

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1959, 36, 782.
2. Чельшев В. П., Шехтер Б. И. ФГВ, 1966, 2, 4, 68.
3. Skidmore J. C., Hart S. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation.— Washington, 1966.
4. Kinecke J. H., Jr., West C. E. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. Naval ordnance. Research, 1970.
5. Альтшулер Л. В., Зубарев В. И., Телегин Г. С. ФГВ, 1974, 10, 5, 728.
6. Воскобойников И. М., Афанасенков А. Н.— В кн.: Взрывное дело, № 75/32.— М., 1975.
7. Chaiken V. F. J. Chem. Phys., 1960, 33, 760.
8. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
9. Бойко М. М., Кузнецов О. А., Соловьев В. С. ФГВ, 1972, 8, 4, 479.
10. Lee E. L., Hornig H. C. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1969.
11. Lee E. L., Tarver C. M. Phys. Fluids, 1980, 23, 12, 2362.
12. Sheffield S. A., Bloomquist D. D., Tarver C. M. J. Chem. Phys., 1984, 80, 8, 3831.
13. Бордзиловский С. А., Караханов С. М. ФГВ, 1985, 21, 6, 109.
14. LASL shock hugoniot data. Berkeley-LA-London, 1970.

Поступила в редакцию 30/V 1986

О СТРУКТУРЕ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

В. К. Ашаев, Г. С. Доронин, А. Д. Левин

(Дзержинск)

Согласно классической теории детонации, развитой в работах [1—3], в плоской установившейся детонационной волне (ДВ) имеются стационарная зона повышенных давлений, не зависящая от длины заряда и заканчивающаяся звуковой плоскостью Чепмена — Жуге, и нестационарная зона расширения продуктов взрыва, спад давления в которой определяется длиной заряда. В первой происходит химическое превращение молекул исходного ВВ в молекулы продуктов детонации. Экспериментальное подтверждение такой структуры ДВ получено в [4—10] в основном на зарядах из тротила и его сплавов с гексогеном.

Работы [4—10] подтвердили наличие зоны повышенных давлений и дали оценку ее ширины, которая по времени составляет $\sim 0,1 \div 0,2$ мкс. Эксперименты проводились либо методом преград [4—9] по затуханию скорости свободной поверхности инертных экранов различной толщины, плотно прикладываемых к торцу заряда, либо с помощью электромагнитных измерений скорости движения тонких алюминиевых фольг, расположенных внутри заряда и движущихся с массовой скоростью вещества за фронтом ДВ [10]. Такие данные дают лишь качественную информацию о структуре детонационного фронта. Это связано с тем, что скорости свободной поверхности определяются на конечных базах $\sim 0,1 \div 1$ мм. В такой постановке на результаты опытов влияет неучитываемое затухание скорости свободной поверхности на базе измерения. Ширина зоны химической реакции мала, а градиенты давления в ней велики, поэтому средняя скорость существенно ниже начальной скорости движения свободной поверхности для данной толщины преграды. Подробно анализ такой ситуации проводился в работе [11] применительно к давлению детонации на коротких зарядах [12]. Использование составных преград или «отлетающих индикаторов» [7—9] заметно уменьшило погрешность метода преград, по все же не позволило достичь точности, требуемой для исследования структуры зоны химической реакции мощных ВВ. При определении массовой скорости с помощью электромагнитной методики [10] завал переднего фронта осциллограмм составлял $\sim 0,1$ мкс, что сопоставимо с длительностью химической реакции высокоплотных ВВ. В основном эти методические погрешности связаны с возможностями используемой измерительной техники.

В силу указанных причин в литературе не имеется прямых экспериментальных доказательств стационарности структуры зоны химической

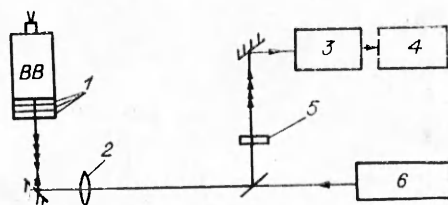


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — стопа пластин из прозрачного материала; 2 — фокусирующая линза; 3 — ФЭУ; 4 — осциллограф; 5 — интерференционный светофильтр; 6 — лазер.

