

**Установление связи критических условий  
распространения детонации со средними скоростями  
разложения взрывчатых веществ  
в детонационных волнах**

© С.Г. Андреев

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

*В квазиодномерном приближении с использованием аналитических методов получена модель устойчивого распространения неидеальной детонации открытых цилиндрических зарядов с диаметрами, близкими к критическим. Найдено решение замыкающего уравнения модели, которое непосредственно связывает среднюю скорость разложения в детонационном фронте, определяемую параметрами уравнения формальной кинетики и зависящую от скорости детонации, газодинамические параметры исходного взрывчатого вещества и продуктов его реакции (показатели изоэнтропы), длительность химического пика и скорость идеальной детонации, а также отношение диаметра заряда к длительности химического пика идеальной детонации. Получено уравнение, отражающее зависимость скорости неидеальной детонации от диаметра заряда. Критический диаметр определен как граница области значений диаметров заряда, при которых это уравнение еще имеет решение. Показано, что выражение для фундаментальной характеристики детонационного процесса — соотношения времени разброса и времени реакции взрывчатого вещества при учете расходимости реагирующего потока в искривленном детонационном фронте — отличается от выражения, использованного в принципе Харитона, а критическое значение этого соотношения в общем случае отличается от единицы и является переменной величиной, зависящей от особенностей кинетики разложения вещества в ударных волнах. На основании проведенных расчетов сделан вывод о том, что изменения микроструктуры заряда взрывчатого вещества одного и того же состава, отображаемые изменениями параметров уравнения формальной кинетики, сопровождаются относительными изменениями критического диаметра, многократно превышающими относительные изменения длительности химического пика идеальной детонации.*

**Ключевые слова:** критический диаметр, неидеальная детонация, скорость детонации, скорость разложения, детонационный фронт, средняя скорость разложения

**Введение.** Существует большое разнообразие взрывных устройств, в частности боеприпасов, содержащих взрывчатые вещества (ВВ) [1–4]. Важнейшей характеристикой ВВ, определяющей целесообразность их применения во взрывных устройствах, является способность претерпевать устойчивые детонационные превращения в зарядах практически реализуемых размеров, т. е. детонационная способность. Эта характеристика ВВ до настоящего времени составляет предмет многочисленных исследований [5–7].

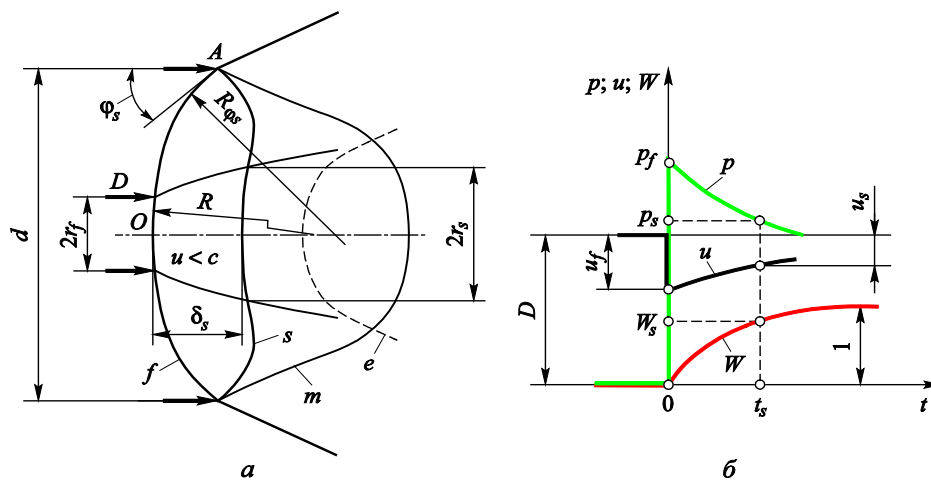
Начало исследованиям детонационной способности было положено в работе [8], авторы которой сформулировали необходимое условие устойчивого распространения детонации — превышение временем разброса реагирующего ВВ времени основного его разложения. В 1947 г. Ю.Б. Харитон определил время разброса как диаметр заряда, деленный на скорость звука, а критическое значение получившегося безразмерного комплекса приравнял единице [9]. В том же году Х. Джонс, в отличие от Ю.Б. Харитона, уже рассматривал расходимость потока в зоне реакции [10]. Авторы работ [11, 12] существенно уточнили картину течения среды при детонации зарядов конечного диаметра. В частности, было выявлено, что волна разгрузки со стороны открытой боковой поверхности заряда (боковая волна) не может влиять на реакцию в детонационном фронте, а расходимость потока в нем обусловлена выпуклой формой ударного фронта.

С учетом уточнений особенностей течения среды при неидеальной детонации открытых зарядов авторами работ [12, 13] созданы теории критического диаметра, основы которых альтернативны представлениям о критических условиях распространения детонации в работах [9, 10]. Однако и в них не учитывается множество факторов и характеристик ВВ, влияющих на критические условия детонации и используемых при решении прикладных задач. При этом оценки критических диаметров детонации ВВ основаны на решении системы двух уравнений. Первое уравнение вытекает из гипотез, сформулированных авторами, а второе представляет собой зависимость скорости детонации от диаметра заряда, полученную либо экспериментальным путем, либо исходя из эвристических или эмпирических представлений. В связи с этим целесообразно получить зависимость скорости детонации от диаметра заряда таким способом, чтобы критические условия детонации проявлялись «естественным» образом, а не были сформулированы в виде постулатов.

В настоящей работе, направленной на выявление факторов, которые влияют на параметры детонационной волны в критических условиях ее распространения, с использованием упрощающих допущений выводится уравнение скорости неидеальной детонации — аналитическое соотношение скорости детонации и диаметра открытого цилиндрического заряда. Критические условия распространения детонации находят при так называемом критическом диаметре заряда, имеющем минимальное значение, при котором еще существует решение этого уравнения. Используемые допущения не позволяют получить результаты достаточной точности, но делают возможным анализ детонационных процессов на качественном уровне рассуждений. В частности, можно более подробно анализировать установленную в работе [9] связь «длительности реакции в детонационном фронте» с критическим диаметром детонации.

**Модель детонации.** По сути, предлагаемая модель неидеальной детонации описывает в форме алгебраических уравнений особенности течения среды при устойчивом распространении детонации в цилиндрических зарядах конденсированных ВВ со свободной цилиндрической поверхностью диаметром  $d$ . Эти особенности, выявленные авторами работ [8, 11–13], помогут восприятию уравнений предлагаемой модели неидеальной детонации.

