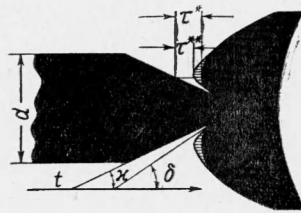


РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ ДИАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ ЖИДКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. Н. Дремин, В. С. Трофимов
(Москва)

В ряде работ [1-5] по исследованию механизма детонации жидких взрывчатых веществ (ВВ) установлено, что фронт детонационной волны является не гладким. По ударному фронту детонационной волны распространяются косые ударные волны (неоднородности), в местах столкновения которых инициируется реакция. Распространение детонации по заряду жидкого ВВ определяется условиями, благоприятными или неблагоприятными для столкновения косых ударных волн.

Если по каким-либо причинам условия столкновения неоднородностей между собой или со стенками оболочки неблагоприятны, возникают волны отсутствия реакции [3-4], которые видны на фоторазвертках процесса детонации, наблюдаемой с торца заряда прозрачного жидкого ВВ. Эти волны при определенных условиях могут



Фиг. 1

прекратить детонацию. Так при переходе детонации из трубы в объем крайние неоднородности, которые раньше сталкивались со стенкой трубы, начинают последовательно гибнуть, и это приводит к уменьшению площади детонационного фронта. Скорость границы детонационного фронта по направлению к оси заряда равна как раз скорости распространения неоднородностей по фронту [4]. Такое затухание фронта продолжается до полного исчезновения детонации лишь при диаметрах трубы меньше некоторого критического d_* . Если же этот диаметр больше критического, то через определенное время после выхода детонации из трубы возникает расходящаяся детонационная волна. Следует отметить, что, как показывает эксперимент, скорость

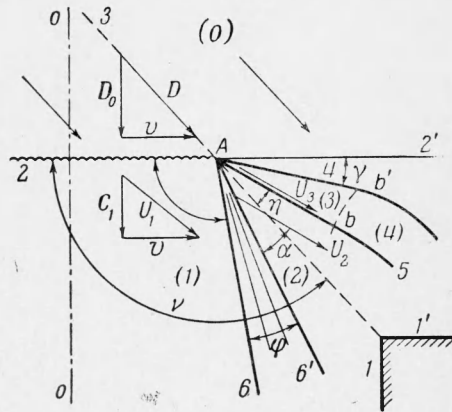
детонации D_0 и скорость неоднородностей на фронте v не зависят от площади детонационного фронта, а поверхность последнего остается макроскопической как при распространении в трубе, так и во время затухания. На фиг. 1 приведен эскиз фоторазвертки процесса перехода детонации из узкой трубки в широкую при диаметре узкой трубки $d > d_*$. Детонация сфотографировалась при помощи СФР с торца заряда. На фиг. 1 черные области соответствуют детонационному фронту, светлые — отсутствию реакции. Заштрихованы области, соответствующие наблюдаемому иногда слабому свечению детонационной волны, идущей по ударно-сжатому ВВ (предсвечение). Стрелка t указывает направление оси времени.

Согласно фиг. 1, расходящаяся детонационная волна возникает первоначально в стороне от оси заряда и расходится как в направлении от оси, так и в направлении к оси. Распространяясь к оси, она догоняет край затухающей детонационной волны, прекращая ее затухание.

Такое поведение детонации при переходе из трубы в объем является критерием того, что фронт детонационной волны негладкий. Если же фронт гладкий, детонация при выходе в объем расходится без предварительного затухания. Последнее наблюдается, например, при детонации пороха H .

В работе [6] предложен механизм возникновения расходящейся детонационной волны и из анализа экспериментальных данных сделано предположение о том, что критическим диаметром жидкого ВВ будет такой наименьший диаметр трубы, при котором расходящаяся детонационная волна еще может догнать границу затухающей детонационной волны. В настоящей работе, являющейся продолжением работы [6], уточнена схема течений вблизи границы затухающей детонационной волны и получено более строгое выражение для d_* . В расчетах здесь не пренебрегается величиной угла γ между детонационной и ударной волнами (см. ниже, фиг. 3). Однако, как показывает расчет, приведенный ниже, этот угол мал, и поэтому для оценки d_* можно пользоваться более простой приближенной формулой из [6].

