

Модель механизма появления следов взрывчатых веществ в продуктах детонации

© С.Г. Андреев¹, М.М. Бойко¹, А.И. Чернов²

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Российская Федерация

²ФГКУ «в/ч 34435», Российская Федерация

Применительно к задачам восстановления информации об энергетических материалах по их следам в продуктах взрыва рассмотрен детонационный комплекс, распространяющийся по открытому цилиндрическому заряду. Установлено, что при неидеальном режиме детонации можно выделить три зоны течения реагирующей среды, в которых последовательно реализуется переход взрывчатого вещества (ВВ) из начального состояния заряда в конечные продукты взрыва со следами ВВ. При этом при выходе из первой зоны (детонационного фронта неидеальной детонации) в зависимости от отношения критического диаметра детонации к диаметру заряда, а также химического состава и микроструктуры заряда массовая доля неразложившегося ВВ лежит в диапазоне 5...30 % (и даже 80 %). После погасания из-за спада давления во второй зоне остаются частицы заряда, попадающие в третью зону, в которой часть зерен ВВ может вспыхнуть и сгореть вследствие возбуждения теплового взрыва. Показано, что размер частиц заряда в исходном состоянии, которые после его детонации могут образовать следы заряда, определяется непосредственно законом горения и кинетическими характеристиками ВВ. Корреляция размера образующихся следов с критическим диаметром заряда косвенно обусловлена тем, что уменьшение отношения критического диаметра детонации к диаметру заряда приводит к увеличению давления, плотности и температуры газообразных продуктов взрыва, в окружении которых происходят горение, погасание и вспышка частицы ВВ.

Ключевые слова: следы взрывчатых веществ, продукты взрыва, неидеальная детонация, горение, спад давления, погасание частиц, тепловой взрыв, критический диаметр

Введение. Прикладные вопросы теории взрывных превращений зарядов взрывчатых веществ (ВВ) до настоящего времени были связаны в основном с задачами создания мощных механических воздействий на различные объекты, приводящих к разрушению (повреждению) объектов, а также метанию. При этом особенности взрывных превращений, проявляющиеся в возможности неполного выделения энергии зарядов и образования продуктов взрыва с остатками частиц неполного реагирования взрывчатых веществ (называемых следами ВВ в продуктах взрыва) рассматривались главным образом в связи с фугасным и бризантным действиями взрыва.

В последнее время в практике криминалистической деятельности приходится заниматься вопросами, связанными с извлечением информации о составах взрывных зарядов ВВ на основании их следов на

поверхностях объектов, которые контактировали с продуктами уже произошедшей детонации (следов после взрыва). Важное значение при решении этой проблемы могут иметь теоретические представления о механизме образования следов бризантных ВВ после детонации зарядов, о факторах, влияющих на размеры частиц обнаруживаемых следов, их количество или концентрацию. В формировании этих представлений существенную роль могли бы играть результаты анализа газодинамических процессов, протекающих при детонации конденсированных ВВ.

Цель работы — проанализировать газодинамические процессы, протекающие при образовании следов ВВ в продуктах их детонации с учетом исследований, результаты которых дополняют и уточняют начальные представления о детонационных процессах в работах [1–3], положенных в основу теории образования следов ВВ в продуктах детонационного взрыва.

Особенности формы детонационного фронта в зарядах ограниченного диаметра и их влияние на скорость детонации. Механизм образования следов ВВ после взрыва можно выявить, последовательно рассмотрев причины и следствия существования хрестоматийной зависимости скорости детонации ВВ фиксированной плотности от диаметра заряда, приведенной на рис. 1.

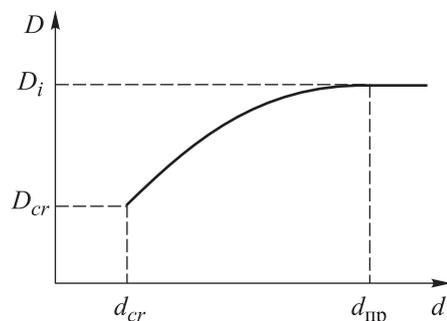


Рис. 1. Зависимость скорости детонации взрывчатых веществ от диаметра зарядов одинаковой плотности:

D — скорость неидеальной детонации; D_i — скорость идеальной детонации; D_{cr} — критическая скорость детонации; d — диаметр заряда; d_{cr} — критический диаметр заряда; $d_{пр}$ — предельный диаметр заряда

Монотонное нарастание скорости детонации с увеличением диаметра заряда можно считать завершившимся, если регистрируемое изменение ее значения перестает превышать погрешность измерения. При диаметрах зарядов d , больших предельного $d_{пр}$ или равных ему, режим детонации рассматривается как идеальный, и ее скорость D_i определяется показателем изоэнтропы n_i продуктов разложения ВВ при полном его завершении, сопровождаемом полным выделением удельной теплоты взрыва q_i (приблизительно равной удельной теплоте взрыва при постоянном объеме):

$$D_i = \sqrt{2(n_i^2 - 1)q_i}. \quad (1)$$

При идеальном режиме детонации, или идеальной детонации, естественно, следов ВВ после взрыва не должно появляться.

Схема плоско-симметричного течения ВВ и образующихся продуктов детонации при идеальной детонации очень простая, поэтому ее особенности отмечены лишь в комментариях к рис. 2, на котором показана схема течения ВВ и продуктов детонации при неидеальной детонации цилиндрического заряда с открытой боковой поверхностью.

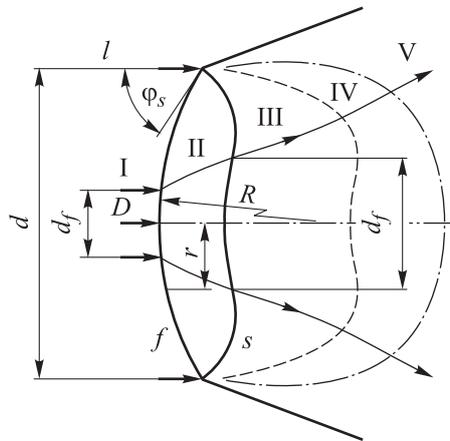


Рис. 2. Элементы структуры течения при детонации цилиндрических зарядов с открытой боковой поверхностью:

l — образующая цилиндрической поверхности заряда; f — меридиональное сечение поверхности ударного фронта; φ_s — звуковой угол; s — меридиональное сечение звуковой поверхности; d_f — начальный диаметр трубки тока частиц; d_s — диаметр трубки тока на звуковой поверхности; R — радиус ударного фронта в виде сферы; r — расстояние, на которое точки ударного фронта, где происходит скачок давления, удалены от оси заряда; I — ВВ заряда в исходном состоянии; II — детонационный фронт (область дозвукового течения с распределением параметров реагирующей среды, не изменяющимся по мере распространения детонации); III — область нестационарного течения продуктов детонации с догорающими и погасающими частицами ВВ; IV — хвостовая зона области течения с частицами заряда, поведение которых обусловлено закономерностями теплового взрыва; V — область течения конечных продуктов детонации со следами частиц заряда

На основании результатов, изложенных в работе [2], в системе координат, связанной с ударным фронтом, на рис. 2 показана схема течения при распространении детонации цилиндрического заряда со свободной поверхностью при диаметре заряда, меньшем предельного значения, т. е. при неидеальной детонации.

