

ЛИТЕРАТУРА

1. S. C. Rashleigh, R. A. Marshall. J. Appl. Phys., 1978, 49, 4.
2. Proc. Conf. on Electromagnetic Guns and Launchers. IEEE Trans. on Magnetics, v. MAG-18, 1982, 1.
3. Proc. 2-nd Symp. on Electromagnetic Launch Technology. IEEE Trans. on Magnetics, MAG-20, 1984, 2.
4. Сверхсильные магнитные поля/Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. М.: Наука, 1984.
5. А. Д. Сахаров и др. Докл. АН СССР, 1965, 165, 1.
6. R. L. Chapman, D. E. Harms, J. P. Sorenson. The magneto hydro dynamic hypervelocity gun. Proceedings of the Sixth Hypervelocity Impact Symposium. Vol. 1, 1963.
7. R. S. Hawke, C. M. Fowler e. a.— In: Shock Waves in Condensed. Matter. AJP Conf. Proc., 1981.
8. D. R. Peterson, C. M. Fowler. Tech. Rep. LA-UR-79-2220, 1979.
9. R. S. Hawke, A. L. Brooks. Tech. Rep. UCRL-84575, 1981.
10. C. M. Fowler, D. R. Peterson. Tech. Rep. LA-UR-71-1883, 1981.
11. R. S. Hawke, J. K. Scudder.— In: Megagauss Physics and Technology/Ed. by P. J. Turchi. N.— Y. and London: Plenum Press, 1980.
12. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
13. А. И. Pavlovskii e. a.— In: Megagauss Physics and Technology/Ed. by P. J. Turchi. N.— Y. and London: Plenum Press, 1980.

Поступила в редакцию 12/VI 1985,
после доработки — 16/X 1985

ДЕТОНАЦИЯ ГАЗОВЫХ СТРУЙ

А. А. Васильев, Д. В. Зак

(Новосибирск)

Проблема взрывобезопасности при работе с большими количествами горючего газа поставила на повестку дня задачу определения критического диаметра детонации взрывчатых газовых смесей.

Создание свободного заряда газообразного ВВ связано со значительными трудностями, возникающими в связи с размытием свободной границы заряда и перемешиванием взрывчатой смеси с окружающим зарядом газом. Изменение состава смеси в зоне смешения серьезно затрудняет трактовку полученных результатов.

В [1] предпринята попытка создания свободного заряда, представляющего собой осесимметричную струю взрывчатой смеси $4\text{H}_2 + \text{O}_2$ диаметром 7,62 мм. Получить детонацию в струе не удалось. Поэтому вместо струи в [1] использовался прямоугольный слой смеси $9,5 \times 12,7$ мм, имеющий три жесткие и одну свободную границу. Смесь со стороны свободной поверхности ограничивалась спутным потоком воздуха (скорость воздуха и смеси ~ 10 м/с). Исследования [1] как для струй, так и для слоя были неудачны, ибо ни в одном опыте не зафиксирован детонационный процесс.

Большинство дальнейших исследований осуществлялось в каналах со «слабыми» стенками: пленки нитроцеллюлозы [1—5], полиэтиленовые [2] и т. д. Предполагалось, что тонкие пленки не влияют на распространение детонации, поэтому газовый заряд со стороны такой пленки считался свободным.

Детонационный режим распространения в действительно свободном газовом заряде получен в [7, 8]. Первоначально цилиндрический газовый заряд помещали в тонкостенную резиновую трубку, растянутую вдоль оси. Заряд оказывался свободным при сдвигании резиновой оболочки за счет сил упругости. При скорости сдвигания ~ 70 м/с свободная граница заряда оказывалась сильнотурбулизованной. В оптимальном режиме размытие ее достигало ~ 2 мм при радиусе газового заряда 10 мм.

Данная работа продолжает исследования проблемы критического диаметра многофронтной газовой детонации.