Рассмотрим схему течений, возникающих вблизи границы затухающей детонационной волны в системе координат, связанной с точкой A на этой границе (фиг. 2).



Фиг. 2

Для простоты рассмотрим плоское течение. Набегающий поток исходного ВВ (область (0)) имеет скорость D , которая равна векторной сумме скорости детонации D_0 и скорости неоднородностей по фронту v . Скорость D параллельна траектории 3 вершины прямого угла $l-l'$ выхода трубы в объем.

При расчете пренебрегаем временем реакции в детонационной волне и считаем, что к концу реакции поток продуктов детонации (ПД) за детонационной волной в области (1) однородный и имеет составляющую скорости, перпендикулярную фронту, равную скорости звука c_1 в ПД. Этот поток, проходя через центрированную волну разрежения $6-6'$ в области (2), становится параллельным потоку ВВ за ударной волной 4 (область (3)). Давления по обе стороны от границы раздела ПД — сжатое ВВ (линия 5 на фиг. 3) равны между собою. В дальнейшем величины, относящиеся к областям (0), (1), (2), (3), (4), будут обозначаться индексами 0, 1, 2, 3, 4 соответственно.

ВВ, попавшее через ударную волну 4 из области (0) в область (4) через определенное время τ , зависящее от давления и температуры в этой области, должно было бы вспыхнуть.

Однако навстречу потоку ВВ в области (3) идет волна разрежения $66'$ и реакция в ВВ начнется только в том случае, если она успеет пробыть в области (3) время τ , прежде чем попадет в область разрежения (5). Таким образом, ВВ получает возможность вспыхнуть только через такое время t_1 , после выхода детонации из трубы, когда оно, попав в область (3) в районе точки A , подойдет как раз через время τ к точке e . Волна разрежения $66'$ удаляется от точки A со скоростью $u_3 - c_3$ или $u_2 - c_2$, где c_3 и c_2 — скорости звука соответственно по ВВ в области (3) или по ПД в области (2). Из двух возможных скоростей удаления волны разрежения от точки A следует выбрать меньшую. Предположим, что это будет $u_2 - c_2$. Тогда справедливо равенство

$$(u_2 - c_2) t_1 = u_3 \tau \quad (1)$$

Реакция, вспыхнувшая в точке e , распространяясь во все стороны в виде детонации по сжатому ВВ (см. предсвечение на фиг. 1), пойдет также в направлении точки A и достигнет последней через время t_2 после вспышки, которое равно

$$t_2 = \frac{u_3 \tau}{D_\rho - u_3} \quad (2)$$

где D_ρ — скорость детонации по сжатому ВВ.

Эта же детонационная волна догоняет ударный фронт 4, после чего на торцевой развертке наблюдается расходящаяся детонационная волна (фиг. 1). За время $t_1 + t_2$ противоположащие точки на границе загужающей детонационной волны (2 на фиг. 2) успеют сблизиться на величину

$$d = 2v(t_1 + t_2) \quad (3)$$

Согласно цитированному выше предположению из работы [6], критический диаметр жидкого ВВ как раз равен этой величине, а поэтому, подставляя в (4) (2) и (3), получаем

$$d_* = 2u_3 v \tau \left[\frac{1}{D_\rho - u_3} + \frac{1}{u_2 - c_2} \right] \quad (4)$$

Таким образом получена формула для критического диаметра d^* детонации жидких ВВ. Чтобы рассчитать d_* , необходимо знать начальную плотность взрывчатого вещества ρ_0 , его ударную адиабату и скорость звука c_3 в ударно-сжатом ВВ, скорость детонации D_0 , давление в плоскости Чепмена—Жуге p_1 , скорость неоднородностей по фронту детонационной волны v , скорость детонации ударно-сжатого взрывчатого вещества D_ρ и τ — время задержки инициирования реакции за ударной волной 4. Все остальные величины, входящие в (4), рассчитываются через перечисленные исходные данные.

