

Полуэмпирический анализ начальной стадии роста очага разложения за фронтом ударной волны

© С.Г. Андреев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Приведены результаты анализа начальной стадии разложения флегматизированного гексогена за фронтом ударной волны с давлением на фронте приблизительно равным 2 ГПа, предположительно в течение времени, предшествующего слиянию первоначально изолированных очагов разложения. При этом используются зависимости от времени массовой доли продуктов разложения взрывчатого вещества за фронтом ударной волны и их удельного объема, полученные при обработке результатов экспериментов, которые проводят по методу квазитонких слоев (слоев толщиной десятые доли миллиметров, размещенных между блоками инертного эталонного материала). На основании выявленной из результатов эксперимента динамики изменения параметров состояния реагирующего заряда установлены зависимости от времени характеристики движения матричного взрывчатого вещества вокруг очага разложения в рамках модели элементарной сферической ячейки заряда. Она принята в виде шара, содержащего центральную пору, которая первоначально заполнена воздухом. Получены зависимости от времени (в течение десятых долей микросекунды) радиуса очага разложения, представляемого как сферическая полость, заполненная продуктами горения взрывчатого вещества и сжимаемым начальным поровым газом, а также тангенциальной деформации и ее скорости на контрольных сферических поверхностях, располагаемых на различных расстояниях от поверхности очага разложения. Выявлены деформации и скорости деформации на сферической поверхности горения. Установлено влияние на оценки этих характеристик концентрации очагов разложения в диапазоне варьирования $10^{12} \dots 10^{13} \text{ м}^{-3}$ и остаточного давления воздуха в порах, остающегося после прессования зарядов (0,1 МПа и 1 МПа). Деформации и скорости деформации на поверхности очага разложения, рассматриваемого как поверхность горения, могут достигать значений, соответственно равных 25 % и 10^6 с^{-1} . Площадь поверхности очага разложения может на порядок превышать площадь поверхности горения, которая была бы, если бы удельный объем продуктов разложения не был существенно меньше, чем у взрывчатого вещества. Скорость перемещения поверхности очага разложения может на порядок превышать линейную скорость горения.

Ключевые слова: пора, поровый газ, очаг разложения, продукты разложения, скорость горения, давление, удельный объем, деформация, скорость деформации, взрывчатое вещество

Введение. Взрывчатые вещества (ВВ) используются как источники энергии во взрывных устройствах (и технологических процессах) военного и гражданского назначения [1–3]. Необходимые показатели действия взрывных устройств и степени риска обращения с ними, а также соотношения этих показателей в значительной мере зависят от характеристик зарядов ВВ. Задачи определения этих показателей

решаются в настоящее время эмпирическими и расчетно-экспериментальными методами исследований [4–7]. Высокая стоимость и большие организационно-временные затраты на разработку и проектирование взрывных устройств с улучшенными функциональными и эксплуатационными характеристиками, а также с рациональным соотношением этих характеристик приводят к стремлению использовать методы математического моделирования процессов эволюции взрывных превращений зарядов ВВ в составе конструкций [8]. Одна из важнейших задач, встающих при разрешении проблемы математического моделирования ударно-волновых процессов в конструкциях, — разработка адекватных уравнений формальной кинетики (УФК) разложения ВВ в ударных волнах [3].

В настоящее время при численном моделировании исхода высокоскоростного ударного и взрывного воздействий на заряды ВВ, заключенных в металлические оболочки, наиболее распространенным является УФК «инициирования и роста» [9]. Это УФК позволяет получать результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. Однако физика процессов, положенная в основу формы этого уравнения, подробно не описана. Поэтому многие задачи техники и физики взрыва решают с помощью оригинальных УФК различных авторов, например таких работ, как [10–15].

Одно из направлений доработки УФК для достижения хорошего согласования расчетных и экспериментальных (натурных) результатов связано с уточнением закономерностей и механизмов роста очагов разложения. Описание роста очагов разложения как результата изменения их поверхности с использованием традиционных законов нормального горения не дает «нужных» высоких скоростей роста очагов разложения и степени разложения заряда ВВ. В связи с этим предлагаются модели горения с учетом влияния локальных перегретых зон, сформированных на стадии, предшествующей макрогазодинамическому проявлению реакции [3, 15]; модели распространения волны горения — за счет не решеточной (фононной), а электронной теплопроводности кристаллического вещества [12], а также модели горения со скоростью, определяемой турбулентным механизмом переноса энергии [13].

Значения параметров таких моделей подбираются путем достижения совпадения расчетных и экспериментальных результатов анализа характеристик и особенностей эволюции инициирующей ударной волны в зарядах ВВ в целом, а не данных, полученных в условиях, которые более приближены к наблюдениям в окрестности очагов разложения. Особенности экспериментальной методики [16] позволяют в сочетании с традиционными простейшими модельными представлениями о процессах за фронтом инициирующей

волны гетерогенных кристаллических ВВ провести полуэмпирический анализ начальной стадии роста очагов разложения.

Цель работы — получение информации о процессах, обуславливающих высокие скорости разложения отдельных очагов реакции до начала их слияния, и, следовательно, уточнение представлений о росте очагов разложения.

Модель процесса. В эксперименте, выполненном по так называемому методу квазитонких (или гомобарических) слоев [16], исследуемое ВВ в виде диска диаметром 35 мм и толщиной приблизительно 0,4 мм располагается между толстыми дисками диаметром 50 мм из фторопласта и подвергается действию начального импульса давления ступенчатой формы с постоянным уровнем давления p_f . У фторопласта соотношение давления p и массовой скорости u на фронте ударной волны (p — u диаграмма) практически такое же, как у исследуемого взрывчатого материала. Манганиновый датчик давления, расположенный в центре плоскости контакта ВВ и блока фторопласта, позволяет зарегистрировать ответную реакцию ВВ на ступенчатый начальный импульс в виде графика изменения давления во времени $p = p(t)$.

