
ДИСКУССИОННЫЙ РАЗДЕЛ

В данном разделе публикуются материалы пленарной дискуссии на тему **«Неидеальные детонационные процессы»**, которая прошла в рамках ежегодной научной конференции отдела горения и взрыва ИХФ РАН (г. Москва, 11–13 февраля 2015 г.). В конференции приняли участие сотрудники ИХФ РАН и специалисты из других российских научных центров (ИАП РАН, ИБХФ РАН, ИНХС РАН, ИИЭОС РАН, ИОХ РАН, ИПМ РАН, ИПМех РАН, ИПХФ РАН, ИСМАН, ИЭПХФ РАН, ОИВТ РАН, НИИ механики МГУ и др.), научно-производственных организаций (НПО «Сатурн», ОАО «ГосНИИ «Кристалл», ОАО «Государственный научно-исследовательский институт машиностроения», ОАО ТМКБ «Союз», ОАО «НПО Энергомаш им. акад. В. П. Глушко», ОКБ им. А. Люльки, РЯЦ-ВНИИЭФ, ФГУП ЦАГИ, ФГУП ЦИАМ, ФЦДТ «Союз», ФГУП «НИИПМ» и др.) и высших учебных заведений (МАИ, МГПИ, МГТУ, МГУ, МГУИЭ, МИТХТ, МФТИ, НИЯУ МИФИ, РХТУ, Белгородский государственный университет и др.), а также из научных институтов Национальной академии наук Беларуси (ИТМО НАН Беларуси).

РАЗВЕТВЛЕННО-ЦЕПНОЙ ХАРАКТЕР РЕАКЦИИ В СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

В. В. Азатян¹, С. К. Абрамов², В. М. Прокопенко²

Длительное время было общепринятым считать, что, за исключением крайне низких давлений, горение газов обусловлено только саморазогревом горючей смеси (см., например, [1–3]). Такие представления весьма часто встречаются и в настоящее время [4–6]. Химический процесс горения традиционно представляют моделью одностадийной реакции. При использовании эмпирических кинетических и термических входных параметров расчеты по такой модели согласуются с экспериментом в условиях, близких к условиям определения этих параметров.

В работах [7, 8], однако, было обращено внимание на то, что очень большим энергиям активации соответствуют крайне малые скорости межмолекулярных газофазных реакций, при которых сколько-нибудь значительный саморазогрев и, тем более, горение невозможны. Было показано, что даже при температурах пламени H_2 и углеводороды непосредственно с O_2 фактически не реагируют. Наблюдаемые большие скорости реакций горения реализуются только благодаря участию регенерирующихся и размножающихся свободных атомов и радикалов по разветвленно-цепному механизму, роль которого при атмосферном давлении ранее отрицалась и игнорировалась (см., например, [1–6]). Эти выводы были подтверждены экспериментами, показавшими, что в отсутствие цепной лавины воспламенение невозможно даже в горючих смесях, предварительно нагретых до 1700 К [9].

Из разветвленно-цепной природы горения следует, что скорость процесса равна

$$W = kn[B], \quad (1)$$

где k — константа скорости; n и $[B]$ — концентрации носителя цепей и исходного реагента.

Поскольку носители цепей — атомы и радикалы — участвуют в реакциях их размножения и расходования, то, при атмосферном давлении, вопреки прежним представлениям, применимо следующее соотношение, полученное в [3] для очень низких давлений:

$$\frac{dn}{dt} = \omega_1 o + (f - g)n, \quad (2)$$

¹Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения Российской академии наук, vylenazatyan@yandex.ru

²Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения Российской академии наук

где f и g — удельные скорости реакций размножения и гибели активных частиц, в состав которых входят константы скорости; ω_0 — крайне малая величина скорости реакции исходных молекул между собой, в которой зарождаются активные частицы; t — время.

Из (2) и (1) следует, что величины n и W экспоненциально зависят от $f - g$ и, значит, от концентраций исходных реагентов и от констант скорости. Поскольку константа скорости от температуры зависит по закону Аррениуса, то при $f > g$ температурная зависимость скорости процесса содержит фактор Больцмана в положительном показателе степени. Этим обусловлена очень сильная зависимость скорости реакций горения от температуры. При большой энергии активации температурная зависимость константы скорости может показаться сильной только в случае использования необоснованно большого предэкспоненциального множителя.

Ниже рассматривается роль реакционных цепей в детонации. В теории хорошо известно следующее уравнение скорости стационарной детонации:

$$V = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q}, \quad (3)$$

где γ — адиабатический коэффициент; Q — тепловой эффект на единицу массы [10].