Механические параметры в области (2) и (3) (фиг. 2) определяются из условия, что давление $p_2 = p_3$, а потоки u_2 и u_3 параллельны. Для этого строим зависимость p_3 от тупого угла χ_3 между скоростью потока u_3 и детонационным фронтом 2 (ударную поляру) и аналогичную зависимость p_2 от угла χ_2 (фиг. 2) между направлением потока u_2 и детонационным фронтом 2 [7]. Точка пересечения этих кривых определит давление $p_2 = p_3$ в областях (2) и (3), а также направление скоростей u_2 и u_3 .

Опуская промежуточные выкладки, приводим формулы, необходимые для построения ударной поляры

$$D = (D_0^2 + v^2)^{1/2}, \quad \text{ctg } v = -v / D_0, \quad \chi_3 = v + \eta$$

$$\cos \eta = \left(D - \frac{p_1 - p_3}{\rho_0 D} \frac{p_3}{p_1} \right) \left[D^2 + \frac{a^2}{2b^2} - \frac{a^2}{2b^2} \left(1 + \frac{4p_1 b - p_3}{\rho_0 a^2} \frac{p_3}{p_1} \right)^{1/2} - \frac{2b - 1}{b} \frac{p_1 - p_3}{\rho_0} \frac{p_3}{p_1} \right]^{-1/2} \quad (5)$$

Здесь ν — угол между скоростью D и детонационным фронтом 2, а η — угол между скоростями D и u_3 ; величины a и b представляют собой коэффициенты ударной адиабаты ВВ

$$D' = a + bu' \quad (6)$$

где D' и u' — скорость ударной волны и скорость вещества за ее фронтом.

Для построения зависимости p_2 от χ_2 используем формулы

$$\begin{aligned} \cos \left[\left(\frac{n-1}{n+1} \right)^{1/2} (\varphi + \varphi_0) \right] &= \left(1 + \frac{(n-1) \rho_0 v^2}{n^2 p_1} \right)^{-1/2} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \\ \operatorname{tg} \alpha &= \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{(n-1) \rho_0 v^2}{n^2 p_1} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right]^{-1/2} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \\ \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} &= \frac{n}{v} \left(\frac{p_1}{\rho_0 (n-1)} \right)^{1/2}, \quad \chi_2 = 180^\circ - \beta + \varphi + \alpha \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь φ — угол между начальной и конечной границами волны разрежения (лучи b и b'); постоянная φ_0 определяется из условия $\varphi = 0$ при $p = p_1$; α — острый угол между скоростью u_2 и лучом b' ; β — угол между лучом b и продолжением детонационной волны 2'.

При расчете зависимости p_2 от χ_2 предполагаем, что изэнтропа ПД имеет вид

$$p = \operatorname{const} \rho^n \quad (8)$$

где p — давление, а ρ — плотность на изэнтропе. Показатель политропы n определяется из равенства

$$\rho_0 D_0^2 = (n+1) p_1 \quad (9)$$

Зная давление p_3 и используя ударную адиабату (6), совместно с законом сохранения импульса находим скорость ударной волны 4 в лабораторной системе координат:

$$D' = \frac{a}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{4p_3 b}{\rho_0 a^2} \right)^{1/2} \right] \quad (10)$$

и угол γ между ударной волной и детонационным фронтом

$$\gamma = \arccos \frac{D'}{D} - \arccos \frac{D_0}{D} \quad (11)$$

Используя закон сохранения массы и условие сохранения тангенциальной составляющей скорости потока при переходе через ударную волну, находим скорость

$$u_3 = \left[D^2 + \frac{a^2}{2b^2} - \frac{a^2}{2b^2} \left(1 + \frac{4p_3 b}{\rho_0 a^2} \right)^{1/2} - \frac{2b - a}{b} \frac{p_3}{\rho_0} \right]^{1/2} \quad (12)$$