Взрывчатое вещество втекает со скоростью, равной скорости неидеальной детонации D , в ударный фронт, меридиональное сечение которого показано линией f . При переходе через ударный фронт

вдоль оси симметрии заряда поток претерпевает скачкообразное уменьшение массовой скорости на величину $u_f = (D-a)/b$, где a и b — коэффициенты ударной адиабаты ВВ. Непосредственно за фронтом ударной волны f (см. рис. 2) поток приобретает скорость $D-u_f$. (Заметим, что u_f является массовой скоростью ВВ на фронте ударной волны в лабораторной системе координат.) За ударным фронтом происходит образование горячих продуктов реакции и их расширение, в результате чего возрастает скорость реагирующего потока $(D-u)$, где u — массовая скорость потока относительно лабораторной системы координат. Вследствие того что поверхность ударного фронта выпуклая, частицы потока, удаленные от оси симметрии заряда, проходя через ударный фронт, приобретают радиальную составляющую скорости движения. Поэтому траектории частиц претерпевают на ударном фронте f излом, а трубка тока частиц, имеющая перед ним начальный диаметр d_f , за ударным фронтом расширяется.

На определенном расстоянии за ударным фронтом f скорость потока становится равной местной скорости звука c . Линией s на рис. 2 показано меридиональное сечение поверхности, в точках которой скорость потока достигает местной скорости звука. Эта поверхность названа звуковой поверхностью. На оси симметрии заряда условие достижения потоком местной скорости звука имеет вид $(D-u) = c$.

Диаметр трубки тока, имевшей на ударном фронте начальное значение d_f , на звуковой поверхности достигает значения d_s . Отношение площадей поперечных сечений трубки тока на звуковой поверхности и на ударном фронте, обозначаемое ω_s и равное отношению квадратов диаметров трубки тока d_f и d_s на этих поверхностях, называется расходимостью потока в центральной трубке:

$$\omega_s = \frac{d_f^2}{d_s^2}.$$

К моменту достижения частицами потока звуковой поверхности разложение ВВ в расходящемся потоке не успевает завершиться [4, 5]. Массовая доля продуктов разложения W_s в их смеси с недореагировавшим ВВ, называемая степенью разложения или глубиной разложения, не достигает единицы.

Линии меридиональных сечений звуковой поверхности s и ударного фронта f пересекаются в точках, которые с высокой степенью строгости представлений можно считать принадлежащими цилиндрической

открытой поверхности заряда. В зоне незавершаемого разложения ВВ, ограниченной этими двумя поверхностями фиксированной формы и называемой детонационным фронтом, распределение параметров состояния и состояния движения реагирующего потока является стационарным, т. е. не изменяющимся по мере распространения детонационной волны по заряду.

Детонационный фронт принимает установившуюся форму, показанную на рис. 2, лишь пройдя некоторое расстояние от торца цилиндрического заряда, в непосредственной окрестности которого фронт инициирующей ударной волны является первоначально плоским или недостаточно выпуклым. На этой стадии эволюции инициирующей ударной волны роль боковой волны разгрузки сводится к торможению периферийной части поверхности ударного фронта и искривлению ее до такой степени, что угол между линией меридионального сечения ударного фронта f и образующей цилиндрической поверхности l уменьшается до так называемой звуковой величины $\varphi = \varphi_s$. При таком значении угла скорость потока за ударным фронтом непосредственно вблизи поверхности заряда и реагирующего потока становится равной местной скорости звука в потоке, и тормозящее влияние боковой волны разгрузки на ударный фронт прекращается. Иными словами, при таком значении угла φ_s происходит пересечение ударного фронта и звуковой поверхности непосредственно у поверхности заряда.

Непосредственное влияние на характеристики установившегося неполного разложения ВВ в детонационном фронте неидеальной детонации оказывает не боковая волна разгрузки, а выпуклость ударного фронта в направлении распространения детонации и расходимость потока, порождаемая выпуклостью ударного фронта.

Выпуклость, или искривленность, ударного фронта влияет на разложение ВВ в детонационном фронте по-разному: во-первых, непосредственно приводя к зависимости фронтальной скорости разложения от начального расстояния линий тока r от оси заряда, и, во-вторых, косвенно, посредством порождаемой ею расходимости потока.

Непосредственное влияние искривления ударного фронта. Рассмотрение этого влияния связано с тем, что выпуклость ударного фронта приводит к значительному снижению фронтального давления в его периферийных точках по сравнению с давлением в центральных. Для того чтобы получить количественную оценку этой особенности при неидеальной детонации, форму ударного фронта принимают в виде сферы радиусом R с центром на оси заряда. Тогда для нормальной составляющей D_n скорости ударного фронта в его точках, удаленных от оси заряда на расстояние r , которая определяет величину скачка давления, будет выполняться следующее соотношение:

$$D_n = D\sqrt{1-(r/R)^2},$$

где D — составляющая скорости ударного фронта в направлении оси заряда, по определению принимаемая за скорость неидеальной детонации.

Эксперименты показывают, что для многих ВВ можно принять соотношение $R = Kd$. При диаметрах заряда, близких к критическим значениям, $K \approx 1$. По мере приближения диаметра заряда к предельному значению $d_{\text{пр}}$ величина K может достигать 3,5 и более. Зависимость отношения скачка давления в точках ударного фронта, удаленных от оси заряда на расстояние r , к скачку давления на оси заряда $\bar{p}_r = p_r(r)/p_{r=0}$ от \bar{r} — безразмерного расстояния его точек от оси заряда (в долях его радиуса $r_3 = d/2$) описывается выражением

$$\bar{p}_r(\bar{r}) = \frac{p_r}{p_{r=0}} = \frac{1}{1 - \frac{a}{D}} \sqrt{1 - \left(\frac{1}{2K} \bar{r}\right)^2} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{1}{2K} \bar{r}\right)^2} - \frac{a}{D} \right]. \quad (2)$$

Графики этой зависимости $\bar{p}_r = \bar{p}_r(\bar{r})$ при значении величины a/D , равном 0,4, как у тринитротолуола (ТНТ), показаны на рис. 3 сплошными линиями при $K = 3,5$ и $K = 1$.

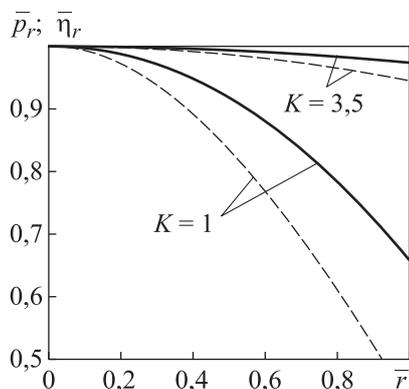


Рис. 3. Снижение скачка давления и начальной скорости разложения ВВ на ударном фронте по мере приближения к поверхности заряда:

— — изменение скачка давления; - - - изменение начальной скорости разложения ВВ

В случае очагового механизма разложения ВВ за ударным фронтом скорость разложения часто принимают, как и скорость горения, зависящей от давления в первой или второй степени. Поэтому штриховые линии на рис. 3 можно рассматривать как иллюстрации зависимости от безразмерного расстояния его точек от оси заряда \bar{r} отношения

$$\bar{\eta}_r = \frac{\eta_r}{\eta_{r=0}},$$

где η_r — скорость разложения в периферийных точках ударного фронта; $\eta_{r=0}$ — скорость разложения на центральной точке фронта.

Разложение ВВ в окрестности оси симметрии детонационного фронта. Разложение ВВ между ударным фронтом f и звуковой поверхностью s позволяет сделать оценку возможных значений скоростей неидеальной детонации D и массовой доли продуктов разложения W_s на звуковой поверхности.

