ном $\alpha$ заметно больше, чем для других исследованных добавок. Вид зависимости скорости метания смесевыми зарядами от содержания в них политетрафторэтилена (кривая *2*) и вольфрама (кривая *3*) тот же, что и для несжимаемой добавки (кривая *4*). Для зарядов с вольфрамом имеется не только качественное, но и количественное согласие.

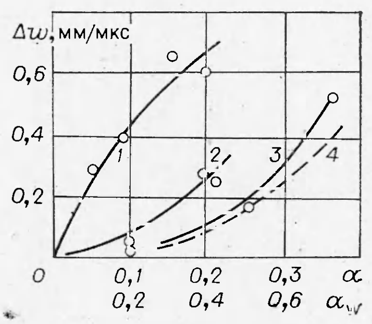

*Рис. 2.*

Сравнивая оценки метательного действия смесевых ВВ при различных видах испытаний, отметим близость их для торцевого и бокового метания, хотя количественное сравнение затруднено из-за отсутствия совпадающих объектов. Имеется согласие в изменении скоростей метания и бризантности зарядов, содержащих тальк и алюминий, однако эффекты при введении больших количеств вольфрама сильно различаются (бризантность изменяется значительно меньше скорости метания).

Итак, снижение скорости метания металлических пластин с торцевой поверхности зарядов, содержащих инертные добавки, в большой степени определяется при равном объемном или весовом содержании плотностями материалов добавки. Для зарядов со связующим получена слабая зависимость скорости метания от дисперсности добавки, в том числе и алюминия. Особенности динамической сжимаемости материалов добавок находят отражение в изменении скоростей метания зарядами смесевых ВВ.

*Поступила в редакцию 15/II 1982*

### ЛИТЕРАТУРА


1. **А. Я. Апин, Е. П. Бардин, Н. Ф. Велина.**— В сб.: Взрывное дело. № 52/9. М.: Госгортехиздат, 1963.
2. **J. W. Kury, H. C. Hornig.** Simpos. H. D. P. Preprints. Paris, 1978.
3. **И. М. Воскобойников, Н. Ф. Воскобойникова.**— В сб.: Детонация. Матер. 2 Всесоюз. совещания по детонации. Вып. 2. Черноголовка, 1981.


---

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ ПРОДУКТОВ СФЕРИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИИ


*С. А. Быстров, В. А. Горев*

*(Москва)*


Рассматривается расходящаяся самоподдерживающаяся сферическая детонационная волна в газе. Существование такой волны доказано в [1, 2] и дано численное решение этой задачи.

В данной работе аналитически находится распределение параметров состояния продуктов сферической детонации. До тех пор, пока детонация не закончилась, движение ее продуктов автомодельно. Считая эти продукты идеальным газом, можно записать:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2yz^2}{x\left[(x-y)^2 - z^2\right]}, \tag{1}$$

$$\frac{dz}{dx} = \frac{4\delta yz(x-y)}{(1-2\sigma)\,x\left[(x-y)^2 - z^2\right]}, \tag{2}$$

$$y_{x=1} = 1/2 - \delta, \tag{3}$$

$$z_{x=1} = 1/2 + \delta. \tag{4}$$

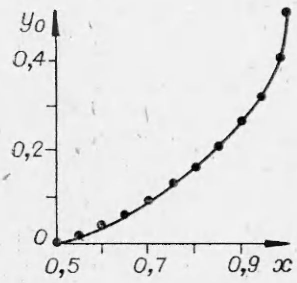


*Рис. 1.* Численное решение уравнения (6) (сплошная кривая), приближенное решение (точки) $y = 1/2 - [(1 - x)/2]^{1/2}$.

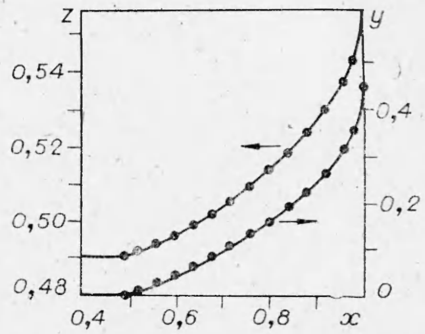


*Рис. 2.* Численные решения задачи (сплошные кривые), точки соответствуют полученному приближенному решению (8) и (9).