На этой регистрации можно выделить скачек давления на переднем фронте амплитудой p_f и короткую полочку давления длительностью от 0,01 до 0,1 мкс (в зависимости от исследуемого ВВ и амплитуды начального импульса). По истечении этого промежутка времени наблюдается превышение давления на поверхности заряда над амплитудой начального импульса p_f , т. е. регистрируется начало газодинамического проявления реакции разложения ВВ. По мере протекания реакции и увеличения массовой доли продуктов разложения заряда давление сначала плавно возрастает, достигая в момент времени t_m , отсчитываемого от начала газодинамического проявления разложения ВВ, максимального значения p_{\max} , а затем снижается, стремясь достичь уровня полочки ступенчатого начального импульса p_f . В опытах с такими веществами, как тротил, гексоген, октоген и даже ТЭН, при давлении $p_f = 2$ ГПа отношение p_{\max} / p_f не превышало 1,2. При этом значение t_m в зависимости от ВВ меняется, но лежит в диапазоне 0,5...1,5 мкс. Время неискаженной регистрации, т. е. время, в течение которого боковые волны разгрузки еще не достигают датчика давления, не меньше 2 мкс.

Наличие максимума у зависимости $p(t)$ обусловлено тем, что сначала увеличивается поверхность горения изолированных друг от

друга очагов разложения, а затем после соприкосновения и слияния очагов уменьшается суммарная поверхность горения.

В работе [16] приведена система уравнений, позволяющая с использованием регистрируемой зависимости $p = p(t)$ на поверхности контакта исследуемого заряда и инертного блока фторопласта, уравнения состояния продуктов разложения ВВ, характеристик непрореагировавших материалов, которые определяют их динамическую сжимаемость, находить зависимости от времени таких интересующих величин, как удельный объем v_g (или плотность $\rho_g = 1/v_g$) продуктов разложения и их массовой доли в реагирующей смеси W . В основу составления этой системы уравнений было положено допущение о однородности распределения параметров состояния в тонком слое реагирующей смеси в каждый момент времени.

Для оценки деформации ВВ в окрестности очага разложения пористого заряда на начальной стадии его роста в условиях эксперимента с использованием метода квазитонких слоев рассмотрим сферическую ячейку радиусом R , начальное значение которого (в момент начала его увеличения вследствие образования продуктов разложения) обозначено R_0 (рис. 1, а).

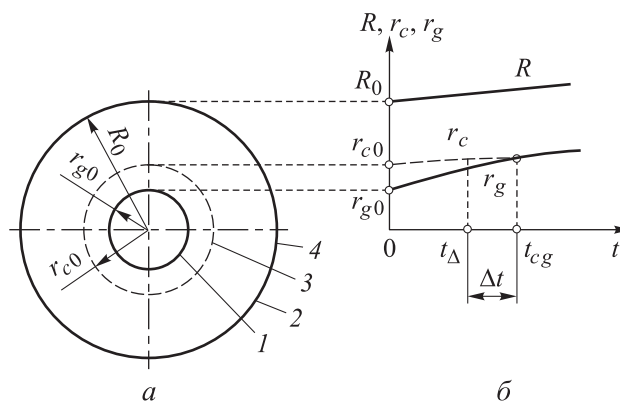


Рис. 1. Модель элементарной ячейки заряда взрывчатого вещества в момент начала газодинамического проявления реакции разложения (а) и динамика изменения радиусов основных элементов модели (б)

В центре ячейки расположена сферическая полость радиусом r_g (рис. 1, б), заполненная газообразными продуктами горения ВВ и некоторым количеством порохового газа (в основном воздуха), остающимся внутри зарядов, особенно прессованных, после их изготовления. Радиус этой полости (очага разложения) в момент начала образования продуктов горения ВВ обозначен r_{g0} на рис. 1, а.

Выделим вокруг очага разложения сферическую контрольную поверхность радиусом r_c , начальное значение которого на рис. 1, *а* обозначено r_{c0} . Деформации предположительно сплошного ВВ на этой поверхности будем рассматривать вплоть до момента выхода на нее сферического фронта горения очага разложения.

Траектории R, r_g, r_c точек сфер, начальные радиусы которых обозначены R_0, r_{g0}, r_{c0} соответственно, показаны на рис. 1, *б*.

Зависимость тангенциальной деформации ВВ на контрольной поверхности определяется по формуле

$$\varepsilon(t) = (r_c(t) - r_{c0}) / r_{c0}. \quad (1)$$

Скорость деформации ВВ на контрольной сферической поверхности будем оценивать так:

$$\dot{\varepsilon}(t) = (\varepsilon(t) - \varepsilon(t_{\Delta})) / \Delta t, \quad t_{\Delta} = t - \Delta t, \quad (2)$$

где Δt — интервал времени, выбираемый достаточно малым.

Если в формулах (1) и (2) принять t равным времени догона поверхностью горения контрольной сферической поверхности t_{cg} (см. рис. 1, *б*), то получим скорость деформации ВВ на поверхности очага разложения (поверхности горения).

При ударно-волновом сжатии до давления p_f ВВ воспламеняется на поверхности пор, начальный радиус которых превышает значение r_{cr} , являющееся функцией амплитуды инициирующего начального импульса:

$$(r_{cr} = r_{cr}(p_f)).$$

Концентрацию таких пор обозначим N_{cr} . Пренебрегая объемом пор, размер которых меньше r_{cr} , объем ячейки до момента ее ударно-волнового сжатия примем

$$V_{0*} = N_{cr}^{-1}, \quad (3)$$

а объем воспламеняющейся поры —

$$V_{П0*} = \Pi_{0*} N_{cr}^{-1}, \quad (4)$$

где Π_{0*} — начальная интегральная пористость заряда (отношение объема пор к объему заряда), $\Pi_{0*} = 1 - \rho_0 / \rho_e$ (ρ_0 — плотность заряда, ρ_e — ее теоретически возможное максимальное значение).

