

## ЛИТЕРАТУРА

1. Минеев В.Е. Исследования устойчивости замкнутых цилиндрических оболочек при динамическом действии всестороннего сжатия // Исследования по теории пластин и оболочек. — Казань, 1970. — Вып. VI—VII. — С. 596—623.
2. Седов Л.Т. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1972.
3. Коул Р. Подводные взрывы. — М.: ИЛ, 1950.
4. Денвен Р., Вильсон П. Электрический взрыв проводников. — М.: Мир, 1965. — С. 172—184.
5. Уитмер, Балмер, Лич, Пиан. Большие динамические деформации балок, колец, пластинок и оболочек // Ракетная техника и космонавтика. — 1963. — 1, № 8. — С. 111—123.
6. Кармишин А.В., Скурлатов Э.Д., Старцев В.Г. и др. Нестационарная аэроупругость тонкостенных конструкций. — М.: Машиностроение, 1982.
7. Станюкович К.П. Неустановившееся движение сплошной среды. — М.: Наука, 1971.
8. Чумак А.Ф., Власов А.Д., Муравина Л.И. О некоторых параметрах детонации зарядов из взрывных неорганических материалов // ФГВ. — 1977. — 13, 4. — С. 650—652.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. — М.: Наука, 1974.

320600, г. Днепропетровск,  
Горный институт

Поступила в редакцию 7/VII 1992,  
после доработки — 21/IX 1993

УДК 662.215.12

Г.Т. Володин

### ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ВЗРЫВА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

На основе данных экспериментов решена в квадратурах неавтономная задача о развитии взрыва конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Приведены распределения основных параметров, характеризующих возмущенную область в некоторые фиксированные моменты времени на начальном участке взрыва.

Исследование выполнено с помощью известного метода Т.М. Саламахина [1,2], предполагающего степенной профиль плотности в возмущенной области. Расчеты выполнены для тротила и всех возможных видов симметрии одномерных движений — плоской, цилиндрической и сферической.

Как известно [2,3], химическое превращение ВВ в зависимости от его свойств, размеров и энергии инициатора может начаться горением или взрывом. В практических расчетах сложный процесс взрыва с переменной скоростью обычно заменяют детонацией, для которой скорость ударной волны (УВ) постоянна, пренебрегая начальным участком, где взрыв переходит в детонацию [2]. Однако эксперименты показывают, что начальный участок имеет существенную протяженность (например, для тротила она в некоторых случаях достигает 72 мм [4]) и, следовательно, в расчетах по определению взрывных нагрузок им пренебрегать нельзя. Кроме того, представляет самостоятельный интерес исследование процесса перехода взрыва в детонацию.

#### Постановка задачи

Пусть в начальный момент времени  $t = 0$  в центре симметрии (в точке, на оси, плоскости) заряда однородного конденсированного ВВ образуется возмущенная область с радиусом (характерным размером)  $a_0$ . Интенсивность (амплитуда [4]) этого возмущения такова, что возникает УВ, которая распространяется с переменной скоростью  $D$  по основному заряду ВВ, переходя на некотором конечном расстоянии  $r_*$  в режим нормальной детонации.

Требуется найти характерные размеры начального участка взрыва, закон движения фронта УВ, параметры на нем, закон выделения энергии на фронте

УВ, распределения параметров, характеризующих возмущенную область в любой момент времени.

Согласно классической модели Зельдовича — Неймана — Дёринга, пренебрегаем шириной зоны химической реакции, что, по-видимому, справедливо для мощных ВВ [5].