Зона течения, ограниченная поверхностями  $f$  и  $s$  (рис. 1, *a*), так называемый детонационный фронт, в процессе распространения со скоростью  $D$  относительно заряда диаметром  $d$  имеет неизменную искривленную форму.



**Рис. 1.** Схема течения в системе координат, связанной с детонационным фронтом (*a*), и динамика параметров состояния  $W$ , состояния движения  $p$  и  $u$  ВВ и продуктов реакции (*б*):

$e$  — поверхность завершения превращения ВВ в конечные продукты взрыва;  $m$  — линия Маха (граница области распространения слабых возмущений в сверхзвуковом потоке);  $c$  — скорость звука

Поверхность  $f$  называется ударным фронтом. Поверхность  $s$ , называемая звуковой (или поверхностью Чепмена — Жуге), отделяет поток с дозвуковым течением в детонационном фронте от сверхзвукового дореагирующего потока, в котором завершается химическое превращение ВВ (на поверхности, условно обозначенной  $e$ , массовая доля  $W$  продуктов разложения достигает значения, равного единице (рис. 1, *б*)). Фронт слабых возмущений волны разгрузки, распространяющейся от свободной поверхности заряда (на рис. 1, *a* он изображен линией Маха  $m$ ), не проникает в зону дозвукового течения, выделение теплоты в которой поддерживает неизменной интенсивность сжатия ВВ на ударном фронте. На стадии установившегося распространения детонации радиальная составляющая скорости движения частиц потока в детонационном фронте обусловлена искривлен-

ностью ударного фронта, интенсивностью сжатия ВВ на нем и интенсивностью выделения теплоты в частицах по мере их движения от ударного фронта к звуковой поверхности. На этой стадии боковая волна разгрузки уже не влияет на протекание реакции в детонационном фронте и, соответственно, на скорость детонации.

Необходимым условием сохранения формы ударного фронта по мере его распространения по заряду является равенство между собой осевых составляющих скорости поверхности ударного фронта относительно ВВ (или равенство скоростей втекания ВВ во все точки ударного фронта, если течение рассматривается в системе координат, связанной с детонационным фронтом). Будем искать скорость ударного фронта в осевом направлении, т. е. скорость  $D$  детонации, рассматривая течение в центральной трубке тока. Радиус  $r_f$  поверхности этой трубки до пересечения ее с ударным фронтом примем достаточно малым, чтобы можно было считать постоянной интенсивность сжатия ВВ на ударном фронте внутри трубки тока. Радиус  $r_s$  трубки тока на звуковой поверхности будем искать, аппроксимируя центральную часть поверхности ударного фронта сферой радиусом  $R$ . Отношение площадей поперечных сечений трубки тока на звуковой поверхности и на ударном фронте, называемое относительным расширением трубки тока и обозначаемое как  $\omega_s = (r_s/r_f)^2$ , является важной характеристикой течения среды в детонационном фронте, рассмотренного в работе [14] в квазидвумерном приближении.

При рассмотрении течения в трубке тока уравнение состояния продуктов разложения принято в такой же форме, как для идеального газа, но с показателем изоэнтропы, при котором ординаты точки соприкосновения с прямой Михельсона (при идеальной детонации) детонационных адиабат, построенных по уравнению состояния JWL и по уравнению «идеального» газа, различаются не более чем на 10 %.

В соответствии с работой [14] и с учетом рассмотренной в работе [15] незавершенности разложения ВВ в детонационном фронте (зона между поверхностями  $f$  и  $s$ ) для квазидвумерной модели течения система интегральных уравнений сохранения массы, импульса, энергии и правила отбора скорости детонации имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \rho_0 D = \omega_s \rho_s (D - u_s); \\ \rho_0 D^2 = p_s + \rho_s (D - u_s)^2; \\ \frac{n_s}{n_s - 1} \frac{p_s}{\rho_s} - QW_s = \frac{D^2}{2} - \frac{(D - u_s)^2}{2}; \\ u_s + c_s = D; \\ c_s = \sqrt{n_s p_s / \rho_s}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность среды;  $D$  — скорость ВВ, втекающего в ударный фронт (скорость детонации относительно заряда ВВ);  $\omega$  — относительное расширение центральной трубки тока;  $u$  — массовая скорость относительно заряда ВВ;  $p$  — давление среды;  $n$  — показатель изоэнтропы продуктов детонации ВВ;  $Q$  — удельная теплота взрыва;  $W$  — степень разложения ВВ (массовая доля продуктов конечного разложения в смеси их с исходным ВВ);  $c$  — скорость звука. Индексы 0 и  $s$  означают здесь начальное состояние среды (перед ударным фронтом) или вычисление физической величины на звуковой поверхности  $s$  (поверхности Чепмена — Жуге).

В общем случае показатель изоэнтропы  $n_s$  отличается от величины  $n_i$ , характерной для продуктов идеальной детонации с параметрами Чепмена — Жуге.

Из решения системы уравнений (1) следует, что

$$D(d)/D_i = \sqrt{\frac{n_i^2 - 1}{n_s^2 - 1}} \frac{\sqrt{W_s}}{\sqrt{1 + n_s^2 \left[ \left(1 + 1/\bar{\theta}_{\tau R}\right)^4 - 1 \right]}}, \quad (2)$$

где  $D_i = \sqrt{2(n_i^2 - 1)Q}$ .

Величина  $\bar{\theta}_{\tau R}$  является отношением характерного времени  $R/u_{\text{эф}}$  (назовем его характерным временем бокового разлета) к времени  $t_s$  пребывания частицы потока в детонационном фронте (времени, в течение которого степень разложения ВВ достигнет значения  $W_s$ ):

$$\bar{\theta}_{\tau R} = (R/u_{\text{эф}})/t_s. \quad (3)$$

Выражение в круглых скобках в формуле (3) представляет собой эффективное значение градиента радиальной составляющей скорости потока в детонационном фронте у оси симметрии заряда.

Последующие расчеты проводились при различных оценках  $R/u_{\text{эф}}$ , получаемых приравниванием  $u_{\text{эф}}$  соответственно массовой скорости  $u_s$  относительно ВВ на звуковой поверхности, скорости  $u_f$  относительно ВВ на ударном фронте, а также  $(u_f + u_s)/2$ . Результаты расчетов, выполненных с использованием этих значений  $u_{\text{эф}}$ , сравнивали, чтобы оценить возникающие погрешности нахождения критического диаметра детонации.