Плотность воздуха, заполняющего пространство между зернами ВВ, к началу прессования заряда при нормальной температуре определяется атмосферным давлением p_a . В образующихся при прессовании заряда изолированных, замкнутых порах воздух изотермически сжимается до плотности $\rho_{\Pi_0^*}$. Потому непосредственно перед приложением к заряду ВВ давления p_f принимаем плотность воздуха в замкнутой поре, определяемый по формуле:

$$\rho_{\Pi_0^*} = \rho_a \frac{p_{\Pi_0^*}}{p_a},$$

где $p_{\Pi_0^*}$ — давление, под которым находится поровый газ непосредственно перед скачком давления p_f или моментом воспламенения поверхности поры.

В результате ударно-волнового воздействия на заряд давлением p_f объем поры уменьшается:

$$V_{\Pi_0} = \frac{\Pi_0^* \rho_{\Pi_0^*}}{N_{cr} \rho_{\Pi_0}}, \quad (5)$$

где ρ_{Π_0} — плотность воздуха при давлении $p = p_f$.

При давлении p_f радиус поры становится

$$r_{\Pi_0} = \left(\frac{3}{4\pi} V_{\Pi_0} \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Окружающее пору ВВ зажигается на начальной стадии ее сжатия, и продукты горения (разложения) начинают заполнять пору, смешиваясь с воздухом (поровым газом). В момент времени, при котором давление смеси порового газа с продуктами горения ВВ сравнивается с давлением на фронте начального импульса p_f , начнется газодинамическое проявление реакции, которое уже можно зарегистрировать датчиком, расположенным на поверхности заряда.

Начиная с этого момента, принимаемого за начало отсчета времени $t = 0$, пору, горящую по поверхности и заполненную поровым газом вместе с продуктами разложения ВВ, которые находятся под давлением, достигшим значения p_f , будем называть очагом разложения. Начальный размер очага разложения r_{g0} (при $t = 0$) равен радиусу сжатой поры, т. е. с учетом (3)–(6):

$$r_{g0} = \left(\frac{3 \Pi_{0*} \rho_{\Pi_{0*}}}{4\pi N_{cr} \rho_{\Pi_0}} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Траекторию точки поверхности очага разложения $r_g = r_g(t)$ находим с учетом того, что объем продуктов разложения, образовавшихся к моменту времени t , определяется по формуле

$$V_g = V_{0*} \rho_0 \frac{W(t)}{\rho_g(t)},$$

где $W(t)$ — значение степени разложения ВВ, или массовой доли продуктов разложения (отношения массы продуктов разложения к начальной массе заряда), в момент времени t ; ρ_0 — начальная плотность заряда; $\rho_g(t)$ — значение плотности продуктов разложения в момент времени t .

Эти продукты разложения ВВ вмещаются в сфере радиуса r_g , которая уже частично заполнена сжатым воздухом, занимающим объем

$$(\Pi_{0*} / N_{cr}) \rho_{\Pi_{0*}} / \rho_{\Pi}(t),$$

где $\rho_{\Pi}(t)$ — плотность воздуха в текущий момент времени t .

Поэтому можно записать

$$r_g = \left[\frac{3}{4\pi} \frac{1}{N_{cr}} \left(W(t) \frac{\rho_0}{\rho_g(t)} + \Pi_{0*} \left(\frac{\rho_{\Pi_{0*}}}{\rho_{\Pi}(t)} \right) \right) \right]^{1/3}. \quad (7)$$

Получим зависимость радиуса наружной поверхности ячейки заряда от времени $R = R(t)$, используя ранее введенное предположение о том, что объемом пор, начальный размер которых меньше критического r_{cr} , пренебрежимо мал по сравнению с начальным объемом всех пор.

В процессе очагового разложения ВВ масса ячейки заряда остается неизменной и при $t > 0$ складывается из массы продуктов разложения, имеющих текущую плотность $\rho_g(t)$, и массы ВВ, находящегося в пространстве между поверхностью очага и наружной поверхностью ячейки и имеющего плотность, которая пренебрежимо мало отличается от $\rho_e = \text{const}$. Следовательно, можно записать

$$\frac{\rho_0}{N_{cr}} = W(t) \frac{\rho_0}{N_{cr}} + \frac{4\pi}{3} (R^3 - r_g^3) \rho_e.$$

Преобразовав это выражение с учетом того, что $\rho_0 / \rho_e = 1 - \Pi_{0*}$, получим

$$R(t) = \left\{ \frac{3}{4\pi} N_{cr} \left[W(t) \left(\frac{\rho_0}{\rho_g(t)} - 1 + \Pi_{0*} \right) + 1 - \Pi_{0*} \left(1 - \frac{\rho_{\Pi_{0*}}}{\rho_{\Pi}(t)} \right) \right] \right\}^{1/3}. \quad (8)$$

Определим начальный радиус поверхности ячейки при $t = 0$:

$$R_0 = \left\{ \frac{3}{4\pi} N_{cr} \left[1 - \Pi_{0*} \left(1 - \frac{\rho_{\Pi_{0*}}}{\rho_{\Pi_0}} \right) \right] \right\}^{1/3}. \quad (9)$$

Радиус контрольной сферы r_c выразим через значение массовой доли ВВ W_c (относительно начальной массы ячейки заряда), заключенного в слое между сферами, радиусы которых r_{c0} и r_{g0} (см. рис. 1) при $t = 0$. Массовая доля ВВ, заключенного между внешней поверхностью ячейки заряда и контрольной сферой, равна $(1 - W_c)$. Пренебрегая изменением плотности ВВ в процессе его деформирования на стадии увеличения размера очага разложения, можно записать

$$\frac{4\pi}{3} (R^3 - r_c^3) = \frac{1 - \Pi_{0*}}{N_{cr}} (1 - W_c).$$

Отсюда получаем выражение для траектории точки контрольной поверхности

$$r_c(t) = \left[R^3(t) - \frac{3}{4\pi} \frac{1 - \Pi_{0*}}{N_{cr}} W_c \right]^{1/3}. \quad (10)$$

Заметим, что W_c является степенью разложения ВВ ячейки, при достижении которой поверхность очага разложения (поверхность горения ВВ) догонит контрольную поверхность. Значение момента времени этого догона t_{cg} находим, решая систему уравнений (7), (8) и (10). Радиус поверхности горения очага разложения r_{cg} в этот момент определяется подстановкой $t = t_{cg}$ в (13).