Систему уравнений, описывающих движение продуктов взрыва (ПВ) за фронтом УВ, возьмем в виде [6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho)}{\partial r} + (\nu - 1) \frac{\rho u}{r} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= \hat{0}, \\ \frac{\rho - \rho_3}{\rho_2 - \rho_3} &= \left(\frac{r}{r_2}\right)^\delta, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho = \rho(r, t)$ ,  $p = p(r, t)$ ,  $u = u(r, t)$  — искомые плотность, давление, скорость частиц в точке с эйлеровой координатой  $r$  в момент времени  $t$ ;  $r_2$  — координата фронта УВ;  $\rho_2$  и  $\rho_3$  — соответственно плотность на фронте (при  $r = r_2$ ) и в центре симметрии;  $\nu$  — показатель одномерности потока ( $\nu = 1, 2, 3$  — соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрий);  $\delta$  — искомый показатель степени, являющийся функцией времени. В системе (1) первое и второе уравнения представляют собой законы сохранения массы и количества движения, а третье — формулировку гипотезы о степенном законе распределения плотности в возмущенной области [2].

Запишем уравнение состояния ПВ [2]

$$p = (\kappa - 1)E\rho,$$

где  $E = E(r, t)$  — удельная внутренняя энергия;  $\kappa = \kappa_0 + (\kappa_2 - \kappa_0)(\rho/\rho_2)$ ;  $\kappa_0$  и  $\kappa_2$  — соответственно показатели адиабаты ПВ в сильно разреженном состоянии и на фронте УВ.

Граничные условия для системы (1) в центре симметрии

$$u(0, t) = 0, \quad (2)$$

на фронте УВ

$$p(r_2, t) = p_2, \rho(r_2, t) = \rho_2, u(r_2, t) = u_2. \quad (3)$$

При этом  $p$ ,  $\rho$  и  $u$  на фронте УВ связаны между собой и скоростью фронта  $D = dr_2/dt$  условиями динамической совместности:

$$\begin{aligned} u_2 &= (1 - \rho_1/\rho_2)D, \quad p_2 - p_1 = \rho_1 u_2 D, \\ E_2 - E_1 &= (p_1 + p_2)(1/\rho_1 - 1/\rho_2)/2 + Q_1. \end{aligned} \quad (4)$$

Индексы 1 и 2 у параметров относятся соответственно к невозмущенному состоянию и значениям на фронте УВ;  $Q_1$  — удельная энергия взрывчатого превращения.

Начальное условие имеет вид

$$r_2(0) = a_*. \quad (5)$$

В дальнейшем потребуются интегральные законы сохранения массы и энергии, записанные для всей возмущенной области:

$$\begin{aligned} \int_0^{r_2} \rho r^{\nu-1} dr &= \frac{1}{\nu} [\rho_1 r_2^\nu + a_*^\nu (\rho_* - \rho_1)], \\ \int_0^{r_2} (u^2/2 + E) \rho r^{\nu-1} dr &= \frac{1}{\nu} [a_*^\nu \rho_* (Q_* + E_*) + \end{aligned} \quad (6)$$

$$+ \rho_1(r_2^\nu - a_*^\nu)E_1 + \rho_1 \int_{a_*}^{r_2} Q_1(\xi)\xi^{\nu-1}d\xi, \quad (7)$$

где  $\rho_*$ ,  $Q_*$ ,  $E_*$  — соответственно плотность, удельная энергия взрывчатого превращения, удельная внутренняя энергия инициатора взрыва.

### Преобразование уравнений к безразмерному виду

Введем безразмерные переменные по формулам:

$$\begin{aligned} x &= r / r_2, \quad y = \rho / \rho_2, \quad z = u / u_2, \quad h = p / p_2, \quad \sigma = \rho_3 / \rho_1, \\ q &= a_1 / D, \quad \alpha = 1 - \rho_1 / \rho_2, \quad \lambda = \rho_3 / (\rho_2 - \rho_3), \quad R = r_2 / r_1, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $a_1$  — скорость звука в исходном ВВ;  $r_1$  — радиус (характерный размер) заряда ВВ;  $\rho_3$  — плотность в центре возмущенной области.