Скорость звука по ПД в области (2) определяем дифференцированием изэнтропы (8)

$$c_2^2 = \frac{n^2}{n+1} \frac{p_1}{\rho_0} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \quad (13)$$

Величина скорости u_2 определяется из условия, что нормальная к слабому разрыву (b' , на фиг. 2) составляющая скорости потока равна скорости звука c_2

$$u_2 = \frac{c_2}{\sin \alpha} \quad (14)$$

где $\sin \alpha$ определяется из (2).

К сожалению, для скорости звука в области (3) можно привести лишь оценку верхнего и нижнего значений ее величины, так как изэнтропа ВВ, идущая из состояния (3), неизвестна. Если предположить, что она касается прямой Михельсона, то получим нижнюю границу значений скорости звука, если же она касается адиабаты Гюгонио, то получим верхнюю границу. Подстановка в (5) получаемых крайних значений величин $u_3 - c_3$ вместо $u_2 - c_2$ дает для нитрометана (НМ) значения d_* , отличающиеся в 1.3 раза. Значение d_* , вычисленное по (5), лежит между этими двумя значениями. Приводим лишь вычисления, сделанные по (5), которые, как уже было указано, справедливы лишь при $u_2 - c_2 < u_3 - c_3$. Величина D_p за неимением необходимых данных определялась путем экстраполяции зависимости скорости детонации от плотности ВВ, полученной при нормальном давлении. Зависимость эта имеет вид

$$D_p^2 = f + g\rho \quad (15)$$

Вместо ρ в (15) подставлялась величина ρ_3

$$\rho_3 = \rho_0 \frac{D'}{D' - u'} \quad (16)$$

Заметим, что при вычислении по формуле (15) не учитывалось возможное изменение состояния ВВ и ПД; например, изменение начальной внутренней энергии ВВ за счет возрастания начальной температуры при ударном сжатии.

В принципе скорость D_p можно определить непосредственно по торцевой равертке на фиг. 1 по углу δ , однако из-за малой базы точность измерения D_p очень мала.

Скорость неоднородностей v определяется из измерения угла κ на торцевой равертке фиг. 1.

Время задержки реакции за ударной волной τ можно было бы рассчитать, если бы было известно уравнение состояния ВВ и законы его химической кинетики в условиях ударной волны. Так как этих данных нет, определяем τ из эксперимента. τ можно выразить через измеренные по торцевой равертке времена τ^* или τ^{**} (фиг. 1). Практически лучше пользоваться величиной τ^* , так как предсвечение часто вообще не фиксируется на пленке. Для определения τ через τ^* рассмотрим схему течений при переходе детонации из трубы в объем в лабораторной системе координат (фиг. 3).

На фиг. 3 изображены два последовательных по времени положения границы затухающей детонационной волны A_1 и A_2 и связанных с ней потоков. Одними и теми же цифрами на фиг. 2 и 3 обозначены одинаковые объекты. Предположим, что в момент прохождения затухающего детонационного фронта положения A_1 сжатием вблизи этой точки подвергся как раз тот элемент ВВ, который затем вспыхивает, инициируя детонационную волну по сжато ВВ. Пусть через время T , прошедшее с момента сжатия этого элемента, возникшая детонация по сжато ВВ догонит ударный фронт 4 в точке E . При этом граница затухающей детонационной волны переместится в положение A_2 . Массовый поток за ударной волной 4 перпендикулярен плоскости этой волны, поэтому $A_1E \perp A_2E$. За время T ударный фронт уйдет от рассматриваемого элемента на расстояние $(D' - u)T$. Это же расстояние детонация должна покрыть за время $T - \tau$, и поэтому имеем

$$D_p(T - \tau) = (D' - u)T \quad (17)$$

Выразим теперь время T через измеряемое время τ^* (фиг. 1). Время τ^* равно времени T плюс время, за которое граница затухающей волны пройдет расстояние от A_0 (фиг. 3) до A_1 . (Линия A_0E параллельна оси заряда). Поэтому имеем

$$\tau^* = T + \frac{l \sin \gamma}{v} \quad (18)$$

Здесь l — путь A_1E , пройденный ударной волной за время T , поэтому $l = D'T$. Подставляя это в (18), а (18) в (17), находим