Для создания свободного газового заряда наряду со способами, описанными в [7], могут быть использованы хорошо известные из аэродинамики струйные течения газа [9]: заряд-струя при этом должен иметь минимальное размытие свободной границы на максимально возможной длине.

Создание струи при ламинарном режиме истечения практически невозможно, так как, согласно [9], критическое число Рейнольдса для осесимметричной и плоской струй $Re \approx 10$, что по оценкам [7] достигается при скорости истечения $u \sim 1$ см/с. При столь низких u на формирование струи достаточной длины требуется заметное время и поэтому малейшие возмущения окружающего газа влияют на устойчивость границы струи. Для свободного заряда-струи наиболее важен профиль распределения плотности газа по сечению, характеризующий зону смешения смеси с окружающим газом. Из [9] следует, что для затопленной струи проникновение слоя смешения до оси струи происходит на расстоянии порядка 5—7 калибров. В случае же струи в спутном потоке при равенстве скоростей смеси и спутного газа можно увеличить протяженность зоны смешения до 25—30 калибров.

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Струя создавалась с помощью водяного поршня путем вытеснения смеси из взрывной камеры 5 через цилиндрическую трубку 1 постоянного внутреннего сечения. Вода поступала в камеру из резервуара 2 после срабатывания электромагнитного клапана 8. Расход воды, а следовательно, скорость истечения струи регулировались расходным редуктором 7. На выходе в камеру 5 устанавливался успокоитель пульсаций воды 10 в виде тонкого диска с отверстиями. Водяной поршень позволил добиться равномерного вытеснения смеси из взрывной камеры, а также осуществить простой и точный контроль за скоростью истечения смеси по времени заполнения камеры. Скорости истечения составили 0,1—0,5 м/с для сменных трубок диаметром от 3 до 20 мм. Длина трубок 400 мм.

Для создания спутного потока использовалось сопло 4 с профилем Витошинского [10], которое должно было обеспечить ламинарный поток с равномерным полем скоростей на срезе и постоянством скоростей в ядре потока на расстояниях от среза сопла до 5 калибров (согласно [9], для затопленной струи). Размеры сопла выбирались из следующих соображений: максимальный диаметр струи смеси в данных опытах 20 мм, постоянство струи в спутном потоке, как отмечалось выше, составляет ~ 25 калибров, т. е. 500 мм, что соответствует в пересчете на затопленную струю спутного потока (постоянство струи до 5 калибров) выходному диаметру сопла Витошинского — 100 мм. В цилиндрической части перед соплом Витошинского размещены мелкоячеистые (3 ячейки/мм) сетки 11 для гашения крупномасштабной турбулентности и перевода ее в мелкомасштабную с целью более быстрого ее затухания, а также улучшения изотропности. Дополнительно к этому внешняя поверхность стенки трубки 1 в месте стыковки струи со спутным потоком имела коническую форму с углом конуса 5° , обеспечивающую, согласно [10], безотрывное течение газа в расширяющейся насадке (для спутного потока это срез трубки за счет толщины ее стенок (2 мм)).

В экспериментах использовались эквимольная и стехиометрическая смеси ацетилена с кислородом. Смесь во взрывную камеру напускалась следующим образом. Первоначально камера и трубка полностью заполнялись водой. Открытый торец трубки закрывался резиновой пробкой.

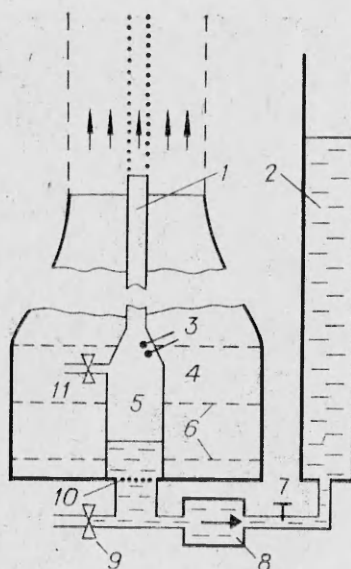


Рис. 1.

