

и из-за низкой разрешающей способности существующих методов сделать это для жидких ВВ в настоящее время затруднительно.

Развитые в настоящей работе соображения о структуре пульсирующего детонационного фронта справедливы, конечно, не только для аррениусовской кинетики разложения ВВ; в равной степени они применимы для любого механизма разложения, например цепного.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. L. Chapman. *Phil. Mag.*, 1899, 47.
2. E. Jouget. *J. Mathem.*, 1904, 6, 5.
3. Я. Б. Зельдович. *ЖЭТФ*, 1940, 10, 542.
4. J. Neuman. OSRD Report, 1942, 549.
5. W. Döring. *Ann. Physic*, 1943, 43.
6. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. *Газодинамика горения*. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
7. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. *Структура фронта детонации в газах*. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
8. Р. И. Солоухин. *Ударные волны и детонация в газах*. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Саврасов, В. С. Трофимов, К. К. Шведов. *Детонационные волны в конденсированных средах*. М.: Наука, 1970.
10. A. N. Dremin. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburg: Combust. Inst., 1969.
11. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, С. Д. Савров, В. С. Трофимов. *ФГВ*, 1969, 3, 5, 291.
12. В. С. Трофимов, В. А. Веретенников.— В кн.: *Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация*. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1977.
13. Л. А. Франк-Каменецкий. *Диффузия и теплопередача в химической кинетике*. М.: Наука, 1967.
14. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. *Докл. АН СССР*, 1968, 180, 3, 639.
15. В. Ю. Клименко, А. Н. Дремин.— В кн.: *Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах*. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978.
16. В. Ю. Клименко, А. Н. Дремин. *Докл. АН СССР*, 1979, 249, 4, 840.
17. В. Ю. Клименко, А. Н. Дремин. *Докл. АН СССР*, 1980, 251, 6, 1379.
18. В. Ю. Клименко, А. Н. Дремин.— В кн.: *Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация*. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1980.
19. A. N. Dremin, V. Yu. Klimentko. *Progress in astronautics and Aeronautics. Gasdynamics of Detonation and Explosions. Vol. 75*, 1981.
20. A. N. Dremin, L. V. Babare. *Shock Waves in Condensed Matter*. New York: Academic Press, 1982.
21. А. А. Воробьев.— В кн.: *Физико-химические процессы в газовой и конденсированной фазах*. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1979.
22. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов. *ФГВ*, 1982, 18, 6, 74.
23. P. A. Persson, Gunnar Persson. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. San-Diego, 1976.
24. A. W. Campbell, W. L. Davis, J. R. Travis. *Phys. Fluids*, 1961, 4, 3/4, 498.
25. A. N. Dremin, O. K. Rosanov, V. S. Trofimov. *Comb. Flame*, 1963, 7, 2, 153.
26. A. J. Mooradian, W. E. Gordon. *J. Chem. Phys.*, 1951, 19, 3, 1166.
27. N. Manson, G. Brochet, J. Brossard, Y. Pujol. 9-th Symp. (Intern.) on Combustion. New York: Academic Press, 1963.
28. J. P. Saint-Cloud, C. Guerraud, C. Brochet, N. Manson. *Acta Astr.*, 1972, 17, 4/5, 487.
29. A. A. Vasiliev, V. Ya. Ulyanitsky. 8-th Intern. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactiv Systems. Minsk, 1981.

УДК 662.215.1

НЕКОТОРЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ДЕТОНАЦИИ, СВЯЗАННЫЕ С ПОТЕРЯМИ ИМПУЛЬСА

В. В. Митрофанов
(Новосибирск)

Согласно гидродинамической теории детонации [1], для поддержания стационарной детонационной волны должны обеспечиваться иницирование необратимого экзотермического превращения вещества веду-

щим ударным фронтом и последующее ускорение течения до скорости звука в точке Чепмена — Жуге. При неидеальной детонации, когда зона реакции подвергается различным внешним воздействиям (энергетическому, геометрическому, силовому и т. д.), переход через звук осуществляется на конечном расстоянии от ударного фронта, при этом стационарная зона может продолжаться и в сверхзвуковую область. При определенной критической величине этих воздействий фронт ослабляется настолько, что распространение детонации становится невозможным [1, 2]. Как правило, в реальной ситуации одновременно сочетаются различные воздействия на зону реакции. Однако роль одних может быть преимущественной. Ниже рассмотрены некоторые случаи образования критических условий для детонации за счет импульсного (силового) воздействия, к которому сводится и геометрическое воздействие.

