CO}_2 + 0,07834 \text{ CO} + 2,04348 \text{ H}_2\text{O} + 0,0783 \text{ NO}$ (II)

На основании вышесказанного вычисляем: $\alpha = 0,437 \text{ см}^3/\text{г}$; $\bar{c} = 4,858$; $\gamma = 1,24$; $Q_V = 967$ ккал/кг. Тогда при $\rho_o = 1 \text{ г/см}^3$ имеем $D = 3860 \text{ м/с}$; $W = 1116 \text{ м/с}$; $k = 2,46$.

Согласно [4] $D = 4300 \text{ м/с}$; $W = 1550 \text{ м/с}$. Результаты расчетов совпадают с экспериментальными данными. Однако расчеты выполнялись в предположении существования пика Неймана-Зельдовича. Кук М. А. утверждает, что при взрыве аммиачно-селитренных ВВ пик Неймана-Зельдовича отсутствует (с.193 [3]), при этом «давление в зоне реакции детонационной волны является постоянным, т. е. не меняется по крайней мере от фронта волны до плоскости Чемпена-Жуге» (стр.196 [3]). Из политропической зависимости следует, что плотность вещества в зоне реакции будет примерно равна плотности взрывчатых продуктов в т. Чемпена-Жуге (см. выражение (5), (19)). Тогда, полагая $k \approx 2,5$, можно определить примерную пористость вещества ВВ на фронте детонационной волны грамм-нита 79/21 ($\rho_o = 1 \text{ г/см}^3$):

$$\chi = 1 - \frac{P_n}{P_s} = 1 - \frac{1,4}{1,71198} = 0,182,$$

где $P_n = \frac{k+1}{k} \rho_o = \frac{2,5+1}{2,5} 1 = 1,4$ —

плотность продуктов взрыва в т. Чемпена-Жуге);

$$\rho_o^* = 0,79 \cdot 1,725 + 0,21 \cdot 1,663 =$$

$= 1,71198$ г/см³ (беспоровая плотность граммонита 79/21; 1,725 г/см³ — кристаллическая плотность аммиачной селитры, 1,663 г/см³ — кристаллическая плотность тротила [1]).

Пористость фронта детонации позволяет предположить, что часть высокоскоростных взрывных газов, образующихся при вторичных реакциях, прорывается вперед детонационного фронта и увлекает в движении вещество ВВ, расположенное перед детонационным фронтом. Это приводит к тому, что детонационное разложение будет происходить в движущемся ВВ.

Обозначим скорость движения ВВ через u . Тогда в уравнении (27) необходимо положить, что:

$$P_f = \rho_o (D + u) \left(\frac{D}{k+1} + u \right). \quad (34)$$

На основании (17), (19), (20), (27), (28) и (34) в предположении, что $\frac{u}{D} \ll 1$, имеем:

$$\frac{Q_V}{D^2} = \frac{1}{2(k+1)} \left(\frac{1}{k-1} + \frac{2(k-\gamma)}{(\gamma-1)(k-1)} \right) \times \left(\frac{k}{k+1} \right)^k \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho_o} \right)^{k-1} - \left(\frac{k+2}{k+1} \right) \frac{u}{D}. \quad (35)$$

Введем обозначения

$$n = \frac{D+u}{\frac{D}{k+1} + u}, \quad (36)$$

$$\text{тогда } \frac{u}{D} = \frac{k-n}{n(k+1)}. \quad (37)$$

На основании (26), (35) и (37) получаем следующее уравнение для определения k :

$$\bar{c} \left(1 - \frac{k+1}{k} \alpha \rho_o \right) + \frac{(k+2)(k-n)}{n(k+1)^2} = \frac{1}{k-1} \left(1 + \frac{2(k-\gamma)}{\gamma-1} \left(\frac{k}{k+1} \right)^k \right) \times \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho_o} \right)^{k-1}. \quad (38)$$

Определив из уравнения (38) k из (35) с учетом (37), находим скорость детонации:

$$D^2 = \frac{2(k^2-1)Q_V}{1 + \frac{2(k-\gamma)}{\gamma-1} \left(\frac{k}{k+1} \right)^k \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho_o} \right)^{k-1} - \frac{(k+2)(k-1)(k-n)}{n(k+1)^2}}. \quad (39)$$

При этом измеряемая, как электромагнитным способом, так и методом «аквариума», скорость распространения детонационного процесса будет равна:

$$D_* = D + u = \frac{k(n+1)}{n(k+1)} D, \quad (40)$$

а массовая скорость продуктов взрыва в т. Чемпена-Жуге может быть найдена по формуле:

$$W = \frac{D}{k+1} + u = \frac{k}{n(k+1)} D. \quad (41)$$

Легко видеть, что $n = \frac{D_*}{W} - 1$.

