

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ЗАРЯДА ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

К. И. Козорезов, В. В. Сергеев

(Москва)

Во многих схемах использования энергии взрыва заряд взрывчатого вещества (ВВ) находится в газовой среде. В большинстве случаев эта среда — воздух, хотя в ряде областей науки и техники применяется взрыв в других газах, например ксеноне. Использование ближней зоны заряда требует в первом приближении ясных инженерных представлений о процессе образования ударных волн в газовой среде и методов расчета таких параметров, как скорость и давление ударной волны, ее импульс, энергия.

В теоретических работах рассматривается задача о сильном взрыве, которая была сформулирована и решена Л. И. Седовым [1], а позднее и другими авторами [2—5]. Однако из самой постановки задачи о сильном взрыве вытекает, что выводы и результаты этих исследований не могут применяться в указанной зоне.

Экспериментальные исследования позволили М. А. Садовскому [6] предложить эмпирические формулы, описывающие изменения максимального давления на фронте ударной волны, удельного импульса и времени фазы сжатия в зависимости от веса заряда и расстояния. Однако эти формулы применимы для достаточно больших расстояний от поверхности заряда и по оценкам различных авторов применимы для сферического, начиная с $10 \div 12$ радиусов заряда, для цилиндрического — с $20 \div 30$ радиусов. В ряде работ [7—10] в зоне, где неприменимы формулы Садовского, предлагаются другие соотношения, описывающие параметры ударной волны в зависимости от расстояния. Но эти соотношения носят ограниченный характер, так как применимы только для тех ВВ, которые были исследованы, и не связываются со свойствами взрывчатого вещества заряда.

Цель настоящей работы:

исследовать параметры ударной волны и продуктов детонации, начиная с поверхности заряда и вплоть до зоны энергетического подобия;

связать параметры ударной волны с характеристиками взрывчатого вещества заряда.

Трехстадийная изэнтропа

При первоначальном рассмотрении ограничимся зарядом простейших геометрических форм: шар, цилиндр неограниченной длины и бесконечная плоскость конечной толщины. В дальнейшем под ближней зоной заряда будем понимать область между его поверхностью и зоной энергетического подобия. При рассмотрении этой зоны, используя экспериментальные данные, можно выделить три области: 1) область, непосредственно прилегающая к поверхности заряда, где давление и скорость ударной волны характеризуются очень резким падением значений от максимальных на границе заряд — газ; 2) область перехода от первой зоны к третьей, где совершается плавный переход к зоне Садовского.

Ранее было предложено [11], что эта трехстадийная зона между зарядом и невозмущенным газом должна содержаться в математическом описании параметров продуктов детонации (ПД) и предложена

трехстадийная изэнтропа расширения продуктов детонации:

$$p \cdot V^n = \text{const}, \quad p \cdot V^k = \text{const}, \quad p \cdot V^\gamma = \text{const}, \quad (1)$$

где p — давление ПД; V — удельный объем.

Введение и замена истинной изэнтропы расширения в инженерно-физическом приближении на трехстадийную приводит к совпадению расчетных и экспериментальных значений скоростей истечения ПД на границе заряд-газ как при нормальном давлении, так и при истечении в вакуум [12, 13]. Как будет показано ниже, трехстадийная зона между зарядом и зоной Садовского достаточно хорошо описывается с помощью трехстадийной изэнтропы расширения ПД с тремя постоянными показателями.

В двух точках α и β , где происходит переход от n к k и от k к γ , условия сопряжения можно задавать различным способом. Положим для определенности

$$p_H V_H^n = p_\alpha V_\alpha^n, \quad p_\alpha V_\alpha^k = p_\beta V_\beta^k, \quad p_\beta V_\beta^\gamma = p \cdot V^\gamma. \quad (2)$$

Для скорости истечения u_x и давления p_x на границе заряд-газ имеем систему уравнений

$$u_x = \frac{1}{n+1} D + \frac{2c_H}{n-1} \left(1 - \frac{c_{\alpha n}}{c_H}\right) + \frac{c_{\alpha k}}{k-1} \left(1 - \frac{c_{\beta k}}{c_{\alpha k}}\right) + \frac{2c_{\beta \gamma}}{\gamma-1} \left(1 - \frac{c_x}{c_{\beta \gamma}}\right),$$

$$u_x = \left(\frac{2}{\gamma_\alpha + 1} \frac{p_x}{\rho_\alpha}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