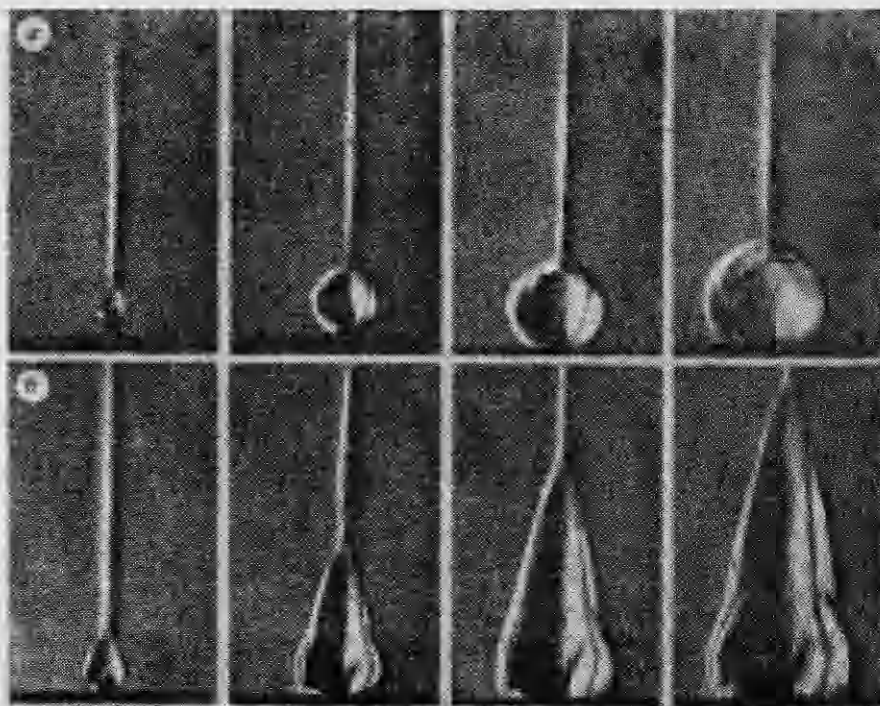


Рис. 2.

Затем через кран 11 в камеру подавалась из ресивера заранее приготовленная взрывчатая смесь, которая при закрытом клапане 8 и открытом кране 9 вытесняла воду из камеры и трубки. После вытекания воды краны закрывались, а пробка убиралась. Подавался импульс на клапан 8, открывающий доступ воде из резервуара 2 во взрывную камеру. После формирования струи подавался инициирующий импульс на электроды 3. Распространение детонационной волны (ДВ) по струе регистрировалось камерой СФР, оптически сопряженной с теневой установкой ИАБ-458. Нож прибора ориентирован параллельно оси струи. СФР работал в покадровом режиме. В результате исследований установлено, что при $p_0 = 1$ атм для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ критический диаметр детонации $d_* = 10 \div 12$ мм, а для $C_2H_2 + O_2$ $d_* = 7$ мм.

На рис. 2 приведены отдельные тепловизионные снимки процесса распространения детонации в струе смеси $C_2H_2 + O_2$: а) диаметр струи $d = 5$ мм, затухание; б) $d = 7$ мм, детонация (между кадрами 16 мкс). Экспериментальные результаты подтверждают оценочные величины d_* , полученные в [7, 8].

Рассмотрим некоторые особенности распространения газовой детонации в свободном заряде.

Известно, что в трубах предельным режимом распространения газовой детонации является спиновый с единственной поперечной волной, вращающейся по периферии трубы (например, [11]), или галолирующий, когда ДВ имеет лишь продольную неустойчивость (например, [12]). Средняя скорость D распространения детонации при этом примерно равна $0,8D_0$, где D_0 — расчетная скорость Чепмена — Жуге ($D_0 = 2933$ и 2424 м/с для смесей $C_2H_2 + O_2$ и $C_2H_2 + 2,5O_2$). Близкая к D_0 величина D наблюдается в трубах вдали от пределов.

