

К ВОПРОСУ О СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДОВ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

В. К. Ашаев, Г. С. Доронин, В. С. Жученко

(Москва)

В соответствии с классической теорией Зельдовича — Неймана — Деринга установившаяся плоская детонационная волна состоит из узкой стационарной зоны химических реакций и последующей нестационарной области расширения продуктов взрыва (ПВ). На границе этих областей (в плоскости Чепмена — Жуге) параметры потока — плотность, давление, скорость вещества — являются, как и скорость детонации, константами, присущими данному ВВ при его конкретной плотности, и не зависят от длины заряда. При исключении ширины химической зоны волна расширения автомодельна, а детонационные профили для зарядов разной длины сходятся в одну точку, отвечающую состоянию Жуге.

В работе [1] приведены результаты, противоречащие представлениям о стационарной детонации. В опытах измерялась скорость свободной поверхности алюминиевой пластины, приложенной к торцу тротилового заряда. Сделано заключение, что давление детонации растет с увеличением длины заряда. В [2, 3] представлены аналогичные данные и по другим взрывчатым составам. На основе этих экспериментов разработана модель «нарастающей детонации». Согласно этой модели [3], давление в плоскости Чепмена — Жуге увеличивается по мере распространения детонации по заряду, асимптотически приближаясь к своему пределу, при этом скорость детонации практически не изменяется. Повышение давления связывается с дополнительным энерговыделением, обусловленным конденсацией и коагуляцией углерода в ПВ.

Эти выводы принципиальны для теории детонации и неоднократно обсуждались [4—6]. Однако имеется и другой важный аспект проблемы: ставится под сомнение экспериментальная информация, полученная на лабораторных зарядах конечной длины. В этой связи целесообразно вновь вернуться к этому вопросу.

В данной работе с помощью прецизионных оптических регистраций показана применимость стационарной модели к коротким (~ 10 мм) зарядам, проанализированы источники ошибок в «методе «свободной поверхности», дана интерпретация результатов [2, 3] в рамках классических представлений.

Опыты проводили с зарядами из прессованного тротила плотностью $1,56$ г/см³ и флегматизированного октогена плотностью $1,78$ г/см³. Использованы заряды диаметром 64 мм и высотой 10, 20 и 40 мм для тротила и 10, 20 и 50 мм для октогена. Заряды инициировали от специального устройства, состоящего из плосковолновой баратоловой линзы, тротиловой пашки длиной 20 мм и медной пластины толщиной 5 мм. Медная пластина служила для снижения давления инициирования, которое составляло ~ 7 ГПа для тротила и ~ 10 ГПа для октогена. Заряды из флегматизированного октогена длиной 10 мм инициировали также баратоловым генератором, обеспечивающим давление инициирования ~ 23 ГПа. С помощью лазерного измерителя волновых скоростей [7], а также усовершенствованным методом вспыхивающих промежутков [8] регистрировали скорость ударной волны в стопке из граничащих с зарядом плексигласовых пластин толщиной 1—2 мм, разделенных микронными промежутками.

Результаты измерений представлены на рис. 1 в виде кривых затухания скорости фронта ударной волны в плексигласовой преграде. Видно, что детонация исследованных ВВ соответствует гидродинамической теории: имеется стационарная, не зависящая от длины заряда зона с повышенными параметрами и волна расширения, описываемая пересекающимися в одной точке кривыми затухания. Из графиков также

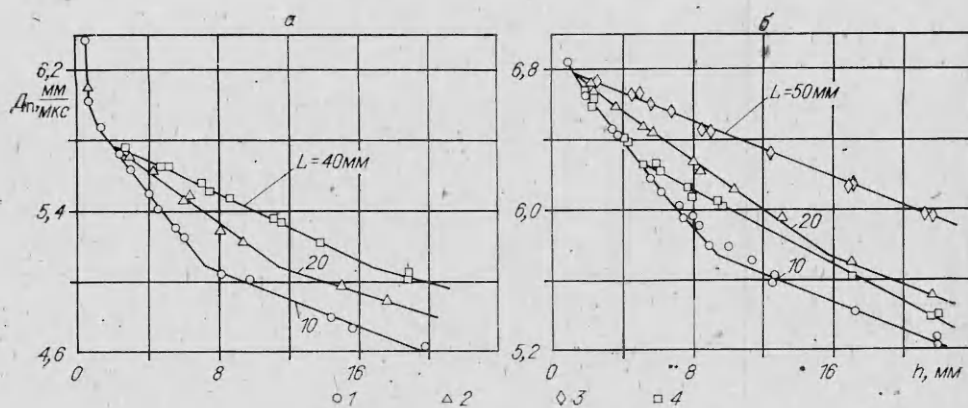


Рис. 1. Кривые затухания скорости фронта ударной волны в плексигласовой преграде для разных длин тротильных зарядов (а) и из флегматизированного октогена (б). 1—3 — инициирование через медную пластину; 4 — инициирование баратоловым генератором.