где γ_α — показатель изэнтропы для газов; ρ_α — начальная плотность газа;

$$u_H = \frac{1}{n+1} D; \quad c_H = \sqrt{np_H V_H} = \frac{\dot{n}}{n+1} D; \quad c_{\alpha n} = \sqrt{np_\alpha V_\alpha} =$$

$$= \frac{n}{n+1} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H}\right)^{\frac{n-1}{2}} D; \quad c_{\alpha k} = \sqrt{kp_\alpha V_\alpha} = \frac{\sqrt{nk}}{n+1} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H}\right)^{\frac{n-1}{2}} D;$$

$$c_{\beta k} = \sqrt{kp_\beta V_\beta} = \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha}\right)^{\frac{k-1}{2}}; \quad c_{\alpha k} = \frac{\sqrt{nk}}{n+1} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H}\right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha}\right)^{\frac{k-1}{2}} D;$$

$$c_{\beta \gamma} = \sqrt{\gamma p_\beta V_\beta} = \frac{\sqrt{n\gamma}}{n+1} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H}\right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha}\right)^{\frac{k-1}{2}} D;$$

$$c_x = \sqrt{\gamma p_x V_x} = \frac{\sqrt{n\gamma}}{n+1} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H}\right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha}\right)^{\frac{k-1}{2}} \left(\frac{\rho_x}{\rho_\beta}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}} D.$$

Скорость и давление ударной волны

Считаем, что изэнтропа расширения ПД известна, а именно: в соотношениях (1), (2) заданы параметры n , k , γ , p_α , p_β . В начальный момент времени ПД, расширяясь в среду (газ), сжимают близлежащие слои, причем считается, что массовая скорость газа за фронтом ударной волны равна скорости ПД на границе раздела ПД — газ. По мере расширения ПД их скорость и давление падают, так как затрачивается энергия на сжатие и движение газа. Пусть ВВ с начальной плотностью ρ_0 и скоростью детонации D_0 имеет на фронте детонационной волны

$$\text{давление } p_H = \frac{\rho_0 D_0^2}{n+1}.$$

Если давление и плотность в ПД упали до значения p_1, ρ_1 (причем $p_\alpha \leq p_1 \leq p_H$ и $\rho_\alpha \leq \rho_1 \leq \rho_H$), то можно вычислить u_x и p_x по соотношению (3) для такого ВВ, которое имеет на фронте детонационной волны те же параметры p_1, ρ_1 . Обозначим знаком * параметры, относящиеся к этому приведенному ВВ. Имеем для ρ_0^* и D_0^*

$$p_H^* = p_1 \quad \text{и} \quad \rho_H^* = \rho_1,$$

где $p_H \rho_H^{-n} = p_1 \rho_1^{-n}$. Получаем, что каждой точке изэнтропы расширения ПД ставится в соответствии некоторое такое приведенное ВВ, что выполняется условие (4), и поэтому можно, применив соотношения (3), найти значения u_x^*, p_x^* . Причем в первом уравнении системы (3) будут изменяться только первые два члена, включающие D^* и c_H^* , так как параметры приведенного выбираются именно так, что $c_{\alpha n}^* = c_{\alpha n}$; $c_{\alpha k}^* = c_{\alpha k}$ и т. д. Для разных степеней расширения ПД в соотношении (3) будут изменяться только D_0^* и p_H^* , которые можно выразить через D_0, p_n, ρ_n . Произведя соответствующие преобразования, получим

$$u_x = D_0 \left\{ \frac{1}{n+1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} + \frac{2n}{n^2-1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \left[1 - \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_1} \right)^{\frac{n-1}{2}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{2\sqrt{nk}}{(n+1)(k-1)} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \left[1 - \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{2\sqrt{n\gamma}}{(n+1)(\gamma-1)} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2}} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_\beta} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] \right\}; \quad u_x = \left(\frac{2}{\gamma_\alpha + 1} \frac{p_x}{\rho_\alpha} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\rho_\alpha \leq \rho_1 \leq \rho_H$. Решение системы уравнений (5) дает значения u_x^* и p_x^* для любого ρ_1 . Легко получить соответствующие системы уравнений для случая, когда $\rho_\beta \leq \rho_1 \leq \rho_\alpha$

$$u_x = D_0 \left\{ \frac{1}{n+1} \left(\frac{n}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2}} + \frac{2\sqrt{nk}}{(n+1)(k-1)} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2}} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_1} \right)^{\frac{k-1}{2}} \right] + \frac{2\sqrt{n\gamma}}{(n+1)(\gamma-1)} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2}} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_\beta} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] \right\}; \quad u_x = \left(\frac{2}{\gamma_\alpha + 1} \frac{p_x}{\rho_\alpha} \right)^{1/2} \quad (6)$$

и для $\rho_1 \leq \rho_\beta$

$$u_x = D_0 \left\{ \frac{1}{n+1} \left(\frac{n}{\gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_\beta} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} + \frac{2\sqrt{n\gamma}}{(n+1)(\gamma-1)} \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\rho_\beta}{\rho_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_\beta} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_\beta} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] \right\}; \quad u_x = \left(\frac{2}{\gamma_\alpha + 1} \frac{p_x}{\rho_\alpha} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Из соотношений (5) — (7) получаем зависимости

$$u_x = \varphi(\rho), \quad (8)$$

$$p_x = p(\rho) \quad (9)$$

для любых значений $\rho \leq \rho_H$.