В безразмерных переменных (8) уравнения системы (1) примут вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial x} + \left[ \frac{\nu - 1}{x} + \frac{\delta x^{\delta-1}}{x^\delta + \lambda} \right] z &= \frac{\delta x^\delta}{\alpha(x^\delta + \lambda)} - \frac{R}{\alpha} \left( \frac{dq}{dR} \right) \left\{ \frac{1}{x^\delta + \lambda} \left[ x^\delta \left( \frac{d\delta}{dq} \right) \ln x + \right. \right. \\ &\left. \left. + \left( 1 - \frac{x^\delta + \lambda}{\lambda + 1} \right) \frac{d\lambda}{dq} \right] + \frac{1}{1 - \alpha} \frac{d\alpha}{dq} \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial x} &= - \frac{Ry}{(1 - \alpha)q^2 [p_1 / (\rho_1 a_1^2) + \alpha / q^2]} \left\{ \left[ z \left( \frac{d\alpha}{dq} - \frac{\alpha}{q} \right) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \alpha \frac{\partial z}{\partial q} \right] \frac{da}{dR} + \frac{\alpha}{R} (\alpha z - x) \frac{\partial z}{\partial x} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$y = (x^\delta + \lambda) / (\lambda + 1), \quad (11)$$

а интегральные законы сохранения массы (6) и энергии (7) запишем соответственно в форме

$$\begin{aligned} \int_0^1 yx^{\nu-1}dx &= \frac{1 - \alpha}{\nu} \left[ 1 + \left( \frac{a_*}{r_1 R} \right)^\nu \left( \frac{\rho_*}{\rho_1} - 1 \right) \right], \\ \frac{\alpha^2 a_1^2}{2(1 - \alpha)} \int_0^1 yz^2 x^{\nu-1} dx + \left( \frac{p_1 q^2}{r_1} + \alpha \tilde{u}_1^2 \right) \int_0^1 \frac{hx^{\nu-1} dx}{\kappa_0 - 1 + (\kappa_2 - \kappa_0)y} &= \\ = \frac{1}{\nu} \left[ \frac{\rho_* q^2}{\rho_1} \left( \frac{a_*}{r_1 R} \right)^\nu (Q_* + E_*) + E_1 q^2 \left[ 1 - \left( \frac{a_*}{r_1 R} \right)^\nu \right] \right] + \\ + \frac{q^2}{(r_1 K)^\nu} \int_{a_*}^{r_1 R} Q_1(\xi)\xi^{\nu-1}d\xi. \end{aligned} \quad (12)$$

Граничные условия (2), (3) и условия динамической совместности (4) примут вид

$$z(0, q) = 0, \quad (14)$$

$$h(1, q) = 1, \quad y(1, q) = 1, \quad z(1, q) = 1, \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{u_2}{a_1} &= \frac{\alpha}{q}, \quad \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 a_1^2} = \frac{\alpha}{q^2}, \\ Q_1 &= \frac{p_2}{(\kappa_2 - 1)\rho_2} - E_1 - \frac{(p_1 + p_2)\alpha}{2\rho_1}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Начальное условие (5) эквивалентно соотношению

$$q(R_*) = q_*, \quad (17)$$

где  $\bar{R}_* = a_*/r_1$ .

### Интегрирование системы уравнений

Решение уравнения (9), удовлетворяющее граничному условию (14), найдем в виде

$$z = \frac{x}{\alpha(x^\delta + \lambda)} \left\{ \frac{\delta x^\delta}{\delta + \nu} - R \frac{dq}{dR} \left[ \frac{x^\delta}{\delta + \nu} \left( \ln x - \frac{1}{\delta + \nu} \right) \frac{d\delta}{dq} + \frac{1}{\nu} \frac{d\lambda}{dq} + \left( \frac{x^\delta}{\delta + \nu} + \frac{\lambda}{\nu} \right) \left( \frac{1}{1 - \alpha} \frac{d\alpha}{dq} - \frac{1}{1 + \lambda} \frac{d\lambda}{dq} \right) \right] \right\}. \quad (18)$$