В предельном режиме для свободного заряда, аналогом которому служит струя критического диаметра, средняя скорость распространения детонации $\bar{D} \approx 0,9D_0$. Величина дефицита скорости $\Delta D = D_0 - D$ в струе с $d = d_*$ примерно в 2 раза меньше ΔD для предельного режима распространения детонации в жестких трубах. Это означает, что предельный

режим распространения газовой детонации в свободном заряде носит многофронтный характер.

В [13] в рамках классической модели стационарной детонации с гладким фронтом предложена формула для критического диаметра

$$d_* \sim 2ct,$$

где c — скорость звука в продуктах; τ — характерное время реакции в ДВ. Рассчитанные по этому соотношению величины d_* заметно отличаются от экспериментальных, однако и в [14] уже для детонации с пульсирующим фронтом критический диаметр оценивается по аналогичному выражению $d_* \sim k2ct$ с $k \neq 1$, а под τ подразумевается не время химической реакции, а задержка воспламенения за косой ударной волной, возникающей вблизи границы заряда из-за срыва химической реакции за ДВ. В условиях многофронтной газовой детонации с пульсирующим фронтом вместо неопределенного времени τ удобнее применять величину основного размера структуры многофронтной детонации — размер ячейки a . Подобный подход оправдал себя при расчетах критической энергии инициирования газовой детонации (например, [15]), определении диаметра перехода детонации из трубки в объем [11, 16] и т. д. Воспользуемся этим и для определения критического диаметра газовой детонации.

Измеряя a для многофронтной детонации, распространяющейся в металлической трубке с d , равным критическому диаметру свободного заряда, получаем, что для обеих исследованных смесей

$$d_*/a \simeq \text{const} = 60. \quad (1)$$

Можно было бы попытаться найти отношение d_* к размеру ячейки a_c непосредственно в свободном заряде. Однако попытка экспериментально измерить в струе размер ячейки наталкивается на трудности сохранения струи при наличии в ней подложки с копотью. Поэтому a_c можно определить по результатам [17], где приведены данные о размерах ячеек при скорости детонации, отличающейся от идеальной: $a_c = a \cdot f\left(\frac{\bar{D}}{D_0}\right)$.

Для условий эксперимента $a_c \simeq 2a$ и $d_*/a_c \simeq 30$.

Соотношение (1) можно использовать для оценки критического диаметра многофронтной детонации и для других составов (табл. 1). Смеси с воздухом соответствуют стехиометрии. Для второй колонки привлечены также данные об a из [18—21], полученные при измерениях в трубах.

Рассмотрим более подробно смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. В [1, 2] упоминалось, что в прямоугольном канале, одной из стенок которого служила тонкая нитроцеллюлозная пленка, наблюдается детонационный режим при глубине канала h (от пленки до противоположной стенки), равной 5,2 мм. В последующем такая же величина h получена в [22, 23] при двумерном расчете задачи о распространении детонации вдоль полубесконечного слоя газовой смеси. Значение $h = 5,2$ мм из [1, 2, 22, 23] существенно отличается от оценочного из табл. 1. Для устранения подобного противоречия в данной работе выполнены эксперименты по распространению многофронтной детонации в газовом заряде, представляющем собой прямоугольный слой, ограниченный с одной стороны металлической подложкой, а с трех других — воздухом. Слой формировался аналогично струе с помощью волноводов прямоугольной формы 10×23 или 25×58 мм. На рис. 3 приведены последовательные тепловские снимки ДВ, идущей по слою $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ с $h = 10$ мм; эта величина h оказывается больше критической для эквимоларной и стехиометрической смесей, поэтому в обеих смесях наблюдается самоподдерживающийся режим распространения детонации. При этом $D \sim 0,93D_0$, т. е. больше по сравнению со скоростью в заряде критического диаметра, что вполне объяснимо удалением от предельного режима распространения.