Полагая давление p_1 обратно пропорциональным объему, занимаемому продуктами детонации, и обозначив через r_0 характерный размер заряда ВВ, а через r — расстояние от центра заряда до границы раздела ПД — газ, можно написать:

$$\begin{aligned} \rho_H/\rho_1 &= (\rho_H/\rho_1)^n = (r/r_0)^\nu & \text{при } \rho_\alpha \leq \rho_1 \leq \rho_H, \\ (\rho_\alpha/\rho_1)^k &= (r/r_\alpha)^\nu & \text{при } \rho_\beta \leq \rho_1 \leq \rho_\alpha, \\ (\rho_\beta/\rho_1)^\gamma &= (r/r_\beta)^\nu & \text{при } \rho_1 \leq \rho_\beta, \end{aligned} \quad (10)$$

где r_α и r_β — расстояния для точек α и β , а $\nu=1, 2, 3$, для плоского, цилиндрического и сферического заряда соответственно. Отметим, что предположение о том, что давление перед волной разрежения обратно пропорционально объему, занимаемому продуктами, а также, что скорость их истечения можно рассчитывать так же, как в простой волне, можно оправдать только хорошим совпадением расчета с экспериментом, что будет показано ниже. Соотношения (8) — (10) полностью решают задачу как о начальных параметрах ударной волны в газе, так и о параметрах ударной волны в газе, на любом расстоянии от заряда сферической, цилиндрической или плоской формы.

Таким образом, параметры ударной волны в любой точке рассматриваемой зоны рассчитываются как начальные параметры на границе приведенный заряд — газ, на которой параметры продуктов детонации определяются по трехстадийной изэнтропе при соответствующей для взятой точки степени расширения.

Расчет для ВВ различной начальной плотности

Решая систему уравнений (5) — (7), получаем зависимости параметров ударной волны (8), (9). Поскольку каждый раз при решении систем (5) — (7) фактически находятся начальные параметры ударной волны и скорости истечения ПД на границе заряда, то можно принять начальную плотность заряда произвольно с любой плотности ρ_1 , учитывая (4)

$$\begin{aligned} \rho_0^* &= \frac{n}{n+1} \rho_1 & \text{при } \rho_\alpha \leq \rho \leq \rho_H, \\ \rho_0^* &= \frac{k}{k+1} \rho_1 & \text{при } \rho_\beta \leq \rho_1 \leq \rho_\alpha, \\ \rho_0^* &= \frac{\gamma}{\gamma+1} \rho_1 & \text{при } \rho_1 \leq \rho_\beta. \end{aligned} \quad (11)$$

Расстояния, на которых находится граница раздела сред, определяются соотношениями (10), которые удобно для дальнейшего рассмотрения привести к виду:

$$\begin{aligned} R_\nu &= (\rho_H/\rho_1)^{n/\nu} & \text{при } \rho_\alpha \leq \rho_1 \leq \rho_H, \\ R_\nu &= (\rho_H/\rho_\alpha)^{n/\nu} (\rho_\alpha/\rho_1)^{k/\nu} & \text{при } \rho_\beta \leq \rho_1 \leq \rho_\alpha, \\ R_\nu &= (\rho_H/\rho_\alpha)^{n/\nu} (\rho_\alpha/\rho_\beta)^{k/\nu} (\rho_\beta/\rho_1)^{\gamma/\nu} & \text{при } \rho_1 \leq \rho_\beta, \end{aligned} \quad (12)$$

где $R=r/r_0$ — относительное расстояние.

Пусть имеем два заряда ВВ с такими начальными плотностями, что на фронте детонационной волны плотности будут ρ_H и ρ_H^* . Положим $\rho_\alpha = \rho_\alpha^*$; $\rho_\beta = \rho_\beta^*$; $p_\alpha = p^*$; $p_\beta = p_\beta^*$; $n = n^*$; $k = k^*$; $\gamma = \gamma^*$. Если

$$D^* = D_0 \left(\frac{\rho_H^*}{\rho_H} \right)^{\frac{n-1}{2}}, \quad (13)$$

то из (3) получаем для $\rho_1 = \rho_1^*$

$$u_x(\rho_1) = u_x^*(\rho_1^*). \quad (14)$$

Соотношение (14) определяет положение границы раздела сред. Выпишем относительные расстояния для этих ВВ

$$R_v = (\rho_H/\rho_1)^{n/v}, \quad R_v^* = (\rho_H^*/\rho_1^*)^{n/v}. \quad (15)$$

Сравнивая их, получаем

$$R_v = R_v^* (\rho_H/\rho_H^*)^{n/v} \quad \text{или} \quad R_v = R_v^* (\rho_0/\rho_0^*)^{n/v}. \quad (16)$$

Легко проверить, что если $\rho_1 = \rho_1^*$ находятся в области изэнтроп с показателями k и γ , соотношение (16) сохраняется. Для случая, если ρ_H^* находится в области изэнтропы k или γ , нетрудно получить аналогичные соотношения:

$$R_v = R_v^* (\rho_H/\rho_\alpha)^{n/v} (\rho_\alpha/\rho_H)^{k/v} \quad (\rho_\beta \leq \rho_H \leq \rho_\alpha), \quad (17)$$

$$R_v = R_v^* (\rho_H/\rho_\alpha)^{n/v} (\rho_\alpha/\rho_\beta)^{k/v} (\rho_\beta/\rho_H)^{v/c} \quad (\rho_H \leq \rho_\beta). \quad (18)$$