реакции, а для многих мощных ВВ отсутствуют и оценки протяженности этой зоны. Развитие экспериментальной техники, применение прецизионных лазерных методов [13—16] позволяют существенно расширить диапазон пространственного и временного разрешения.

Как показал анализ, наиболее информативным методом исследования структуры ДВ является определение зависимости волновой скорости в преграде $D_{пр}(x)$ от пути, пройденного ударной волной (УВ). В этом случае значение $D_{пр}(x)$ несет информацию о состоянии на границе ВВ — преграда через промежуток времени [17]

$$\tau = \frac{x}{D} \frac{u_{пр}(x) + c_{пр}(x) - D_{пр}(x)}{c_{пр}(x)}$$

после выхода ударного фронта на границу. Здесь D — скорость детонации; $u_{пр}$, $c_{пр}$ — массовая скорость и скорость звука в преграде соответственно. Таким образом, измерение скорости УВ в преграде на базисе $\sim 0,1$ мм дает возможность получать информацию о параметрах состояния ВВ через 2—5 нс после начала детонационного превращения.

В данной работе методом лазерного измерения волновых скоростей [14] исследовалась структура ДВ в прессованном тротиле плотностью $\rho = 1,58$ г/см³ и в агатированных гексогене ($\rho = 1,78$ г/см³) и октогене ($\rho = 1,87$ г/см³). Следует отметить, что для последних двух веществ при таких плотностях сведения о структуре зоны реакции и ее длительности в литературе отсутствуют.

Схема экспериментов представлена на рис. 1. Зондирующий лазерный луч отражается от границ уложенных в стопу тонких пластин из прозрачного материала, расположенных на торце заряда исследуемого ВВ. Ударная волна, проходя по стопе пластин, разделенных микронными зазорами, последовательно закрывает оптические поверхности раздела и тем самым уменьшает суммарную интенсивность отраженного светового пучка, направляемого системой линз на фотоэлектронный умножитель. Сигналы с фотоэлектронного умножителя фиксируются с помощью скоростного осциллографа. Типичная осциллограмма представлена на рис. 2.

В экспериментах использовались ФЭУ-135 и осциллографы С7-10Б и С9-4А, которые позволяют измерять временные интервалы с точностью до 0,1 нс. Толщина пластин измерялась микроскопом ДИП-1 с точностью до 0,5 мкм. Дополнительная ошибка возникла за счет небольшой клиновидности используемых пластин и неопределенности положения точки зондирования лазерным лучом в пределах диафрагмы диаметром 1,5 мм. Суммарная ошибка при определении базы измерения не превышала 1,5 мкм. Предварительное напыление каждой из пластин по периферии слоем алюминия толщиной ~ 1 мкм и последующее их поджатие к заряду ВВ при помощи специального зажимного устройства обеспечивало фиксированный зазор между пластинами ~ 2 мкм. В ка-

Рис. 2. Типичная осциллограмма опыта. Период мерток времени — 10 нс.

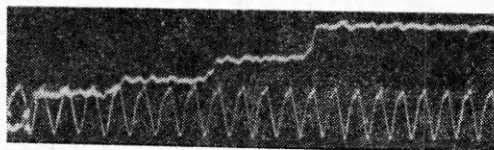
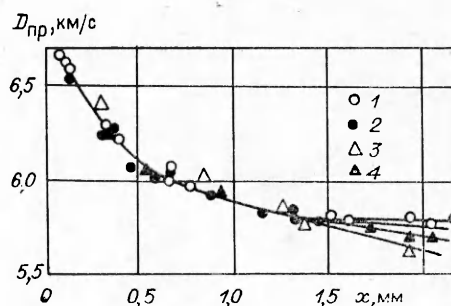


Рис. 3. Кривые затухания скорости ударной волны в плексигласовых преградах, граничащих с зарядом из тротила.

d , мм: 1, 2, 4 — 60, 3 — 30; l , мм: 1 — 20, 2 — 40, 3, 4 — 120.