Таблица 1

Смесь	a , мм	d_* , мм
$C_2H_2 + 2,5O_2$	0,2	12
$2H_2 + O_2$	1,5	90
$CH_4 + 2O_2$	4,0	240
$C_2H_2 + B$	8,2	500
$H_2 + B$	9,5	570
$C_2H_4O + B$	13,2	800
$C_2H_4 + B$	23,4	1 400
МАРР + B	28	1 700
$C_2H_6 + B$	45	2 700
$C_3H_8 + B$	46	2 800
$C_4H_{10} + B$	48	2 900
$CH_4 + B$	320	19 000

Примечание. В — воздух.

Таблица 2

Смесь	Инертная среда	α	β
$C_2H_2 + 2,5O_2$	H_2	—	—
	He	—	—
	B	28,7	21,2
	O_2	26,8	20,1
$2H_2 + O_2$	H_2	—	—
	He	51,9	25,3
	B	20,8	14,8
	O_2	19,2	14,0
$C_2H_2 + O_2$	B	27,2	20,7

Примечание. α — угол наклона косой УВ, β — угол наклона КР к оси газового заряда, В — воздух.

Характер распространения волны в $2H_2 + O_2$ другой: ДВ после выхода из волновода быстро (на 2—3 калибрах) затухает до $D \sim 1$ км/с и распространяется в дальнейшем вдоль слоя с уменьшающейся скоростью в виде УВ и следующего за ней фронта горения. Этот результат, экспериментально полученный на слоях $h = 10$ и 25 мм, однозначно доказывает, что для условий газовой детонации даже очень тонкие пленки оказывают влияние, поэтому заряды с такой оболочкой нельзя считать свободными (см. [1, 2]). Что касается [22, 23], то данные описанных выше экспериментов ($h_* \gg 5$ мм) указывают на некорректность расчетной модели и необходимость внесения в нее соответствующих корректив.

Продолжим анализ результатов исследований. Детонационная волна в свободном заряде сопровождается распространением УВ в окружающем заряде газе. Рассмотрим идеализированную картину течения (рис. 4, а). Пусть вдоль полубесконечного слоя газовой смеси, граничащей с инертным газом, распространяется стационарная плоская ДВ с мгновенной реакцией за фронтом. В инертном газе распространяется косая УВ, состыкованная на границе слоя с детонационной. Все скачки прямые. В точке контакта детонационной и косой УВ берет начало центрированная волна разрежения (ЦВР) и контактный разрыв (КР) (продукты детонации — инертный газ). Индексом 1 отмечено начальное давление, 10 — непосредственно за фронтом ДВ, 2 — за косой УВ, 3 — давление

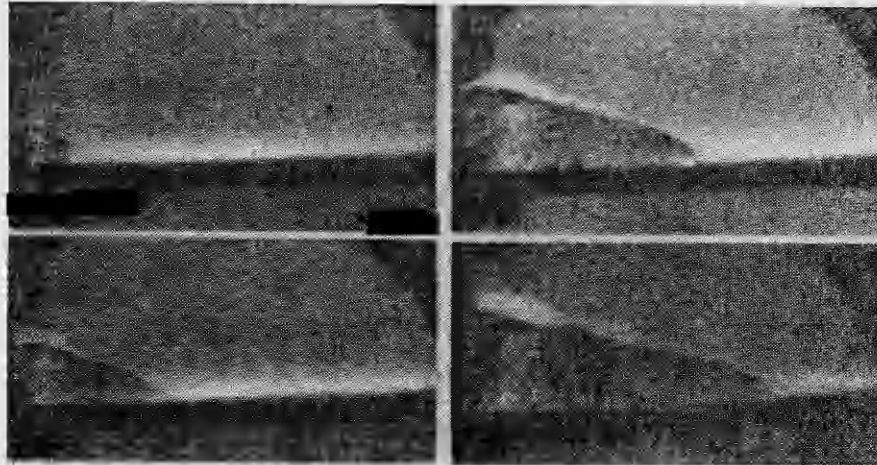


Рис. 3.