Интегрируя уравнение (10) и подчиняя затем найденный общий интеграл граничному условию  $h(1, q) = 1$ , определим функцию

$$h(x, q) = 1 - \frac{1}{(1 - \alpha)[\rho_1 q^2 / (\rho_1 a_1^2) + \alpha]} \times \\ \times \left\{ \left( \frac{\alpha}{q} - \frac{d\alpha}{dq} \right) R \frac{dq}{dR} \int_x^1 yz dx - \alpha R \frac{dq}{dR} \int_x^1 y \frac{\partial z}{\partial q} dx + \right. \\ \left. + \alpha \int_x^1 y(x - \alpha z) \frac{\partial z}{\partial x} dx \right\}, \quad (19)$$

Подставляя в (12) вместо  $y$  его выражение из (11), найдем формулу, связывающую функции  $\delta(q)$ ,  $\alpha(q)$ ,  $\lambda(q)$ :

$$\alpha = \frac{(\delta + \nu)[1 + \tau(1 + \lambda)] - \nu}{(1 + \lambda)(\delta + \nu)(1 + \tau)}, \quad (20)$$

где

$$\tau = \left( \frac{a_*}{r_1 R} \right)^\nu \left( \frac{\rho_*}{\rho_1} - 1 \right).$$

Используя соотношения (8) и (20), выразим функции  $\lambda$  и  $\delta$  через  $\sigma(q)$ :

$$\lambda = \frac{\sigma(1 - \alpha)}{1 - \sigma(1 - \alpha)}, \quad (21)$$

$$\delta = \frac{\nu[\alpha(1 + \tau) - \tau]}{(1 - \alpha)(1 - \sigma + \tau)}. \quad (22)$$

Решение поставленной задачи выражается в квадратурах формулами (11), (18), (19). В них входят неизвестные функции  $q(R)$ ,  $\lambda(R)$ ,  $\alpha(R)$ ,  $\delta(R)$ . Используя соотношения (21), (22), задачу сведем к нахождению трех неизвестных функций  $\alpha(R)$ ,  $\sigma(R)$ ,  $q(R)$ . Для этого экспериментальные кривые [4]  $D = D(r_2)$  и  $u_2 = u_2(r_2)$  с учетом их особенностей аппроксимируем соответственно функциями

$$D = D_0 - \frac{(D_0 - D_*)(\beta + 1)}{(1 - a/r_0)^\beta + 1} \left( 1 - \frac{r_2}{r_0} \right)^\beta \left[ \frac{r_2 - a}{r_0} + \frac{1 - \frac{r_2}{r_0}}{\beta + 1} \right], \quad (23)$$

$$u_2 = u_0 - \frac{(u_0 - u_*)(\gamma + 1)}{(1 - b/r_0)^{\gamma+1}} \left( 1 - \frac{r_2}{r_0} \right)^\gamma \left[ \frac{r_2 - b}{r_0} + \frac{1 - \frac{r_2}{r_0}}{\gamma + 1} \right], \quad (24)$$

$$r_0 \geq r_2 \geq a.$$

Параметры, имеющие индексы \* и 0, соответствуют началу взрыва и началу нормальной детонации. Величины  $D_*$ ,  $D_0$ ,  $a$ ,  $\beta$ ,  $u_*$ ,  $u_0$ ,  $b$ ,  $\gamma$ ,  $r_0$  находим после обработки кривых (23), (24) методом наименьших квадратов. В результате получим функции

$$q(R) = a_1/D, \quad \alpha(R) = u_2/D, \quad p_2(R) = p_1 + \rho_1 \alpha a_1^2/q^2,$$

$$Q_1(R) = \frac{p_2}{(\kappa_2 - 1)\rho_2} - \frac{\alpha(p_1 + p_2)}{2\rho_1} - E_1.$$

Для нахождения оставшейся неизвестной функции  $\sigma(R)$  используем интегральный закон сохранения энергии (13). Подставляя в равенство (13) найденные функции  $y(x, q)$ ,  $z(x, q)$ ,  $h(x, q)$ ,  $q(R)$ ,  $\alpha(R)$ ,  $Q_1(R)$ , получим дифференциальное уравнение относительно искомой функции  $\sigma(R)$

$$\frac{d^2\sigma}{dR^2} = f\left(R, \sigma, \frac{d\sigma}{dR}\right). \quad (25)$$

где  $f$  — функция, которая в силу чрезвычайной громоздкости здесь не приводится.