Начальное значение радиуса контрольной поверхности r_{c0} (в момент начала ее расширения) рассчитываем по (10) с учетом (9). Проведя простейшие преобразования, получим

$$r_{c0} = \left\{ \frac{3}{4\pi} \frac{1}{N_{cr}} \left[1 - W_c - \Pi_{0*} \left(1 - W_c - \frac{\rho_{\Pi_{0*}}}{\rho_{\Pi_0}} \right) \right] \right\}^{1/3}.$$

В выражения для траекторий движения точек поверхности очага разложения (7), поверхности ячейки заряда (8) и, следовательно, контрольной поверхности (10) входят значения отношений плотности порового газа (воздуха) в момент времени, непосредственно предшествующий воздействию давления p_f , к его плотности в результате сжатия до давлений $p = p_f$ и $p > p_f$. Значения этих отношений можно найти, используя общую формулу, следующую из допущения изоэнтروпического сжатия воздуха внутри поры при повышении давления от $p_{\Pi_{0*}}$ до $p \geq p_f$. Уравнение состояния воздуха в форме Нобеля — Абеля позволяет записать это выражение в виде

$$\frac{\rho_{\Pi_{0*}}}{\rho_{\Pi}} = (1 - \nu_K) \left(\frac{p_{\Pi_{0*}}}{p(t)} \right)^{1/k} + \nu_K \rho_{\Pi_{0*}}, \quad (11)$$

где ν_K — коволюм; k — показатель изоэнтропы (отношение теплоемкостей при постоянных давлении и объеме).

Используя выражения (11) при $p = p_f$, т. е. при $t = 0$, в его левой части следует вместо величины ρ_{Π} подставить ρ_{Π_0} , которая реализуется при $t = 0$.

Результаты расчетов и обсуждение результатов. Приведенные выше формулы использовались при анализе результатов эксперимента с тонким слоем прессованного флегматизированного гексогена (ГФ) плотностью $\rho_0 = 1,59$ г/см³, пористостью $\Pi_{0*} = 0,075$. Через слой ВВ толщиной 0,38 мм, помещенный между блоками фторопласта, пропусклась ударная волна ступенчатого временного профиля давления амплитудой $p_f = 2,3$ ГПа. Через 1,5 мкс после начала газодинамического проявления реакции давление, плавно нарастая, достигало значения, равного приблизительно 2,8 ГПа, после чего снижалось (также плавно) практически до 2,3 ГПа за время, приблизительно равное 1,1 мкс. С использованием экспериментально полученной зависимости от времени давления на поверхности слоя ВВ $p = p(t)$ и системы уравнений для извлечения динамики разложения ВВ методом квазитонких слоев в [16] получены зависимости от времени массовой доли продуктов разложения ВВ в реагирующем слое взрывчатого вещества $W = W(t)$ и их плотности $\rho_g = \rho_g(t)$.

В настоящей работе анализируется начальная стадия разложения, в течение которой на зависимости $p = p(t)$ еще не проявляется слияние первоначально изолированных и не соприкасающихся очагов разложения. В случае описания продуктов разложения уравнением состояния Беккера — Кистяковского — Вильсона (ВКВ) на этой стадии (при $0 \leq t < 0,4$ мкс) будем использовать аппроксимации этих зависимостей в виде

$$W(t) = 0,057t^{1,8}, \quad \rho_g(t) = 752 + 44t^{1,44},$$

причем для времени и плотности приняты размерности [мкс] и [кг/м³] соответственно.

Расчетная оценка характеристик процесса разложения проведена в предположении равенств концентрации воспламенившихся горячих точек $N_{cr} = 1 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-1}$, а также $N_{cr} = 1 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-1}$. Эти значения приняты как границы диапазона значений N_{cr} , при которых численное моделирование разложения слоя ВВ, представленное в работе [17], приводит к результатам, удовлетворительно воспроизводящим экспериментально полученные данные. Было также использовано предположение о том, что остаточное давление газа в порах изготовленного заряда $p_{\Pi_0^*}$ может находиться в диапазоне $0,1 \dots 1,0$ МПа. До приложенного скачка давления p_f радиусы наружной сферы ячейки заряда и поры внутри ее были $R_{0^*} = 62,04$ мкм и $r_{g0^*} = 26,19$ мкм соответственно.

При остаточном давлении воздуха в порах $p_{\Pi_0^*} = 1$ МПа, т. е. десятикратно превышающем нормальное атмосферное, непосредственно после приложенного скачка давления, к тому же еще и в отсутствие продуктов разложения, при $t = 0$ получаем значения $R_0 = 60,47$ мкм и $r_{g0} = 7,34$ мкм. Если остаточное давление $p_{\Pi_0^*}$ равно $0,1$ МПа, то непосредственно после приложенного скачка давления, а также в отсутствие продуктов разложения при $t = 0$ размеры ячейки заряда составят $R_0 = 60,44$ мкм и сжатой поры в ней $r_{g0} = 3,59$ мкм.

Динамика изменения относительных радиусов очага разложения $\bar{r}_g = r_g / r_{g0}$ и контрольных сфер $\bar{r}_c = r_c / r_{c0}$ для двух значений остаточного давления в порах заряда $p_{\Pi_0^*}$ $0,1$ МПа и 1 МПа (указаны у семейства кривых) представлены на рис. 2. Числа у графиков зависимостей $\bar{r}_c(t)$ соответствуют значениям массовой доли ВВ W_c (относительно начальной массы ячейки заряда), заключенного в слое

между сферами, радиусы которых r_{c0} и r_{g0} при $t=0$ (см. рис. 1). Черные кружки соответствуют моментам времени, в которые поверхность очага разложения, являющаяся поверхностью горения, достигает контрольной сферы, соответствующей указанному значению массовой доли W_c . На рис. 2 также приведена зависимость от времени относительного радиуса условного очага разложения ($\bar{r}_{gB} = Vp_f t / r_{g0}$), который наблюдался бы, если бы плотность продуктов разложения была равна начальной плотности ВВ.