честве материала пластин использовался плексиглас с ударной адиабатой [18]

$$D_{пр} = 2,580 + 1,525u_{пр} \quad \text{при } 0,5 < u_{пр} \leq 2,63 \text{ км/с,}$$

$$D_{пр} = 3,156 + 1,305u_{пр} \quad \text{при } u_{пр} > 2,63 \text{ км/с.}$$

Опыты проводились с тротильными зарядами диаметром $d = 64$ мм и длиной $l = 20, 40$ и 120 мм, а также $d = 30$ мм и $l = 120$ мм. Заряды с $l = 20$ и 40 мм инициировались баратоловым генератором через медную или алюминиевую пластину толщиной 5 мм, давление инициирования при этом составляло ~ 7 и $\sim 14,0$ ГПа соответственно. Заряды с $l = 120$ мм инициировались в точке капсюлем-детонатором.

На рис. 3 представлены кривые затухания скорости УВ в плексигласовых преградах для всей серии опытов с тротилом; точки — результаты прямых измерений. Видно, что для всех зарядов имеется зона повышенных давлений, описываемая единой зависимостью до глубины $\sim 1,4$ мм, после которой кривые разветвляются. Такая картина соответствует классической модели детонационной волны [1—3]. Из рис. 3 следует, также, что на кривых нет четко выраженного излома и точку, соответствующую состоянию Чепмена — Жуге, можно определить только по разветвлению кривых затухания скорости УВ для разных величин l .

Отсутствие излома в зависимости массовой скорости отмечено и в работе [15]. Положение точки разветвления ($D_{пр} = 5,81$ км/с, $x = 1,4$ мм) определяет давление в точке Чепмена — Жуге, равное $18,6$ ГПа, и время химических реакций $\tau \approx 0,070$ мкс, что по протяженности соответствует $\delta \approx (D - \bar{u}) \cdot \tau \approx 0,33$ мм. Небольшое отличие от результатов [18], где точка разветвления для зарядов ТНТ плотностью $1,56$ г/см³ находилась на глубине $2,2$ мм, вызвано несколько большей плотностью ($1,58$ г/см³) применяемых в данной работе зарядов. Экстраполяция кривой затухания к пулевой базе измерения приводит к значению начальной скорости УВ в плексигласе $6,9$ км/с. Это соответствует давлению в химике ($28,7$ ГПа) по ударной адиабате тротила [19], экстраполированной в область высоких давлений. Полученные результаты находятся в разумном согласии с данными [9] для ТНТ с $\rho = 1,63$ г/см³, где ширина стационарной зоны оценивается величиной $0,3$ мм, и работой [16] для зарядов $\rho = 1,64$ г/см³, в которой измеренная длительность реакции равна $0,08$ мкс, а максимальное давление в химике $27,5$ ГПа.

Иная картина наблюдается в гексогене и октогене. Заряды из этих веществ готовились методом прессования с растворителем с последующим его выпариванием. Структура зарядов близка к однородной. Во всех случаях диаметр заряда составлял 60 мм. Иницирование производилось от баратолового генератора плоской волны.

На рис. 4 представлены результаты измерений эволюции скорости УВ в плексигласовой преграде для зарядов октогена и гексогена. Для коротких ($l = 5$ и 10 мм) зарядов фиксируется область повышенных давлений. Взаимное расположение кривых затухания скорости УВ для этих зарядов свидетельствует о нарастании давления с увеличением l .

