

## ДЕТОНАЦИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ МАЛЫХ ПЛОТНОСТЯХ ЗАРЯДА

Л. Н. Стесик, Н. С. Шведова

(Москва)

Определение зависимости скорости детонации от начальной плотности заряда  $D(\rho_0)$  имеет как практическое, так и теоретическое значение. В ряде работ [1-4] экспериментальная зависимость  $D(\rho_0)$  используется для определения уравнения состояния газов при высоких давлениях. В частности, в случае применения уравнения состояния в коволюмной форме  $p[V - \alpha(V)] = nRT$  по зависимости  $D(\rho_0)$  может быть определена величина коволюма  $\alpha(V)$ .

Определенный интерес представляет измерение скорости детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) при малой плотности заряда, когда продукты взрыва не подчиняются уравнению состояния идеального газа, но упругая составляющая давления мала по сравнению с общим давлением. Этим областям соответствуют давления, возникающие при детонации ВВ с плотностью менее  $0.8 \text{ г/см}^3$ . Однако в большинстве случаев ниже значение плотности, при котором определена скорость детонации ВВ, составляет  $0.5-0.6 \text{ г/см}^3$ . Дело в том, что определение скорости детонации при меньших значениях плотности для большинства ВВ представляет определенные трудности.

В нашей работе для исследования зависимости скорости детонации от плотности ВВ была использована нитроклетчатка (13.3%  $N_2$ ), позволяющая получать заряды с малой плотностью. Поскольку скорость детонации нитроклетчатки ранее не измерялась, нами были проведены опыты в широком интервале плотностей заряда.

Диаметры зарядов составляли 20—30 мм. Оболочка зарядов изготовлялась из целлофана. Скорость детонации измерялась оптическим методом при помощи скоростного фоторегистратора (СФР). При каждом значении плотности заряда проводились 3—4 измерения. Средняя ошибка измерений не превышала 1—2%.

Результаты экспериментов представлены в табл. 1, а также изображены графически на фигуре (кривая 3).

Наименьшее значение плотности заряда составляет  $0.13 \text{ г/см}^3$ . Это уже достаточно близко к тем значениям плотностей, при которых продукты детонации подчиняются уравнению состояния идеального газа. Представляло интерес выяснение вопроса: согласуются ли результаты опытов с расчетом скорости детонации, когда к продуктам детонации может быть применено уравнение состояния идеального газа. В связи с этим был проведен расчет скорости детонации нитроклетчатки при плотностях 0.005 и  $0.01 \text{ г/см}^3$ . Результаты расчета представлены в табл. 2 и нанесены на график (фигура). Как видно из фигуры, экстраполяция экспериментальной зависимости хорошо совпадает с результатами расчета.

Расчет скоростей детонации производился при помощи электронно-вычислительной машины в предположении, что в детонационной волне устанавливается термодинамическое равновесие. Соответствующий равновесию состав продуктов взрыва приведен в табл. 3. В расчете теплосодержание нитроклетчатки (13.3%  $N_2$ ) принималось равным  $605.4 \text{ ккал/кг}$ . Аналогичные расчеты были проделаны для ряда других ВВ. Во всех случаях плотность вещества принималась равной  $0.01 \text{ г/см}^3$ . Результаты расчетов пред-

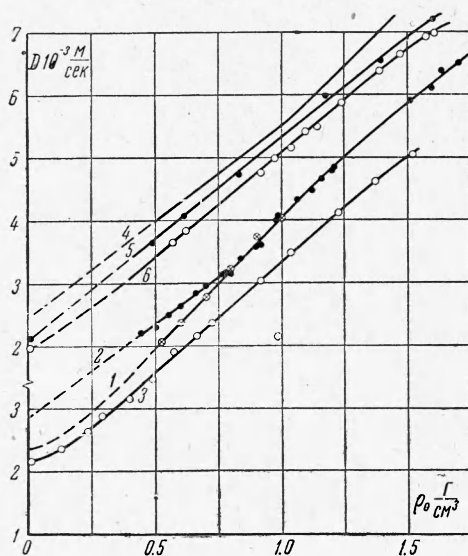


Таблица 1

$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	D, м/сек	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	D, г/см <sup>3</sup>
0.13	2400	0.73	4350
0.24	2650	0.85	4750
0.30	2880	0.92	5060
0.40	3160	1.04	5500
0.48	3500	1.23	6150
0.58	3900	1.37	6600
0.67	4150	1.53	7050