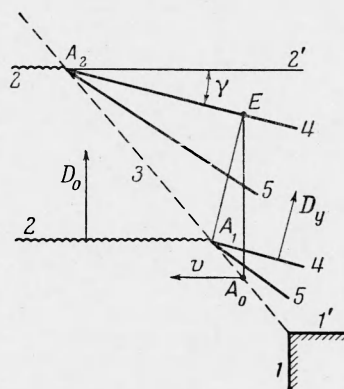
$$\tau = \tau^* \left(1 - \frac{D' - u'}{D_p} \right) \left(1 + \frac{D' \sin \gamma}{v} \right)^{-1} \quad (19)$$

Величины, входящие в это выражение, вычисляются по формулам (9), (10), (11), (15). Приводим исходные данные и результаты вычислений для двух жидких ВВ: нитрометана при температуре $18 \div 20^\circ \text{C}$ и жидкого тротила (ТНТ) для $82 \div 83^\circ \text{C}$.

Здесь все величины, имеющие размерность скорости, приводятся в единицах км/сек ; давление выражается в единицах, равных 10^{10} бар ; τ^* и τ даны в мксек ; вычисленное теоретическое значение диаметра d_* и полученное экспериментальным путем $\bar{d}_{*э}$ выражено в мм .

Величины p_1 , a , b , f , g определены по экспериментальным данным, взятым из работ [8-13]. В частности, величины f и g для ТНТ определены из данных работы [9] по зависимости D_0 от плотности заряжения порошкообразного ТНТ. В эту же зависимость вкладывается соответствующая точка для жидкого ТНТ.

Приведенные в настоящей работе формулы для расчета и рассчитанные значения d_* определяют минимальный диаметр трубы, по выходе из которого детонация может распространяться в объем. Однако, как показывает эксперимент [3, 4], этот диаметр независим от материала и толщины стенок трубы равен критическому диаметру детонации заряда жидкого ВВ в слабой оболочке. Причем в соответствии с существующими представлениями d_* , определенное по переходу детонации из трубы в объем, слегка больше $\bar{d}_{*э}$, определенного по детонации зарядов в слабой оболочке, так как любая, даже слабая, оболочка поддерживает распространение детонации. Такое совпадение критических диаметров, определенных совершенно различными методами, по-видимому, не случайно. Очевидно, оно обусловлено тем, что механизм образования волны отсутствия реакции и затем расходящейся детонационной волны в обоих случаях одинаков [8].



Фиг. 3

Детонация заряда жидкого ВВ любого диаметра в слабой оболочке (или без оболочки) должна сопровождаться периодическим образованием волн отсутствия реакции и расходящейся детонационной волны. Действительно, как только расходящаяся детонационная волна выйдет на поверхность заряда, образуется волна отсутствия реакции, затем опять возникает расходящаяся детонационная волна и т. д., т. е. явление повторяется. При этом диаметр детонационного фронта периодически уменьшается на величину d_* [3, 4].

В современной гидродинамической теории детонации, впервые предложенной Я. Б. Зельдовичем [14], детонационная волна представляется гладкой ударной волной с химической реакцией за ее фронтом. Ю. Б. Харитон [15] развил теорию детонационной способности ВВ, предполагая время реакции t конечным; из этой теории следует, что величина критического диаметра детонации определяется выражением

$$d_* \approx 2tc \quad (20)$$

где c — скорость звука в ПД.