следует, что в тротиле и в октогене стационарный режим устанавливается на расстоянии менее 10 мм. Давление в плоскости Чепмена — Жуге и ширина химической зоны, найденные по точке разветвления кривых затухания, приведены ниже.

ВВ	$D, \frac{\text{мм}}{\text{мкс}}$	$p_n, \text{ ГПа}$	n	$a, \text{ мм}$
Прессованный тротил	6,84	18,1	3,05	0,62
Флегматизированный октоген	8,69	32,3	3,18	0,25

Здесь D — скорость детонации; p_n — давление, соответствующее точке схождения кривых затухания; n — показатель политропы; a — ширина зоны химической реакции, найденная по формулам из [9]. Для вычисления использовали ударную адиабату плексигласа в виде [8] $D_n = 2,580 + 1,525u_n$ ($0,5 < u_n < 2,63$ км/с) и $D_n = 3,156 + 1,305u_n$ ($u_n > 2,63$ км/с).

Остановимся подробнее на методе свободной поверхности и результатах, послуживших основой для модели нарастающей детонации. На $x-t$ -диаграмме рис. 2 изображена система, включающая инициирующий узел 1, исследуемый образец 2 и пластину 3. Здесь нагружение пластины определяется головной автомобильной волной, идущей от границы инициатора — образец (на рис. 2 эта область заштрихована), и следующей за ней волной расширения, определяемой суммарной длиной исследуемого заряда и инициатора. Граничная α_1 -характеристика, разделяющая эти области, определяет излом на детонационных профилях и соответственно на кривых затухания в преграде (см. результаты для коротких зарядов на рис. 1, а).

Если на торец пластины поместить тонкий диск (отлетающий индикатор), то его скорость будет определяться первой α -характеристикой, вышедшей на свободную поверхность. В случае сплошной преграды происходит торможение свободной поверхности, обусловленное спадающим профилем ударной волны в пластине, поэтому фиксируется некоторое усредненное состояние за время прохождения выбранной базы измерения. Очевидно, что величина усредненной скорости зависит от длины заряда, толщины пластины h и базы S . Как видно из $x-t$ -диаграммы, действительному состоянию Жуге отвечает начальная α_0 -характеристика, а на любой конечной базе измерений скорость свободной поверхности определяется веером последующих α -характеристик. Поэтому на любой конечной базе измерений получаются заниженные результаты, при этом искажения тем сильнее, чем короче заряд и толще пластина.

Начальная скорость свободной поверхности пластины, соответствующая состоянию ПВ в плоскости Чепмена — Жуге, может быть полу-

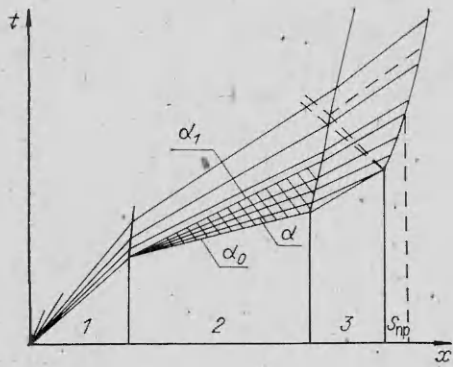


Рис. 2. $x-t$ -диаграмма процесса нагружения преграды; $S_{пр}$ — предельная база регистрации, на которой инициирующий узел не влияет на результат измерения средней скорости.

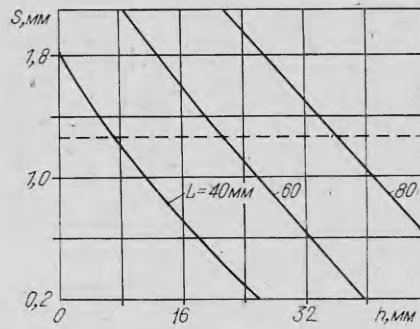


Рис. 3. Предельные соотношения между S и h для тротильных зарядов разной длины. Штриховой линией указана база регистрации $S = 1,27$ мм [10].

на только путем экстраполяции к нулевой базе измерения и к толщине пластины, на которой затухает влияние зоны химических реакций. Кроме того, при одинаковых условиях инициирования для каждой длины заряда существует своя область соотношений S и h , определяемая пересечением граничной α_1 -характеристики с траекторией свободной поверхности пластины. Внутри этой области фиксируются головные участки детонационных волн, а вне ее на результаты измерений влияет суммарная длина заряда и инициатора.