Соотношения (16)—(18) позволяют легко определять зависимости $u_x(R)$ и $p_x(R)$ для любой начальной плотности ВВ в области от поверхности заряда до зоны энергетического подобия, если известны эти зависимости для какой-либо одной плотности этого ВВ. Из этих соотношений следует, что при экспериментальном определении $u_x(R)$ и $p_x(R)$ целесообразно выбирать заряд максимальной плотности, так как при переходе от меньших начальных плотностей к большим значениям u_x и p_x на границе заряда определяются неточно. В то же время переход от больших начальных плотностей к меньшим дает значения u_x и p_x точно на границе ВВ — газ.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений

Из простых физических соображений для ВВ типа флегматизированного гексогена с начальной плотностью $\rho_0 = 1,66 \cdot 10^3$ кг/м³ и скоростью детонации $D = 8,2$ км/с была выбрана следующая изэнтропа $n=3$,

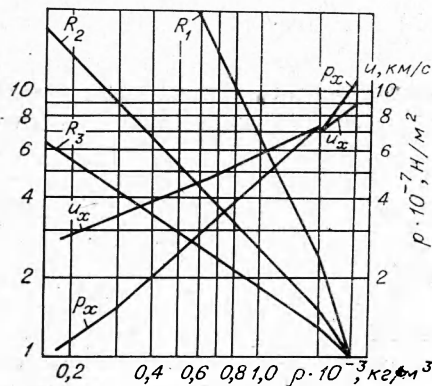


Рис. 1. Скорость (u_x), давление (p_x) и относительное расстояние границы раздела ПД — газ (R_1 — плоский заряд, конечной толщины, R_2 — цилиндрический заряд неограниченной длины, R_3 — сферический заряд) в зависимости от плотности (ρ).

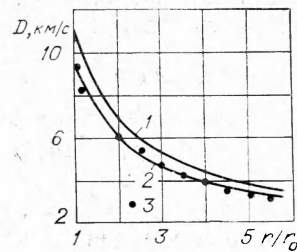


Рис. 2. Скорость ударной волны сферического заряда в зависимости от относительного расстояния. 1 — данные [7]; 2 — по соотношениям (5) — (7) и (12); 3 — данные [9].

$k=2$, $\gamma=1,14$, $p_a=1,17 \cdot 10^{10}$ Н/м², $p_b=1,47 \cdot 10^8$ Н/м². Все расчеты проводились для выбранной изэнтропы.

На рис. 1 представлены результаты графического решения систем (5)—(7), где приведены зависимости скорости и давления на границе раздела сред в зависимости от плотности. На этом же рисунке приведены зависимости (12). Для расчета использовались параметры воздуха, взятые из [13]. На рис. 2 показана зависимость скорости ударной волны от расстояния при взрыве сферического заряда. На рис. 3, 1, 2 соответственно приведены расчетные значения массовой скорости ПД на границе раздела и измеренные экспериментально при взрыве цилиндрического заряда в ксеноне. Цилиндрический заряд инициировался генератором линейной волны по образующей, а скорость ударной волны в ксеноне измерялась по середине цилиндра перпендикулярно его оси. На рис. 4 сплошной линией показана зависимость давления на фронте ударной волны от относительного расстояния при взрыве сферического заряда с начальной плотностью $0,88 \cdot 10^3$ кг/м³, полученная расчетом по соотношениям (16)—(18), а точками показаны экспериментальные значения, взятые из работы [9] для ВВ такой же начальной плотности и скорости детонации.

Из сравнения расчетных и экспериментальных данных, приведенных на рис. 1—4, следует, что изменение среды, в которой взрывается заряд (воздух — ксенон), симметрии заряда (сферический — цилиндрический) и начальной плотности ($1,66 \cdot 10^3$ и $0,88 \cdot 10^3$ кг/м³), не приводит к их резкому различию, что является убедительным подтверждением применимости предполагаемого метода.

Таким образом, на примере гексогена показано, что введение трехстадийной изэнтропы расширения ПД и предложенного метода расчета позволяет достаточно просто рассчитывать не только давление и скорость ударной волны на границе ВВ — газ, но и на любом расстоянии от поверхности заряда вплоть до зоны энергетического подобия, а также легко пересчитывать эти параметры в зависимости от расстояния для зарядов любой начальной плотности, если известны или измерены эти зависимости для какой-либо одной плотности.

Приведем примеры, в которых с помощью предложенной инженерно-физической модели образования ударных волн в газах при взрыве заряда ВВ проводится анализ некоторых задач из области физики взрыва.