Стационарное квазиодномерное невязкое адиабатическое течение вблизи оси (плоскости симметрии) детонирующего заряда описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(s\rho v) &= 0, \\ \frac{d}{dx}(sp + s\rho v^2) &= p \frac{ds}{dx}, \\ \frac{d}{dx}\left(\frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} + H + \frac{v^2}{2}\right) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где s — сечение присоединенной трубки тока, для которого перед фронтом детонации примем значение $s(0) = 1$; H — удельная энтальпия образования вещества, меняющаяся в ходе химической реакции; $k = I/W$ — отношение термодинамических составляющих энтальпии и внутренней энергии, в общем случае переменная величина (функция состояния).

После интегрирования (1) от 0 (перед фронтом) до некоторой точки x , принадлежащей стационарной зоне течения за ударным фронтом, и алгебраических преобразований имеем:

$$\begin{aligned} \frac{v}{D} = \frac{\rho_0}{s\rho} &= \frac{k}{k+1} \left(1 + \frac{p_0 + P}{\rho_0 D^2} - \frac{1}{k} \sqrt{B}\right), \\ sp = \frac{1}{k+1} [p_0 + P + \rho_0 D^2 (1 + \sqrt{B})], \quad c^2 = k \frac{p}{\rho} &= \\ &= v^2 \frac{p_0 + P + \rho_0 D^2 (1 + \sqrt{B})}{p_0 + P + \rho_0 D^2 \left(1 - \frac{1}{k} \sqrt{B}\right)}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} B = 1 + k^2 \left(2 + \frac{r_0 + P}{\rho_0 D^2}\right) \frac{r_0 + P}{\rho_0 D^2} - 2(k^2 - 1) \frac{r_0 + \Delta H}{D^2}, \quad P = \\ = \int_0^x p \frac{ds}{dx} dx, \end{aligned}$$

где $\Delta H = H_0 - H$; $D = v_0$ — скорость детонации, индексом 0 помечены величины перед фронтом; c — скорость звука в любой точке x зоны, вычисленная при фиксированных H и k (заморожено тепловыделение Q_p, v). Условие отбора решения, описывающего непрерывный переход от дозвукового течения к сверхзвуковому, может быть записано в виде

$$\min B(x) = 0. \quad (3)$$

В точке $x = x_*$, где при $D = D_*$ выполняется (3), $v = c$ (можно называть ее точкой Чепмена — Жуге неидеальной детонации). Величина D_* , удовлетворяющая уравнению $B(D_*, \Delta H_*, P_*) = 0$, есть скорость неидеальной самоподдерживающейся детонации. Здесь $P_* = P(x_*)$ и $\Delta H_* = H_0 - H(x_*)$. При $P_* \rightarrow 0$, $\Delta H_* \rightarrow \Delta H_0$ и $D_* \rightarrow D_0$, где D_0 — скорость идеальной детонации.

Рассмотрим влияние величины P_* , характеризующей силовое (импульсное) воздействие на фронт детонации вблизи оси заряда, считая, что при любых $\dot{P}_* \Delta \dot{H}_* = \Delta H_0$ и $k = \text{const}$ (следовательно $Q_{p,v} = \text{const}$). При этом заметим, что из (2), (3) можно находить изменение параметров детонации при любом внешнем силовом воздействии на зону реакции, если под P_* , всегда понимать полную внешнюю силу, действующую на трубку тока единичного начального сечения внутри дозвуковой части зоны. Записав условие $B = 0$ для идеальной и неидеальной детонации, получим

$$\frac{D_0^2}{D_*^2} = \left[1 + k^2 \left(2 + \frac{P_0 + P_*}{\rho_0 D_*^2} \right) \frac{P_0 + P_*}{\rho_0 D_*^2} \right] \left[1 + k^2 \left(2 + \frac{P_0}{\rho_0 D_0^2} \right) \frac{P_0}{\rho_0 D_0^2} \right]^{-1} \quad (4)$$

или при $\frac{P_0 + P_*}{\rho_0 D^2} \ll 1$

$$\frac{D_0^2}{D_*^2} \approx 1 + 2k^2 \frac{P_*}{\rho_0 D_*^2} \quad (4')$$

Расширение трубки тока s влияет на скорость детонации только через параметр P_* , т. е. сводится к импульсному воздействию на фронт.