При решении этой задачи были использованы работы [3, 6], в которых развивается подход Л.Г. Болховитинова [7] к анализу неидеальной детонации на основе учета влияния расходимости потока на параметры детонации (пионерской работой, учитывающей этот фактор, считается [8]). В работах [3, 6, 7] в системе уравнений, описывающей течение в центральной трубке тока, аналогичной той, что используется в классической теории идеальной детонации, расходимость потока учитывается только в уравнении сохранения массы в детонационном фронте.

Полагается, что удельная теплота неполного взрывного превращения к моменту пересечения частицами потока звуковой поверхности q_s связана с массовой долей продуктов разложения $W_s < 1$ и удельной теплотой взрыва при идеальной детонации q_i соотношением $q_s = q_i W_s$. Уравнение состояния на звуковой поверхности полагается по форме аналогичной той, что принята для идеального газа, как в случае теоретического рассмотрения идеальной детонации, приводящего к выражению (1). Показатель изоэнтропии продуктов реакции при значениях их параметров состояния на звуковой поверхности n_s в общем случае не равен n_i .

Решение полученной системы уравнений сохранения состояния продуктов взрыва и правила отбора скорости неидеальной детонации с учетом (1) приводит к следующему выражению для скорости детонации заряда диаметром d :

$$D / D_i = \sqrt{\frac{n_i^2 - 1}{n_s^2 - 1}} \frac{\sqrt{W_s}}{\sqrt{1 + n_s^2 (\omega_s^2 - 1)}}; \quad D_i = \sqrt{2q_i (n_i^2 - 1)}. \quad (3)$$

При этом из решения системы уравнений также получают аналитические выражения для остальных параметров состояния движения (массовой скорости и давления)

на звуковой поверхности:

$$u_s = u_s(D, n_s, \omega_s); \quad p_s = p_s(D, n_s, \omega_s)$$

и на ударном фронте:

$$u_f = u_f(D); \quad p_f = p_f(u_f).$$

Нетрудно увидеть, что формула (1) для скорости идеальной детонации является частным случаем (3), если принять форму ударного фронта и звуковой поверхности плоской и, соответственно, подставить: $\omega_s = 1$; $W_s = 1$; $n_s = n_i$. Для того чтобы привести (3) к виду, более удобному для анализа влияния различных факторов на скорость неидеальной детонации и значение критического диаметра, для вычисления W_s и ω_s в работе [6] использованы упрощающие допущения.

Степень разложения вычислялась приближенно с использованием скорости разложения $\bar{\eta}_{fs}$, значение которой близко к средней скорости в течение времени t_s перетекания частиц потока от ударного фронта до звуковой поверхности: $W_s = \bar{\eta}_{fs} \cdot t_s$. При этом $\bar{\eta}_{fs}$ определялась так:

$$\bar{\eta}_{fs} = \frac{\int_0^{t_s} \eta(t) dt}{t_s}, \quad (4)$$

где $\eta(t)$ — зависимость скорости разложения от времени, получаемая интегрированием специальной формы уравнения формальной кинетики (УФК)

$$\eta = A(p_f) \psi(W) p^v, \quad p = (p_f + p_s) / 2.$$

Здесь v — показатель степени давления в законе горения.

Форма зависимости $A = A(p_f)$ подобрана так, что при увеличении фронтального давления p_f до его значения, равного давлению химика p_{fi} при идеальной детонации, «средняя» скорость разложения $\bar{\eta}_{fs}$ становилась величиной, обратной длительности химика идеальной детонации t_{si} .

Зависимость $W = \psi(W)$ принята в форме, соответствующей представлениям об очаговом разложении, которое протекает в две стадии — сначала в прогрессивной, а затем — регрессивной.

Время t_s в соответствии с [9] полагалось связанным с t_{si} :

$$t_s = t_{si} \left[\frac{(D_i - u_{fi})}{(D - u_f)} \right] (D_i / D)^{2\nu-1}. \quad (5)$$

Выражение для вычисления значения расходимости потока в центральной трубке тока $\omega_s = d_s^2 / d_f^2$ следует из того представления, что за время перетекания от ударного фронта до звуковой поверхности, которое обозначено t_s , частица потока сместится в радиальном направлении на величину $\bar{u}_{fs}^r \cdot t_s$, где \bar{u}_{fs}^r — среднее значение радиальной составляющей скорости потока. При преобразованиях (3) к конечному аналитическому выражению, удобному при дальнейшем анализе неидеальной детонации, использовалось первое приближение:

$$\bar{u}_{fs}^r = u_f (d_f / 2R),$$

т. е. учитывалась только радиальная составляющая скорости потока, возникающая на ударном фронте. Окончательно получаем приближение

$$\omega_s = \left(1 + \frac{D - u_f}{R} t_s \right)^2. \quad (6)$$

После дополнения уравнения (3) соотношениями $u_s = u_s(D, n_s, \omega_s)$, $p_s = p_s(D, n_s, \omega_s)$; $u_f = u_f(D)$, $p_f = p_f(u_f)$ и выполнения простых алгебраических преобразований с использованием приближений (4), (5), (6) получено уравнение для нахождения скорости детонации при диаметрах, близких к критическим значениям:

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_i^2 - 1} N^{2\nu+1} \mu(N) \left\{ 1 + n_s \left[\left(1 + \frac{t_{si}}{K_R \cdot d} \frac{u_{f(N)}}{N^{2\nu-1} \mu(N)} \right)^4 - 1 \right] \right\} = \bar{\eta}_{fs}(N) t_{si}, \quad (7)$$

где $N = \frac{D}{D_i}$; $\mu(N) = \frac{a + D_i(b-1)}{a + D_i(b-1)N}$; $K_R = \frac{d}{R} \approx 1$.

Величина N является показателем, или индексом, идеальности детонации. Чем меньше значение N , тем в большей степени детонация является неидеальной.

Левая и правая части выражения (7), которые обозначим $H_- = H_-(N)$ и $H_+ = H_+(N)$, соответственно, являются безразмерными, или относительными скоростями реакций разложения в долях средней скорости разложения ($1/t_{si}$) при идеальной детонации. Левая

часть выражения (7) $H_- = H_-(N)$ определяет скорость реакции, необходимую для распространения неидеальной детонации со скоростью $D = N D_i$, а правая $H_+ = H_+(N)$ — среднюю скорость разложения, которая может быть достигнута при этой же скорости неидеальной детонации заряда ВВ с рассматриваемой кинетикой разложения, адекватно отображаемой соответствующим УФК. Решение уравнения (7), приведенное в [6], проиллюстрировано на рис. 4.

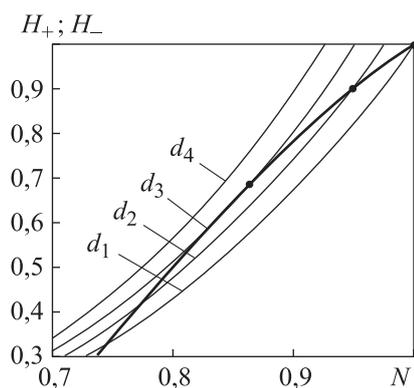


Рис. 4. Взаимное положение графиков зависимостей от степени неидеальности детонации величин H_+ и H_- , рассчитанных при диаметрах заряда

$$d_4 < d_3 < d_2 < d_1:$$

— H_+ ; — H_-

График H_+ зависимости $H_+ = H_+(N)$ имеет форму, определяемую УФК, которое отражает влияние на разложение заряда его микроструктурных характеристик и закона горения ВВ, но при этом безусловно проходит через точку с координатами $(N = 1; H_+ = 1)$. Форма и положение графиков H_- зависимости $H_- = H_-(N)$ определяются при прочих равных характеристиках ВВ и заряда ВВ диаметром d . При диаметре $d_1 = \infty$ график H_- безусловно проходит через точку с координатами $N = 1; H_- = 1$.