Получение максимального возмущенного объема газа

В некоторых задачах требуется определить форму заряда ВВ так, чтобы ПД заняли максимальный объем, но при этом на границе ПД — среда была заданная скорость \tilde{u} . Зависимость от расстояния ($R=r/r_0$), давления (p_x) и скорости (u_x) ПД на границе ПД — среда задается в неявной форме системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \Phi(\rho) \\ R_v &= \Psi_v(\rho) \end{aligned} \right\} \rightarrow u_x = f_v(R_v), \quad (19)$$

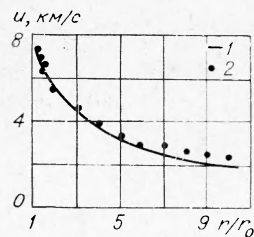


Рис. 3. Массовая скорость на границе ПД — газ при взрыве цилиндрического заряда в ксеноне.

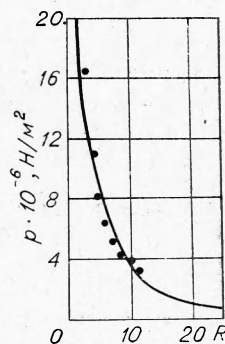


Рис. 4. Давление в ударной волне вблизи сферического заряда плотности $0,88 \cdot 10^3$ кг/м³ в зависимости от относительного расстояния.

где $\varphi(\rho)$ — решения систем (5)–(7), ψ_v имеет вид, указанный в соотношениях (12). Для определенного значения ρ имеем однозначно заданное значение u и из (19) следует

$$\begin{aligned} u &= \varphi(\rho), \\ R_v &= \psi_v(\rho). \end{aligned} \quad (20)$$

Обозначив радиус сферы, цилиндра и высоту плоского заряда через r_3, r_2, r_1 соответственно, имеем из (20)

$$\begin{aligned} r &= r_3 \psi_3(\rho) && \text{для сферы,} \\ r &= r_2 \psi_2(\rho) && \text{для цилиндра,} \\ r &= r_1 \psi_1(\rho) && \text{для плоскости.} \end{aligned} \quad (21)$$

Не нарушая общность, положим, что скорость \tilde{u} достигается на одном и том же расстоянии для различных зарядов, тогда

$$r_3 \psi_3(\rho) = r_2 \psi_2(\rho) = r_1 \psi_1(\rho). \quad (22)$$

Для зарядов равного веса имеем

$$4/3 \pi r^3 = \pi r^2 h = rab. \quad (23)$$

Выразим радиус и высоту цилиндрического заряда через радиус сферического, используя (22), (23)

$$r_2 = (\psi_3/\psi_2) r_3, \quad h = 4/3 (\psi_2/\psi_3)^2 r_3. \quad (24)$$

Вычислим объемы, занимаемые ПД для сферы (V_3) и цилиндра (V_2)

$$\begin{aligned} V_3 &= \frac{4}{3} \pi r_3^3 \psi_3^3, \\ V_2 &= \pi r^2 h = \pi r_2^2 \psi_2^2 h = \frac{4}{3} \pi r_3^3 \psi_2^2. \end{aligned}$$

откуда

$$V_3/V_2 = \psi_2^2/\psi_3^3. \quad (25)$$

Выпишем ψ_2 и ψ_3 из (12) для значения, когда $\rho_\alpha \leq \rho \leq \rho_n$

$$\psi_3 = (\rho_n/\rho)^{n/3}, \quad \psi_2 = (\rho_n/\rho)^{n/2},$$

которые, подставив в (25), получим

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{\psi_2^2}{\psi_3^3} = \left[\left(\frac{\rho_n}{\rho} \right)^{n/2} \right]^2 \left[\left(\frac{\rho_n}{\rho} \right)^{n/3} \right]^{-3} \equiv 1.$$

Аналогично можно привести вычисления для случаев $\rho_\beta \leq \rho \leq \rho_\alpha$ и $\rho \leq \rho_\beta$. Очевидно, что и для плоского заряда и для заряда любой формы $V = \text{const}$ и целиком определяется энергетикой заряда ВВ.

Влияние начального давления

Уравнение (6) выражает условие, налагаемое газовой средой. Для некоторых задач представляет интерес получить зависимости параметров ударной волны для различных начальных давлений газа. На рис. 5

представлены результаты расчета для сферического заряда с начальной плотностью $1,66 \cdot 10^3$ кг/м³ и скоростью детонации 8,2 км/с. Влияние начального разрежения газовой среды на скорость ударной волны незначительно, и чтобы получить большое увеличение скорости, нужно создать глубокий вакуум.