Для интегрирования уравнения (25) используем начальные условия

$$\sigma(R_*) = \sigma_*, \quad (26)$$

$$(d\sigma/dR)|_{R=R_*} = 0. \quad (27)$$

Параметр  $\sigma_*$  находится из следующих соображений. Как видно из экспериментов [4], кривые  $D(r_2)$  и  $u(r_2)$  имеют начальный горизонтальный участок, следовательно,  $q = q_* = \text{const}$ ,  $\alpha = \alpha_* = \text{const}$ , поэтому  $(dq/dR) = 0$ . Значения  $q_*$  и  $\alpha_*$  находятся из экспериментальных кривых:  $q_* = a_1/D_*$ ,  $\alpha_* = u_*/D_*$ . Подставляя найденные параметры  $q_*$ ,  $\alpha_*$  в интегральный закон сохранения энергии (13) и учитывая, что при этом  $(dq/dR) = 0$ , получим трансцендентное уравнение относительно параметра  $\sigma_*$ , которое решается численно. Из предыдущих рассуждений вытекает справедливость начального условия (27).

Следует отметить, что указанные экспериментальные кривые обладают эффектом насыщения в точке  $r_2 = r_0$ , где взрыв переходит в детонацию. Поэтому соответствующий предельный случай можно получить, не решая уравнения (25), а именно: полагая  $R_0 = r_0/r_1$ ,  $q_0 = a_1/D_0$ ,  $\alpha_0 = u_0/D_0$ ,  $(dq/dR) = 0$  в найденных функциях  $y(x, q)$ ,  $z(x, q)$ ,  $h(x, q)$  и подставляя эти функции в интегральный закон сохранения энергии (13), получим трансцендентное уравнение относительно параметра  $\sigma_0$ , соответствующего режиму нормальной детонации. Используя значение  $\sigma_0$ , найдем искомые распределения в возмущенной области.

Алгоритм вычислений состоит в следующем: 1) находим параметры  $\sigma_*$ ,  $\sigma_0$  и соответствующие им распределения в возмущенной области как предельные случаи — начала взрыва и начала нормальной детонации; 2) используя параметр  $\sigma_*$  в начальном условии (26), интегрируем уравнение (25), а затем находим соответствующие распределения в возмущенной области.

Вычисления выполнены для литого тротила в соответствии с экспериментальными данными [4] при следующих значениях исходных параметров:  $\kappa_0 = 1,375$ ,  $\kappa_2 = 2,54$ ,  $a = 0,02$  м,  $r_0 = 0,072$  м,  $\rho_* = 0,16 \cdot 10^4$  кг/м<sup>3</sup>,  $\beta = 2,08$ ,  $D_0 = 0,7 \cdot 10^4$  м/с,  $\rho_1 = 0,162 \cdot 10^4$  кг/м<sup>3</sup>,  $a_1 = 0,257 \cdot 10^4$  м/с,  $Q_* = 0,1045 \cdot 10^7$  Дж/кг,  $r_1 = 0,1$  м,  $p_1 = 0,1 \cdot 10^6$  Па,  $E_* = 0,3 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $E_1 = 0,228 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $D_* = 0,3857 \cdot 10^4$  м/с,  $u_0 = 0,21 \cdot 10^4$  м/с,  $u_* = 0,79 \cdot 10^3$  м/с,  $b = 0,02$  м,  $\gamma = 2,08$ . В результате решений соответ-