Существует наибольшее значение P_* , при котором уравнение (4) для \dot{D}_* имеет действительное решение. Ему соответствуют предельно сниженные за счет P_* детонационные параметры

$$D_{**}^2 = (k - 1)(I_0 + \Delta H_0) \simeq \frac{1}{2(k+1)} D_0^2, \quad (5)$$

$$sp = p_0 + P_{\max} = \frac{1}{k} \rho_0 D_{**}^2, \quad u = D_{**} - v = 0.$$

Как видим, за счет бокового расширения зоны реакции или внешнего импульсного воздействия при неизменном тепловыделении возможно уменьшение скорости детонации в $\sqrt{2(k+1)}$ раз. При распространении детонации в трубе постоянного сечения с предельно большим трением и без теплотерь учет добавочного положительного тепла трения увеличивает значение \dot{D}_* в \sqrt{k} раз [2], при этом также $u = 0$. Эффект энергетического воздействия при трении играет таким образом в изменении основных параметров детонации второстепенную роль; при $k \simeq 1,3$, характерных для газов, им в первом приближении можно пренебречь, особенно в связи с частичной компенсацией тепла трения реально существующими теплотерями и сдвигом химического равновесия в продуктах. Предельное по импульсу снижение скорости возможно только в тех случаях, когда не возникает кинетических ограничений для протекания химической реакции в волне. В гомогенных системах с ударно-волновым механизмом инициирования наступает кинетический срыв воспламенения во фронте уже при относительно малом снижении скорости детонации [1, 3].

С помощью (4') найдем связь скорости установившейся детонации с радиусом кривизны приосевого участка фронта R , когда $x_*/R \ll 1$. Во фронте происходит отклонение (преломление) линий тока от оси за счет сокращения нормальной составляющей скорости в $\sigma = \rho/\rho_0$ раз, что дает величину $\frac{ds}{dx} = (v - 1)(\sigma - 1) \frac{s}{R}$, где v — размерность пространства (3 или 2). Выразив также sp через σ , путем приближенного интегрирования находим

$$\frac{P_*}{\rho_0 D_*^2} \simeq (v - 1) \left(\sigma + \frac{1}{\sigma} - 2 \right) \frac{x_*}{R}, \quad (6)$$

где множитель перед x_*/R должен браться средним на отрезке $(0, x_*)$.

Используем двухфронтную модель детонационной волны, в которой

ширина фронта x_* экспоненциально зависит от скорости детонации

$$x_* = x_0 \exp\left(\frac{\varepsilon}{RT} - \frac{\varepsilon}{RT_1}\right) = x_0 \exp\left[\frac{\varepsilon}{RT_1} \left(\left(\frac{D_0}{D_*}\right)^\alpha - 1\right)\right]. \quad (7)$$

Здесь T_1 и T — температуры в ударно-сжатом веществе для идеальной и неидеальной волны соответственно; $\alpha = \frac{d \ln T}{d \ln D}$. Исключая P_* и x_* из (5)–(7), получим

$$y^2 - 1 = A \exp\left[\frac{\varepsilon}{RT_1} (y^\alpha - 1)\right], \quad (8)$$

где $y = D_0/D_*$; $A = 2k^2(\nu - 1)\left(\sigma_1 + \frac{1}{\sigma_1} - 2\right) \frac{x_0}{R}$; $\sigma_1 = \frac{\rho_1}{\rho_0}$ — сжатие за