Оценка возможностей химических ВВ

Для оценки влияния параметров изэнтропы (значение величин n , k , γ и места положения точек перехода α и β) преобразуем систему уравнений (5), используя условия перехода (2) и известные соотношения для детонационной волны. Введем обозначения

$$D = (\rho_1/\rho_H)^{\frac{n-1}{2}} D_0, \quad D_{\alpha n} = (\rho_\alpha/\rho_H)^{\frac{n-1}{2}} D_0,$$

$$D_{\alpha k} = k + 1/n + 1 (n/k)^{1/2} (\rho_\alpha/\rho_H)^{\frac{n-1}{2}} D_0,$$

$$D_{\beta k} = k + 1/n + 1 (n/k)^{1/2} (\rho_\alpha/\rho_H)^{\frac{n-1}{2}} (\rho_\beta/\rho_\alpha)^{\frac{k-1}{2}} D_0,$$

$$D_{\beta \gamma} = \gamma + 1/n + 1 (n/\gamma)^{1/2} (\rho_\alpha/\rho_H)^{\frac{n-1}{2}} (\rho_\beta/\rho_\alpha)^{\frac{k-1}{2}} D_0.$$

Запишем систему уравнений (5) в виде

$$u_x = \frac{D}{n+1} + \frac{2n}{n^2-1} D \left(1 - \frac{D_{\alpha n}}{D}\right) + \frac{2k}{k^2-1} (D_{\alpha k} - D_{\beta k}) + \frac{2\gamma}{\gamma^2-1} \times \\ \times D_{\beta \gamma} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_\beta}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}\right], \quad p_x = \frac{\gamma a + 1}{2} \rho_a u_x^2. \quad (26)$$

Подставляя значение p_x из второго уравнения в первое и введя обозначения

$$\psi = \frac{u_x}{D}, \quad \varphi = \left[\frac{(\gamma a + 1) \rho_a}{2 p_\beta} \right]^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \frac{2\gamma}{\gamma^2-1} D_{\beta \gamma},$$

получаем уравнение относительно ψ

$$\psi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{1}{n+1} \frac{D^{1/\gamma}}{\varphi} + \frac{2n}{n^2-1} \left(1 - \frac{D_{\alpha n}}{D}\right) \frac{D^{1/\gamma}}{\varphi} + \\ + \frac{2k}{k^2-1} \frac{D_{\alpha k} - D_{\beta k}}{D} \frac{D^{1/\gamma}}{\varphi} + \frac{2\gamma}{\gamma^2-1} \frac{D_{\beta \gamma}}{D} \frac{D^{1/\gamma}}{\varphi} - \frac{D^{1/\gamma}}{\varphi} \psi. \quad (27)$$

При выбранных значениях n , k , γ , D , $D_{\alpha n}$, $D_{\alpha k}$, $D_{\beta k}$, $D_{\beta \gamma}$ это соотношение является уравнением для ψ вида

$$\psi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = A + B\psi,$$

которое легко решается графически и верно для значений $D \geq D_{\alpha n}$, если рассматривать D как изменяющийся параметр. Величины D , $D_{\alpha n}$, $D_{\alpha k}$, $D_{\beta k}$, $D_{\beta \gamma}$ имеют простой смысл — это скорости детонации приведенных ВВ, причем индексами обозначены значения этих скоростей в точках α и β и при соответствующих значениях показателей изэнтроп. Для сис-

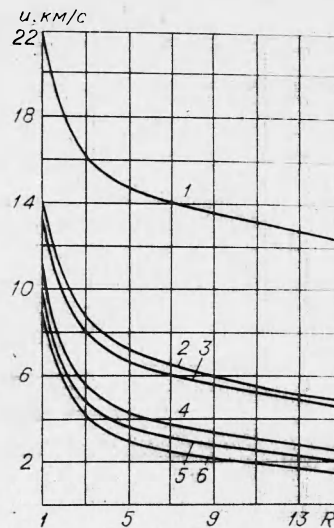


Рис. 5. Массовая скорость на границе ПД — газ для различных начальных давлений воздуха (сферический заряд).
Начальное давление, Н/м²: 1 — 0; 2 — 12,1; 3 — 45,3; 4 — 5,47 · 10³; 5 — 1,86 · 10⁴; 6 — 1,01 · 10⁵.

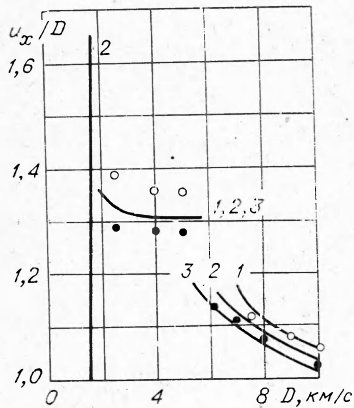


Рис. 6. Влияние точек перехода α и β на расчетные параметры ударной волны в зависимости от скорости детонации ВВ.

Таким образом, смещение точки перехода p_α в пределах $p_\alpha = (1,17 \pm 0,4) \cdot 10^{10}$ Н/м² и точки перехода p_β в пределах $9,8 \cdot 10^7$ Н/м² $\leq p_\beta \leq 2,94 \cdot 10^8$ Н/м² не оказывает сильного влияния на начальные параметры ударной волны (u_x, p_x) для всего рассмотренного диапазона скоростей детонации ВВ и поэтому в первом приближении выбранную изэнтропу расширения можно рассматривать как обобщенную для всех обычных органических ВВ.