продуктов детонации после их пребывания в ЦВР. Положение косої УВ определяется из условия, что на контактном разрыве давления p_2 и p_3 одинаковы. Система уравнений для расчета конфигурации скачков бралась из [24].

В табл. 2 приведены результаты расчетов для различных комбинаций

газовых смесей в слое и инертном газе. Прочерками отмечены случаи, когда в области $\alpha = 0 \div 90^\circ$ решение системы уравнений отсутствует. Физически это может означать, что стационарная конфигурация невозможна и косої УВ должна «опрокинуться» и обогнать детонационную.

В реальном случае распространения после выхода детонации из волновода в слой конфигурация скачков соответствует идеальной лишь на начальной стадии движения: фронт детонации квазиплоский; точка контакта ДВ с косої УВ расположена на свободной поверхности (рис. 4, 1). При этом для смеси $C_2H_2 + O_2$ $\alpha \approx 36^\circ$, что превышает расчетный по идеализированной модели. В дальнейшем экспериментальная конфигурация заметно отличается от модельной (см. рис. 4, линии 2, 3, 4 с соответствующими участками ДВ) и прежде всего из-за нестационарного характера, проявляющегося в том, что точка излома «пульсирует» около некоторого среднестатистического положения, расположенного на глубине $\sim 1/3h$. Причем на отдельных фотоснимках излом не фиксируется, т. е. искривленным оказывается весь фронт. В этом случае в профиле средней скорости распространения детонации вдоль слоя наблюдаются провалы. Что касается свободной границы, то излом на ней фиксируется лишь в начальный момент (линия 1), а в последующие (линии 2, 3, 4) он всегда располагался в глубине слоя, не доходя до свободной границы (см. рис. 4, б). По существу, ДВ в свободном заряде представляет собой как бы некоторое ядро и пульсирующую вокруг этого ядра оболочку.

Объяснение этому следует искать подобно [14] в механизме срывных явлений на свободной границе заряда. Для частиц смеси, попадающих вблизи свободной поверхности в косої УВ, заметно увеличивается период индукции химической реакции за счет значительно меньшей температуры: для $C_2H_2 + O_2$ τ возрастает примерно на два порядка. Реакция резко замедляется, что приводит к отставанию граничных элементов фронта по сравнению с центральными и искривлению фронта. Восстановление фронта может осуществляться либо за счет самовоспламенения в ослабленных граничных областях, либо за счет развития неустойчивости в нестационарных участках фронта. При пульсациях $32 < \alpha < 42^\circ$, однако на расстояниях от слоя $\sim 0,5h$ наклон косої волны становится практически стационарным (см. рис. 4, б). Само ядро большую часть времени распространяется стационарно, но в профиле средней скорости существуют провалы (см. выше) с амплитудой до 10% с последующим примерно той же амплитуды скачкообразным увеличением D . Такой характер поведения D напоминает галолирующий режим распространения детонации в жестких трубах, только амплитуда пульсаций в свободном заряде заметно меньше. Продольные пульсации фиксируются как в слоях, так и в струях критического диаметра, причем на длине струи ~ 25 калибров наблюдается около четырех пульсаций.