По мере уменьшения диаметра заряда d от предельного до нулевого значения ($d = 0$) графики смещаются «в левую сторону», как это показано на рис. 4. Абсциссы точек пересечения графика H_+ с графиками H_- , показанные черными кружками, имеют значения N , являющиеся решениями уравнения (7) при различных значениях диаметра заряда. Диаметр заряда $d = d_3 = d_{cr}$, при котором график H_- лишь касается графика H_+ , является критическим для существования решения уравнения неидеальной детонации (7) и, следовательно, критическим для возможности устойчивого распространения детонации с постоянной незатухающей скоростью.

При $d < d_{cr}$ графики H_- и H_+ не пересекаются, уравнение (7) не имеет решения и, соответственно, устойчивая детонация невозможна.

Находя решения уравнения (7) при разных значениях диаметра заряда, можно построить графики зависимостей скоростей неидеальной детонации от диаметров заряда. Для дальнейшего анализа процесса разложения ВВ при неидеальной детонации эти зависимости удобнее показывать так же, как в работе [10] в безразмерных координатах (рис. 5).

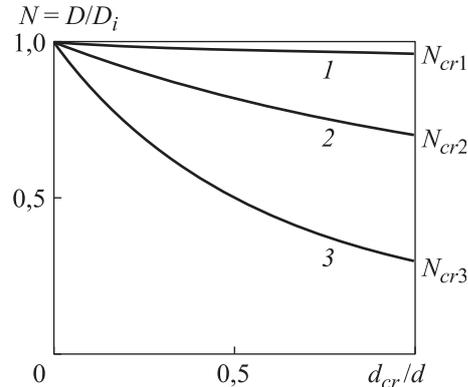


Рис. 5. Зависимости степени неидеальности детонации от безразмерного диаметра заряда

Вычисления с использованием упрощенного варианта уравнения

неидеальной детонации ($R = d$, $\omega_s = \left(1 + \frac{D - u_f}{R} t_s\right)^2$, $t_s = t_s(N)$ в со-

ответствии с [7], $n_s = n_{si}$) приводят к результатам, сходным с известными из [10] экспериментальными данными (см. рис. 5). В работе [10] отмечено, что в зависимости от формы графика $N = N(d_{cr}/d)$ и критического значения показателя неидеальности детонации N_{cr} (значения N при $d = d_{cr}$) ВВ можно разделить на три типа: слабо неидеально детонирующие (кривая 1), средне неидеально детонирующие (кривая 2), сильно неидеально детонирующие (кривая 3). В качестве представителя первого типа можно взять РВХ 9502 — состав на основе ТАТВ ($\rho_0 \approx 1,89$ г/см³, $D_i = 7,78$ км/с, $d_{cr} = 7,8$ мм, $N_{cr1} \approx 0,95$); второго типа — РВХН 111 — гексоген/перхлорат аммония/алюминий/полимерное связующее в массовом соотношении 20/43/25/12 ($\rho_0 = 1,79$ г/см³, $D_i = 6,67$ км/с, $d_{cr} = 38$ мм, $N_{cr2} \approx 0,75$); третьего типа — HANFO — состав из гранул пористого нитрата аммония и эмульсии водного раствора нитрата аммония в нефтепродуктах (мазуте) ($\rho_0 \approx 1,2$ г/см³, $D_i = 5,89$ км/с, $d_{cr} = 54$ мм, $N_{cr3} \approx 0,31$).

В соответствии с рассматриваемой моделью неидеальной детонации зависимость $N = N(d_{cr}/d)$ с $N_{cr1} = 0,75$ обусловлена очаговым механизмом разложения со скоростью горения матричного ВВ, пропорциональной давлению. Простые УФК очагового разложения не позволяют получить расчетные зависимости $N = N(d_{cr}/d)$ с $N_{cr1} = 0,95$. Для достижения такой зависимости необходимы УФК, в которых учитывается

то, что при давлениях на ударном фронте, близких к давлению химпика идеальной детонации на начальной стадии разложения, скорость реакции имеет «аномально» повышенные значения и очень слабо зависит от давления. При моделировании сильно неидеальных режимов детонации (кривая 3), по-видимому, необходимо учитывать неравенство показателей изэнтроп n_s и n_{si} , обусловленное, с одной стороны, значительным содержанием конденсированных частиц в газообразных продуктах реакции, с другой — снижением холодной (упругой) составляющей давления.

Рассмотренная модель неидеальной детонации [6] позволяет описать влияние различных факторов на зависимость скорости детонации от диаметра заряда и в первом приближении установить связь скорости неидеальной детонации со степенью разложения ВВ в детонационном фронте W_s , и, соответственно, связь скорости детонации с массовой долей частиц ВВ $W_e = 1 - W_s$, которые продолжают разлагаться при движении в центральной трубке тока у оси симметрии заряда в потоке за пределами детонационного фронта.

Снижение скорости неидеальной детонации относительно ее идеального значения связано не только с незавершенностью разложения ВВ в детонационном фронте, но и с влиянием расходимости потока. Если отсутствует влияние расходимости потока на скорость детонации, то зависимости от диаметра заряда степени разложения ВВ в центральной трубке тока W_s и квадратов значений идеальности детонации N^2 совпадали бы. Учет расходимости потока в детонационном фронте приводит к различию этих зависимостей.

Результаты расчетов с использованием приближенного уравнения неидеальной детонации (7) и УФК очагового разложения для

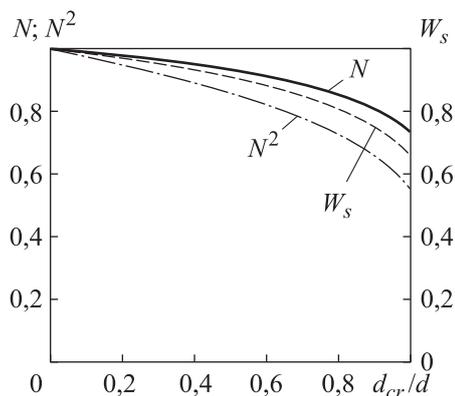


Рис. 6. Результаты расчетов для среднеидеально детонирующего модельного ВВ

модельных ВВ, относящихся к среднеидеально детонирующим, которые показаны на рис. 6, дают основание сделать следующий вывод. Имея надежные, экспериментально определенные, зависимости $N = N(d)$, можно указать нижнюю границу области, в которой лежит график $W = W_s(d)$. Уравнение для этой граничной зависимости можно принять в следующем виде:

$$W_s^{\text{нижн}} = W_s^{\text{нижн}}(d) = [N(d)]^2.$$

Так, в случае ВВ РВХ 111 при диаметре заряда, близком к критическому значению, нижняя оценка степени разложения на звуковой поверхности W_s (у оси симметрии потока) составляет $W_s^{\text{нижн}} = 0,56$.

Учитывая существенное снижение начальной скорости разложения ВВ в детонационном фронте по мере приближения его точек к периферийным слоям заряда (см. рис. 3), можно заключить, что значительная часть массы заряда (достигающая ее половины) разлагается уже за детонационным фронтом. Поэтому исследуя механизм образования следов детонации, необходимо основное внимание уделять процессам, протекающим за звуковой поверхностью.

Процессы, происходящие в потоке за детонационным фронтом. Такие процессы называются постдетонационными. Далее разложение продуктов взрыва на этой стадии, влияющее на количество и размеры частиц следов детонации, рассмотрим в рамках двух наиболее простых моделей механизмов взрывных превращений.