Рассчитанные методом характеристик предельные соотношения S и h в системе баратоловая линза¹ — тротил — алюминиевая пластина для зарядов различной длины приведены на рис. 3. Ниже каждой кривой — область регистрации затухания, определяемого длиной исследуемого заряда, выше — суммарной длиной заряда и инициатора. Заметим, что реальные базы, выбираемые из условия однократного отражения в пластине и разрешающей способности аппаратуры, составляют обычно 1—2 мм. Анализ данных [2], относящихся к тротилу, показывает, что экспериментальные точки зависимости $W(h)$ для коротких зарядов лежат в области влияния инициирующей системы (здесь W — скорость свободной поверхности преграды). При заниженных значениях скорости это приводит еще и к уменьшению наклона экспериментальной зависимости и, следовательно, уменьшению экстраполированного к нулевой толщине пластины значения скорости, по которому рассчитывается величина давления детонации. Указанное обстоятельство является одной из причин обнаруженной авторами [2, 3] «нестационарности» детонации тротильных зарядов.

Проанализируем результаты [2, 3], полученные методом свободной поверхности для пластифицированного октогена (состава РВХ-9404). На рис. 4 сплошными линиями представлены рассчитанные начальные скорости алюминиевых пластин W для зарядов длиной 12,7 (1), 25,4 (2) и 50,8 мм (3) и средние на базе $S = 1,27$ мм скорости свободной поверхности для тех же зарядов (штриховые линии). Давление Чепмена — Жуге в соответствии с [11] принималось равным 36,5 ГПа (этому значению и отвечает точка пересечения сплошных кривых). На рис. 4 указаны также экспериментальные данные из работы [3]. Видно, что усреднение на выбранной базе приводит к снижению измеряемых параметров, тем более существенному, чем меньше длина заряда. Например, нижней кривой соответствует давление 30,3 ГПа. Некоторое расхождение расчетов и экспериментов на коротких зарядах связано с отклонениями явле-

¹ Использованы параметры баратола из [9].

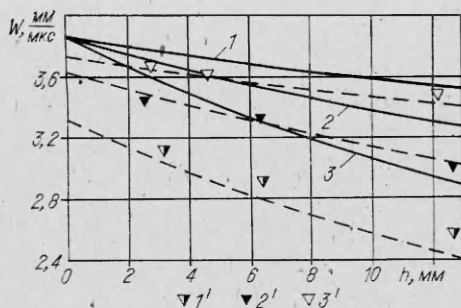


Рис. 4. Расчетные зависимости начальных и средних на базе $S = 1,27$ мм скоростей свободной поверхности от толщины преграда.

L , мм: 1' — 12,7 [2], 2' — 25,4, 3' — 50,8.

ниями в пластине (на что указывалось в [4]) или с учетом при расчетах влияния зоны химической реакции. Таким образом, и для октогена причиной нарастающей детонации является методическая ошибка, а именно — несоответствие базы измерения скорости свободной поверхности длине заряда.

Как следует из проведенного анализа, экспериментальные результаты [2] вполне объясняются с позиции гидродинамической теории стационарной детонации, а модель «нарастающей детонации» [3] построена на выводах из методически неправильно поставленных экспериментов. Необходимо отметить, что определение давления детонации методом свободной поверхности на коротких зарядах всегда приводит к занижению результатов. Применение метода искусственного откола уменьшает искажения, но не исключает их полностью, так как при уменьшении толщины отлетающего индикатора возрастает его аэродинамическое торможение на базе измерения. Методы, основанные на измерении затухания скорости фронта ударной волны в преграде, свободны от этих недостатков [8] и могут использоваться для исследования детонационных процессов на коротких зарядах.

Поступила в редакцию 9/XI 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. B. G. Craig. 10-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1965.
2. C. L. Mader, B. G. Craig. Los Alamos Scientific Laboratory Report. La-5865, 1975.
3. C. L. Mader. Symp. H. D. P. Paris, 1978.
4. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ФГВ, 1965, 1, 3, 3.
5. F. J. Petrone. Phys. Fluids, 1968, 11, 1473.
6. В. А. Веретенников. — В кн.: Детонация. Черногоровка, 1980.
7. Л. В. Альтшулер, В. К. Ашаев, Г. С. Доронин и др. 3-й Всесоюз. симп. по импульсным давлениям. Тез. докл. М., 1979.
8. Л. В. Альтшулер, В. К. Ашаев, В. В. Балалаев и др. ФГВ, 1983, 19, 4.
9. K. Burrows, D. K. Chilvers, R. Gyton e. a. Prep. pap. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. San Diego, California, 1976.
10. W. C. Davis, D. Venable. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. Pasadena, California, 1970.
11. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 27, 3.

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

С. В. Базденков, В. Ф. Демичев, Д. Х. Морозов, О. П. Погуце
(Москва)

Введение

При сварке взрывом и магнитно-импульсной сварке (МИС) наиболее прочным получается соединение деталей, когда на поверхности соединения наблюдается волнообразование [1, 2]. К настоящему времени существует большое количество работ, в которых экспериментально исследовались закономерности явления волнообразования и предлагались различные теоретические модели [1—8]. Большинство существующих теорий содержит весьма произвольные предположения. Так, работа [6],