На рис. 1 приведены $x-t$ диаграммы детонационной волны в четырех опытах во смесь 33,0% H_2 в воздухе. Реактор, представляющий собой секционную трубу длиной 15 м, соединяется с узкой секцией, в которой с помощью разряда в стехиометрической смеси H_2 с O_2 создается инициирующая детонация. Вдоль реактора расположены восемь датчиков давления и против них восемь фотодиодов. Установка описана ранее в [11]. Видно,

что детонационная волна после вхождения из зоны инициирования в реактор с водородно-воздушной смесью и прохождения 0,9–1 м продвигается с постоянной скоростью. Скачки давления и свечения пламени регистрируются одновременно. Скорость волны 1984 м/с находится в хорошем согласии с известными экспериментальными данными, с результатами расчетов [1], проведенных без учета цепной природы реакции, а также с результатами расчетов авторов данной публикации с использованием уравнения (3). Поскольку все эти расчеты проводились без учета цепной

природы реакции, то их согласие с экспериментом, казалось бы, показывает, что роль цепей не существенна. Однако согласие оказалось кажущимся. Данные рис. 1 показывают, что характеристики процесса коренным образом изменяются при наличии в смеси 2,5% пропана. Вскоре после входа в реактор с такой смесью

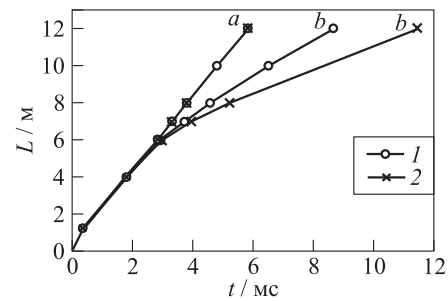
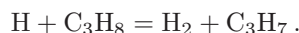


Рис. 1 $x-t$ диаграммы ударной волны (1) и скачка хемилюминесценции (2) в смеси 33% H_2 с воздухом в отсутствие (a) и при наличии (b) 3% пропана

стационарная детонационная волна распадается: $x-t$ диаграммы (см. рис. 1) и осциллограммы показывают, что фронт пламени начинает отставать от ударной волны, которая в результате этого тоже замедляется. По трубе распространяется двойной нестационарный разрыв, состоящий из затухающей ударной волны и все больше отстающего от нее фронта пламени. Кроме того, монотонно падают интенсивности сигналов, т. е. взрывная реакция и ударная волна монотонно затухают. Влияние пропана вызвано быстрой реакцией захвата атомов Н, приводящей в итоге к обрыву реакционных цепей:



Замена пропана на Аг и CF_3H не влияет на волну детонации.

Учет разветвленно-цепного характера реакции в детонационной волне позволяет объяснить закономерности, ранее не находившие объяснения. Прежде всего, это сам факт детонации, невозможный при молекулярном механизме. Получили объяснение также большие скорости реакции, переход горения в детонацию, более узкие пределы детонации метана и других простых алканов по сравнению с пределами водорода.

В смесях 33% H_2 с воздухом, содержащих менее 2,45% пропана, детонация в данном реакторе остается стационарной при каждом данном содержании присадки. Однако скорости стационарных волн асимптотически уменьшаются по мере увеличения содержания пропана до 2,45%. Выше этой концентрации ингибитора детонационная волна распадается, не достигая конца реактора. Из этих данных следует, что при очень малых присадках ингибитора скорость цепной реакции уменьшается не ниже критического значения и еще создает такой цепно-тепловой взрыв, который способен поддерживать детонацию.

С увеличением добавки от 2,5% до 3,0% длина пробега детонационной волны до ее распада сокращается. До момента распада детонации на осциллограммах фронты ударной волны и хемилюминесценции практически совпадают, но скорость их совместного продвижения уменьшается.

Таким образом, химический процесс детонации водорода является разветвленно-цепной реакцией, закономерности которой принципиально отличаются от тех, которые присущи одностадийной модели.

Литература

1. Lewis B., Von Elbe G. Combustion, explosions and flame in gases. — New York—London: Academic Press, 1987. 592 p.
2. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987. 491 с.
3. Семенов Н. Н. Избранные труды. — М.: Наука. 2005. Т. 3. 499 с.
4. Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. Стабильная волна горения газов в инертной пористой среде // ФГВ, 2008. Т. 44. № 5. С. 8.