При рассмотрении первого механизма воспользуемся моделью обгорания частиц, на которые распадается заряд ВВ в детонационном фронте неидеальной детонации. При этом сам механизм горения такой же, как при описании роста очагов разложения вещества за ударным фронтом. Этот механизм изменения следов детонации наиболее вероятен в случае детонации индивидуальных ВВ. Однако нельзя исключать возможности того, что при диспергировании заряда смешанного ВВ в потоке останутся локальные зоны, включающие те же компоненты и в том же соотношении, что в начальном составе заряда, и их разложение будет протекать при такой же форме закона горения.

Второй механизм постдетонационного разложения может наблюдаться в случае, когда в продуктах взрыва остаются частицы ВВ, погасшего из-за быстрого спада давления, или когда исходная смесь будет диспергирована так, что частицы взрывчатых окислительных компонентов смешанного заряда не будут химически взаимодействовать с горючими компонентами, как при горении смешанного ВВ, но смогут разлагаться в форме теплового взрыва, как частицы индивидуального ВВ, помещенные в теплоноситель.

Горение частиц индивидуальных взрывчатых веществ за детонационным фронтом. Рассмотрим такое горение с учетом того, что на звуковой поверхности неидеальной детонации степень разложения даже у сильно неидеально детонирующих ВВ достигает значений, не меньших 30 %. При такой степени разложение у конденсированных ВВ протекает в основном уже в форме обгорания частиц с поверхности.

Данную стадию разложения ВВ исследуем исходя из представлений о нестационарном горении при непрерывно спадающем давлении $p = p(t)$ и о возможности погасания горящих частиц [11]. При этом будем предполагать, что частица ВВ характеризуется законом горения в стационарном режиме:

$$U_B = Bp^v, \quad B = B_* \cdot \exp[\beta_T (T_f - T_*)],$$

где U_B — линейная скорость горения; B_* — константа, определяемая в экспериментах со стандартным значением начальной температуры ВВ $T_* = 298 \text{ K}$; β_T — температурный коэффициент скорости горения; T_f — температура ВВ на ударном фронте f (см. рис. 1).

Возможность продолжения горения ВВ или, наоборот, его погасание определяется соотношением характерного времени спада давления, меняющемся по закону $p = p(t)$:

$$t_p = \frac{p}{|dp/dt|} \quad (8)$$

и характерного времени горения (масштабом времени в процессе распространения тепловой волны прогрева конденсированной фазы):

$$t_B = \frac{\chi}{U_B^2}, \quad (9)$$

где χ — температуропроводность ВВ.

Эти характерные времена являются функциями мгновенных значений давления: $t_p = t_p(p)$ и $t_B = t_B(p)$.

Исчезновение, или срыв пламени, что необходимо для погасания ВВ, происходит при давлении $p = p_{\text{ср}}$ (и в момент времени существования этого значения давления $t = t_{\text{ср}}$), при котором различие рассматриваемых характерных времен незначительно:

$$t_p(p_{\text{ср}}) = t_B(p_{\text{ср}}).$$

При $p < p_{\text{ср}}$ и, соответственно, при $t < t_{\text{ср}}$ ВВ еще горит, а при $p > p_{\text{ср}}$ и $t > t_{\text{ср}}$ горения нет.

Для упрощения оценки условий погасания ВВ примем, что давление падает от давления на звуковой поверхности p_s до некоторого значения p_{**} в потоке за детонационным фронтом по экспоненциальному закону, рассмотренному в работе [11]:

$$p = p_{**} + (p_s - p_{**}) \exp(-t / \tau_s), \quad (10)$$

где τ_s — константа, связанная со скоростью спада давления непосредственно за звуковой поверхностью:

$$\tau_s = \frac{-P_s}{(dp/dt)_s}.$$

Тогда уравнения для вычисления p_{cp} и задержки t_{cp} срыва пламени относительно момента времени прохождения частицы ВВ через звуковую поверхность детонационного фронта принимают вид

$$p_{cp}/p_s = \left[(t_B(p_s)/\tau_s) (1 - p_{**}/p_{cp}) \right]^{1/2\nu},$$

$$t_{cp} = \tau_s \ln \left[(p_s - p_{**}) / (p_{cp} - p_{**}) \right].$$

Нормальная составляющая e_{cp} перемещения поверхности обгорающей частицы ВВ за время t_{cp} будет

$$e_{cp} = \int_0^{t_{cp}} B p(t)^\nu dt.$$

В случае закона изменения давления (10) и закона горения с $\nu = 1$, получаем

$$e_{cp} = B \left[(p_s - p_{**}) \tau_s \left(1 - \exp\left(\frac{-t_{cp}}{\tau_s}\right) \right) + p_{**} t_{cp} \right]. \quad (11)$$

Соотношение между начальным размером частицы заряда ВВ (в простейшем случае в виде кубика с ребром a_0) и ее размером в момент погасания a_{cp} в первом приближении можно принять в виде

$$a_{cp} = a_0 (1 - W_s)^{1/3} - 2e_{cp}. \quad (12)$$

Выражение (12) получено в упрощающем предположении того, что в момент прохождения через звуковую поверхность частица заряда уже обгорает по всей поверхности.

Расчетные оценки особенностей догорания частиц ВВ (с параметрами закона горения, равными $B = 0,5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГПа}^{-1}$, $\nu = 1$) после момента прохождения звуковой поверхности приведены на рис. 7. Следует иметь в виду, что закон горения с такими параметрами приближенно описывает результаты экспериментов, проведенных с тротилом при давлении, не превышающем 1 ГПа.

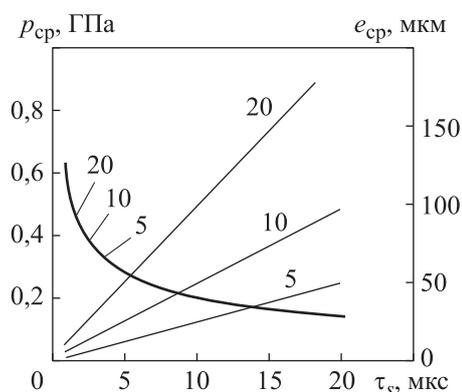


Рис. 7. Влияние характерного времени спада давления τ_s на давление срыва горения p_{cp} и на толщину свода ВВ e_{cp} , сгоревшего к моменту его погасания

Отметим, что значения параметра закона изменения давления τ_s составляют приблизительно третью часть длительности спада давления вдоль линии тока до значений на порядок меньших значения p_s на звуковой поверхности.

Числа у кривых на рис. 7 соответствуют значениям давления на звуковой поверхности p_s (ГПа). Давление срыва пламени (рассматриваемого в данном случае как погасания ВВ) не зависит от начального значения давления p_s

в экспоненциальном законе его спада, но сильно зависит от скорости его спада, характеризуемой величиной τ_s . Определяющее значение для погасания ВВ имеет не начальное, а конечное давление. Толщина свода ВВ, сгорающего к моменту погасания ВВ, приблизительно прямо пропорциональна значениям коэффициента B в законе горения.

Поведение погасших частиц ВВ. В рамках аналитической эвристической модели, включающей основные положения теории теплового взрыва [12], рассмотрим поведение погасших частиц ВВ, а также окислительных компонентов, способных к взрывчатому разложению как индивидуальное вещество без химического взаимодействия с окружающей газообразной высокотемпературной средой, в которой они находятся за детонационной зоной. Одной из причин такого подхода является то, что даже описание температурного поля в двумерном нестационарном течении за звуковой поверхностью в аналитической форме представляется сложной задачей. Поэтому будем исходить из того, что практически в этой задаче можно иметь в качестве исходных данных лишь приближенные оценки температурных и временных характеристик течения продуктов взрыва.