Во многих работах, например [15-16], выполненных до исследований, посвященных структуре фронта детонационных волн [1-6], предполагается, что в жидких ВВ температура, достигаемая при сжатии ВВ на ударном фронте детонационной волны, определяет время реакции t , а следовательно, и d_* . Однако, как это видно из формулы (4), d_* определяется не временем t , а τ , т. е. временем задержки возникновения реакции за гладкой ударной волной, образующейся под действием ПД после исчезновения детонационного фронта на периферии заряда. Кроме того, из формулы (4) следует, что d_* определяется не только кинетическими особенностями ВВ, но и его физическими свойствами. При этом вполне возможно положение, когда кинетически более активное вещество из-за своих физических свойств будет иметь больший d_* .

Приводим результаты вычислений значения d_* , а для сравнения — экспериментальные значения:

ВВ	ρ_0	D_0	v	p_1	τ^*	a	b	f
НМ	1.14	6.30	4.75	12.9	0.66	2.00	1.38	3.11
ТНТ	1.47	6.56	2.76	16.8	4.36	1.88	1.75	1.99
ВВ	g	n	D	p_2/p_1	p_3	u_3	c_2	α
НМ	2.78	2.5	7.89	0.76	9.80	7.03	4.14	37°13'
ТНТ	3.11	2.76	7.11	0.70	11.68	6.12	4.28	46°
ВВ	u_2	D_p	D'	u'	γ	τ	d_*	d_{*3}
НМ	6.85	8.47	4.59	1.88	17°30'	0.27	14.3	18
ТНТ	5.96	9.00	4.89	1.72	22°56'	1.72	62	68

Отсюда видно, что рассчитанные и экспериментальные значения d_* практически совпадают. По поводу проведенных вычислений необходимо отметить следующее.

1. Реальная картина течений при образовании волн отсутствия реакции, определяющих d_* , является цилиндрически симметричной. В настоящей же работе рассмотрена плоская схема течения, что, естественно, должно давать заниженное значение вычисленного d_* по сравнению с экспериментом. Однако несколько меньшие значения d_* , полученные в наших расчетах, скорее можно объяснить не очень строго определенными значениями некоторых параметров (например, D_p и c_3).

2. Приведенные расчеты вселяют уверенность в справедливости формулы (4) для d_* . Все величины, входящие в формулу, в принципе рассчитываются независимо от опыта, если известны химический состав жидкого ВВ и его уравнение состояния. Так как некоторые величины, входящие в (4), рассчитать строго пока не удается, задачу можно обратить, а именно, можно по формуле (4), воспользовавшись экспериментальным значением d_* , рассчитать неизвестные величины.

Поступила 1 VII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н., Ададуров Г. А. и Розанов О. К. О детонации нитрометана вблизи предела. Докл. АН СССР, 1960, т. 133, № 6.
2. Дремин А. Н. и Розанов О. К. О детонации смесей нитрометана с ацетоном. Докл. АН СССР, 1961, т. 139, № 1.
3. Дремин А. Н., Розанов О. К., Трофимов В. С. О механизме детонации жидких взрывчатых веществ. ПМТФ, 1963, № 1.
4. Drem in A. N., Rozanov O. K. and Trofimov V. S. On the Detonation of Nitromethane. Combustion and Flame, 1963, vol. 7, № 2.
5. Буравова Е. Н., Дремин А. Н., Розанов О. К., Трофимов В. С. Исследование гладкости детонационного фронта. ПМТФ, 1963, № 4.
6. Дремин А. Н. Критический диаметр детонации жидких взрывчатых веществ. Докл. АН СССР, 1962, т. 147, № 4.