Проверим работоспособность изложенного подхода при объяснении опытов Шведова К. К., Дремина А. Н. на примере граммонита 79/21 ($\rho_o = 1$ г/см³), реакция взрывчатого разложения которого приведена выше. Согласно уравнению реакции: $\alpha = 0,437$ см³/г; $\bar{c} = 4,858$; $\gamma = 1,24$; $Q_V = 967$ ккал/кг; согласно [4] — $n = 1,78$.

Расчеты по формулам (38) — (41) дают следующее: $D = 3853$ м/с; $k = 2,38$; $D_* = 4237$ м/с; $W = 1524$ м/с; $u = 384$ м/с.

Т. к. экспериментальные данные Шведова К. К., Дремина А. Н. ($D_* = 4300$ м/с; $W = 1550$ м/с) даны с точностью около 3% [4], то наблюдается практически полное совпадение расчета и эксперимента. Величина $V_H - \alpha \approx 0,6\alpha$, что подтверждает наши исходные предпосылки.

Проведенные выше рассуждения относятся к феноменологии распространения детонационных процессов в низкоплотных аммиачно-селитренных ВВ. Рассмотрим механизм данного процесса.

Прежде всего определим область применения (34) — (41). Очевидно таковой будет являться область начальных плотностей ВВ, удовлетворяющих условию:

$$\rho_o < \rho_*^*, \quad (42)$$

где ρ_*^* — минимальная начальная плотность ВВ, при которой $u = 0$.

Понятно, что при $\rho_o = \rho_*^*$, плотность продуктов взрыва в т. Чепмена-Жуге будет равна ρ_o^* , т. е.:

$$\rho_*^* = \frac{k'}{k'+1} \rho_o^*, \quad (43)$$

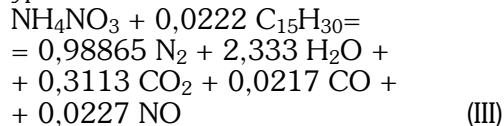
где k' — показатель политропы при плотности ВВ $\rho_o = \rho_*^*$.

Т.к. $u = 0$, то воспользуемся для определения k' уравнением (32). Учитывая (43) получаем:

$$\bar{c}(1 - \alpha \rho_o^*) = \frac{1}{k-1} \left(1 + \frac{2(k'-\gamma)}{\gamma-1} \times \left(\frac{k'}{k'+1} \right) \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho_o^*} \right)^{k'-1} \right). \quad (44)$$

Определив из (44) k' , находим ρ_*^* , по формуле (43).

Если положить, что идеальная детонация игданита происходит по уравнению:



(параметры данной реакции: $Q_V = 904$ ккал/кг; $\alpha = 0,4472$ см³/г; $\bar{c} = 4,753$; $\gamma = 1,26$; $\rho_o^* = 1,6774$ г/см³), то $\rho_*^* = 1,228$ г/см³.

Для граммонита 79/21 (аммонита № 6ЖВ), полагая, что идеальная детонация происходит по уравнению (II), находим $\rho_*^* = 1,252$ г/см³.

Из вышеприведенных рассуждений, ясно, что при $\rho_o > \rho_*^*$ и выполнения (14) детонационные параметры аммиачно-селитренных ВВ можно определять на основании (32) и (33). Полная зависимость P-P(V) в дальнейшем находится, исходя из (19), (20), (28), (31) и решений (32), (33).

При $\rho_o < \rho_*^*$, исходя из феноменологического понимания процесса, взрывные газы частично прорываются через зону реакции и вовлекают слои ВВ, прилегающие к детонационному фронту, в движение. Найдем скорость истечения взрывных газов в результате вторичных реакций с учетом наличия у взаимодействующих веществ некоторой начальной скорости u .