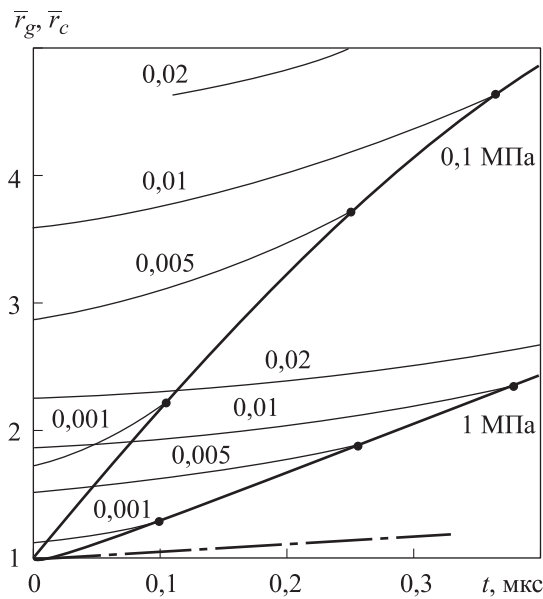


Рис. 2. Зависимости от времени безразмерных радиусов очага разложения \bar{r}_g (—), контрольной сферы \bar{r}_c (—) и условного очага разложения (---) при остаточных давлениях в порах заряда 0,1 МПа (верхнее семейство кривых $\bar{r}_g = r_g(t) / r_{g0}$) и 1 МПа (нижнее семейство)

Изменение N_{cr} с 10^{12} м^{-1} до 10^{13} м^{-1} не влияет на зависимости $\bar{r}_g = r_g(t) / r_{g0}$ и $\bar{r}_c = r_c(t) / r_{g0}$. Влияние остаточного давления в порах на абсолютные значения размеров очага разложения при возрастании степени разложения ВВ до единиц процентов практически прекращается

Динамика изменения тангенциальной деформации ВВ на контрольных сферах ячейки показана на рис. 3. Числа около линий соответствуют значениям W_c , кружки — моментам времени, в которые

фронты горения очагов разложения достигают соответствующих контрольных сфер и значения деформации на контрольных сферах становятся равными значениям деформации ВВ на поверхности его горения. Линии, которые можно было бы провести через выделенные кружками конечные точки графиков зависимостей $\varepsilon = \varepsilon(t)$, выявляли бы динамику изменения деформации ВВ на поверхности его горения при двух значениях остаточного давления в порах после изготовления заряда. Изменение N_{cr} с 10^{12} м^{-1} до 10^{13} м^{-1} не влияет на зависимости $\varepsilon = \varepsilon(t)$.

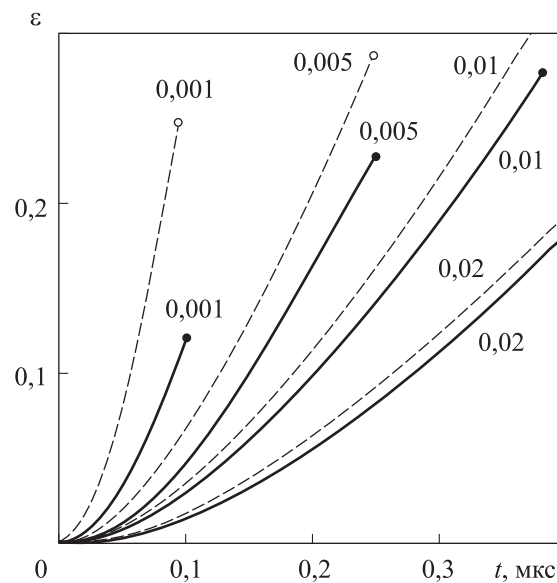


Рис. 3. Динамика изменения тангенциальных деформаций на контрольных сферах при $p_{\Pi 0^*} = 1 \text{ МПа}$ (—) и $p_{\Pi 0^*} = 0,1 \text{ МПа}$ (---)

Влияние на динамику изменения скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ остаточного давления в порах после изготовления заряда и начального положения контрольной сферы проиллюстрировано на рис. 4. Начальное положение контрольной сферы определяется массовой долей ВВ W_c , отсекаемого ею со стороны поры в начальном состоянии ячейки заряда, непосредственно перед скачком давления. Концентрация очагов разложения не влияет на зависимость скорости деформации ВВ на контрольной сфере от времени. Кружки на графиках соответствуют значениям скоростей деформации не только на контрольной сфере, но и уже на поверхности горения очага разложения.

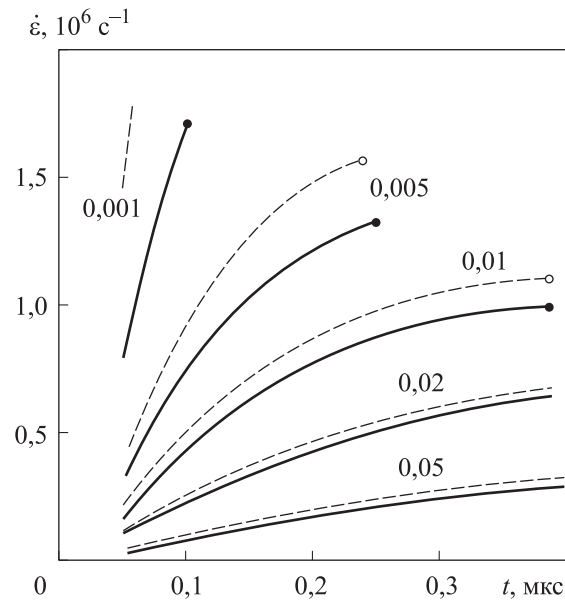


Рис. 4. Динамика изменения скорости деформации ВВ на контрольных сферах ячейки заряда, начальное положение которых соответствует значению параметра W_c , указанного около кривых, при $p_{\Pi 0^*} = 1 \text{ МПа}$ (—) и $p_{\Pi 0^*} = 0,1 \text{ МПа}$ (---)