ударным фронтом. Уравнение (8) аналогично уравнению теплового равновесия в задаче о тепловом взрыве [4]. В граничном случае единственного решения оно позволяет найти критические значения $D_{кр}$ и $R_{кр}$ такие, что при $R < R_{кр}$ и $D_* < D_{кр}$ существование стационарной детонационной волны невозможно. Критические значения находятся при решении (8) совместно с продифференцированным по y уравнением, и при $\varepsilon/RT_1 \geq 5$, $2 \geq \alpha \geq 1,3$ с погрешностью порядка 1% описываются приближенными выражениями

$$\begin{aligned} \frac{D_{кр}^2}{D_0^2} &\simeq \left(1 + \frac{2}{\alpha} + \frac{\varepsilon}{RT_1}\right) \left(1 + \frac{\varepsilon}{RT_1}\right)^{-1}, \quad R_{кр} \simeq \\ &\simeq 2(\nu - 1) e \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1,1} k^2 \left(\sigma_1 + \frac{1}{\sigma_1} - 2\right) \frac{\varepsilon}{RT_1} x_0, \end{aligned} \quad (9)$$

которые при $\alpha = 2$ становятся точными.

В действительности одномерная структура детонационного фронта в газах, как известно, неустойчива и превращается в ячеистую. Однако при критическом ослаблении волны наблюдается прекращение воспламенения в поперечных волнах, так что структура волны в этот момент приближается к одномерной двухфронтной модели. В частности, кратковременное превращение ячеистого фронта в квазиодномерный комплекс происходит в окрестности минимума скорости при инициировании сферической и цилиндрической детонации газов сильным взрывом критической энергии [5, 6]. Предположим, что около точки минимума скорости одномерная структура фронта близка к стационарной, тогда параметры волны на границе срыва детонации должны удовлетворять соотношениям (9). Для численных оценок дополнительно выразим $R_{кр}$ через продольный размер ячейки в неослабленной волне детонации b . Используя формулу

$$b = \beta \sigma_1 \frac{\varepsilon}{RT_1} x_0, \quad (10)$$

где по данным [7–9] коэффициент $\beta \simeq 1,4 + 0,6$, получаем

$$R_{кр} \simeq \frac{\alpha}{\beta} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{0,1} (\nu - 1) e k^2 \left(1 + \frac{1}{\sigma_1^2} - \frac{2}{\sigma_1}\right) b. \quad (11)$$

Коэффициент $\alpha = 1,45 \pm 0,1$ для всех смесей в области детонационных скоростей, $k \simeq 1,3$, $\sigma_1 \simeq 6$. Поэтому для сферического случая ($\nu = 3$) получаем типичное $R_{кр}/b \simeq 6$, хорошо согласующееся с экспериментальными данными [10, 11].

С другой стороны, радиус фронта R_1 в точке минимума скорости можно связать с энергией инициирующего точечного взрыва E^0 . Используем в качестве такой связи соотношение

$$R_1 \simeq \frac{\nu}{8} r^0 - \frac{\nu}{8} \left(\frac{E^0}{\alpha_\nu p_0}\right)^{1/\nu}, \quad (12)$$

Смесь	$p_0, 16^3 \text{Па}$	$b, \text{см}$	$R_{\text{кр}}, \frac{\text{см}}{\text{см}} (v=3)$	$E_{\text{кр}}, \text{Дж} (v=3)$		$E_{\text{кр}}, \frac{\text{Дж}}{\text{см}} (v=2)$	
				расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	1	0,25*	1,5	7,6	—	1,3	—
	0,5	0,54*	3,1	38	—	2,9	{3,0 [5] 4,6 [11]}
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$	1	0,03*	0,21	0,02	—	0,023	—
	0,13	0,3*	2,0	2,5	0,3 [5]	0,3	0,11 [5]
	0,052	0,86*	5,6	22	2 [5]	1,0	1,0 [11]
	0,024	2,0*	13	130	—	2,4	2,7 [11]
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	1	0,38*	2,6	42	—	4,0	—
$\text{H}_2 + \text{воздух}$	1	1,6**	9,6	$2 \cdot 10^3$	—	50	—
$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{воздух}$	1	1,4**	9,0	$1,6 \cdot 10^3$	—	42	230 [10]
$\text{C}_2\text{H}_4 + \text{воздух}$	1	3,9**	25	$3,6 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^4$ [16]	310	—
$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{воздух}$	1	8,8**	56	$4,1 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^5$ »	$1,6 \cdot 10^3$	—
$\text{C}_3\text{H}_8 + \text{воздух}$	1	7,2**	46	$2,2 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^5$ »	$1,2 \cdot 10^3$	—

* Данные [20].