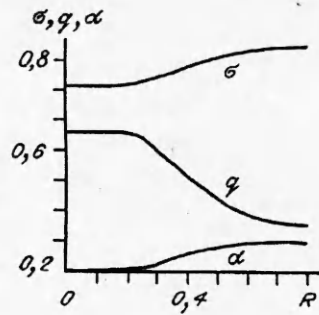
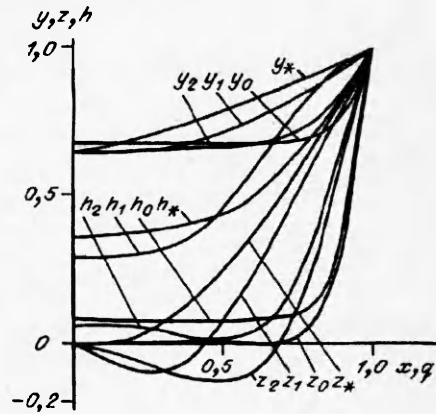


Рис. 1.

Рис. 2.



вующих трансцендентных уравнений получены значения параметров:  $\sigma_{*1} = 0,8182$ ,  $\sigma_{*2} = 0,8283$ ,  $\sigma_{*3} = 0,8242$  при  $q_* = 0,6663$ ,  $\alpha_* = 0,2048$ ,  $R = 0,2$ ;  $\sigma_{01} = 0,9684$ ,  $\sigma_{02} = 0,9578$ ,  $\sigma_{03} = 0,9543$  при  $q_0 = 0,3671$ ,  $\alpha_0 = 0,3$ ,  $R = 0,72$ . При этом  $\sigma_{*v}$ ,  $\sigma_{0v}$  соответствуют значениям  $\sigma_{*}$ ,  $\sigma_0$  для случаев  $v = 1, 2, 3$ .

Численное решение задачи Коши (25) — (27) выполнено методом Рунге — Кутты с модификацией Гилла, решение трансцендентных уравнений — модифицированным методом Мюллера. В качестве примера для  $v = 1$  на рис. 1 представлены кривые  $\sigma(R)$ ,  $q(R)$ ,  $\alpha(R)$ , а на рис. 2 — кривые  $y(x, q)$ ,  $z(x, q)$ ,  $h(x, q)$ , соответствующие распределениям безразмерных плотности, скоростей частиц и давлению в возмущенной области. На рис. 1, 2 индексы \* и 0 соответствуют предельным режимам: началу взрыва и началу нормальной детонации, индексы 1 и 2 относятся к моментам времени, соответствующим положению фронта УВ, для которого  $R = 0,4$  и  $0,6$ .

Полученные распределения обладают рядом особенностей: в момент времени, для которого положение фронта УВ характеризуется  $R = 0,2$ , имеются незначительные участки постоянных значений параметров в соответствующих распределениях, протяженность которых  $x \in [0; 0,1]$ . К моменту, соответствующему началу нормальной детонации ( $\bar{R} = 0,72$ ), протяженность постоянных значений плотности, скоростей частиц и давления в возмущенной области существенно возрастает и достигает  $x \in [0; 0,67]$ . В промежуточных стадиях развития взрыва, например при  $R = 0,4$  и  $R = 0,6$ , наблюдаются участки отрицательных значений скоростей частиц, т.е. участки, на которых движение частиц возмущенной области направлено к центру симметрии. Протяженность этих участков возрастает с течением времени (с удалением фронта УВ от центра симметрии), однако к началу режима нормальной детонации в области от центра симметрии по  $x = 0,67$  устанавливается зона покоя ( $z = 0$ ), в которой становятся постоянными плотность и давление. Затем от  $x = 0,67$  начинается сначала плавный, а затем со значений  $x = 0,8$  резкий подъем кривых плотности, давления и скоростей частиц до фронта УВ.