В данном случае необходимо использовать модель теплового взрыва, которая соответствует числу Био, много меньшему единицы:

$$Bi = \alpha a_{cp} / \lambda,$$

где α — коэффициент теплоотдачи для теплообмена частицы ВВ и газообразных продуктов взрыва в потоке за детонационным фронтом неидеальной детонации; λ — коэффициент теплопроводности ВВ.

При этом пренебрегаем распределением температуры в нагреваемой частице ВВ и рассматриваем ее зависимость только от времени.

Температура теплоносителя, в который помещена частица ВВ (продуктов взрыва за звуковой поверхностью), критическая для развития теплового взрыва, завершающегося вспышкой (воспламенением частицы) T_{cr} , определяется из решения уравнения

$$\frac{V}{\Sigma a} \cdot \frac{Q_{т.в} \rho E z}{RT_{cr}^2} \exp(-E / RT_{cr}) = \delta_{cr},$$

где V и Σ — объем и площадь поверхности частицы; $Q_{т.в}$ — удельный тепловой эффект реакции термического разложения при тепловом взрыве; E — энергия активации; z — предэкспоненциальный множитель в законе зависимости скорости реакции от температуры; δ_{cr} — безразмерный параметр.

Для оценки зависимости критической температуры теплоносителя от размера частицы a примем $V / \Sigma = a_{cp} / 6$ и $\delta_{cr} = 1 / e$.

Зависимость критической температуры от размера частицы ВВ a (в момент начала ее нагревания контактирующими с ней газообразными продуктами взрыва) приведена на рис. 8 при разных значениях коэффициента теплоотдачи. Это сделано в связи с тем, что частицы ВВ могут находиться в различных областях потока за звуковой поверхностью с разными значениями параметров состояния и состояния движения газообразной среды, которые влияют на значения коэффициента теплоотдачи. Были приняты значения характеристик ВВ, свойственные для ТНТ [13]: $E = 144,1$ кДж/моль; $z = 2,5 \cdot 10^{11}$ 1/с; $Q_{т.в} = 1,23$ МДж/кг.

Значения коэффициента теплоотдачи, равные: 10 Вт/(м²·К) — как для газа при нормальных условиях; 50 Вт/(м²·К) — как для воздуха при давлении 10 МПа; ~ 2000 Вт/(м²·К) —

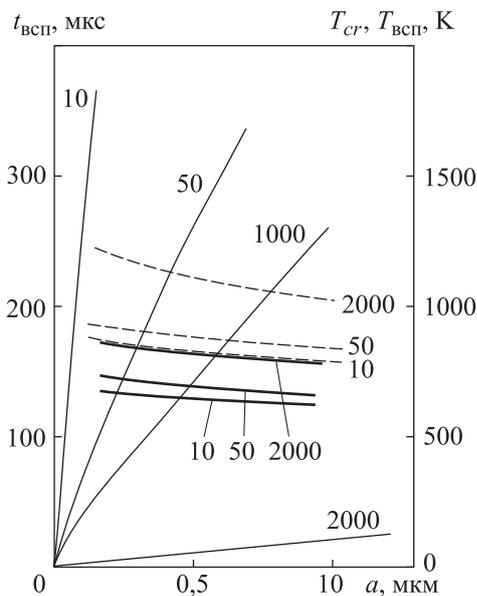


Рис. 8. Связь размера частицы взрывчатого вещества a с критической температурой теплоносителя (кривые 1), с температурой частицы в момент вспышки (кривые 2) и с задержкой вспышки (кривые 3) при разных значениях коэффициента теплоотдачи

для масла, рассматриваются как грубые оценки значений α в случае нахождения продуктов взрыва за звуковой поверхностью при различном давлении и, соответственно, плотности.

Температура продуктов взрыва за звуковой поверхностью, достигающая для типичных взрывчатых материалов значений, не меньших 2000...3000К, некоторое время существенно превышает приведенные значения T_{cr} (в случае ТНТ, характеристики которого использовались при построении графиков на рис. 8, $T_s \approx 4000\text{К}$). Поэтому частицы могут нагреваться продуктами взрыва до некоторых температур T_* , которые превышают критическую температуру теплоносителя T_{cr} . Частицы рассматриваемых размеров, например $a = a_{cp} = 0,1...5$ мкм, могут воспламениться по мере развития теплового взрыва, но при том условии, что время поддержания постоянного уровня температуры теплоносителя, существенно превышающего T_{cr} , больше задержки вспышки частицы ВВ, отсчитываемого с начала нагревания ее окружающими продуктами неидеальной детонации.

Оценка времени задержки вспышки частицы ВВ. Предварительно вычислив зависимость от температуры частицы T_* суммы t_Σ двух характерных времен процесса, можно дать оценку времени задержки ее вспышки. Первая характерная величина равна времени нагревания частицы t_* от температуры T_f до температуры T_* , а вторая характерная величина — период индукции теплового взрыва в адиабатических условиях $\tau_{Ад}$, определяемый температурой T_* :

$$\tau_{Ад} = \tau_{Ад}(T_*) = \frac{CRT_*^2}{QEz} \cdot \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right). \quad (13)$$

Время нагревания частицы t_* при $Bi \ll 1$ находим из уравнения баланса

$$V\rho C \frac{dT_*}{dt} = \alpha\Sigma(T_s - T), \quad (14)$$

где C — теплоемкость; T_s — температура продуктов взрыва на звуковой поверхности.

Принимая $V/\Sigma = a_{cp}/6$ и интегрируя (14), получаем

$$t_*(T_*) = \left(\frac{\rho C}{\alpha}\right) \frac{a_{cp}}{6} \ln\left(\frac{T_s - T_f}{T_s - T_*}\right). \quad (15)$$

Температура ВВ на ударном фронте T_f в (15) рассматривается как начальная температура частицы, которая за время t_* увеличится до T_* .

Получившаяся зависимость $t_{\Sigma} = t_{\Sigma}(T_*) = t_*(T_*) + \tau_{\text{АД}}(T_*)$ имеет минимум $t_* = t_{\text{всп}}$ при $T_* = T_{\text{всп}}$.

Для частиц ТНГ, которые нагреваются от продуктов взрыва с температурой $T_s = 4000\text{К}$, приведенные на рис. 8 результаты показывают сравнительно слабую зависимость температуры частицы в момент вспышки $T_* = T_{\text{всп}}$ от размера частиц. Однако задержка вспышки $t_* = t_{\text{всп}}$ сильно зависит как от размера частицы, так и от коэффициента теплоотдачи.

В том случае, когда время существования температуры продуктов взрыва $T \approx T_s$, нагревающих частицу, превышает значения $t_{\text{всп}} = t_{\text{всп}}(a_{\text{ср}})$, ранее погасшие частицы вспыхнут, и их не останется в продуктах детонации заряда. Если длительность существования значения температуры продуктов взрыва, которые нагревают частицу $T \approx T_s$, не превышает значения $t_{\text{всп}}$, прогнозируемого графиком зависимости $t_{\text{всп}} = t_{\text{всп}}(a_{\text{ср}})$, то частица с таким размером в момент погасания $a_{\text{ср}}$ (и тем более, с большим размером) не вспыхнет и будет являться остаточной частицей заряда ВВ после его детонации.