Величина  $\bar{\theta}_{\tau R}$  связана с относительным расширением  $\omega_s$  центральной трубки тока:

$$\omega_s = (1 + 1/\bar{\theta}_{\tau R})^2.$$

Форму ударного фронта в грубом приближении можно принять сферической с радиусом  $R_{\phi_s} = d/(2 \cos \phi_*)$ , где  $\phi_*$  — «звуковой» угол между образующей заряда и меридиональным сечением поверхности ударного фронта, проходящим через точку  $A$  (см. рис. 1,  $a$ ). Точка  $A$  расположена в физически бесконечно малой окрестности границы заряда [11, 12]. Значение угла  $\phi_*$  определяется интенсивностью сжатия ВВ на ударном фронте. Расчетные значения  $\cos \phi_*$  для высокоплотных ВВ, скорость неидеальной детонации которых снижается относительно идеальной скорости не более чем на 10 %, равны ориентировочно 0,65–0,75 [13, 16]. Однако радиус  $R$  сферической поверхности, аппроксимирующей ударный фронт у осевой точки  $O$ , отличается от вычисленного значения  $R_{\phi_s}$ . В связи с этим для упрощения изложения будем использовать приближение, приемлемое при диаметрах зарядов, близких к критическим:

$$R = K_R d, \quad (4)$$

где  $K_R$  — коэффициент, который при условиях, близких к критическим для детонации, приблизительно равен единице (его зависимостью от  $N$  пренебрегаем вблизи критических условий детонации).

При этом погрешность определения диаметра, соответствующего заданной скорости детонации, не будет превышать 30 %, что допустимо для анализа детонационного процесса на качественном уровне рассуждений.

Величину  $W_s$  в (2) представим как произведение  $t_s$  и средней скорости разложения ВВ в детонационном фронте  $\bar{\eta}_{fs}$ :

$$\bar{\eta}_{fs} = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} \eta dt, \quad (5)$$

где  $\eta$  — скорость разложения, зависящая от мгновенных значений давления  $p$ , степени разложения  $W$  и интенсивности сжатия ВВ на ударном фронте.

В соответствии с данными работы [17] примем следующую приближенную связь  $t_s$  с длительностью  $t_{si}$  химического пика идеальной детонации:

$$t_s = t_{si} \frac{D_i - u_{fi}}{D - u_f} \left( \frac{D_i}{D} \right)^{2\nu-1}, \quad (6)$$

где  $\nu$  — показатель степени давления в законе горения.

При этом отсутствие учета того, что степень разложения  $W_s$  не достигает единицы, для средненидеальных ВВ приводит к погреш-

ности при оценке критического диаметра ~5 %. Дальнейшие расчеты показали, что снижение скорости детонации с уменьшением диаметра заряда связано в основном с нарастанием расходимости потока в детонационном фронте, а не с незавершенностью разложения ВВ.

Уравнение формальной кинетики (УФК) примем в простом виде, аналогичном представленному в работе [18] и удобном для интегрирования:

$$\eta = A\psi(W)p^{\nu}. \quad (7)$$

В выражении (7)

$$\psi(W) = (W_0 + W)^x H(W_m - W) + \left[ \frac{(W_0 + W_m)^x}{(1 - W_m)^y} (1 - W)^y \right] H(W - W_m);$$

$$p = (p_f + p_s)/2,$$

где  $H$  — функция Хэвисайда, равная единице при положительном значении аргумента и нулю — при остальных значениях;  $p_f$  и  $p_s$  — давление по оси симметрии заряда соответственно на ударном фронте и на звуковой поверхности детонационной волны.

Выражения для  $p_f$  и  $p_s$  являются функциями интенсивности ударно-волнового сжатия на ударном фронте (выражение для давления  $p_s$  есть решение системы (1) интегральных уравнений сохранения квазидвумерной модели течения):

$$p_f = \rho_0 u_f D; \quad p_s = \rho_0 D^2 / (n_s + 1),$$

где  $D = a + bu_f$  ( $a$  и  $b$  — коэффициенты ударной адиабаты ВВ).

Сомножитель  $A$  в формуле (7) представляет собой произведение коэффициента  $B$  (в законе горения  $u_B = Bp^{\nu}$ ) и удельной поверхности горения каждой из элементарных ячеек заряда, на которых сосредоточены центры начальных очагов разложения. Для удобства расчетов при различных значениях  $\nu$  коэффициент  $B$  выражается через константы  $p_*$  и  $u_*$ .

Концентрация начальных центров разложения зависит от микроструктуры заряда и интенсивности сжатия ВВ на ударном фронте, которую можно характеризовать как давлением  $p_f$ , так и степенью неидеальности детонации  $N$ :

$$N = D/D_i. \quad (8)$$

Значения параметров УФК —  $W_0$ ,  $W_m$ ,  $x$ ,  $y$  — и форма зависимости  $A = A(N)$  задаются такими, чтобы при идеальной скорости де-

тонации средняя скорость разложения  $\bar{\eta}_i$  была равна  $1/t_{si}$ , где  $t_{si}$  — длительность химического пика идеальной детонации. При этом выражение (5) для средней скорости разложения ВВ в детонационном фронте с учетом формулы (7) можно привести к виду

$$\bar{\eta}_{fs} = W_s/t_s. \quad (9)$$

Здесь

$$W_s = \left[ A(1-x)t_s + W_0^{1-x} \right]^{1/(1-x)} - W_0 \quad \text{при } 0 \leq t_s \leq t_m;$$

$$W_s = 1 - \left[ (1-W_m)^{1-y} - (1-y) \frac{(W_0 + W_m)^x (t_s - t_m) A}{(1-W_m)^y} \right]^{1/(1-y)} \quad \text{при } t_m < t_s \leq 1,$$

где

$$A = t_{si}^{-1} \left( \frac{p_{fs}}{p_{fsi}} \right)^y \frac{(1-y) \left[ W_0 + W_m - W_0^{1-x} (W_0 + W_m)^x \right] + (1-x)(1-W_m)}{\varphi(N)(1-x)(1-y)(W_0 + W_m)^x};$$

$$t_m = \frac{1}{(1-x)A} \left[ (W_0 + W_m)^{1-x} + W_0^{1-x} \right];$$

$$p_{fs} = (p_f + p_s)/2; \quad p_{fsi} = (p_{fi} + p_{si})/2.$$

Функция  $\varphi(N)$ , которая отражает влияние интенсивности сжатия ВВ в ударном фронте на концентрацию очагов и скорость разложения ВВ, при идеальной детонации, по определению, равна единице:  $\varphi(1) = 1$ .

