

5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.— М.: Наука, 1977.
6. Солоухин Р. И., Фомин Н. А. Газодинамические лазеры на смешении.— Минск: Наука и техника, 1984.
7. Британ А. Б. Тр. Ин-та механики МГУ, № 43, 1976.

Поступила в редакцию 27/III 1986,
после доработки — 9/II 1987

О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ СИСТЕМ В ДЕТОНАЦИЮ

В. С. Ермолаев, А. А. Сулимов, В. А. Окунев, В. Е. Храповский

(Москва)

Качественные различия в картине перехода горения в детонацию (ПГД), которые обнаружены в [1] при анализе фотографий процесса в тэне, легли в основу представлений о двух типах ПГД в пористых ВВ [2]. Первый характеризуется возникновением детонации перед фронтом пламени (иногда очень близко к фронту) в негорящем веществе; второй связан с образованием в горящей среде позади фронта пламени ярко светящейся вторичной волны. Детонация возникает после того, как вторичная волна догонит фронт пламени, т. е. первичную волну реакции.

Сформулировав представления о двух типах перехода, авторы работы [2] объяснили яркое свечение вторичной волны ускорением реакций вследствие резкого повышения давления. Позднее в [3—5] для изучения ПГД в прессованных ВВ использовались стальные оболочки, снабженные системой ионизационных и тензометрических датчиков, которые размещались вдоль оболочки и служили для регистрации перемещения волн реакции и давления. Отождествив резкое увеличение наклона на кривой сигнал тензодатчика — время с прохождением головы сильной волны сжатия, авторы обнаружили, что эта волна, названная постконвективной, часто возникает позади фронта реакции, регистрируемого ионизационными датчиками. Дополнив результаты опытов в стальных оболочках оптическими и рентгеноимпульсными измерениями в пластиковых трубах [6], они выделили две разновидности ПГД в зависимости от наличия или отсутствия постконвективной волны. Это совпадает с представлениями, изложенными в [2], если принять, что вторичная волна есть оптическая идентификация постконвективной волны.

В теоретических исследованиях [7—9], выполненных методом численного моделирования, подробно анализировались закономерности стадии конвективного горения. Был воспроизведен ПГД, отличающийся признаками первого типа. ПГД по второму типу воспроизвести не удалось. Таким образом, представления о механизме ПГД в пористых ВВ остаются неполными. Неясны причины возникновения вторичной (постконвективной) волны, без знания которых невозможно построить адекватную модель процесса.

Двум типам ПГД помимо качественных различий присущи разные количественные закономерности. Обобщив собственные и известные литературные данные относительно основных характеристик ПГД (зависимостей скорости нарастания давления в зоне горения и длины преддетонационного участка $L_{пр}$ от начальных свойств системы), в настоящей работе выделены дополнительные признаки, которые позволили более четко разграничить два типа ПГД. На основе полученных результатов предложена новая гипотеза о механизме ПГД второго типа и образовании вторичной волны, которая с единых позиций увязывает экспериментальные данные.

Количественной мерой скорости нарастания давления может служить константа времени i_+ , которая определяется из экспериментальной

Результаты обработки экспериментальных данных по темпу нарастания давления при ПГД

ВВ	φ_n	d_n , мм	t_0 , мкс	t_* , мкс	$K = \frac{t_*}{t_0}$	Тип ПГД*	Литература
Зерновая нитроклетчатка	0,44	0,6	50	75	1,5	1	[10]
	0,42	1,8	135	200	1,5		
Пикриновая кислота	0,38	0,07	8—10	380	40	2	Данные авторов [4]
	0,29	0,067	6—7	300	50		
Тетрил	0,15	0,47	8—10	20—25	2—3	1	[5]
	0,234	0,02	0,7—0,8	18	25		

* Определялся по наличию или отсутствию вторичной волны на записях давления или на оптических регистрограммах.

кривой давление — время, регистрируемой в опытах по ПГД пьезодатчиком давления вблизи воспламеняемого торца заряда [10]. Экспериментальная кривая перестраивалась в полулогарифмических координатах и подбиралась такая величина t_* , при которой зависимость $\ln p = t/t_* + \text{const}$ с наименьшей среднеквадратичной ошибкой описывает кривую на участке, отвечающем стадии конвективного горения.