Заключение. Показано, что возможность появления следов ВВ в продуктах его детонации обусловлена особенностями последовательности процессов, протекающих в трех зонах неидеального детонационного комплекса, распространяющегося по открытому заряду, диаметр которого меньше предельного значения. В первой зоне этого комплекса, называемой детонационным фронтом, отличающейся стационарным распределением параметров состояния, не изменяющимся по мере распространения детонационной волны, происходит неполное разложение ВВ. Частицы не прореагировавшего ВВ из детонационного фронта перетекают во вторую зону — зону нестационарного течения, где одна часть их сгорает (с поверхности) полностью, а другая — погасает из-за спада давления. После погасания частицы ВВ начинают прогреваться с поверхности горячими продуктами реакции, образованными в детонационном фронте и во второй зоне горения. В третьей зоне детонационного комплекса однородный прогрев частиц ВВ с поверхности может привести к развитию теплового взрыва, завершаемого исчезновением ВВ в виде вспышки.

В рамках задачи установления факторов, влияющих на возможность обнаружения после детонации заряда его частиц в неразложившемся или частично разложившемся состоянии, основными характеристиками этих трех зон являются:

для первой зоны — зависимость от отношения диаметра заряда к его критическому значению степени неидеальности детонации N ,

которая связана с параметрами поля давления и средней температуры частично прореагировавшего потока при выходе его из детонационного фронта;

для второй зоны — степень влияния амплитуды и характерного времени спада давления на толщину свода ВВ e_{cp} у поверхности частиц, успевающего сгореть к моменту их погасания в потоке за детонационным фронтом (которая определяет критический начальный размер частиц ВВ в исходном состоянии заряда a_{0min} , способных остаться после детонации в виде образований с размером $a_{след}$:

$$a_{0min} = a_{след} + 2e_{cp});$$

для третьей зоны — зависимость от размера частицы в момент ее погасания $a_{след}$ задержки вспышки и полного разложения в результате развития теплового взрыва под действием теплопередачи от окружающих высокотемпературных газообразных продуктов детонации. Эта зависимость определяет параметры поля давления и температуры за детонационным фронтом, при которых погасшая частица заряда будет уже не способна к повторной вспышке и, следовательно, останется как след заряда ВВ после его детонации.

Факторами, непосредственно влияющими на возможность появления следов ВВ в продуктах его детонации, являются параметры физико-химических свойств ВВ и его компонентов, связанные с законом горения, а также с закономерностями развития теплового взрыва частиц ВВ.

В случае зарядов одинакового диаметра корреляция возможности появления следов детонации со значением критического диаметра детонации, являющегося одной из интегральных прикладных характеристик заряда ВВ, объясняется следующим образом. Уменьшение критического диаметра d_{cr} и, соответственно, увеличение значения отношения d/d_{cr} , как правило, выявленное экспериментально и обоснованное теоретически, имеет тенденцию приводить к увеличению значения показателя неидеальности детонации ($N = D/D_i$), а также к возрастанию давления и плотности реагирующего потока на выходе из детонационного фронта (приближения к значениям параметров состояния при идеальной детонации). Повышение давления на поверхности контакта детонационного фронта и второй (нестационарной) зоны способствует увеличению сгорающего свода e_{cp} и, тем самым, увеличению размера зерен заряда ВВ, которые бесследно сгорают за детонационным фронтом. Увеличение плотности газообразных продуктов детонации способствует ускорению прогрева погасших частиц ВВ и их вспышки в третьей зоне детонационного комплекса.

Исходя из рассмотренной модели процесса разложения частиц заряда, которые могли бы стать следами ВВ в конечных продуктах неидеальной детонации, можно сделать вывод о том, что следы ВВ в конечных продуктах детонации образуются из слоев заряда, ближайших к его поверхности. Это связано с тем, что по мере приближения к поверхности реагирующего потока амплитуда и длительность действия давления у его временного профиля сокращаются, стремясь к нулю.

Таким образом, можно сделать предположение о том, что в случае заключения заряда в слабо сжимаемую и инерционную оболочку, на поверхности реагирующего потока за детонационным фронтом будет реализовываться временной профиль давления с конечными амплитудой и временем действия. Это обстоятельство приводит к тому, что заключение заряда ВВ в оболочку приводит к увеличению размера тех частиц, которые после обгорания и оплавления могли бы в конечном счете превратиться в следы заряда ВВ после его детонации.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. *Детонационные волны в конденсированных средах*. Москва, Наука, 1970, 164 с.
- [2] Трофимов А.Н., Дремин А.Н. О структуре фронта неидеальной детонации в твердых ВВ. *Физика горения и взрыва*, 1971, т. 7, № 3, с. 427–428.
- [3] Андреев С.Г., Перевалов И.А., Бойко М.М., Клименко В.Ю. Аналитическая модель неидеальной детонации и принцип Харитона. *Экстремальные состояния вещества. Детонация, ударные волны. Труды Международной конференции XI Харитоновские чтения, Россия*. Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ., 2009, с. 89–94.
- [4] Wood W.W., Kirkwood J.G. Diameter effect in condensed explosives. The relation between velocity and radius of curvature of the detonation wave. *J. Chem. Phys.*, 1954, vol. 22, no. 11, pp. 1920–1924.
- [5] Бойко М.М., Андреев С.Г., Власова Л.Н., Соловьев В.С. Влияние расходимости потока на характер течения продуктов детонации за фронтом ДВ. *Физика горения и взрыва*, 1987, т. 23, № 1, с. 50–54.
- [6] Андреев С.Г. Установление связи критических условий распространения детонации со средними скоростями разложения взрывчатых веществ в детонационных волнах. *Инженерный журнал: наука и инновация*, 2019, вып. 4. DOI: 10.18698/2308-6033-2019-4-1864
- [7] Болховитинов Л.Г. Неидеальная детонация конденсированных взрывчатых веществ. *Сб. «Взрывное дело», №76/33*. Москва, Недра, 1976, с. 150–164.
- [8] Jones H.A. Theory of the dependence of the rate of detonation of solid explosives on the diameter of the charge. *Proc. Roy. Soc.*, 1947, Series A 189, pp. 415–426.
- [9] Haskins P.J., Cook M.D., Wood A.D. On the dependence of critical diameter and velocity decrement at failure on the burn law. In: *Proceedings of the 33rd International Pyrotechnics Seminar*. Fort Collins, USA, 2006, pp. 385–391.
- [10] Kennedy D.L. Multi-valued normal shock velocity versus curvature relationships for highly non-ideal explosives. In: *11th Int. Detonation Symp.* Snowmass, Colorado, USA, 1998, pp. 181–188.

- [11] Ассовский И.Г. *Физика горения и внутренняя баллистика*. Москва, Наука, 2006, 357 с. ISBN 5-02-006395-9.
- [12] Франк-Каменецкий Д.А. К теории нестационарной теории теплового взрыва. *Журн. физ. хим.*, 1949, т. 20, № 2, с. 139–146.
- [13] Мейдер Ч. *Численное моделирование детонации*. Москва, Мир, 1985.
- [14] Дубнов Л.В., Бахаревич Н.С., Романов А.И. *Промышленные взрывчатые вещества*. Москва, Недра, 1973, 320 с.
- [15] Беляев А.Ф. *Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем*. Москва, Наука, 1968, 255 с.