7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953.
8. Илюхин В. С., Похил П. Ф., Розанов О. К. и Шведова Н. С. Измерение ударных адиабат литого тротила, кристаллического гексогена и нитрометана. Докл. АН СССР, 1960, т. 131, № 4.
9. Дремин А. Н. и Похил П. Ф. Параметры детонационной волны тротила, гексогена, нитроглицерина и нитрометана. Докл. АН СССР, 1959, т. 128, № 5.
10. Дремин А. Н. и Похил П. Ф. Ширина зоны химической реакции детонационной волны тротила. Докл. АН СССР, 1959, т. 127, № 6.
11. Gar n W. V. Determination of the unreacted Hugoniot for liquid TNT. 1959, vol. 30, No 3.
12. Gar n W. V. Detonation pressure of liquid TNT, J. Chem. Phys., 1960, vol. 32, No 3.
13. Cha i ken R. F. Comments on hypervelocity wave phenomena in Condensed explosives. J. Chem. Phys., 1960, vol. 33, No 3.
14. Зелдович Я. Б. К теории распространения детонации в газообразных системах. Ж. эксперим. и теор. физ., 1940, т. 10, вып. 5.
15. Харитон Ю. Б. О детонационной способности взрывчатых веществ. Сб. Вопросы теории взрывчатых веществ. Изд. АН СССР, 1947.
16. Беляев А. Ф. и Курбангалина Р. Х. Влияние начальной температуры на величину критического диаметра нитроглицерина и тротила. Ж. физ. химии, 1960, т. 34, вып. 3.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ ОТ ПЛОТНОСТИ

Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашеня, Д. П. Поликарпов
(Москва)

Скорость горения (u см/сек) конденсированных систем может зависеть от относительной плотности образца $\delta = \rho/\rho_{\max}$, где ρ г/см³ — реальная, ρ_{\max} — максимально возможная плотность данного образца. Вид кривой $u(\delta)$ зависит от условий протекания реакции и наличия теплопотерь. Перечислим некоторые частные случаи:

1) если реакция протекает в газовой фазе и отсутствуют теплопотери, массовая скорость горения $u\delta = \text{const} \neq f(\delta)$,

2) в тех же условиях, но при наличии теплопотерь, $u\delta$ падает по мере уменьшения δ ;

3) если реакция протекает в конденсированной фазе, причем значение δ не меняется в волне прогрева перед зоной реакции, то при отсутствии теплопотерь $u\delta \sim \sqrt{\lambda\delta^n}$, где λ кал/см·сек·град — коэффициент теплопроводности, n — порядок реакции. В частности, при $n = 1$ и $\lambda \sim \delta$ получим $u\delta \sim \delta$;

4) наличие теплопотерь (в условиях пункта 3) усиливает падение $u\delta$ по мере уменьшения δ ;

5) если реакция протекает в расплаве при $\delta = 1$, то имеют место положения, указанные в пунктах 1, 2.

Все сказанное в пунктах 1—5 справедливо при отсутствии проникновения расплава или нагретого газа в поры свежего вещества, т. е. при отсутствии конвективной теплопередачи от зоны горения к свежему веществу. Напротив, если такое проникновение имеет место (обычно в области малых δ), произведение $u\delta$ может увеличиваться при уменьшении δ .

В данной работе была определена зависимость $u(\delta)$ для перхлората аммония (ПХА). Опыты проводились в бомбе постоянного давления в азоте. Скорость горения измерялась при помощи фоторегистра и пьезоэлектрического датчика давления. Было проведено пять серий опытов.

Первая серия опытов была проведена в инертной оболочке (цемент — фосфат, стекло) при диаметре заряда 10 мм. В этом случае при уменьшении δ снижалось не только произведение $u\delta$, но и скорость горения u (табл. 1). При этом устойчивость го-

Таблица 1
Зависимость $u(\delta)$ для ПХА (фракция 100—140 μ)
в инертной оболочке

ρ , ати	u , см/сек			$u\delta$		
	$\delta = 1$	$\delta = 0.75$	$\delta = 0.65$	$\delta = 1$	$\delta = 0.75$	$\delta = 0.65$
100	1.0	0.67	0.65	1.0	0.50	0.42
60	0.66	0.46	—	0.66	0.34	—