После дополнения уравнения (2) соотношением (9) и выполнения простых алгебраических преобразований в приближении (3), (4), (6) с использованием обозначения (8) получаем уравнение для определения скорости детонации при диаметрах, близких к критическим:

$$\frac{n_s^2 - 1}{n_i^2 - 1} N^{2\nu+1} \mu(N) \left\{ 1 + n_s \left[ \left( 1 + \frac{t_{si}}{K_R d} \frac{u_f(N)}{N^{2\nu-1} \mu(N)} \right)^4 - 1 \right] \right\} = \bar{\eta}_{fs}(N) t_{si}, \quad (10)$$

$$\text{где } \mu(N) = \frac{a + D_i(b-1)}{a + D_i(b-1)N}; \quad K_R \cong 1.$$

В случае УФК (7), принятого в форме, соответствующей представлению о двух стадиях (прогрессирующей и регрессирующей) очагового горения ВВ с начальными центрами, концентрация которых зависит от интенсивности ударно-волнового сжатия, выражение (10) является уравнением относительно степени неидеальности детонации  $N$ . Левая часть этого уравнения, обозначаемая в дальнейшем  $H_-(N)$ ,

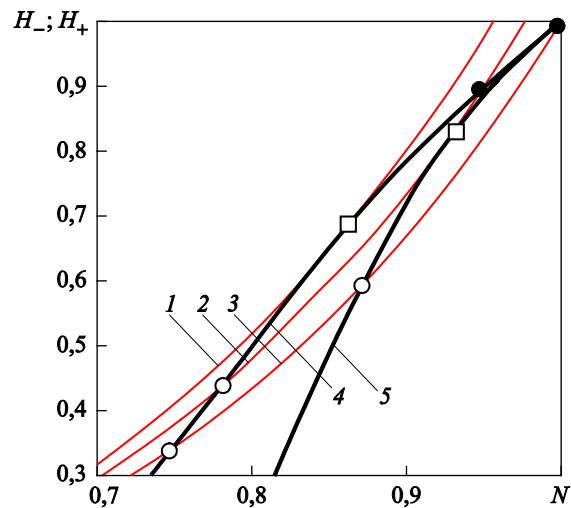


является безразмерной средней скоростью реакции в детонационном фронте, необходимой для поддержания детонации со скоростью  $ND_i$  в открытом заряде диаметром  $d$ . Правая часть уравнения (10), обозначаемая в дальнейшем  $H_+(N)$ , представляет собой безразмерную среднюю скорость реакции в детонационном фронте, которая может быть достигнута при рассматриваемом УФК и скорости детонации, равной  $ND_i$ . Масштабом обеих средних скоростей реакций служит значение величины  $1/t_{si}$  — средней скорости реакции в химическом пике идеальной детонации.

При всех фиксированных характеристиках ВВ, за исключением  $t_{si}$ , величина  $V = d/t_{si}$  является параметром, определяющим возможность существования решения уравнения (10). Эта величина связана с шириной  $\delta_{si}$  химического пика идеальной детонации следующей приближенной зависимостью:

$$V \cong D_i d / \delta_{si}.$$

**Результаты расчетов.** На рис. 2 приведен пример нахождения решения уравнения (10) и критического значения параметра  $V = V_{кр}$ , при котором существование этого решения еще возможно.



**Рис. 2.** Зависимости  $H_-(N)$  и  $H_+(N)$ , используемые для определения степени неидеальности детонации и критических условий ее распространения:

1–3 —  $H_-$  при  $V = 115, 225$  и  $5000$  мм/мкс соответственно; 4, 5 —  $H_+$  при  $W_m = 0,2$  и  $0,5$  соответственно

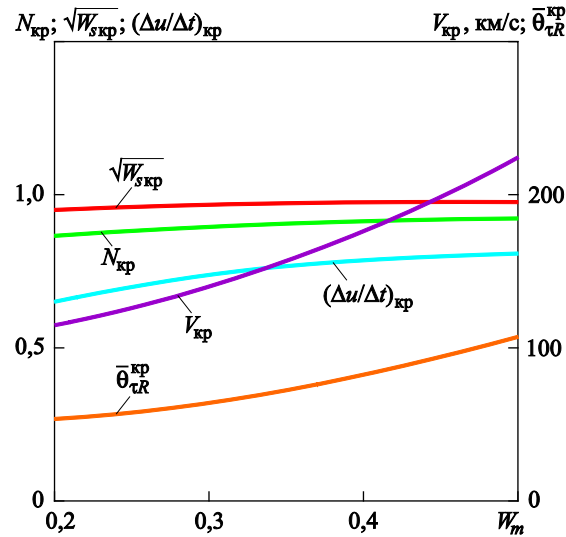


Рис. 3. Зависимости критических значений характеристик детонационного фронта от параметра УФК  $W_m$

Расчеты проведены для модельного ВВ, имеющего следующие характеристики:  $\rho_0 = 1,61 \text{ г/см}^3$ ,  $D_i = 7,0 \text{ км/с}$ ,  $n_i = 2,73$ ,  $a = 2,39 \text{ км/с}$ ,  $b = 2,05$ ,  $W_0 = 0$ ,  $x = y = 0,67$ ,  $p_* = 1 \text{ ГПа}$ ,  $u_* = 1 \text{ м/с}$ ,  $v = 1$ . При этом принято, что  $\phi = N^{-3}$  и  $n_s = n_i$ .

В приведенном примере пересечение кривых  $H_-$  и  $H_+$  (см. рис. 2) происходит в двух точках, отображающих решения уравнения скорости неидеальной детонации. В точке, изображенной черным кружком, выполняется условие  $\frac{dH_+}{dN} < \frac{dH_-}{dN}$  — условие устойчивого «равновесия» необходимой и обеспеченной скоростей разложения ВВ, т. е. условие устойчивого распространения детонации. По мере уменьшения диаметра заряда или, что то же самое, уменьшения параметра  $V$  кривые  $H_-(N)$  приближаются к положению, при которых они касаются кривой  $H_+(N)$  в точках, изображенных квадратиками. При дальнейшем уменьшении диаметра заряда кривые  $H_-(N)$  и  $H_+(N)$  уже не имеют общих точек и, следовательно, уравнение (10) не имеет решения.

Параметр  $V$  уравнения скорости неидеальной детонации (10), при котором выполняется условие касания графиков зависимостей  $H_+(N)$  и  $H_-(N)$ , является критическим  $V_{кр}$ . Это значение параметра определяет критический диаметр заряда ВВ, длительность химического пика которого при идеальной детонации равна  $t_{sj}$ :

$$d_{кр} = t_{si} V_{кр}. \quad (11)$$

Абсцисса точки касания кривых  $H_+$  и  $H_-$  ( $N = N_{кр}$ ) определяет критическую скорость детонации:

$$D_{кр} = D_i N_{кр}.$$

Величина  $V_{кр}$ , как видно из рис. 2 и 3, зависит от параметров УФК (в частности, от  $W_m$ ), а следовательно, и от микроструктуры заряда. Величину  $V_{кр}$ , как и  $t_{si}$ , можно считать функцией микроструктурных характеристик заряда ВВ.