В фиксированных условиях методики, применяемой для изучения ПГД в пористых ВВ [1—3], t_* зависит от комплекса начальных свойств ВВ. Введем параметр $K = t_*/t_0$, где t_0 — теоретическая константа времени экспоненциального нарастания давления, которую определим из закона пиростатики, пренебрегая вкладом коволюма и предполагая, что частицы ВВ воспламеняются одновременно и горят по полной поверхности:

$$t_0 = d_n \varphi_n / 6b\rho(1 - \varphi_n)f.$$

Здесь d_n и φ_n — начальные размеры частиц ВВ и пористость заряда; ρ , b и f — максимальная плотность, константа в законе скорости послыного горения (с размерностью см/(с·МПа)) и сила ВВ. Величина K выбрана не случайно. Согласно результатам численного моделирования стадии конвективного горения [8], при изменении в широком диапазоне скорости нарастания давления, достигаемом за счет варьирования d_n , φ_n и f , значение K сохраняется приблизительно постоянным и составляет 1,5—2,0.

В таблице приведены результаты обработки экспериментальных данных по скорости нарастания давления в горящем веществе на стадии конвективного горения. В нее вошли данные по пикриновой кислоте и зерновой нитроклетчатке, полученные авторами, а также литературные данные по тетрилу и пикриновой кислоте, для которых в соответствующих публикациях содержится достаточно информации, чтобы надежно вычислить K и установить тип ПГД. Из таблицы следует, что при ПГД по первому типу $K = 1,5 \div 3$; это близко значению, полученному при теоретическом моделировании. При ПГД по второму типу K превышает эту величину на порядок и более. Таким образом, можно сформулировать следующий признак, разграничивающий типы ПГД: при ПГД по первому типу давление в горящем веществе на стадии конвективного горения повышается приблизительно экспоненциально со скоростью, которая близка расчетной, получаемой при математическом моделировании процесса в предположении, что за фронтом пламени частицы ВВ горят по полной поверхности, определяемой дисперсностью частиц; при этом $K \approx 2$. При ПГД по второму типу давление нарастает гораздо медленнее, чем можно было бы ожидать, ориентируясь на масштаб t_0 , а значения K достигают 50.

Анализ кривых давление — время, регистрируемых при ПГД по второму типу, позволяет получить информацию относительно свойств вторичной волны. Как показывают наблюдения, независимо от места ее возникновения в горящем веществе приход этой волны на датчик, размещенный у воспламеняемого торца заряда, сопровождается изломом кривой с резким увеличением угла наклона в полулогарифмических координатах. По месту излома и наклона кривой выше точки излома можно судить об уровне давления, при котором возникла вторичная волна, и о скорости процесса горения в ней.

В качестве примера рассмотрим пикриновую кислоту. На основании собственных экспериментальных данных и результатов работы [4] имеем в точке излома $p = 50$ и 90 МПа соответственно, а для характерного времени нарастания давления на участке кривой выше излома — 100 и 42 мкс. Аналогичная оценка по тензометрическим данным, полученным в [3] для гексогена с парафином, дает характерное время для вторичной волны ~ 30 мкс в широком диапазоне начальных плотностей. Таким образом, можно прийти к выводу, что давление во вторичной волне возрастает не слишком быстро в масштабе времени t_0 , определяемом дисперсностью ВВ. Следовательно, такие процессы, как тепловой взрыв или дробление частиц ВВ при сжатии, которые должны бы приводить к заведомо более быстрому росту давления, по-видимому, не имеют прямого отношения к возникновению вторичных волн.

Рассмотрим влияние дисперсности ВВ на длину преддетонационного участка. Опыты на зерновой нитроклетчатке показали [10], что расстояние перехода горения в низкоскоростную детонацию изменяется прямо пропорционально диаметру частиц. Численное моделирование дает такую же зависимость как для этой величины [8], так и для длины участка перехода в нормальную детонацию $L_{пр}$ [9]. Экспериментальные данные по влиянию размера частиц на $L_{пр}$ для бризантных ВВ (см., например, [11]) приводят к близкой, но более слабой зависимости в области крупных частиц. Если же ВВ измельчено сверх определенного предела (около 70 — 130 мкм для мощных ВВ [11, 12]), то это приводит к увеличению $L_{пр}$. В этом отношении интересны данные для тетрила [5]. Тетрил с частицами 470 мкм дает ПГД по первому типу. Если бы тип перехода сохранился и в случае мелкодисперсного тетрила, то тогда, учитывая указанную выше закономерность, можно было бы ожидать значительного уменьшения $L_{пр}$ при измельчении частиц от 470 до 20 мкм. Однако, как показано в [5], $L_{пр}$ не уменьшилась, а, напротив, увеличилась почти в 3 раза.

Обобщая эти данные, можно сформулировать еще один признак, разграничивающий типы ПГД. При переходе по первому типу $L_{пр}$ уменьшается при измельчении ВВ пропорционально размеру частиц (или несколько слабее). При переходе по второму типу $L_{пр}$ гораздо больше, чем можно было бы ожидать при данной дисперсности для ПГД первого типа, и возрастает с уменьшением размера частиц.

