Доклады Академии Наук СССР
1945. Том XLVII, № 4

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Л. Д. ЛАНДАУ и К. П. СТАНЮКОВИЧ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ИСТЕЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

(Представлено академиком П. Л. Капицей 24 VII 1944)

При определении скорости истечения продуктов детонации было установлено, что в некоторых случаях эта скорость превосходит скорость детонации. Особенно резко большая скорость истечения наблюдалась при экспериментах с кумулятивными зарядами Г. И. Покровского (1) и R. Becker'a (2) при детонации в трубе. В настоящее время это является хорошо известным и неоднократно проверенным явлением, причем для экспериментов, приближающихся к случаю одноразмерной детонации, скорости истечения для обычно применяемых ВВ (тол, тетрил) лежат в пределах 8 000 — 12 000 м/сек.

Случай одноразмерной детонации может быть сравнительно легко теоретически изучен, а скорость истечения продуктов детонации u определяется из римановского решения уравнения гидродинамики, которое можно представить в виде:

$$u = u_{\text{н}} + \int\limits_{v_{\text{н}}}^{v} \sqrt{-dp dv}, \tag{1}$$

где p — давление; v — удельный объем; $u_{\text{н}}$ — скорость продуктов детонации и $v_{\text{н}}$ — их удельный объем на фронте детонационной волны.

Как мы показали (3), для случая детонации имеет место следующий закон, связывающий p и v (заменяющий обычный адиабатический закон для идеального газа):

$$pv^n = \text{const}, \tag{2}$$

где $n = 3$ для стандартных бризантных ВВ.

Поэтому будут справедливы следующие формулы:

$$u_{\text{н}} = \frac{D}{n+1}, \tag{3}$$

$$c_{\text{н}} = \frac{nD}{n+1}, \tag{3a}$$

$$v_{\text{н}} = v_0 \frac{n}{n+1}, \tag{4}$$

где D — скорость детонации, $c_{\text{н}}$ — скорость звука на фронте детонационной волны, v_0 — начальный объем ВВ.

Найдем значение интеграла $\int\limits_{v_{\text{н}}}^{v} \sqrt{-dp dv}$. Для этого разобьем область интегрирования на две, причем в точке (p_k, v_k) будем сопрягать решение, написанное для расширения продуктов детонации, подчиняющихся (2), с решением, написанным для идеального газа. Тогда:

$$u = u_{н} + \frac{2c_{н}}{n-1} - \frac{2c_k}{n-1} + \int_T^{T_k} \sqrt{\frac{c_p c_v}{RT}}\, dT, \tag{5}$$

где T_k — температура в точке сопряжения, c_v и c_p — удельные теплоемкости при постоянном объеме и постоянном давлени, R — удельная газовая постоянная. Эта температура может быть получена из уравнения:

$$\Delta Q = \int_0^{T_k} c_v dT,$$

где ΔQ — остаточная энергия в точке сопряжения, определяемая уравнениями:

$$\frac{p_{н} v_{н}}{n-1} - \frac{p_k v_k}{n-1} + \Delta Q = E = \frac{p_{н} + p_0}{2}(v_0 - v_{н}) + Q,$$

где Q — теплота реакции.

Отсюда, воспользовавшись формулами (3) и (4) и пренебрегая величинами $\frac{p_k v_k}{n-1}$ и $\frac{2c_k}{n-1}$, малыми по сравнению с ΔQ, получим:

$$\Delta Q = Q - \frac{D^2}{2(n^2-1)}.$$

Теперь для определения u будем иметь формулу:

$$u = \frac{3n-1}{n^2-1} D + \int_0^{T_k} \sqrt{\frac{c_p c_v}{RT}}\, dT. \tag{5a}$$

Если пренебречь зависимостью c_p и c_v от температуры, то формулы значительно упростятся, а именно:

$$u = \frac{3n-1}{n^2-1} D + \frac{2}{\gamma-1}\left[\sqrt{\gamma R T_k} - \sqrt{\gamma R T}\right] \quad (\gamma = c_p/c_v).$$

Поскольку $T_k = \Delta Q / c_v$, то окончательно для определения u будем иметь формулу:

$$u = \frac{3n-1}{n^2-1} D + 2\sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}\Delta Q} - \frac{2}{\gamma-1}\sqrt{\gamma R T}. \tag{6}$$

Как показывают вычисления, T_k имеет сравнительно небольшие значения (порядка 1000 — 1500°) и действительно представляется возможным пренебречь зависимостью теплоемкостей от температуры, причем ошибка в определении u не будет превышать 5%.

При истечении в пустоту надо положить $T = 0$. Для определения скорости истечения в атмосферу u_x необходимо учесть сопротивление ударной волны, возникающей перед фронтом движущегося газа.

Для этой цели определим скорость $D_у$ и давление $p_у$ на фронте ударной волны:

$$D_у = \frac{\gamma_a + 1}{2} u_x, \tag{7}$$

$$p_у = \frac{\gamma_a + 1}{2} \rho_a u_x^2, \tag{8}$$

где ρ_a — плотность воздуха; γ_a — отношение его теплоемкостей; очевидно, что условие $p_y = p_x$, где p_x — остаточное давление продуктов детонации, и позволит определить искомую скорость. Для этого необходимо знать p_k и v_k — давление и объем в точке сопряжения.