Согласно Станюковичу К. П. данная скорость истечения u в системе координат, движущейся со скоростью u в направлении детонации, найдется из уравнения [6]:

$$\begin{aligned} u = & \frac{D}{k+1} \left[1 + \frac{2k}{k-1} \left(1 - \frac{P_k}{P_H} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right] + \\ & + \frac{2C_k}{\gamma-1} \left[\left(1 - \frac{P_k}{P_*} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right], \end{aligned} \quad (45)$$

где $C_k = \frac{k}{k+1} D \left(\frac{P_k}{P_H} \right)^{\frac{k-1}{2k}}$ — скорость

звука в продуктах детонации в т. сопряжения; (46)

$$P_* = \frac{(1+\gamma_a)}{2} \rho_a (u+u)^2 \quad (47)$$

давление ударной воздушной волны; $\gamma_a=1,2$ — коэффициент адиабаты ударной воздушной волны; $\rho_a = 0,001293 \text{ г/см}^3$ — плотность воздуха при нормальных условиях.

Введем обозначение

$$w = \frac{u}{D}. \quad (48)$$

На основании (17), (19), (20) и (45)-(48) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{u}{D} &= \frac{3k-1}{k^2-1} + \frac{2k(k-\gamma)}{(\gamma-1)(k^2-1)} \times \\ &\times \left(\frac{k}{k+1} \frac{1}{k \cdot \alpha \rho'_o} \right)^{\frac{k-1}{2}} - \frac{2k(k-\gamma)}{(k+1)(\gamma-1)} \times \\ &\times \left(\frac{(1+\gamma_a)(k+1)\rho_a}{2\rho'_o} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \times \\ &\times \left(\frac{k}{k+1} \frac{1}{k \cdot \alpha \rho'_o} \right)^{\frac{k-\gamma}{2\gamma}} \left(w + \frac{u}{D} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \quad (49) \end{aligned}$$

где $\rho'_o = k_p \rho_o$ — (50)

плотность уплотненного истекающими газами ВВ в момент начала детонационного разложения; k_p — коэффициент уплотнения.

Исследования [13] показали, что на начальной стадии проникновения взрывных газов в деформируемую среду, он распространяется со скоростью, большей скорости звука в твердой фазе, поэтому закон сохранения импульса для взрывных газов, прорвавшихся вперед детонационного фронта можно записать в виде:

$$\begin{aligned} k_i \frac{k+1}{k} \rho'_o \left[1 - \frac{k+1}{k} \frac{\rho'_o}{\rho_o} \right] (u+u)^2 &= \\ = \rho_c u k_c (u+u), \quad (51) \end{aligned}$$

где k_i — коэффициент передачи импульса; k_c — коэффициент уменьшения скорости потока газов.

Обозначим через

$$\xi = \frac{k_i k_p}{k_c} \quad (52)$$

коэффициент вовлечения в движение.

Из (48), (51) и (52) имеем:

$$\frac{u}{D} = \left[\frac{k}{\xi(k+1)} \frac{1}{1 - \frac{k+1}{k} \frac{\rho'_o}{\rho_o}} - 1 \right] w. \quad (53)$$

На основании (49), (53) получаем:

$$\begin{aligned} \left[\frac{k}{\xi(k+1)} \frac{1}{1 - \frac{k+1}{k} \frac{\rho'_o}{\rho_o}} - 1 \right] w &= \frac{3k-1}{k^2-1} + \\ &+ \frac{2k(k-\gamma)}{(\gamma-1)(k^2-1)} \left(\frac{k}{k+1} \frac{1}{k \cdot \alpha \rho'_o} \right)^{\frac{k-1}{2}} - \\ &- \frac{2k(k-\gamma)}{(k+1)(\gamma-1)} \left(\frac{(1+\gamma_a)(k+1)\rho_a}{2\rho'_o} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \times \\ &\times \left(\frac{k}{k+1} \frac{1}{k \cdot \alpha \rho'_o} \right)^{\frac{k-\gamma}{2\gamma}} \times \\ &\times \left(\frac{k}{\xi(k+1)} \frac{1}{1 - \frac{k+1}{k} \frac{\rho'_o}{\rho_o}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} w^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \quad (54) \end{aligned}$$

с другой стороны на основании (37), (38) и (48):

$$w = \frac{k+1}{(k+2)(k-1)} \times \left(1 + \frac{2(k-\gamma)}{\gamma-1} \left(\frac{k}{k+1} \right)^k \left(\frac{1}{k \cdot \alpha \rho'_o} \right)^{k-1} \right) - \frac{k+1}{k+2} \bar{c} \left(1 - \frac{k+1}{k} \alpha \rho'_o \right). \quad (55)$$

Уравнения (54), (55) численно разрешимы относительно k . Определив k из (55) находим w . На основании (37) и (48) определяем:

$$n = \frac{k}{1 + (k+1)w}. \quad (56)$$

Далее из (39) находим D , а (40), (41) дадут D и W соответственно. Задача решена, за исключением одного. Нам неизвестны k_p и ξ . Понятно, что k_p определяется деформационными и инерционными свойствами вещества ВВ, а ξ — зависит от вязкости взрывных газов, сечения рассеяния ($\sim \frac{\rho_o}{\rho_o^*}$), формы и размера частиц.