Безразмерная величина  $\bar{\theta}_{\tau R}$ , представляющая собой отношение характерного времени  $\theta_R$  разброса (разбрасывания) реагирующего вещества и характерного времени  $t_s$  разложения ВВ в детонационном фронте, т. е.

$$\bar{\theta}_{\tau R} = \frac{\theta_R}{t_s} = \frac{K_R d}{u_{\text{эф}} t_s}, \quad u_{\text{эф}} \cong u_f; \quad K_R \cong 1,$$

является аналогом безразмерного соотношения диаметра заряда  $d$ , скорости звука  $c$  и «длительности химического превращения взрывчатого вещества»  $\tau$  в выражении принципа Харитона [1]:

$$\bar{\theta}_{\tau} = \frac{d}{c\tau}.$$

В работе [1] время разбрасывания принято приближенно равным  $\theta = d/c$ .

Между безразмерными величинами  $\bar{\theta}_{\tau R}$  и  $\bar{\theta}_{\tau}$  нетрудно формальным образом установить соотношение

$$\frac{\bar{\theta}_{\tau}}{\bar{\theta}_{\tau R}} = \Lambda(N), \quad (12)$$

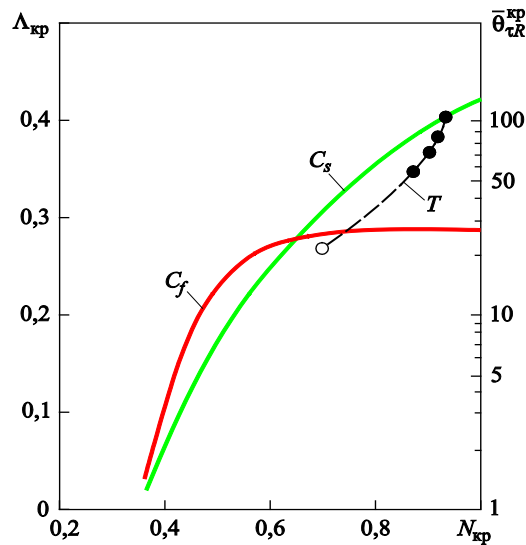
где  $\Lambda(N) = \frac{D_i N - a}{bc} \frac{t_{si}}{\tau} \frac{a + D_i(b-1)}{a + D_i(b-1)N} N^{1-2\nu}$ .

Выражение (12) в приближении  $\tau = t_s = t_{si}$ ,  $K_R = 1$  позволяет по зависимости  $\bar{\theta}_{\tau R}(N)$ , следующей из рассматриваемой модели, «восстановить» формально предполагаемую зависимость  $\bar{\theta}_{\tau}(N)$  и соответствующую ей формальную зависимость критического значения величины  $\bar{\theta}_{\tau}$  от  $N_{кр}$ :

$$\bar{\theta}_{\tau}^{кр} = \bar{\theta}_{\tau R}(N_{кр}) \Lambda(N_{кр}).$$

На рис. 4 линии  $C_f$  и  $C_s$  являются графиками функции  $\Lambda(N_{кр})$ , построенными с использованием характеристик рассматриваемого модельного ВВ. При построении графика  $C_f$  скорость звука  $c$  вычислялась на ударном фронте детонационной волны, распространяющейся со скоростью  $D_i N$ . График  $C_s$  получен при скорости звука, вычисленной для продуктов детонации [2]:  $c = (3/4)D_i$ .

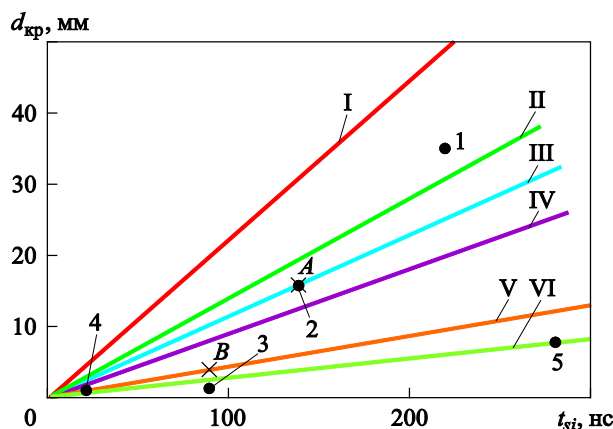
Штриховая линия  $T$  (см. рис. 4) отражает тенденцию изменения критического значения безразмерного комплекса  $\bar{\theta}_{\tau R}^{кр}$  с уменьшением показателя неидеальности детонации  $N_{кр}$ . Верхние четыре точки линии  $T$  соответствуют результатам, приведенным на рис. 3. Нижняя точка получена при тех же параметрах УФК, что и для зависимости  $V$ , приведенной на рис. 5:  $W_m = 0,05$ ;  $x = 0,67$ ;  $y = 0,77$ . При этом  $N = N_{кр} \approx 0,7$ ;  $W_s = W_{sкр} \approx 0,79$ ;  $\bar{\theta}_{\tau R} = \bar{\theta}_{\tau R}^{кр} \approx 22$ .



**Рис. 4.** Соотношение между критическими значениями безразмерных комплексов  $\bar{\theta}_{\tau}$  и  $\bar{\theta}_{\tau R}$  и изменение критического значения безразмерного комплекса  $\bar{\theta}_{\tau R}^{кр}$  в зависимости от критического значения степени неидеальности детонации

Сопоставляя кривые  $C_s$  или  $C_f$  с кривой  $T$  (см. рис. 4), можно заключить, что у слабо неидеальных ВВ с  $N_{кр} = 0,85-0,95$  значения безразмерного комплекса  $\bar{\theta}_{\tau}$  в критических условиях устойчивого

распространения детонации ( $\bar{\theta}_\tau^{\text{кр}}$ ), устанавливаемых предлагаемой моделью, на порядок отличаются от единицы, полагаемой в работе [1]. В то же время для ВВ, сходных с сильно неидеальными, критическое значение величины  $\bar{\theta}_\tau$  имеет такой же порядок, что и критическое значение, принятое Ю.Б. Харитоном [1].