Для некоторых ВВ даются оценки для показателя изэнтропы около 4, что, видимо, близко к предельному. Был сделан расчет для следующих параметров: $\kappa=4, n=3, k=2, \gamma=1,14, D_{\kappa n}=8,2$ км/с, $D_{\alpha n}=6,12$ км/с, $D_{\alpha k}=5,62$ км/с, $D_{\beta k}=1,88$ км/с, $D_{\beta \gamma}=1,77$ км/с по уравнению

$$\psi \frac{\nu-1}{\nu} = \frac{1}{\kappa+1} \frac{D^{1/\nu}}{\varphi} + \frac{2n}{n^2-1} \frac{D_{\kappa n} - D_{\alpha n}}{D} \frac{D^{1/\nu}}{\varphi} + \frac{2k}{k^2-1} \frac{D_{\alpha k} - D_{\beta k}}{D} \times \\ \times \frac{D^{1/\nu}}{\varphi} + \frac{2\gamma}{\gamma^2-1} \frac{D_{\beta \gamma}}{D} \frac{D^{1/\nu}}{\varphi} - \frac{D^{1/\nu}}{\varphi} \psi,$$

т. е. предполагалось, что при скорости детонации более 9 км/с можно применить изэнтропу с показателем, равным 4. На рис. 7, 2 представлены результаты этого расчета, а на рис. 7, 1 — значения для тех же параметров, что и на рис. 6, 2.

Из рассмотрения результатов расчета (рис. 7), казалось бы, вытекает, что для задач, где требуются высокие значения скоростей ударной волны в ближней зоне, выгодны ВВ со скоростью детонации около 5 км/с и показателем изэнтропы $k=2$, поскольку в этом случае $u_x/D=1,3$. Используя известное соотношение

$$D = \sqrt{2(\gamma_{эфф}^2 - 1)Q}, \quad (28)$$

соотнесем значение u_x для этих случаев с количеством энергии заряда ВВ (Q), так как легко перейти от значения u_x/D к u_x/\sqrt{Q} . На рис. 8, 1 и 2 даны соответственно результаты расчета при тех же условиях, что и на рис. 7. Из анализа расчетных данных рис. 8 следует, что предпочтительнее ВВ с более

тем уравнений (6), (7) можно сделать аналогичные преобразования и получить уравнения типа (27).

На рис. 6 представлены результаты расчета оценки влияния положения точек перехода α и β . Цифрой 2 обозначены расчеты значения для следующих параметров $n=3, k=2, \gamma=1,14, D_{\alpha n}=6,12$ км/с, $D_{\alpha k}=6,62$ км/с, $D_{\beta k}=1,88$ км/с, $D_{\beta \gamma}=1,77$ км/с, т. е. для выбранной ранее изэнтропы с точками перехода $p_\alpha=1,17 \cdot 10^{10}$ Н/м² и $p_\beta=1,47 \cdot 10^8$ Н/м². Цифрой 1 обозначены расчетные значения u_x/D для $p_\alpha=1,57 \cdot 10^{10}$ Н/м² и 3 — для $p_\alpha=7,84 \cdot 10^9$ Н/м² при неизменной точке перехода $p_\beta=1,47 \cdot 10^8$ Н/м². Для случая, когда $p_\alpha=1,17 \cdot 10^{10}$ Н/м², а положение точки перехода от k к γ изменилось, также приведено на рис. 6, при этом темные точки соответствуют случаю $p_\beta=9,81 \cdot 10^7$ Н/м², а светлые для $p_\beta=2,94 \cdot 10^{10}$ Н/м².

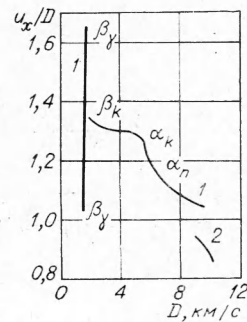


Рис. 7. Влияние на расчетные параметры ударной волны скорости детонации ВВ более 9 км/с.

высоким показателем изэнтропы при одном и том же значении Q .

В таблице представлены результаты оценок скорости детонации D (км/с) по отношению (28) и массовой скорости в ударной волне на границе u_x (км/с) для различных значений $\gamma_{эфф}$ ($Q = 1,25 \cdot 10^7$ Дж/кг достаточно близко к теоретически предельному значению, которое можно ожидать от химических ВВ.) Оценка $\gamma_{эфф} = 4$ также, видимо, близка к предельному значению. Таким образом, в таблице сделана попытка расчета в первом приближении, что можно ожидать вообще от химических ВВ. Из этих оценок следует, что даже при создании ВВ с $Q = 1,25 \cdot 10^7$ Дж/кг и $\gamma_{эфф} \approx 4$ получается увеличение скорости ударной волны в газообразной среде в ближней зоне не более чем в 2 раза по сравнению с существующими ВВ.

Подведем итоги проведенного исследования.

1. Исследование трехстадийной изэнтропы позволяет проводить инженерные расчеты параметров ударной волны в газе, начиная с поверхности заряда вплоть до зоны, описываемой соотношениями Садовского.