На рис. 5 показана зависимость от времени отношения скорости изменения радиуса очага разложения к линейной скорости горения гексогена \bar{u}_{gB} и отношения площади поверхности очага разложения к площади поверхности горения условного очага разложения, который был бы в случае заполнения его продуктами разложения с плотностью, равной не плотности реальных продуктов горения, а плотности заряда ВВ \bar{S}_{gB} :

$$\bar{u}_{gB}(t) = \frac{\bar{u}_g(t)}{B \cdot p_f}; \quad \bar{S}_{gB}(t) = \left(\frac{r_g(t)}{r_{g0} + B p_f t} \right)^2,$$

где $B = 1,4 \text{ м} / (\text{с} \cdot \text{ГПа})$.

Линии с монотонно возрастающими во времени ординатами точек отображают зависимости $\bar{S}_{gB}(t)$. Числа около линий соответствуют значениям остаточного давления порохового газа $p_{\Pi 0^*}$ в мегапаскалях. «Куполообразные» кривые отражают зависимости $\bar{u}_{gB}(t)$.

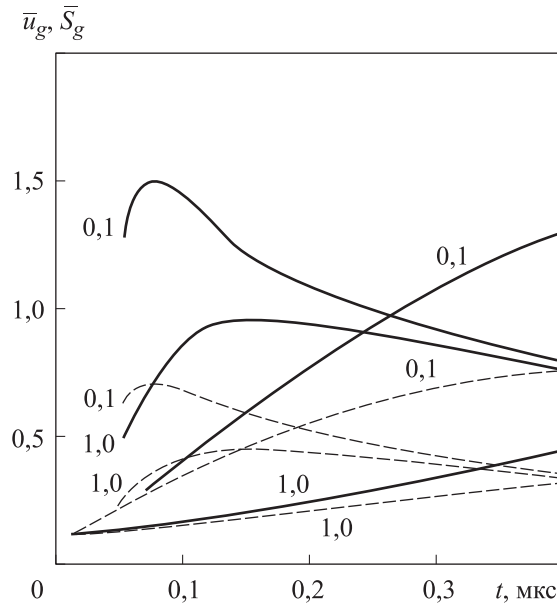


Рис. 5. Влияние на относительные значения скорости расширения очага разложения $\bar{u}_{gB}(t)$ и площади поверхности очага разложения $\bar{S}_{gB}(t)$ остаточного давления порового газа $p_{П0*}$ при $N_{cr} = 10^{12} \text{ м}^{-3}$ (—) и $N_{cr} = 10^{13} \text{ м}^{-3}$ (---)

Заключение. С использованием алгебраических уравнений сохранения массы сферической элементарной ячейки заряда, приходящейся на одну пору (на один очаг разложения) заряда с задаваемым значением их концентрации, получены зависимости от времени площади поверхности горения очага разложения; скорости его расширения; деформации и скорости деформации матричного вещества как перед поверхностью горения, так и непосредственно на ней. В рамках предположения о сферической форме поверхности очага разложения показано, что на начальной стадии разложения флегматизированного гексогена в ударной волне амплитудой приблизительно 2 ГПа деформации матричного вещества достигают десятков процентов, а их скорости — порядка 10^6 с^{-1} . При этом площадь поверхности горения очага разложения и скорость увеличения его размера почти на порядок превышают значения, которые можно было бы ожидать без учета реальной плотности продуктов разложения. Показана степень влияния на эти особенности развития очагов разложения их концентрации и остаточного давления воздуха в порах прессованного заряда непосредственно перед приложением к нему ударно-волнового воздействия.

Полученные оценки скорости деформации ВВ не дают основания ожидать существенного влияния вязкопластического разогрева на распределение температуры перед поверхностью горения ВВ и его

скорость на стадии расширения очага разложения. Существенное влияние на скорость горения оказывает, видимо, разогрев ВВ за время от начала схлопывания поры (момента воздействия на ячейку заряда скачка давления p_f) до кратковременной остановки поверхности поры под действием давления воздуха, сжимаемого внутри поры, и продуктов горения при давлении $p \leq p_f$. В то же время достаточно высокие скорости деформации у поверхности горения, находящейся под высоким давлением (снижающим энергию активации реакции) дают основание предположить, что можно оказать влияние на скорость горения посредством частичного разложения ВВ по дислокационному механизму [8, 18, 19]. Обоснование такого предположения является предметом отдельного исследования.