**Рис. 5.** Расчетные зависимости критического диаметра заряда от длительности химического пика идеальной детонации и экспериментально полученные данные:

I —  $W_0 = 0$ ,  $W_m = 0,5$ ,  $y = 0,67$ ,  $u_{\text{зф}} = (u_s + u_f)/2$ ; II —  $W_0 = 0$ ,  $W_m = 0,3$ ,  $y = 0,67$ ,  $u_{\text{зф}} = (u_s + u_f)/2$ ; III —  $W_0 = 0,2$ ,  $W_m = 0,5$ ,  $y = 0,67$ ,  $u_{\text{зф}} = (u_s + u_f)/2$ ; IV —  $W_0 = 0,2$ ,  $W_m = 0,3$ ,  $y = 0,67$ ,  $u_{\text{зф}} = (u_s + u_f)/2$ ; V —  $W_0 = 0,3$ ,  $W_m = 0,05$ ,  $y = 0,77$ ,  $u_{\text{зф}} = (u_s + u_f)/2$ ; VI —  $W_0 = 0,3$ ,  $W_m = 0,05$ ,  $y = 0,77$ ,  $u_{\text{зф}} = u_s$ ;  
 1 — литой крупнозернистый тринитротолул (ТНТ) ( $\rho_0 = 1,60 \text{ г/см}^3$ ); 2 — литой мелкозернистый ТНТ ( $\rho_0 = 1,60 \text{ г/см}^3$ );  
 3 — прессованный ТНТ ( $\rho_0 = 1,60 \text{ г/см}^3$ ); 4 — флегматизированный гексоген ( $\rho_0 = 1,60...1,67 \text{ г/см}^3$ ); 5 — РВХ-9502 ( $\rho_0 = 1,88 \text{ г/см}^3$ )

Решение уравнения (10) с использованием УФК (7), принятого в данной работе, совместно с выражением (11) позволяет по крайней мере на качественном уровне рассуждений проанализировать влияние структурных характеристик заряда на соотношение длительности  $t_{\text{си}}$  химического пика идеальной детонации и критического диаметра  $d_{\text{кр}}$  детонации. На рис. 5 приведены результаты расчетов для рассматриваемого модельного ВВ при различных параметрах УФК  $W_m$ ,  $W_0$  и  $y$ . Изменение значений этих величин связано с изменениями микроструктурных характеристик заряда.

Зависимости I–IV (см. рис. 5) получены при тех же параметрах УФК (за исключением  $W_m$  и  $W_0$ ), которые использовались при расчетах, соответствующих рис. 3. Зависимость V (см. рис. 5) рассчитана уже при новом значении  $y(0,77)$ . Зависимость VI получена при  $y = 0,77$  и  $u_{эф} = u_s$ , а не  $u_{эф} = (u_s + u_f)/2$ .

Расположение точек 3–5 приблизительно соответствует прямой пропорциональной зависимости критического диаметра от длительности химического пика идеальной детонации (значения  $t_{si}$  приводятся по работе [19]). Это можно объяснить тем, что представленные заряды получают прессованием и поэтому их микроструктурные характеристики, по-видимому, достаточно сходны (отображаются близкими значениями параметров УФК:  $W_m$ ,  $W_0$ ,  $y$ ).

Точки 1–3 соответствуют зарядам из ТНТ, имеющим различные микроструктурные характеристики. Прессованный ТНТ (точка 3) отличается от литых зарядов (точки 1 и 2) не только меньшими размерами зерен, но и внутризеренными дефектами, полученными в результате прессования. Это отражается в различиях тех параметров УФК, которые в меньшей степени связаны с законом горения.

Для того чтобы сопоставить расчетные характеристики микроструктуры мелкозернистого литого и прессованного ТНТ, рассмотрим обозначенные крестиками точки *A* и *B* (см. рис. 5), расположенные соответственно на прямой III (при  $W_m = 0,5$  и  $W_0 = 0,2$ ) и на прямой V (при  $W_m = 0,05$  и  $W_0 = 0,3$ ). Точка *A*, рассматриваемая как аналог точки 2, получена при  $y = 0,67$ , а точка *B* (аналог точки 3) — при  $y = 0,77$ . У аналога мелкозернистого литого ТНТ при идеальном режиме детонации  $t_{si} = 140$  нс, а расчетный размер элементарной кубической ячейки, на поверхности которой расположены центры очагов разложения,  $a_{0i} = 6,9$  мкм. В критических условиях распространения детонации ( $d_{кр} = 17$  мм,  $N_{кр} = 0,86$ ) размер элементарной кубической ячейки  $a_{0кр} = 10,9$  мкм.

При изменении параметров УФК до значений, которые характеризуют положение точки *B*, длительность химического пика идеальной детонации уменьшилась в 1,6 раза, а критический диаметр — в 4 раза. При этом размеры элементарных ячеек рассредоточения очагов разложения уменьшились в 4,6 раза при идеальной скорости детонации и в 2,8 раза — в критических условиях детонации.

Отметим, что при сопоставлении кривых  $\sqrt{W_{кр}}$  и  $N_{кр}$  (см. рис. 3) выявлено существенно более сильное влияние расходимости потока в детонационном фронте на снижение скорости детонации по сравнению с влиянием незавершенности разложения ВВ. При этом измене-

ние величины  $(\Delta u / \Delta t)_{кр}$ , отражающее снижение абсолютного значения производной массовой скорости по времени на ударном фронте, указывает на возможность возникновения критических условий детонации без достижения нулевого значения производной  $(\partial u / \partial t)_f$ .

**Заключение.** В квазидвумерном приближении рассмотрено течение расходящегося реагирующего потока за искривленным ударным фронтом детонационной волны на оси симметрии открытого цилиндрического заряда. Выведено алгебраическое уравнение (связывающее безразмерные величины), решение которого позволяет установить зависимость скорости неидеальной детонации или степени  $N$  неидеальности детонации от диаметра заряда в условиях, близких к критическим для ее устойчивого распространения.

Критический диаметр определяется как граница области его значений, при которой уравнение еще имеет решение. Это уравнение относительно степени  $N$  неидеальности детонации, с использованием которого находят критическую скорость детонации и остальные критические параметры детонационной волны, связывает следующие величины: среднюю скорость разложения в детонационном фронте, определяемую параметрами УФК и скоростью детонации; термодинамические параметры исходного ВВ и продуктов его реакции (показатели изоэнтропы); длительность химического пика и скорость идеальной детонации; диаметр заряда. Размерным параметром (входящим в выражение для определяющего безразмерного комплекса), от которого зависят значения корней этого уравнения при остальных фиксированных характеристиках ВВ и заряда из него, является величина  $V$ . Она имеет размерность скорости, так как представляет собой отношение диаметра заряда к длительности химического пика идеальной детонации. При критическом диаметре заряда эта величина достигает критического значения  $V_{кр}$ , зависящего от параметров УФК.