$\gamma_{эфф}$	$Q, \text{Дж/кг}$			
	$5 \cdot 10^6$		$1,25 \cdot 10^7$	
	D	u_x	D	u_x
4	12,2	10,6	19,4	16,
3	8,95	9,35	14,15	14,8
2	5,47	6,93	8,65	10,9
1,14	1,73	2,86	2,74	4,5

2. Предложен метод расчета параметров ударной волны в ближней зоне для зарядов любой плотности, если известна зависимость для заряда этого ВВ какой-либо плотности.

3. Давление и скорость ударной волны целесообразно определять для ВВ максимальной плотности.

4. Применение инженерно-физической модели образования ударных волн в ближней зоне позволяет решать некоторые задачи физики взрыва.

5. Определены параметры ударных волн для различных начальных давлений и показано, что большие скорости истечения ПД достигаются при очень малых начальных давлениях.

6. Проведена оценка возможностей мощных химических ВВ и показано, что если даже приблизиться к теоретическому пределу энергетических возможностей, увеличение скорости волны в газах в ближней зоне не может быть более чем в 2 раза.

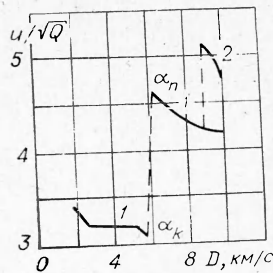


Рис. 8. Эффективность использования энергии взрыва в зависимости от скорости детонации ВВ.

Поступила в редакцию
23/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., Физматгиз, 1967.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
3. G. J. Taylor. Proc. Roy. Soc., 1960, 201, 175.
4. Г. Г. Черный. Докл. АН СССР, 1957, 112, 217.
5. Д. Е. Охоцимский. Труды математического института им. Стеклова. Т. 50, М.—Л., 1957.
6. М. А. Садовский. В сб. Физика взрыва, № 1. М., Изд-во АН СССР, 1952.
7. Ю. Н. Рябинин, Н. И. Тамм. В сб. Физика взрыва. № 5. М., Изд-во АН СССР, 1956.
8. В. В. Адушкин, А. Н. Коротков. ПМТФ, 1961, 5.
9. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
10. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТПГВ, 1965, 1, 2.

11. К. И. Козорев, В. В. Сергеев. ФГВ, 1975, 11, 1.
12. Forth Symposium (International) on Detonation, U. S. Naval Ordnance Laboratory White Oak, October 12—15, 1965.
13. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.

УДК 534.222.2+533.93

ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

А. П. Ершов
(Новосибирск)

В работах [1—5] наблюдалась электропроводность $\sigma \sim 0,1 \div 10$ $1/(\text{Ом} \cdot \text{см})$ за фронтом детонационной волны в конденсированных взрывчатых веществах. Объяснение соответствующих степеней ионизации, на несколько порядков превышающих ожидаемые [1], отсутствует. Это не позволяет использовать измерения электропроводности для изучения состояния вещества за детонационным фронтом.

В [6, 7] развита экспериментальная техника, позволяющая измерять пространственное распределение электропроводности за фронтом детонации с разрешением $\sim 0,1$ мм. В данной работе на основании совпадения зон высокой электропроводности с зонами химической реакции при детонации тэна и гексогена, установленного в [6, 7], предложено объяснение неравновесной ионизации в зоне реакции этих ВВ.

Аномально высокая [1] электропроводность при детонации тротила позволяет предполагать для него особый механизм проводимости. В данной работе установлены особенности распределения электропроводности за фронтом детонации тротила, на основании которых предложено объяснение высокой степени ионизации, связанное с термоэмиссией электронов с углеродных частиц, образующихся при детонации тротила. Другая возможность объяснения связана с контактной электропроводностью в присутствии углеродных частиц.

1. Электропроводность за детонационной волной в тротиле измерялась схемой, описанной в [1]. Заряд взрывчатого вещества находился внутри стального цилиндра с внешним диаметром 30 мм, внутренним 7 мм, длиной 120 мм. Размер частиц тротила 0,1—0,5 мм, плотность заряда 1,0 г/см³. Скорость детонации D измерялась по замыканию контактов детонационной волной. Стационарный режим детонации при выбранном способе инициирования достигался после прохождения фронтом детонации первых 50—60 мм заряда; в этом режиме $D = 4,4 \pm \pm 0,1$ км/с. С конца заряда вводился стальной или медный электрод по оси заряда (зонд). Измерялось сопротивление между зондом и оболочкой заряда R в зависимости от времени после контакта детонационной волны с зондом.

На рис. 1 приведена зависимость проводимости образца $Y = 1/R$ от глубины проникновения зонда в детонационную волну $l = Dt$. Использовались зонды разной длины, т. е. изменялось положение начала зонда вдоль оси заряда. Это не влияло на ход кривой $Y(l)$ при $l \leq 10$ мм ($t \leq 2$ мкс). Следовательно, причина падения R — не рост электропроводности при распространении детонации вдоль заряда, а существование заметной электропроводности вне зоны реакции. (Нестационарный рост электропроводности при распространении детонации наблюдался на разгонном участке заряда. При изменении скорости D от 3,5 до 4,4 км/с σ изменяется на порядок.)