Автор выражает благодарность Н.А. Имховику за участие в совместной работе по реализации извлечения скорости разложения ВВ методом квазитонких слоев.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бабкин А.В., Велданов В.А., Грязнов Е.Ф. и др. *Средства поражения и боеприпасы*. В.В. Селиванов, ред. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008, 984 с.
- [2] Селиванов В.В., Кобылкин И.Ф., Новиков С.А. *Взрывные технологии*. В.В. Селиванов, ред. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008, 648 с.
- [3] Орленко Л.П. ред. *Физика взрыва*. В 2 т. Изд. 3-е, испр. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2004, т. 2, 656 с.
- [4] Мациевич Б.В., Буренок В.М. Винников В.П., Глинский В.П., Шикунов Н.В. *Боеприпасы повышенной стойкости к опасным внешним воздействиям: особенности конструирования, испытаний и эксплуатации*. Красноармейск, ОАО «КНИИМ», 2014, 168 с.
- [5] Андреев С.Г. Основы анализа соотношения мощности и стойкости к динамическим воздействиям зарядов ВВ. *Оборонная техника*, 1996, № 8–9, с. 21–28.
- [6] Бельский И.М. *Механизм инициирования и развития детонации в твердых гетерогенных взрывчатых веществах*. Монография. Саров, ФГУП РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2019, 265 с.
- [7] Кобылкин И.Ф., Селиванов В.В. *Возбуждение и распространение взрывных превращений в зарядах взрывчатых веществ*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015, 354 с.
- [8] Клименко В.Ю. Дислокационный механизм распада ВВ. *Сб. тр. конф. «Ударные волны в конденсированных средах»*. Санкт-Петербург, 2008, с. 90–106.
- [9] Lee E.L., Tarver C.M. Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives. *Phys. Fluids*, 1980, vol. 23, no. 12, pp. 2362–2372.
- [10] Лобанов И.Ф. Моделирование детонационных волн в гетерогенном конденсированном ВВ. *Физика горения и взрыва*, 1980, т. 16, № 6, с. 113–116.
- [11] Klimenko V.Yu. Two modes mechanism of hot spot process in heterogeneous high explosives. *Int. Conf. “Shock Waves in Condensed Media”*. Saint Petersburg, Russia, 2000. St. Petersburg, 2000, pp. 68–73.

- [12] Гребенкин К.Ф. Полупроводниковая модель детонации: состояние дел. *Химическая физика*, 2005, т. 24, № 11, с. 1–8.
- [13] Морозов В.Г., Карпенко И.И., Янилкин Ю.В., Чернышова О.Н. Расчет скорости роста горячих точек с учетом турбулентного механизма передачи энергии. *Int. Conf. "Shock Waves in Condensed Media". Saint Petersburg, Russia, 2006*. Санкт-Петербург, 2006, с. 118–120.
- [14] Никитенко Ю.Р., Аминов Ю.Ф. О влиянии структуры ВВ на чувствительность к ударному воздействию. *Int. Conf. "Shock Waves in Condensed Media". Saint Petersburg—Novgorod, Russia, 2010*. Санкт-Петербург, 2010, с. 151–157.
- [15] Андреев С.Г., Усенков Л.Н., Соловьев В.С., Зюзин В.В. Уточненная модель очагового разложения взрывчатых веществ за фронтом инициирующей ударной волны. Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1990, 26 с. Деп. В ВИНТИ, 18.02.91, № 794. В91.
- [16] Андреев С.Г., Зюзин В.В., Имховик Н.А., Соловьев В.С. Основы метода квазитонких слоев для извлечения кинетики разложения ВВ при динамических нагрузках. *Химическая физика*, 1990, т. 9, № 7, с. 949–956.
- [17] Андреев С.Г., Палий Н.В. Разработка метода ампул сохранения квазитонких слоев для исследования разложения взрывчатых веществ в ударных волнах. *Химическая физика*, 2002, т. 21, № 8, с. 72–82.
- [18] Coffey C.S. Hot spot production by moving dislocations in rapidly deforming crystalline explosives. *The VIII Int. Symp. on Detonation*. Albuquergue, USA, 1985, pp. 62–67.
- [19] Коффи К.С. Инициирование ВВ ударом или слабыми ударными волнами. *Химическая физика*, 1998, т. 17, № 1, с. 4–9.

Статья поступила в редакцию 12.12.2022

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Андреев С. Г. Полуэмпирический анализ начальной стадии роста очага разложения за фронтом ударной волны. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2022, вып. 12. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2022-12-2234>

Андреев Сергей Григорьевич — канд. техн. наук, доцент, чл.-кор. РАЕН, доцент кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана.
e-mail: andreeff2007@mail.ru

Semi-empirical analysis of the initial stage of the growth of the deception point beyond the shock wave front

© S.G. Andreev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

The paper presents analysis results of the initial stage of decomposition of phlegmatized RDX behind the front of a shock wave with pressure at the front approximately equal to 2 GPa, presumably during the time preceding the merging of the initially isolated decomposition centers. In this case, the time dependences of the mass fraction of explosive decomposition products behind the shock wave front and their specific volume obtained by processing the results of experiments carried out by the method of quasi-thin layers (layers tenths of millimeters thick placed between blocks of an inert reference material) are used. Based on the dynamics of changes in the parameters of the state of the reacting charge revealed from the results of the experiment, the time dependences of the characteristics of the matrix explosive movement around the decomposition site were established within the framework of an elementary spherical charge cell model. It is taken in the form of a sphere containing a central pore filled initially with air. Time dependences (within tenths of a microsecond) of the radius of the decomposition site, represented as a spherical cavity filled with explosive combustion products and compressible initial pore gas, are obtained; tangential deformation and its velocity on control spherical surfaces located at different distances from the surface of the decomposition site; strains and strain rates on the spherical combustion surface are revealed. The influence on the estimates of these characteristics of the concentration of decomposition sites in the range of variation $10^{12} \dots 10^{13} \text{ m}^{-3}$ and the residual air pressure in the pores remaining after the pressing of charges (0,1 MPa and 1 MPa). Deformations and strain rates on the surface of the decomposition site, considered as a combustion surface, can reach values equal to 25% and 10^6 1/s , respectively. The surface area of the decomposition site can be an order of magnitude greater than the combustion surface area, which would be if the specific volume of decomposition products was not significantly less than that of the explosive. The speed of displacement of the surface of the decomposition site can exceed the linear combustion rate by an order of magnitude.