Величина  $V$  входит в выражение для определяющего безразмерного комплекса  $\bar{\theta}_{\tau R}$ , представляющего собой отношение характерного времени разлета реагирующего потока в детонационном фронте и времени реакции в детонационном фронте; в первом приближении

$\bar{\theta}_{\tau R} = \frac{d/u_f}{t_s}$ . Отличие этой величины от ее аналога — безразмерной

комбинации  $\bar{\theta}_{\tau} = \frac{d/c}{\tau}$  в принципе Харитона — заключается в том,

что характерное время детонационного процесса в предложенной модели связано не со скоростью звука, а со скачком массовой скорости на ударном фронте, влияющей на расходимость потока и, соответственно, на реакцию в детонационном фронте. Скорость звука может быть связана с распространением фронта волны разрежения со

стороны свободной боковой поверхности заряда. Однако эти возмущения, как отмечено в работах [11, 12], на стадии установившегося режима детонации уже не могут влиять на протекание реакции в искривленном детонационном фронте и, следовательно, на скорость детонации и возможность ее устойчивого распространения.

В приближении  $t_s = \tau$  и равенства  $c$  либо скорости звука в продуктах идеальной детонации, либо скорости звука на ударном фронте величина  $\bar{\theta}_\tau$  выражена через  $\bar{\theta}_{\tau R}$ . Расчеты, проведенные при различных значениях параметров УФК, показали, что критическое значение  $\bar{\theta}_{\tau R}^{\text{кр}}$  безразмерного комплекса  $\bar{\theta}_{\tau R}$ , а следовательно, и критическое значение  $\bar{\theta}_\tau^{\text{кр}}$  безразмерного комплекса в принципе Харитона не являются константами. Критическое значение соотношения  $\frac{d/c}{\tau}$  в принципе Харитона лишь в случае сильно неидеальных режимов детонации по порядку приближается к единице.

Критический диаметр заряда определяется произведением длительности химического пика идеальной детонации  $t_{si}$  и критического значения  $V_{\text{кр}}$  размерного параметра  $V = d/t_{si}$ . При этом  $V_{\text{кр}}$  является функцией параметров УФК. Соотношение  $d_{\text{кр}} = V_{\text{кр}} t_{si}$  и проведенные расчеты позволяют сделать вывод о том, что изменения микроструктуры заряда ВВ одного и того же состава, отображаемые изменениями параметров УФК, сопровождаются относительными изменениями критического диаметра, многократно превышающими относительные изменения длительности химического пика идеальной детонации.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Селиванов В.В., ред. *Боеприпасы*. Т. 1. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016, 506 с.
- [2] Селиванов В.В., ред. *Боеприпасы*. Т. 2. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016, 551 с.
- [3] Одинцов В.А., Ладов С.В., Левин Д.П. *Оружие и системы вооружения*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016, 219 с.
- [4] Ладов С.В., Кобылкин И.Ф. *Использование кумулятивных зарядов во взрывных технологиях*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1995, 47 с.
- [5] Кобылкин И.Ф., Селиванов И.И. *Возбуждение и распространение взрывных превращений в зарядах взрывчатых веществ*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015, 354 с.
- [6] Андреев С.Г. Оценка скорости детонации при диаметрах зарядов, близких к критическим. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2017, вып. 3. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2017-3-1600>
- [7] Орленко Л.П., ред. *Физика взрыва*. Т. 1. Москва, Физматлит, 2002, 824 с.
- [8] Розинг В.С., Харитон Ю.Б. Прекращение детонации взрывчатых веществ при малых диаметрах заряда. *Докл. АН СССР*, 1940, т. 26, № 4, с. 360, 361.



- [9] Харитон Ю.Б. О детонационной способности взрывчатых веществ. *Проблемы химической кинетики, горения и взрывов. Сб. тр.* Москва — Ленинград, Изд-во АН СССР, 1947, вып. 1, с. 7–29.
- [10] 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, pp. 415–426.
- [11] Трофимов В.С., Дремин А.Н. О структуре фронта неидеальной детонации в твердых ВВ. *Физика горения и взрыва*, 1971, т. 7, № 3, с. 427, 428.
- [12] Михайлюк К.М., Трофимов В.С. О возможном газодинамическом пределе распространения стационарной детонации. *Физика горения и взрыва*, 1977, т. 13, № 4, с. 606–613.
- [13] Кобылкин И.Ф., Соловьев В.С., Бойко М.М. Природа критического диаметра стационарной детонации в конденсированных ВВ. *Труды МВТУ. № 387. Механика импульсных процессов.* Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1982, с. 13–22.
- [14] Болховитинов Л.Г. Неидеальная детонация конденсированных взрывчатых веществ. *Сб. «Взрывное дело». № 76/33.* Москва, Недра, 1976, с. 150–164.
- [15] Андреев С.Г. Аналогия соотношений масштабных временных характеристик теплового и детонационного взрывов. *XIX Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны». Тр. Междунар. конф. В 2 т.* Саров, РФЯЦ — ВНИИЭФ, 2018, т. 1, с. 66–71.
- [16] Андреев С.Г., Перевалов И.А., Бойко М.М., Клименко В.Ю. Аналитическая модель неидеальной детонации цилиндрических зарядов. *Ударные волны в конденсированных средах. Сб. тез. Междунар. конф.* Санкт-Петербург, 2008, с. 36–45.
- [17] Haskins P.J., Cook M.D., Wood A.D. On the Dependence of Critical Diameter and Velocity Decrement at Failure on the Burn Law. *Proceedings of the 33rd International Pyrotechnics Seminar.* Fort Collins, USA, 2006, pp. 385–391.
- [18] Andreev S.G. Development of hot-spot model for explosive decomposition in weak shock wave. *New Models and Numerical Codes for Shock Wave Processes in Condensed Media. Proceedings of the International Workshop of Oxford.* 1997, pp. 78–88.
- [19] Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах.* Москва, Янус-К, 1996, 408 с.

Статья поступила в редакцию 28.03.2019

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Андреев С.Г. Установление связи критических условий распространения детонации со средними скоростями разложения взрывчатых веществ в детонационных волнах. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2019, вып. 4.