Таблица 2

## Результаты расчета скорости детонации

ВВ	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , м/сек	$u$ , м/сек	$p$ , атм	$T$ , °К
Нитроклетчатка	0.005	2104	967	101.4	3379
	0.01	2124	971	204.6	3435
Тротил	0.01	1996	903	178.9	2710
Тетрил	0.01	2292	1029	233.7	3704
Пикт. к-та	0.01	2116	949	199.2	3386
Гексоген	0.01	2371	1092	256.6	3959
Тэн	0.01	2194	1024	222.8	3806

Таблица 3

## Состав продуктов детонации (моль/кг)

ВВ	CO <sub>2</sub>	CO	H <sub>2</sub> O	ОН	H	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	C	O <sub>2</sub>	O	NO
Нитроклетчатка	5.49	15.60	9.15	0.70	0.50	3.21	4.68	—	0.06	0.06	0.11
	5.54	15.55	9.28	0.59	0.40	3.18	4.69	—	0.04	0.04	0.08
Тротил	0.01	26.38	0.02	—	0.09	10.38	6.05	3.31	—	—	—
Тетрил	1.02	23.34	2.21	0.21	0.94	5.92	8.68	—	—	0.02	0.03
Пикр. к-та	1.84	24.35	2.38	0.12	0.40	3.90	6.54	—	—	—	0.02
Гексоген	2.59	10.92	8.20	1.62	1.19	3.90	13.27	—	0.20	0.25	0.47
Тэн	6.86	8.96	9.78	2.26	0.56	1.47	5.99	—	1.08	0.43	0.66

ставлены в табл. 2. В табл. 2 внесены значения скорости детонации  $D$ , скорости потока продуктов  $u$ , давления  $p$  и температуры  $T$  во фронте детонационной волны. На фигуре также показано, насколько результаты этих расчетов согласуются с экстраполяцией экспериментальных зависимостей. Экспериментальные данные заимствованы из работ [5, 6]. Как видно из фигуры, в случае тротила (кривая 6) и пикриновой кислоты (кривая 5) наблюдается хорошее совпадение. Для тэна (кривая 4) и гексогена результаты расчета лежат значительно ниже экстраполяционных значений. Наибольшее расхождение наблюдается у гексогена. Обнаруженное расхождение результатов вынудило нас произвести проверку экспериментальных данных для гексогена при плотностях заряда 1.0 г/см<sup>3</sup> и ниже. Гексоген, использованный в наших опытах, представлял смесь двух фракций (50/50): мелкодисперсный порошок с размером частиц 1—10 мк и фракция заводского гексогена с частицами менее 150 мк. Оболочка зарядов изготовлялась из целлофана. Плотность зарядов изменялась в интервале 0.53—1.00 г/см<sup>3</sup>. Прохождение детонации регистрировалось при помощи скоростного фоторегистратора СФР. При наименьшей плотности была определена зависимость скорости детонации от диаметра заряда (см. табл. 4), которая была использована для определения идеальной скорости детонации [7].

Таблица 4

## Скорость детонации гексогена

$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	Диаметр заряда, мм	Скорость детонации, м/сек
0.53	10	3620
0.53	20	3900
0.53	30	4000
0.61	30	4390
0.70	30	4780
0.80	30	5240
0.90	20	5750
1.00	20	6040

Определение идеальной скорости дало значение 4060 м/сек, которое только на 1.5% отличается от скорости детонации заряда с диаметром 30 мм. В дальнейшем работа проводилась с зарядами диаметром 30 мм, за исключением опытов с плотностями 0.9 и 1.0 г/см<sup>3</sup>, в которых заряды имели диаметр 20 мм. Результаты опытов представлены в табл. 3 и на фигуре (кривая 1), из которых видно, что ниже плотности 0.8 г/см<sup>3</sup> данные работы [5] и настоящей работы расходятся. Наши данные лежат несколько ниже. Причина заключается, по-видимому, в том, что ранее в качестве оболочек зарядов использовались стеклянные трубки. При скоростях детонации менее 5000 м/сек ударная волна в стекле обгоняет детонационный фронт, что может привести к завышенным результатам в измерении скорости детонации. Экстраполяция кривой  $D(\rho_0)$  для гексогена, по нашим данным, к нулевой плотности дает результат, хорошо согласующийся с расчетом.