Эти величины определяются из уравнений:

$$p_k v_k^n = p_н v_н^n, \qquad p_k v_k = (\gamma - 1)\,\Delta Q.$$

Так как значение γ_a не может быть определено точно ввиду высокой температуры на фронте ударной волны, то можно, нарушая лишь незначительно точность вычислений, принять $\gamma_a = 1$ и написать выражения (7) и (8) в виде

$$D_y = u_x, \tag{7a}$$

$$p_y = \rho_a u_x^2. \tag{8a}$$

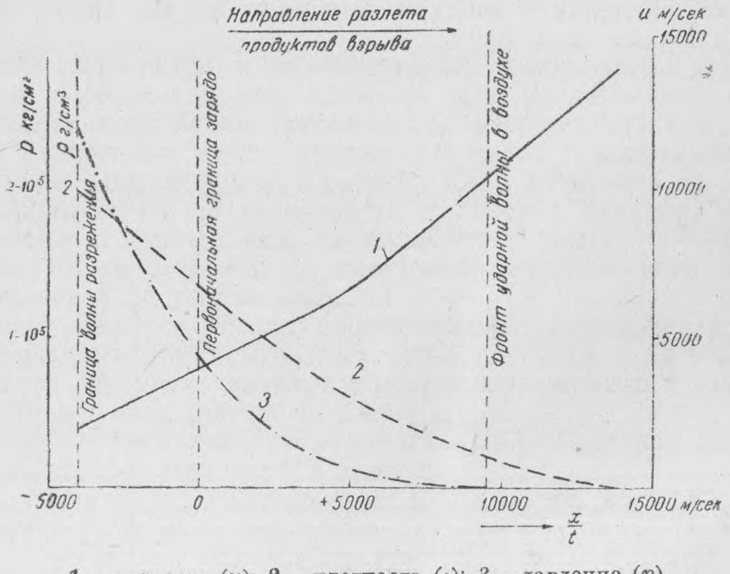
Далее, очевидно, что $\sqrt{\gamma R T_x} = c_k \left(\frac{p_x}{p_k}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$, а отсюда следует, что

$$u = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{1/2}\left(\frac{p_x}{\rho_a}\right)^{1/2} = \frac{3n-1}{n^2-1}D + 2\sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}\Delta Q}\left[1 - \left(\frac{p_x}{p_k}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}\right], \tag{6a}$$

откуда могут быть определены p_x, u_x, T_x и ρ_x.

Результаты вычислений приведены в таблице.

ВВ	$u_к$	u	u_x	p_x	ρ_x	T_x
Тротил	6 600	11 300	7 800	750	0,23	1 200
Пикр. кислота	6 900	11 550	8 000	800	0,21	1 200
Тен	7 900	18 500	9 800	1 200	0,26	1 600
Тетрил	7 400	11 950	9 200	900	0,25	1 300



1 — скорость (u); 2 — плотность (ρ); 3 — давление (p)

Что касается температуры на фронте ударной волны, то она оказывается порядка 20000—30000°, если пользоваться уравнением состояния, написанным для идеального газа, и не учитывать ни его диссоциации, ни ионизации. Очевидно, что оба эти обстоятельства имеют место и значительно снижают температуру на фронте ударной волны. Поскольку при этом происходит значительное лучеиспускание, то вообще трудно сделать какие-либо заключения о характере ударной волны и может оказаться, что резкая ударная волна при этих условиях не возникает. На снимках, сделанных искровым и теневым методом проф. Г. И. Покровским, ударная волна перед фронтом газа действительно отсутствует.

Доведем до конца римановское решение, рассматривая отдельно обе области расширяющихся продуктов детонации и связывая решения в точке их сопряжения. Имеем такие уравнения:

$$x / t = u - c, \tag{9}$$

$$u = u_{н} + \frac{2c_{н}}{n-1} - \frac{2c}{n-1} \quad \text{при} \quad u_{н} \leqslant u \leqslant \frac{3n-1}{n^2-1} D \tag{10}$$

и

$$u = \frac{3n-1}{n^2-1} D + \frac{2c_k}{\gamma-1} - \frac{2c}{\gamma-1} \quad \text{при} \quad \frac{3n-1}{n^2-1} D \leqslant u \leqslant \frac{3n-1}{n^2-1} D + \frac{2c_k}{\gamma-1}. \tag{10a}$$

Рассмотрим какое-либо идеализированное ВВ, близкое по своим свойствам к тену, примем $n = 3$, $\gamma = 1{,}3$, $D = 8000$ м/сек., $Q = 1400$ кал/гр., $\rho_0 = 1{,}5$. Результаты вычислений представлены на рисунке.

Институт физических проблем
Академии Наук СССР
Инженерный комитет Красной Армии

Поступило
24 VII 1944

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Г. И. Покровский, Направленное действие взрыва, Воениздат, 1942. [2] R. Becker, Z. Phys., 8, 321 (1922). [3] Л. Д. Ландау и К. П. Станюкович, ДАН, XLVI, № 9 (1945). [4] Ф. А. Королев, Г. И. Покровский, ДАН, XLII, № 6 (1944).