<http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2019-4-1864>

**Андреев Сергей Григорьевич** — канд. техн. наук, доцент, член-корреспондент 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

## Determining the relationship between critical conditions of detonation propagation and the average decomposition rates of explosives in detonation waves

© S.G. Andreev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

*The study introduces a model of steady propagation of non-ideal detonation of open cylindrical charges with diameters close to critical ones. The model was obtained in the quasi-one-dimensional approximation with the use of analytical methods. We found a solution for the model's closing equation, which directly relates the average decomposition rate in the detonation front, determined by the parameters of the formal kinetics equation and dependent on the detonation rate, the gas-dynamic parameters of the initial explosive and its reaction products (isentropic exponents), the duration of the chemical peak and ideal detonation velocity, and also the ratio of the charge diameter to the duration of the chemical peak of the ideal detonation. We obtained an equation which reflects the dependence of the non-ideal detonation velocity on the charge diameter. The critical diameter is determined as the range boundary of the charge diameter values at which this equation still has a solution. The study shows that the expression for the fundamental characteristics of the detonation process, i.e. the ratio of the spread time and the reaction time of the explosive, differs from the expression used in the Khariton principle when taking into account the divergence of the reacting flow in the curved detonation front. As for the critical value of this ratio, in general it is different from the unity and is a variable value depending on the characteristics of the kinetics of decomposition of a substance in shock waves. Based on the calculations, we draw a conclusion that changes in the microstructure of the explosive charge of the same composition, displayed by changes in the parameters of the formal kinetics equation, are accompanied by relative changes in the critical diameter, many times greater than the relative changes in the duration of the chemical peak of ideal detonation.*

**Keywords:** critical diameter, non-ideal detonation, detonation rate, decomposition rate, detonation front, average decomposition rate

### REFERENCES

- [1] Selivanov V.V., ed. *Boepripasy*. [Ammunition]. In 2 vols. Vol. 1. Moscow, BMSTU Publ., 2016, 506 p.
- [2] Selivanov V.V., ed. *Boepripasy*. [Ammunition]. In 2 vols. Vol. 2. Moscow, BMSTU Publ., 2016, 551 p.
- [3] Odintsov V.A., Ladov S.V., Levin D.P. *Oruzhie i sistemy vooruzheniya* [Armament and armament systems]. Moscow, BMSTU Publ., 2016, 219 p.
- [4] Ladov S.V., Kobylkin I.F. *Ispolzovanie kumulyativnykh zaryadov vo vzryvnykh tekhnologiyakh* [Use of HE shaped charges in explosive technologies]. Moscow, BMSTU Publ., 1995, 47 p.
- [5] Kobylkin I.F., Selivanov I.I. *Vozbuzhdenie i rasprostranenie vzryvnykh prevrashchenii v zaryadakh vzryvchatykh veshchestv* [Excitation and propagation of explosive transformations in explosive charges]. Moscow, BMSTU Publ., 2015, 354 p.
- [6] Andreev S.G. *Inzhenerny zhurnal: nauka i innovatsii — Engineering Journal: Science and Innovation*, 2017, iss. 3.  
<http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2017-3-1600>

- [7] Orlenko L. P., red. *Fizika vzryva* [Physics of the explosion.]. In 2 vols. Moscow, FIZMATLIT Publ., 2002, vol. 1, 824 p.
- [8] Rozing V.S., Khariton Yu.B. *DAN SSSR (Proceedings of the USSR Academy of Sciences)*, 1940, vol. 26, no. 4, pp. 360–361.
- [9] Khariton Yu.B. O detonatsionnoy sposobnosti vzryvchatykh veshchestv [On the detonation ability of explosives]. In: *Problemy khimicheskoy kinetiki, goreniya i vzryvov. Sb. trudov* [Problems of chemical kinetics, combustion and explosions. Coll. pap.]. Moscow, Leningrad, AN SSSR Publ., no. 1, 1947, pp. 7–29.
- [10] 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.
- [11] Trofimov V.S., Dremin A.N. *Fizika goreniya i vzryva – Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1971, vol. 7, no. 3, pp. 427–428.
- [12] Mikhaylyuk K.M., Trofimov V.S. *Fizika goreniya i vzryva – Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1977, vol. 13, no. 4, pp. 606–613.
- [13] Kobylkin I.F., Solovov V.S., Boyko M.M. *Trudy MVTU no. 387. Mekhanika impulsnykh protsessov (Proceedings of MSTU No. 387. Mechanics of impulse processes)*, 1982, pp. 13–22.
- [14] Bolkhovitinov L.G. Neidealnaya detonatsiya kondensirovannykh vzryvchatykh veshchestv [Non-ideal detonation of condensed explosives]. *Sb. «Vzryvnoe delo»* [Coll. pap. Blasting work] no. 76/33. Moscow, Nedra Publ., 1976, pp. 150–164.
- [15] Andreev S.G. Analogiya sootnoshenii masshtabnykh vremennykh kharakteristik teplovogo i detonatsionnogo vzryvov [Analogy of relations of scale temporal characteristics of thermal and detonation explosions]. *XIX Kharitonovskie tematicheskie nauchnye chteniya «Ekstremalnye sostoyaniya veshchestva. Detonatsiya. Udarnye volny. Trudy Mezhdunarodnoy konferentsii* [XIX Khariton Topical Scientific Readings “Extreme states of substance. Detonation. Shock waves”. Proceedings of the International Conference]. In two vols. Sarov, RFNC-VNIIEF Publ., 2018, vol. 1, pp. 66–71.
- [16] Andreev S.G., Perevalov I.A., Boyko M.M., Klimenko V.Yu. Analiticheskaya model neidealnoy detonatsii tsilindricheskikh zaryadov [Analytical model of non-ideal detonation of cylindrical charges]. *Udarnye volny v kondensirovannykh sredakh. Sb. trudov mezhdunar. konf.* [Shock waves in condensed media. Coll. pap. of the Intern. Conf.]. St. Petersburg, 2008, pp. 36–45.
- [17] Haskins P.J., Cook M.D., Wood A.D. On the Dependence of Critical Diameter and Velocity Decrement at Failure on the Burn Law. *Proceedings of the 33rd International Pyrotechnics Seminar*. Fort Collins, USA, 2006, pp. 385–391.
- [18] Andreev S. G. Development of hot-spot model for explosive decomposition in weak shock wave. New Models and Numerical Codes for Shock Wave Processes in Condensed Media. *Proceedings of the International Workshop of Oxford*, 1997, pp. 78–88.
- [19] Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Fortov V.E. *Udarno-volnovye yavleniya v kondensirovannykh sredakh* [Shock-wave phenomena in condensed media]. Moscow, Yanus-K Publ., 1996, 408 p.

**Andreev S.G.**, Cand. Sc. (Eng.), Corresponding Member of RANS, Assoc. Professor, Department of High-Precision Airborne Devices, Bauman Moscow State Technical University. Author of over 250 research papers in the field of в области theory of energetic materials, chemical physics and experimental gas dynamics.  
e-mail: andreeff2007@mail.ru