Обозначения: $x = r/Dt$; $z = c/D$; $y = v/D$; $\delta = (\gamma - 1)/2(\gamma + 1)$; $D$, $c$ и $v$ — скорости детонации, скорость звука в продуктах и скорость самих продуктов.

Приближенное решение системы (1)—(4) ищется с использованием метода асимптотических разложений по малому параметру $\delta$. При $\delta = 0$ получается нулевое приближение для $z$ и $y$

$$z_0 = 1/2,$$

$$\frac{dy_0}{dx} = \frac{2y_0}{x[4(x - y_0)^2 - 1]}. \tag{5}$$

Решение уравнения (5) при условии $y_{0(x=1)} = 1/2$ можно представить в виде ряда по степеням $\eta = (1 - x)/2$

$$y_0 = 1/2 - \eta^{1/2} + 1/3 \cdot \eta - 29/18 \cdot \eta^{3/2} + 0(\eta^2). \tag{6}$$

Сравнение численного решения (5) с выражением (6) (рис. 1) показывает, что первые два члена ряда (6) хорошо описывают его. Итак, при $\delta = 0$

$$z_0 = 1/2,\ y_0 = 1/2 - [(1 - x)/2]^{1/2}.$$

В нулевом приближении газ движется только при $1/2 < x < 1$; при $x \leqslant 1/2$ газ покоится согласно (6) и соображений симметрии в центре.

Пусть при $\delta$, отличном от нуля, решение имеет вид

$$y = y_0 + \delta y_1,\ z = z_0 + \delta z_1.$$

Подставляя эти выражения в систему (1)—(4) и приравнивая члены с одинаковыми степенями $\delta$, можно получить приближенное решение задачи

$$y = \frac{1}{2} - \left(\frac{1-x}{2}\right)^{1/2} + \delta\left[-1 + \left(\frac{1-x}{2}\right)^{1/2} + \frac{20}{9}\left(\frac{1-x}{2}\right)\right],$$

$$z = \frac{1}{2} + \delta\left[1 - 2\left(\frac{1-x}{2}\right)^{1/2} - 2\left(\frac{1-x}{2}\right) + \frac{8}{3}\left(\frac{1-x}{2}\right)^{3/2}\right].$$

Сравнение полученного решения с результатами численного интегрирования системы (1)—(4) для $\gamma = 1{,}25$ показано на рис. 2. Максимальная ошибка в определении $z$ для $1 \leqslant \gamma \leqslant 2$ не превышает 0,2%, а в определении скорости $y$ — 1%.

Исследуем полученное решение. С хорошей степенью точности при $x = 1/2 - \delta/6$ $z = 1/2 - \delta/6$, а $y = 0$. Значит, радиус покоящегося газа $r_2 = (1/2 - \delta/6)Dt$.

Как известно [3], граница покоящегося ядра является слабым разрывом и движется с местной скоростью звука $c_2 = (1/2 - \delta/6)D$. Давление $p_2$ и плотность $\rho_2$ покоящихся в ядре продуктов детонации при $\gamma =$

$= 1{,}25$ и давлении детонации $p_1 = 19 \cdot 10^5$ Па находятся из выражений

$$p_2 = p_1(c_2/c_1)^{2\gamma/(\gamma-1)} = 5{,}5p_0,$$

$$\rho_2 = \rho_1(c_2/c_1)^{2/(\gamma-1)} = 0{,}67\rho_0,$$

где $p_1$, $\rho_1$ и $c_1$ — давление, плотность и скорость звука на фронте детонации; $p_0$ и $\rho_0$ — давление и плотность исходного газа. Для полученного решения закон сохранения массы и энергии выполняется с точностью до 1%. Используя его, можно вычислить распределение энергии: кинетическая энергия составляет 3% от общей, а энергия покоящегося ядра — 7%.

Итак, в работе впервые получены аналитические выражения для распределения параметров состояния продуктов сферической детонации, которые можно применять в широком диапазоне значений $\gamma$.

*Поступила в редакцию 5/I 1982*

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Я. Б. Зельдович.** ЖЭТФ, 1942, 12, 389.
2. **Q. Taylor.** Proc. Roy. Soc., 1950, **A200**, 235.
3. **Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.** Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1959.