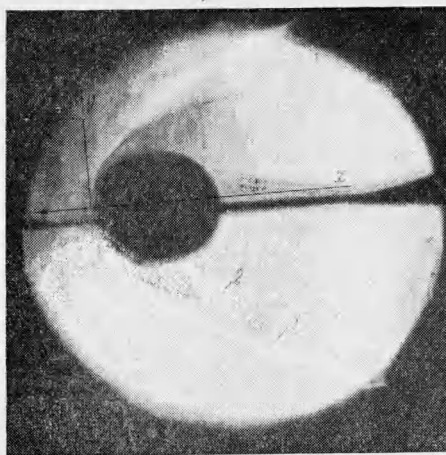
## ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Н. М. Уравнение состояния продуктов детонации гексогена. Ж. физ. химии, 1961, т. 35, № 7.
2. Cook M. A. An equation of state for gases at extremely high pressures and temperatures from the hydrodynamic theory of detonation. J. Chem. Phys., 1947, v. 15, No. 7, p. 518. Cook M. A. Fugacity determinations of the products of detonation. J. Chem. Phys., 1948, v. 16, No. 11, p. 1081.
3. Murgai M. P. Equation of state from the theory of detonation. J. Chem. Phys., 1956, v. 24, No. 3, p. 635.
4. Schmidt A. Über die detonation von Sprengstoffen und die Beziehung zwischen Dichte und Detonationsgeschwindigkeit. Z. ges. Schiess- und Spreng., 1935, H. 30, S. 964; 1936, H. 31, S. 38, 80, 114, 149.
5. Стесик Л. Н., Акимова Л. Н. Зависимость скорости детонации от начальной плотности заряда. Сб. «Физика взрыва», 1956, № 5, Изд-во АН СССР.
6. Friederich W. Über die detonation der Sprengstoffe. Z. ges. Schiess- und Spreng., 1933, H. 28, S. 2, 51, 80, 113.
7. Стесик Л. Н., Акимова Л. Н. Косвенный метод оценки ширины зоны реакции в детонационной волне. Ж. физ. химии, 1959, т. 33, № 8, стр. 1762.

### О СТАБИЛИЗАЦИИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ ПОМОЩИ ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ

М. П. Самозванцев (Москва)

Одной из проблем, возникающих при реализации сверхзвукового горения, является стабилизация стационарных детонационных волн при помощи каких-либо тел, находящихся в сверхзвуковом потоке горючей смеси [1]. В имеющихся теоретических работах [2, 3] предполагается, что горючая смесь сгорает сразу же за ударной волной, т. е. задержка воспламенения отсутствует, и детонационная волна представляет бесконечно тонкую поверхность. Из указанного предположения следует, что сильная детонационная волна, возникающая около передней части плохообтекаемого тела, должна в процессе ослабления превратиться в детонационную волну Чепмена — Жуге, которая, таким образом, стабилизируется при помощи этого тела.



Фиг. 1. Вырождение детонационной волны в стехиометрической смеси водорода с воздухом: 1 — ударная волна, 2 — фронт пламени;  $D = 20$  мм,  $P_1 = 0,25$  атм,  $T_1 = 300^\circ$  К,  $M_1 = 5,53$  [4]

Однако в результате экспериментального исследования было обнаружено [4], что хотя около передней части сферы диаметром  $D = 20$  мм возникает сильная детонационная волна, но, вопреки ожидаемому, она не превращается в волну Чепмена — Жуге, а распадается на ударную волну и ламинарный фронт пламени (фиг. 1).

Ниже для объяснения этого экспериментального факта привлекается к рассмотрению кинетика процесса горения, которая в данном случае характеризуется задержкой воспламенения горючей смеси.

Будем рассматривать явление в системе координат, связанной со сферой, и обозначим параметры течения перед ударной волной, за ударной волной, перед фронтом пламени и за фронтом пламени индексами 1, 2, 3, 4 соответственно. Индексом  $n$  обозначим параметры течения, определяемые по проекции скорости движения газа на нормаль к

образующей ударной волны или фронта пламени. Геометрия течения показана на фиг. 2. При рассмотрении необходимым условием реализации детонации Чепмена — Жуге является возникновение теплового кризиса в какой-либо точке за фронтом пламени, т. е. число Маха  $M_{n4} = 1$ . С другой стороны, для возникновения теплового кризиса необходимо, чтобы при прочих равных условиях величина  $M_{n3}$  была достаточно близка к единице, причем

$$M_{n3} = \bar{M}_3 \cos \gamma_3 \quad (1)$$

где  $\gamma_3$  — угол между линией тока и нормалью к фронту пламени (фиг. 2).