Полагая, что k_p определяется преимущественно переупаковкой частиц, можно в качестве аппроксимации предложить зависимость:

$$k_p = \beta - \lambda \rho_o. \quad (57)$$

Для ξ , учитывая ее зависимость от сечения рассеяния, предлагается зависимость:

$$\xi = \varphi \frac{\rho_o}{\rho_o^*}. \quad (58)$$

Учитывая, что при $\rho_o = \rho_o^*$ $k_p = 1$, на основании численных экспериментов на основе соотношений (54), (55), (56), (39), (40), (41) и (57), (58), и экспериментальных данных [4] по детонации аммонита № 6ЖВ ($\rho_o = 1$ г/см³)

и граммонита 79/21 ($\rho_o = 1$ г/см³), предполагая, что реакция происходит в соответствии с (II), получили:

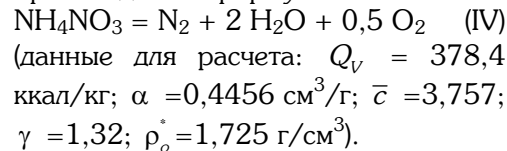
а) для порошкообразных ВВ

$$k_p = 1,75 - 0,6\rho_o; \quad \xi = 1,45 \frac{\rho_o}{\rho_o^*}. \quad (59)$$

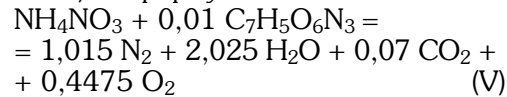
б) для гранулированных ВВ

$$k_p = 1,12 - 0,1\rho_o; \quad \xi = 0,504 \frac{\rho_o}{\rho_o^*}. \quad (60)$$

В табл.1 представлены результаты расчета для гранулированных ВВ и порошкообразных ВВ на основании (54) — (56), (59), (60), (39)-(41). В расчете полагали, что идеальная детонация разложения аммиачной селитры происходит по формуле:



Разложение смеси $\text{NH}_4\text{NO}_3 + 3\%$ тротила (мелкодисперсная смесь в опытах Дерибаса А. А. и Симонова В. А.) по формуле:



(данные для расчета: $Q_V = 438,7$ ккал/кг; $\alpha = 0,444$ см³/г; $\bar{c} = 3,90$; $\gamma = 1,31$; $\rho_o^* = 1,723$ г/см³).

Сравним расчетные данные, представленные в таблице с известными экспериментальными данными (детонация близка к идеальной):

Гранулированная NH_4NO_3 ($\rho_o = 1$ г/см³) — $D = 3100$ м/с (Викторов С.Д. [14]);

Игданит (насыпная плотность 0,82 г/см³) — $D = 3930—4020$ м/с (Кук М. А. [3]).

В принципе наблюдается хорошая сходимость расчетных и экспериментальных данных.

Значения кинематических параметров детонации и коэффициента политропы для некоторых аммиачно-селитренных ВВ

ВВ	ρ_0 , г/см ³	D_x , м/с	W , м/с	n	k	D , м/с	u , м/с
Игданит	0,82	3910	1590	1,45	2,18	3380	530
	0,9	4060	1570	1,59	2,26	3590	470
	1,0	4270	1520	1,81	2,38	3910	360
	1,1	4520	1460	2,10	2,52	4280	240
Граммонит 79/21	0,9	4150	1590	1,62	2,33	3670	480
	1,0	4350	1540	1,82	2,43	3970	380
NH ₄ NO ₃ (гранулир)	1,0	3120	1095	1,85	2,46	2850	270
Аммонит № 6ЖВ	0,9	4840	1890	1,56	2,41	4170	670
	1,0	4890	1710	1,86	2,53	4440	450
	1,1	4940	1550	2,19	2,63	4680	260
	1,2	4980	1410	2,52	2,72	4870	110
NH ₄ NO ₃ (порошок)	1,0	3610	1280	1,82	2,59	3230	380
NH ₄ NO ₃ + 3 % C ₇ H ₅ O ₆ N ₃ (порошок)	1,0	3790	1340	1,83	2,57	3400	390