Таким образом, в результате решения поставленной задачи с помощью экспериментальных данных [4] найдены характерные размеры начального участка взрыва, закон движения фронта УВ, параметры, характеризующие возмущенную область на фронте УВ, закон тепловыделения на нем, а также распределения параметров внутри возмущенной области в любой фиксированный момент времени. Отмечены особенности полученных распределений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мельникова Н.С., Саламахин Т.М. О расчете точечного взрыва в различных газах // ПМТФ. — 1964. — № 4. — С. 155—160.

2. Саламахин Т.М. Физические основы механического действия взрыва и методы определения взрывных нагрузок. — М: ВИА им. В.В. Куйбышева, 1974. — 255 с.
3. Беляева А.Ф. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. — М: Наука, 1968. — 255 с.
4. Дремин А.Н., Колдунов С.А. Иницирование детонации ударными волнами в литом и прессованном тротиле // Взрывное дело, № 63/20. — М.: Недра, 1967. — С. 37—50.
5. Шведов К.К., Дремин А.Н. Исследование неидеальных режимов детонации конденсированных ВВ // Взрывное дело, № 60/17. — М.: Недра, 1966. — С. 33—50.
6. Володин Г.Т. Распределение параметров продуктов детонации конденсированных ВВ // ФГВ. — 1991. — 27, № 1. — С. 123—127.

300600, г. Тула, 26  
Государственный технический университет

Поступила в редакцию 26/IV 1993

УДК 662.2

*Л.В. Ларионов, Г.И. Сыренков, Д.В. Щетинин*

## К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПРИСОЕДИНЕННОГО ЗАРЯДА МЕТАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

На основе анализа кинетических свойств тетранитрометанбензол обоснована принципиальная возможность использования явления иницирования ВВ в условиях всестороннего сжатия для повышения скорости метания тел, оснащенных «присоединенным» зарядом.

Повышение скорости метаемого тела — одна из актуальных проблем исследовательской практики. Среди ряда альтернативных концепций решения этой проблемы в последнее время получает все большее развитие концепция так называемого присоединенного заряда [1]. Установлено, что задержка его воспламенения после достижения максимального давления от сгорания обычного пороха обеспечивает наилучшие внутривзрывные характеристики этого заряда. При этом воспламенение присоединенного заряда происходит термически за счет передачи тепла от сгорания основного порохового заряда. Результаты проведенных ранее исследований показывают, что использование присоединенного заряда может обеспечить достижение повышенных скоростей метания без увеличения давления в камере метательной системы. Однако практической реализации рассматриваемого пути повышения скорости разгоняемого тела препятствует нерешенность проблемы синхронизации по времени процесса воспламенения присоединенного заряда с моментом достижения максимального давления пороховых газов в камере метательной системы.

Авторы настоящей статьи хотели бы обратить внимание на принципиально новый путь решения данной проблемы с помощью использования обнаруженного недавно иницирования взрыва ВВ в условиях всестороннего изотермического сжатия [2]. В работе [2] приводится информация о том, что некоторые взрывчатые составы на основе тетранитрометана (ТНМ) могут взрываться при простом изотермическом сжатии, если в качестве добавки к нему используется органический донор электронов. В качестве такового эффективно проявил себя бензол (Б). Введение 10 % (по массе) бензола в ТНМ заметно изменило кинетические характеристики взрывчатого состава. Так, если индивидуальный ТНМ взрывался лишь при ударно-волновом нагружении с давлением во фронте волны 8,6 ГПа и адиабатическом разогреве до 840 К, то его раствор с бензолом был подорван при комнатной температуре и гидростатическом давлении 1,15 ГПа.

Очевидно, что возможность варьировать давление иницирования ВВ открывает перспективу управления временем воспламенения присоединенного заряда метаемого тела. Но для этого необходимо решить техническую задачу увеличения давления пороховых газов в камере метательной системы

© Л.В. Ларионов, Г.И. Сыренков, Д.В. Щетинин, 1994.