Для объяснения полученных закономерностей предложена гипотеза, основанная на том, что в случае ПГД второго типа на стадии конвективного горения позади фронта пламени ВВ горит не по полной поверхности, определяемой дисперсностью частиц (как при ПГД первого типа), а по некоторой небольшой ее части. Такая возможность появляется в случае мелкодисперсных или прессованных ВВ, внутрипоровый объем которых в основном составляют поры малого диаметра, поскольку для воспламенения таких пор по конвективному механизму требуется достаточно высокое давление [2]. Вследствие этого на начальной стадии конвективного горения фронт пламени распространяется по отдельным наиболее крупным порам [13] либо по зазору между ВВ и оболочкой, который образуется в процессе расширения оболочки и деформации ВВ [14], оставляя позади объемы негорящего ВВ, пронизанные порами малого диаметра. В результате p возрастает гораздо медленнее, чем можно было бы ожидать, исходя из дисперсности ВВ. Такое горение будет продол-

жаться до тех пор, пока значение p в зоне горения не достигнет критического уровня (зависящего от диаметра пор), при котором произойдет воспламенение поверхности мелких пор в негорящих объемах ВВ позади фронта пламени. Начиная с этого момента времени из-за резкого увеличения поверхности горения скорость повышения p возрастет, что проявится в виде вторичной волны, сопровождающейся усилением горения и свечения. Чтобы оценить значения p , при которых возникает вторичная волна, можно воспользоваться критерием самопроизвольного срыва послойного горения [2, 15], учитывая, что за фронтом пламени давление в негорящих объемах ВВ успевает выровняться. Оценка для мелкодисперсной пикриновой кислоты дает давление срыва на уровне 80 МПа, что близко указанным выше экспериментальным данным, соответствующим возникновению вторичной волны.

Влияние размера частиц объясняется тем, что чем мельче частицы ВВ (при равной пористости), тем выше p , при котором может возникнуть вторичная волна. В результате увеличивается длительность задержки возникновения этой волны и возрастает расстояние, которое успевает пройти за это время первичный фронт пламени. Вследствие этого при чрезмерном измельчении ВВ $L_{пр}$ растет.

Таким образом, предложенная гипотеза объясняет происхождение вторичной волны при ПГД второго типа и связывает единой трактовкой имеющиеся экспериментальные данные. Существенно, что различие в типах ПГД определяется в основном физическим состоянием вещества: в зависимости от дисперсности и плотности на одном и том же веществе может реализоваться один или другой тип ПГД, что согласуется с ранними представлениями [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Коротков А. И., Сулимов А. А. и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 315.
2. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. — М.: Наука, 1973.
3. Bernecker R. R., Price D. Comb. Flame, 1974, 22, 119, 129, 162.
4. Price D. e. a. XVII Sump. (Intern.) on Combustion. — Pittsburg, 1979.
5. Bernecker R. R. e. a. Proc. VI Symp. (Intern.) on Detonation. ACR-221. ONR, 1976.
6. Bernecker R. R. e. a. Proc. VII Symp. (Intern.) on Detonation. NSWCMP 82-334, 1981.
7. Нигматулин Р. И., Вайнштейн И. Б., Ахатов И. Ш. ФГВ, 1983, 19, 5, 93.
8. Ермолаев Б. С., Повожиллов Б. В. и др. ФГВ, 1985, 21, 5, 3.
9. Butler P. V. e. a. Comb. Flame, 1982, 46, 1, 75.
10. Сулимов А. А., Ермолаев Б. С. и др. ФГВ, 1987, 23, 6.
11. Соколов А. В., Аксенов Ю. П. Взрывное дело, № 52/9. — М., 1963.
12. Griffiths N., Grooscock I. M. J. Chem. Soc., 1960, 11, 4154.
13. Беляев А. Ф., Коротков А. И., Сулимов А. А. ФГВ, 1966, 3, 3, 47.
14. Обменин А. В., Коротков А. И. и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 461.
15. Марголин А. Д., Чуйко С. В. ФГВ, 1966, 2, 3, 119.

Поступила в редакцию 15/V 1986,
после доработки — 14/X 1986

К ТЕОРИИ ПЕРЕХОДА КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ АЭРОВЗВЕСИ В ДЕТОНАЦИЮ

И. Б. Вайнштейн, Ю. А. Моргунов

(Москва)

Рассмотрим плоское одномерное течение аэровзвеси унитарного топлива. Для анализа используем уравнения механики гетерогенных сред [1]. В дальнейшем предполагается, что частицы воспламеняются при достижении их поверхности температуры воспламенения T_* и при горении она остается постоянной. Отличием термодинамических свойств продуктов реакции и воздуха пренебрегается.