Таким образом, в данной работе реализован способ создания свободных газовых зарядов с помощью струйных течений, определены критические диаметры детонации свободных газовых зарядов для смесей $C_2H_2 + O_2$ и $C_2H_2 + 2,5O_2$, обнаружена нестационарная форма фронта де-

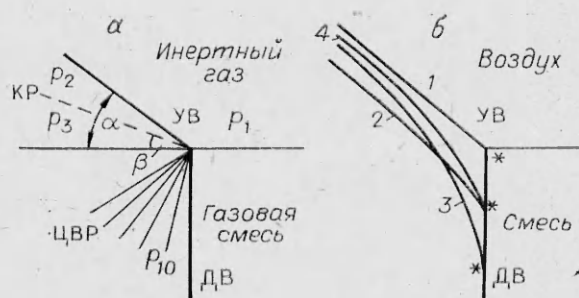


Рис. 4.

тонации в свободном заряде. Экспериментальные результаты по распространению многофронтной детонации в газовом слое указывают на необходимость корректировки расчетных задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. P. Sommers, R. B. Morrison. Phys. fluids, 1962, 5, 241.
2. E. K. Dabora, J. A. Nicholls, R. B. Morrison. 10-th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1964.
3. S. Tsuge e. a. Astr. Acta, 1970, 15, 377.
4. T. G. Adams. AIAA. J., 1978, 16, 1035.
5. S. Tsuge, T. Fujiwara. ZAMM, 1974, 54, 157.
6. S. B. Murroy, J. H. Lee. 9-th ICOGERS, France, 1983.
7. А. А. Васильев. ФГВ, 1982, 18, 3.
8. А. А. Васильев, В. А. Субботин.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 62. Новосибирск, 1983.
9. Г. П. Абрамович. Турбулентное смешение газовых струй. М. Наука, 1974.
10. С. М. Горлин, И. П. Слезингер. Аэродинамические измерения. М.: Наука, 1964.
11. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчий. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Наука, 1965.
12. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 1.
13. Ю. Б. Харитон.— В кн.: Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 1. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.
14. А. И. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
15. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
16. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
17. A. A. Vasiliev, Y. Nicolaev. Astr. Acta, 1978, 5.
18. R. A. Strehlow, R. E. Maurer. S. Rayan. AIAA J., 1969, 7, 3.
19. В. П. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
20. D. C. Bull, J. E. Elsworth, P. J. Shuff. Comb. Flame, 1982, 45, 7.
21. R. Knystantas, C. Guirao, J. H. Lee, e. a. 9-th ICOGERS, 1983.
22. М. Ф. Иванов, В. Е. Фортов, А. А. Борисов. ФГВ, 1981, 17, 3.
23. М. Ф. Иванов, Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко. ФГВ, 1984, 19, 2.
24. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию 1/XI 1985

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В НИЗКОПЛОТНЫХ ВВ

*В. С. Соловьев, А. В. Аттетков, М. М. Бойко, Л. Н. Власова,
В. Н. Крамаренко, А. И. Чернов*
(Москва)

Исследованию возбуждения детонации в неоднородных взрывчатых веществах (ВВ) с начальной плотностью ρ_0 , большей или равной насыпной, уделяется довольно большое внимание. Менее изучены процессы в ВВ с начальной плотностью, меньшей насыпной [1—6]. Результаты, полученные в [1—4, 6], относятся в основном к низкоплотным ВВ с $\rho_0 = (0,2 \div 0,8) \cdot 10^3$ кг/м³. Анализ механизмов распространения детонации, проведенный в [4], позволил сделать следующие выводы: возбуждение реакции в случае низкоплотных ВВ возможно как за счет соударения частиц при движении за фронтом ударной волны (УВ), так и за счет поджигания их продуктами детонации и воздухом, разогретым проходящей по нему УВ. При $\rho_0 \leq (0,6 \div 0,8) \cdot 10^3$ кг/м³ основную роль в возбуждении реакции в детонационной волне (ДВ) играют продукты детонации, реакция протекает в основном в виде горения частиц с поверхности. В силу особенности возбуждения реакции в ДВ вещество переходит из исходного в состояние, соответствующее окончанию реакции, не через скачок, а в результате постепенного нарастания параметров (связанного с последовательным выделением энергии).