Анализируя данные по взрыву порошкообразной смеси NH₄NO₃ + 3 % C₇H₅O₆N₃ (опыт Дерибаса А. А. и Симонова В. А.), следует отметить, что относительно крупный порошок АТ-1 (200) детонировал со скоростью [8] 3540—3800 м/с (из табл.1: расчетные данные — $D_x = 3790$ м/с), а чрезвычайно мелкодисперсный порошок АТ-1 (600) по всей вероятности возбуждался дополнительно со стороны свободной поверхности ударной воздушной волной, скорость которой в данном случае $\frac{\gamma_a + 1}{2}(u_a + u) = 4990$ м/с. Обозначения АТ-1 (600), АТ-1 (200) соответствуют обозначениям работы [8]. Экспериментальные данные [8] свидетельствуют, что ско-

рость детонации порошка АТ-1 (600) составляет 5050 ± 100 м/с.

В целом вышеизложенное представляет аппроксимационную методику расчета детонационных параметров неметаллизированных аммиачно-селитренных ВВ, не имеющих в своем составе инертных добавок.

Изложенные представления объясняют причину низкого значения параметра $n = \frac{D_x}{W} - 1$ в опытах Шведова

К. К., Дремина А. Н. и экспериментах Кука М. А.

Так как результаты расчетов хорошо согласуются с опытными данными, то методика представляет интерес как при проектировании взрывных работ, так и при проектировании ВВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубнов Л.В., Бахаревич Н.С., Романов А.И. промышленные взрывчатые вещества. М.: Недра, 1988. 358 с.

2. Юхансон К., Парсон П. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973. 352 с.

3. Кук М.А. Наука о промышленных ВВ. М.: Недра, 1980. 453 с.

4. Шведов К.К., Дремин А.Н. О параметрах детонации промышленных ВВ и их сравнительной оценке. Взрывное дело, № 76/33. М.: Недра, 1976. с.137—150.
5. Викторов С.Д., Демидюк Г.П. Простейшие взрывчатые вещества. Вестн. АН СССР, 1985, № 7. С.102—111.
6. Баум В.А. Станюкович К.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. М.: Физматгиз, 1959. 800 с.
7. Перечень рекомендуемых промышленных взрывчатых веществ (Межведомственная комиссия по взрывному делу). М.: Недра, 1971. 31 с.
8. Дерибас А.А., Симонов В.А. Детонационные свойства аммиачной селитры. // ФГВ, 1999, № 2, с.102—104.
9. Забабахин Е.И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск. Изд-во РФЯЦ, ВНИИТФ, 1997.
10. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970, 172 с. Авт. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К.
11. Власов О.Е. основы теории действия взрыва. М.: Изд-во ВИА, 1957. 408 с.
12. Чедвик П., Кокс А., Гопкинсон Г. Механика глубоких подземных взрывов. М.: Мир, 1966.
13. Колобашкин В.М., Кудряшов Н.А., Мурзенко В.В. Фильтрация газов в упругодеформируемой среде на стадии динамического расширения полости. ФГВ, 1985, № 6, с.126-131.
14. Викторов С.Д. Детонационные характеристики ифзанигов. Ежегодный сборник V «Научно-технические проблемы разработки месторождений полезных ископаемых». М.: СФТП ИФЗ АН СССР, 1974. С 18—24. **ГИАБ**

Коротко об авторе

Горинов С.А. — старший научный сотрудник, кандидат технических наук, НПП «Горно-Промышленная экология», e-mail: geotech@igd. uran. ru



ДИССЕРТАЦИИ

ТЕКУЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ О ЗАЩИТАХ ДИССЕРТАЦИЙ ПО ГОРНОМУ ДЕЛУ И СМЕЖНЫМ ВОПРОСАМ

Автор	Название работы	Специальность	Ученая степень
ИНСТИТУТ ГОРНОГО ДЕЛА ИМ. Д.А. КУНАЕВА			
БЕКМУРЗАЕВ Батырхан Жагыпарович	Геоинформационные технологии и объектно-ориентированные методы в системе автоматизированного проектирования техногенных геосистем	25.00.22 25.00.35	д.т.н.
ЖАТКАНБАЕВ Ерлан Ержанович	Разработка теоретических основ кинетики подземного скважинного выщелачивания урана	25.00.22	д.т.н.