** Данные [15].

аппроксимирующее результаты численного решения задачи об инициировании детонации в газочапельной среде [12, 13], которое с точностью 10% выполняется как в топливно-воздушных, так и в топливно-кислородных смесях. Предполагая универсальный характер этого соотношения и, приравнявая $R_1 = R_{\text{кр}}$, получаем формулу для критической энергии инициирования газовой детонации

$$E_{\text{кр}} = \alpha_v p_0 \left(\frac{\sigma}{v} R_{\text{кр}} \right)^v, \quad (13)$$

где $R_{\text{кр}}$ берется из (9) или (11), $\alpha_v \sim 1$ — коэффициент из формул теории сильного точечного взрыва [14]. Результаты расчетов по формулам (11) и (13) при $\alpha = 1,45$, $\beta = 1,4$ вместе с известными экспериментальными данными приведены в таблице. Почти все имеющиеся расхождения между экспериментальными и расчетными значениями $E_{\text{кр}}$ могут быть объяснены неточным знанием размера ячейки b , где обычна погрешность 20—30%, и указанной выше неопределенностью величины β . Расчеты показывают, что отношение $E_{\text{кр}}/p_0 b^v$ меняется при изменении состава смеси меньше, чем в 2 раза, поэтому оценку критической энергии инициирования мгновенным точечным источником можно производить по совсем простым формулам $E_{\text{кр}} \approx 250 p_0 b^2$ и $E_{\text{кр}} \approx 6 \cdot 10^3 p_0 b^3 \approx 10 p_0 d_{\text{кр}}^3$ для цилиндрического и сферического случаев симметрии соответственно. Коэффициент $6 \cdot 10^3$ в последней формуле оказался близким к полученному в [15] при обработке экспериментальных значений величин $E_{\text{кр}}$ и b .

Рассчитанная величина $R_{\text{кр}}$ в среднем 1,4 раза меньше экспериментальных значений критического диаметра выхода детонации из трубы в объем $d_{\text{кр}} \approx 13a \approx 8,5b$ [17, 18], откуда следует последняя приведенная оценка для $E_{\text{кр}}$ в сферическом случае. Найденная зависимость $E_{\text{кр}}$ от x_0 и $d_{\text{кр}}$ соответствует результатам [19].

В отличие от работы [8], изложенный здесь подход позволяет получить удовлетворительные оценки энергии инициирования без использования каких-либо экспериментальных данных. По сравнению с [5, 6, 18] расчеты по приведенным выше формулам лучше соответствуют экспериментам для топливно-воздушных смесей, но дают большие отклонения от имеющихся экспериментальных данных в сферическом случае для топливно-кислородных смесей. Не исключено, что эти отклонения связаны с различием размеров ячейки в разных опытах из-за неодинаковой чистоты компонентов смеси. Принципиальные погрешности изложенного подхода к расчету $E_{\text{кр}}$ связаны с нестационарностью и неполной одномерностью структуры реальной волны вблизи критического радиуса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Комианец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
 2. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1969, 5, 3.
 3. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
 4. Н. Н. Семенов. Ж. рус. физ.-хим. о-ва, часть физ., 1928, 60, 3, 241.
 5. J. H. Lee. Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, 28, 75.
 6. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3—4; 1982, 18, 2.
 7. В. И. Манжалей, В. А. Субботин, В. А. Щербаков.— В кн.: Детонация. Черно-головак: ОИХФ АН СССР, 1977.
 8. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1977, 13, 3, 1979, 15, 6.
 9. С. Таки, Т. Фудзивара. РТК, 1978, 16, 1.
 10. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
 11. А. А. Васильев. ФГВ, 1983, 19, 1.
 12. С. А. Ждан. ФГВ, 1977, 13, 2; 1976, 12, 4.
 13. С. А. Ждан, В. В. Митрофанов.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноглавак: ОИХФ АН СССР, 1978.
 14. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
 15. D. C. Bull, I. E. Elsworth, P. J. Shuff. Comb. Flame, 1981.
 16. D. C. Bull, I. E. Elsworth, G. Hooper. Acta Astron., 1978, 5, 11—12.
 17. В. В. Митрофанов, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5, 1003.
 18. R. Knustautas, J. H. Lee, C. M. Guirao. Comb. Flame, 1982, 48, 63.
 19. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
 20. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
-