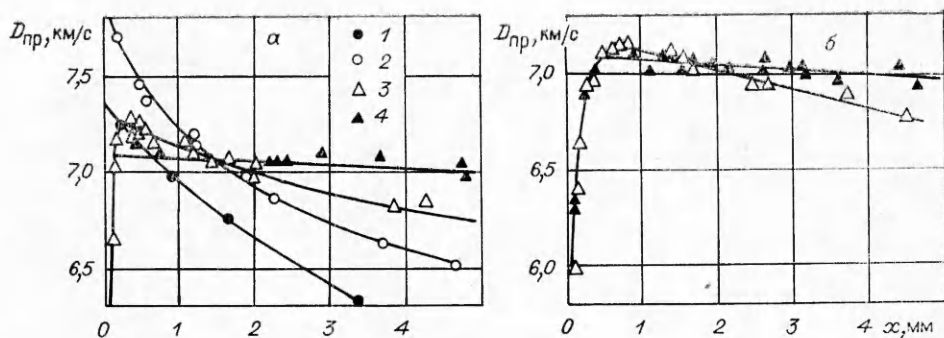


Рис. 4. Кривые изменения скорости ударной волны в плексигласовых преградах, граничащих с зарядами из октогена (а) и гексогена (б); $d = 60$ мм.
 l , мм: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 50.

При $l = 20$ и 50 мм зона повышенных давлений отсутствует, кривые пересекаются на расстоянии $1,4$ мм от границы раздела, через эту точку проходит кривая, соответствующая $l = 10$ мм. Взаимное расположение кривых и наличие зоны повышенных давлений для коротких зарядов свидетельствуют о том, что формирование ДВ проходит через стадию пересжатия. Подобный эффект уже отмечался в [20, 21]. При наличии пересжатия звуковая плоскость несколько отодвигается от детонационного фронта [18, 22]. В этом случае параметры УВ в преграде в точке пересечения кривых затухания для разных l соответствуют состоянию Чепмена — Жуге в продуктах детонации. Определенные таким образом давления и показатели политропы составляют $36,9$ ГПа и $3,08$ для октогена ($D = 8,98$ км/с) и $35,2$ ГПа и $2,83$ для гексогена ($D = 8,705$ км/с).

Из приведенных графиков следует, что при $l = 20$ и 50 мм вместо химика отчетливо фиксируется зона нарастания давления. По-видимому, в случае высокоплотных октогена и гексогена с однородной структурой зарядов химическое превращение происходит во фронте УВ. На возможность химического превращения в ударном фронте указывалось в работах [23, 24]. Химическая реакция при этом является релаксационным процессом, наличие которого в соответствии с [25, 26] приводит к «завалу» ударного фронта. Как видно из графиков, превышение давления в точке максимума над давлением Чепмена — Жуге невелико и обусловлено пересжатием, возникшим на стадии формирования ДВ. По мере увеличения l пересжатие уменьшается, а давление в точке максимума стремится к давлению Чепмена — Жуге, при этом положение максимума скорости УВ в преграде сдвигается к границе раздела. В пределах точности используемой методики измерений участок нарастания скорости описывается единой зависимостью для $l = 20$ и 50 мм (см. рис. 4, б). Если предположить, что участок нарастания стационарный, то при больших l он должен закапчиваться состоянием Чепмена — Жуге. Тогда найти время реакции можно по положению точки, в которой скорость УВ на нарастающем участке соответствует состоянию Чепмена — Жуге, определенного по пересечению кривых на участке спадания скорости. Оцененные таким образом времена реакции равны 20 и 10 нс для гексогена и октогена соответственно.