Статья поступила в редакцию 24.12.2024

Ссылку на статью просим оформлять следующим образом:

Андреев С.Г., Бойко М.М., Чернов А.И. Модель механизма появления следов взрывчатых веществ в продуктах детонации. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2025, вып. 2. EDN YOFJPO

Андреев Сергей Григорьевич — канд. техн. наук, доцент, чл.-кор. РАЕН, доцент кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана; автор более 250 научных работ в области теории энергетических материалов, химической физики и экспериментальной газодинамики. e-mail: andreeff2007@mail.ru

Бойко Михаил Михайлович — доцент кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана; автор более 100 научных работ в области теории энергетических материалов, химической физики и экспериментальной газодинамики. e-mail: boykomm@bmstu.ru

Чернов Анатолий Иванович — д-р техн. наук, старший научный сотрудник, член-кор. РАЕН, сотрудник ФГКУ «В/ч 34435»; автор более 150 научных работ в области теории энергетических материалов, экспериментальной газодинамики и криминалистической взрывотехники. e-mail: dedaiedd@mail.ru

Model of the explosive traces appearance mechanism in the detonation products

© S.G. Andreev, M.M. Boyko, A.I. Chernov

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russian Federation

²Federal State Budgetary Institution Military Unit 34435, Russian Federation

The paper considers a detonation complex propagating along the open cylindrical charge in relation to the problems of restoring information on the energetic materials from their traces in the explosion products. It establishes that, under the non-ideal detonation, three zones of the reacting medium flow could be distinguished, where the explosive passes sequentially from the charge initial state to the final explosion products with traces of the explosive. In this case, upon exiting the first zone (detonation front in the non-ideal detonation) and depending on the critical detonation diameter ratio to the charge diameter, as well as on the charge chemical composition and microstructure, the undecomposed explosive mass fraction lies in the range of 5...30% (and even 80%). After extinction due to the pressure drop in the second zone, the charge particles remain and enter the third zone, where certain explosive grains could ignite and burn due to excitation of the thermal explosion. The paper shows that size of the charge particles in the initial state, which after its detonation could form the charge traces, is directly determined by the combustion law and the explosive kinetic characteristics. Correlation in size of the resulting traces with the critical charge diameter is indirect due to the fact that a decrease in the ratio of the critical detonation diameter to the charge diameter leads to an increase in pressure, density and temperature of the gaseous explosion products, as the explosive particles surrounding them are facing combustion, extinction and flash.

Keywords: *explosive traces, explosion products, non-ideal detonation, combustion, pressure drop, particle extinction, thermal explosion, critical diameter*

REFERENCES

- [1] Dremim A.N., Savrov S.D., Trofimov V.S., Shvedov K.K. *Detonatsionnye volny v kondensirovannykh sredakh* [Detonation waves in the condensed media]. Moscow, Nauka Publ., 1970.
- [2] Trofimov A.N., Dremim A.N. O strukture fronta neidealnoy detonatsii v tverdykh VV [On the structure of the non-ideal detonation front in solid explosives]. *Fizika goreniya i vzryva — Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1971, vol. 7, no. 3, pp. 427–428.
- [3] Andreev S.G., Perevalov I.A., Boyko M.M., Klimenko V.Yu. Analiticheskaya model neidealnoy detonatsii i printsip Kharitona [Analytical model of the non-ideal detonation and the Khariton principle]. In: *Ekstremalnye sostoyaniya veshchestva. Detonatsiya, udarnye volny. Trudy Mezhdunarodnoy konferentsii XI Kharitonovskie chteniya, Rossiya* [Extreme states of matter. Detonation, shock waves. Proceedings of the International Conference XI Kharitonov Readings, Russia]. Sarov, RFYaTs-VNIIEF Publ., 2009, pp. 89–94.
- [4] Wood W.W., Kirkwood J.G. Diameter Effect in condensed explosives. The relation between velocity and radius of curvature of the detonation wave. *J. Chem. Phys.*, 1954, vol. 22, no. 11, pp. 1920–1924.
- [5] Boyko M.M., Andreev S.G., Vlasova L.N., Solovyev V.S. Vliyanie raskhodimosti potoka na kharakter techeniya produktov detonatsii za frontom DV [Flow divergence effect on the nature of the flow of detonation products be-

- hind the detonation front]. *Fizika goreniya i vzryva — Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1987, vol. 23, no. 1, pp. 50–54.
- [6] Andreev S.G. Ustanovlenie svyazi kriticheskikh usloviy rasprostraneniya detonatsii so srednimi skorostyami razlozheniya vzryvchatykh veshchestv v detonatsionnykh volnakh [Determining the relationship between critical conditions of detonation propagation and the average decomposition rates of explosives in detonation waves]. *Inzhenerny zhurnal: nauka i innovatsii — Engineering Journal: Science and Innovation*, 2019, iss. 4. <https://doi.org/10.18698/2308-6033-2019-4-1864>
- [7] Bolkhovitinov L.G. Neidealnaya detonatsiya kondensirovannykh vzryvchatykh veshchestv [Non-ideal detonation of the condensed explosives]. In: *Sb. "Vzryvnoe delo"* [Journal "Explosion technology"]. Moscow, Nedra Publ., 1976, no. 76/33, pp. 150–164.
- [8] Jones H.A. Theory of the dependence of the rate of detonation of solid explosives on the diameter of the charge. *Proc. Roy. Soc.*, 1947, Series A 189, pp. 415–426.
- [9] Haskins P.J., Cook M.D., Wood A.D. On the dependence of critical diameter and velocity decrement at failure on the burn law. In: *Proceedings of the 33rd International Pyrotechnics Seminar*. Fort Collins, USA, 2006, pp. 385–391.
- [10] Kennedy D.L. Multi-valued normal shock velocity versus curvature relationships for highly non-ideal explosives. In: *11th Int. Detonation. Symp.* Snowmass, Colorado, USA, 1998, pp. 181–188.
- [11] Assovskiy I.G. *Fizika goreniya i vnutrennyaya ballistika* [Combustion physics and internal ballistics]. Moscow, Nauka Publ., 2006, 357 p. ISBN 5-02-006395-9.
- [12] Frank-Kamenetskiy D.A. K teorii nestatsionarnoy teorii teplovogo vzryva [On the theory of non-stationary thermal explosion]. *Zhurn. phys. khim. — Russian Journal of Physical Chemistry*, 1949, vol. 20, no. 2, pp. 139–146.
- [13] Mader Ch. *Numerical Modeling of Detonation*. University of California, 1979 [In Russ.: Meyder Ch. Chislennoe modelirovanie detonatsii. Moscow, Mir Publ., 1985].
- [14] Dubnov L.V., Bakharevich N.S., Romanov A.I. *Promyshlennyye vzryvchatyye veshchestva* [Industrial explosives]. Moscow, Nedra Publ., 1973, 320 p.
- [15] Belyaev A.F. *Gorenie, detonatsiya i rabota vzryva kondensirovannykh sistem* [Combustion, detonation, and explosive work of the condensed systems]. Moscow, Nauka Publ., 1968, 255 p.

Andreev S.G., Cand. Sc. (Eng.), Associate Professor, Corresponding Member of the Russian Academy of Natural Sciences, Associate Professor, Department of High-Precision Aircraft, Bauman Moscow State Technical University; author of more than 250 scientific papers in the energetic materials theory, chemical physics, and experimental gas dynamics. e-mail: andreeff2007@mail.ru

Boyko M.M., Associate Professor, Department of High-Precision Aircraft, Bauman Moscow State Technical University; author of more than 100 scientific papers in the energetic materials theory, chemical physics, and experimental gas dynamics. e-mail: boykomm@bmstu.ru

Chernov A.I., Dr. Sc. (Eng.), Senior Researcher, Corresponding Member of the Russian Academy of Natural Sciences, Employee, FSBI Military Unit 34435; author of more than 150 scientific papers in the energetic materials theory, experimental gas dynamics and forensic explosive engineering. e-mail: dedaiedd@mail.ru