Keywords: pore, pore gas, decomposition site, decomposition products, burning rate, pressure, specific volume, deformation, deformation rate, explosive

REFERENCES

- [1] Babkin A.V., Veldanov V.A., Gryaznov E.F., et al. *Sredstva porazheniya i boyepripasy* [Means of destruction and ammunition]. V.V. Selivanov, ed. Moscow, Bauman Press, 2008, 984 p.
- [2] Selivanov V.V., Kobylkin I.F., Novikov S.A. *Vzryvnyye tekhnologii* [Explosive technologies]. V.V. Selivanov, ed. Moscow, Bauman Press, 2008, 648 p.
- [3] Orlenko L.P., ed. *Fizika vzryva* [Explosion Physics]. In two vols. 3rd Ed., rev. Moscow, FIZMATLIT Publ., 2004, vol. 2, 656 p.
- [4] Matsievich B.V., Burenok V.M., Vinnikov V.P., Glinsky V.P., Shikunov N.V. *Boyepripasy povyshennoy stoykosti k opasnym vneshnim vozdeystviyam: osobennosti konstruirovaniya, ispytaniy i ekspluatatsii* [Ammunition of increased resistance to dangerous external influences: features of design, testing and operation]. Krasnoarmeysk, JSC "KNIM", 2014, 168 p.

- [5] Andreev S.G. Osnovy analiza sootnosheniya moshchnosti i stoykosti k dinamicheskim vozdeystviyam zaryadov VV [Fundamentals of analysis of the ratio of power and resistance to dynamic effects of explosive charges]. *Oboronnaya tekhnika (Defence technology)*, 1996, no. 8–9. pp. 21–28.
- [6] Belsky I.M. *Mekhanizm initsirovaniya i razvitiya detonatsii v tverdykh geterogennykh vzryvchatykh veshchestvakh* [Mechanism of detonation initiation and development in solid heterogeneous explosives]. Monograph. Sarov, Federal State Unitary Enterprise RFNC–VNIIEF, 2019, 265 p.
- [7] Kobylkin I.F., Selivanov V.V. *Vozbuzhdeniye i rasprostraneniye vzryvnykh prevrashcheniy v zaryadakh vzryvchatykh veshchestv* [Excitation and propagation of explosive transformations in explosive charges]. Moscow, Bauman Press, 2015, 354 p.
- [8] Klimenko V.Yu. Dislokatsionnyy mekhanizm raspada VV [Dislocation mechanism of explosive decay]. In: *Sb. tr. konf. «Udarnyye volny v kondensirovannykh sredakh»* [Collected Papers of the Conf. on Shock Waves in Condensed Media]. St. Petersburg, 2008, pp. 90–106.
- [9] Lee E.L., Tarver C.M. Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives. *Phys. fluids*, 1980, vol. 23, no. 12, pp. 2362–2372.
- [10] Lobanov I.F. Modelirovaniye detonatsionnykh voln v geterogenom kondensirovannom VV [Modeling detonation waves in heterogeneous condensed explosive]. *Fizika gorennya i vzryva — Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1980, vol. 16, no. 6, pp. 113–116.
- [11] Klimenko V.Yu., Two modes mechanism of hot spot process in heterogeneous high explosives. In: *Int. Conf. “Shock Waves in Condensed Media”*. St. Petersburg, Russia, 2000. St. Petersburg, 2000, pp. 68–73.
- [12] Grebenkin K.F. Poluprovodnikovaya model' detonatsii: sostoyaniye del [Semiconductor detonation model: state-of-the-art]. *Khimicheskaya fizika — Chemical Physics*, 2005, vol. 24, no. 11, pp. 1–8.
- [13] Morozov V.G., Karpenko I.I., Yanilkin Yu.V., Chernyshova O.N. Raschet skorosti rosta goryachikh toчек s uchetom turbulentnogo mekhanizma peredachi energii [Calculation of the growth rate of hot spots taking into account the turbulent mechanism of energy transfer]. In: *Int. Conf. “Shock Waves in Condensed Media”*. St. Petersburg, Russia, 2006. St. Petersburg, 2006, pp. 118–120.
- [14] Nikitenko Yu.R., Aminov Yu.F. O vliyanii struktury VV na chuvstvitel'nost' k udarnomu vozdeystviyu [On the influence of the structure of explosives on the sensitivity to impact]. In: *Int. Conf. “Shock Waves in Condensed Media”*. St. Petersburg—Novgorod, Russia, 2010. St. Petersburg, 2010, pp. 151–157.
- [15] Andreev S.G., Usenkov L.N., Soloviev V.S., Zyuzin V.V. *Utochnennaya model' ochagovogo razlozheniya vzryvchatykh veshchestv za frontom initsiiruyushchey udarnoy volny* [Refined model of focal decomposition of explosives behind the front of the initiating shock wave]. Moscow, Bauman Press, 1990, 26 p. Dep. in VINITI, 18.02.91, No. 794.-B91.
- [16] Andreev S.G., Zyuzin V.V., Imkhovik N.A., Soloviev V.S. Osnovy metoda kvazitonkikh sloyev dlya izvlecheniya kinetiki razlozheniya VV pri dinamicheskikh nagruzkakh [Fundamentals of the method of quasi-thin layers for extracting the kinetics of decomposition of explosives under dynamic loads]. *Khimicheskaya fizika — Chemical Physics*, 1990, vol. 9, no. 7, pp. 949–956.
- [17] Andreev S.G., Paliy N.V. Razrabotka metoda ampul sokhraneniya kvazitonkikh sloyev dlya issledovaniya razlozheniya vzryvchatykh veshchestv v udarnykh volnakh [Development of the method of ampoules for the preservation of quasi-thin layers for studying the decomposition of explosives in shock waves]. *Khimicheskaya fizika — Chemical Physics*, 2002, vol. 21, no. 8, pp. 72–82.

- [18] Coffee C.S. Hot spot production by moving dislocations in rapidly deforming crystalline explosives. *The VIII Int. Symp on Detonation*. Albuquerge, USA, 1985, pp. 62–67.
- [19] Koffi K.S. Initsirovaniye VV udarom ili slabymi udarnymi volnami [Initiation of explosives by impact or weak shock waves]. *Khimicheskaya fizika — Chemical Physics*, 1998, vol. 17, no. 1, pp. 4–9.

Andreev S.G., Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of High-Precision Airborne Devices, Bauman Moscow State Technical University; Corresponding Member RANS. e-mail: andreeff2007@mail.ru