Из приведенных результатов следует, что при детонации высокоплотных зарядов октогена и гексогена с однородной структурой в отличие от классической модели Зельдовича — Неймана — Дёринга состояние Чепмена — Жуге достигается из области более низких давлений, а не путем перехода с ударной адиабаты ВВ на ударную адиабату продуктов детонации по волновому лучу из области более высоких давлений.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Л. В. Альтшулеру, В. В. Балалаеву, В. С. Жученко за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1940, 10, 542.
2. Van Neumann I. ASRD Report, № 549, 1942.
3. Döring W. Ann. Phys., 1943, 43, 421.
4. Duff R. E., Houston E. J. Chem. Phys., 1955, 23, 1268.
5. Дремни А. Н., Похил П. Ф. Докл. АН СССР, 1959, 127, 6, 1245.
6. Дремни А. Н., Похил П. Ф. ЖФХ, 1960, 34, 11.
7. Веретенников В. А., Дремни А. П., Шведов К. К. ФГВ, 1965, 1, 3.
8. Веретенников В. А., Дремни А. Н., Розанов О. К. и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
9. Зубарев В. Н., Папов Н. В., Телегин Г. С. ФГВ, 1970, 6, 1.
10. Дремни А. Н., Шведов К. К. ПМТФ, 1964, 2.
11. Ашаев В. К., Доронин Г. С., Жученко В. С. ФГВ, 1985, 21, 1.
12. Mader C. L., Craig V. G. Report LA-5865, 1975.
13. Kennedy J. E., Nunziato J. W., Hardesty D. R. Acta Astronautica, 1976, 3, 9—10.
14. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Доронин Г. С. и др.— В кн.: Третий Всесоюз. симпозиум по импульсным давлениям.— М., 1979.
15. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Доронин Г. С. и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.— Черноголовка, 1980.
16. Sheffield S. A., Bloomquist D. R., Tarver C. M. J. Chem. Phys., 1984, 80 (8), 3831.
17. Баум Ф. А., Шехтер Б. П. и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
18. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Балалаев В. В. и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 153.
19. Bull V. M., Gameson R. L., Sultanoff M. Fourth Symp. (Intern.) on Detonation, 1965.
20. Васильев В. А. Канд. дис., 1969.
21. Бойко М. М., Кузнецов О. А., Соловьев В. С. ФГВ, 1972, 8, 4.
22. Зубарев В. Н. Докл. АН СССР, 1984, 277, 4, 845.
23. Дремни А. П.— В кн.: Тр. Ин-та механики МГУ, № 21, 1973.
24. Трофимов В. С., Трофимова Г. П. ФГВ, 1980, 16, 2.
25. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений.— М.: Физматгиз, 1963.
26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1954.

Поступила в редакцию 7/III 1986

ДИФРАКЦИЯ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

Классической задаче газовой динамики о дифракции ударной волны (УВ) на выпуклом угле посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных работ (например, [1] и библиография в ней). Но сравненно с УВ значительно менее изучен вопрос о дифракции детонационной волны (ДВ). Основная трудность такого исследования заключается в пульсирующем многофронтном характере ДВ в отличие от гладкого фронта УВ. Отдельные эксперименты выполнены лишь для случая перехода детонации из узкой трубы в широкую или в объем при резком изменении сечения (трехмерный случай дифракции на прямом угле, $\alpha = 90^\circ$). В [2] экспериментально установлено, что волна разрежения, возникающая в области скачкообразного изменения сечения, способна при определенных условиях сорвать детонационный процесс и превратить ДВ в нестационарную УВ и фронт пламени. ДВ при выходе в объем затухает, если диаметр трубки d , по которой детонация подводится к объему, оказывается меньше критического d_{**} . Следует отметить работы [3, 4], где узкая и широкая трубы стыковались друг с другом с помощью конического перехода. Показано, что при $d < d_{**}$ срывные процессы можно заметно ослабить и даже добиться сохранения ДВ за счет соответствующего уменьшения угла конуса.

Попытка изучения дифракции ДВ в классической двумерной постановке предпринята в [5], но в силу конструктивных особенностей детонационной трубы ДВ оказалась не самоподдерживающейся, а пересажтой и, естественно, ее поведение во многом напоминало дифракцию УВ (см. также [6]). Наряду с [2, 3] для трехмерной конфигурации в [7] изу-