5. Чумаков Ю. А., Клязева А. Г. Тепловой взрыв в полном пористом цилиндре // ФГВ, 2010. Т. 46. № 5. С. 20.
6. Кукин П. П., Юшин В. В., Емельянов С. Г. Теория горения и взрыва. — 2012. М.: Изд-во «Юрайт». 435 с.
7. Азатян В. В. Неизотермические режимы разветвленно-цепных процессов и их химическое регулирование // Успехи химии, 1999. Т. 68. № 12. С. 1081–1176.
8. Азатян В. В. Научные основы и эффективные химические методы управления горением, взрывом и детонацией газов // Ж. физ. химии, 2011. Т. 85. № 8. С. 1405.
9. Азатян В. В., Павлов В. А., Шаталов О. П. Ингибирование горения и детонации водородо-воздушных смесей за фронтом ударной волны // Кинетика и катализ, 2006. Т. 40. № 6. С. 835.
10. Зельдович Я. Б., Компанеец А. С. Теория детонации. — М.: Наука, 1958. 268 с.
11. Азатян В. В., Абрамов С. К., Прокопенко В. М., Ратников В. И., Туник Ю. В. Разрушение стационарной детонации водородо-воздушных смесей присадками пропана // Кинетика и катализ, 2013. Т. 54. № 5. С. 553.

ДВУХСТАДИЙНОЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ И НИЗКОСКОРОСТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ

Б. А. Хасаинов¹

Некоторые экспериментальные данные [1, 2] показывают, что тепловыделение во вторичных взрывчатых веществах вида $C_aH_bN_cO_d$ происходит в две стадии, а не в одну, как это было принято считать до сих пор. Подобные свидетельства имеются для газовых взрывчатых смесей аналогичного состава, а также в случае двухфазных смесей, например во взвесьях алюминия в газовой взрывчатой смеси [3]. Пример двухфронтной диаграммы давления для водородно-воздушной смеси с добавкой частиц алюминия дан на рис. 1.

Два пламени наблюдаются в газовых смесях C_nH_m/NO_2 . Кроме того, в газобразном нитрометане и смесях водорода с окислителем N_4O_4 детонация имеет двухуровневую ячеистую структуру [4]. Расчеты показывают стадийность химического превращения для детонации паров нитрометана. Первая, очень быстрая, ста-

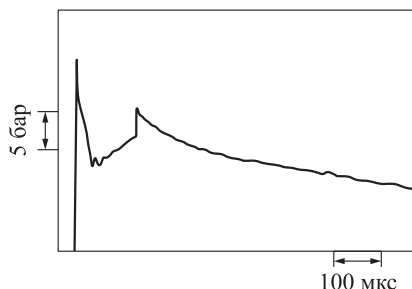


Рис. 1 Пример экспериментального профиля давления, записанного в водородно-воздушной смеси почти стехиометрического состава с добавкой 13-микронного алюминия (концентрация 65 г/см^3)

¹Институт ППРИМ УПР 3346 НЦНИ, ЭНСМА, Франция, khasainov.boris@gmail.com

для связана с переходом NO_2 в NO . Окислительные процессы протекают гораздо медленнее.

Эксперименты показывают, что во всех этих случаях на начальном участке формирования детонационной волны она может распространяться с низкой скоростью.

Можно привести два расчетных примера, иллюстрирующих эту ситуацию в случае (1) двухстадийной реакции в газе и (2) двухфазной взвеси алюминия в газовой взрывчатой смеси. В обоих случаях переход от детонации с низкой скоростью к нормальной детонации осуществляется не скачком, а довольно плавно.

Литература

1. Kury J. W., Don Breithaupt R., Tarver C. M. Detonation waves in trinitrotoluene // *Shock Waves*, 1999. Vol. 9. P. 227–237.
2. Sheffield S. A., Engelke R., Alcon R. R., Gustavsen R. L., Robins D. L., Stahl D. B., Stacy H. L., Whitehead M. C. Particle velocity measurements of the reaction zone in nitromethane // 12th Symposium (International) on Detonation Proceedings, 2002. P. 159–166.
3. Veyssiere B. Structure of the detonations in gaseous mixtures containing aluminum particles in suspension // *Dynamics of explosions* / Eds. J.-C. Leyer, R. I. Soloukhin, J. R. Bowen. — Progress in astronautics and aeronautics ser. — New York: AIAA, 1986. Vol. 106. P. 522–544.
4. Joubert F., Desbordes D., Presles H. N. Detonation cellular structure in $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -fuel gaseous mixtures // *Combust. Flame*, 2008. Vol. 152. P. 482–495.

О НЕИДЕАЛЬНОЙ (НИЗКОСКОРОСТНОЙ) ДЕТОНАЦИИ ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Б. С. Ермолаев¹

Нет удачного определения неидеальной детонации. Как правило, к неидеально детонирующим взрывчатым веществам (ВВ) относят те материалы, которые демонстрируют сильную зависимость скорости детонации от размеров заряда и свойств оболочки. Однако в основе этих зависимостей лежит скорость химического превращения, и поэтому определение неидеальной детонации должно опираться на зависимость характеристик детонации именно от скорости химического превращения.

Хорошо известные примеры неидеальных свойств детонации — это критический диаметр детонации и зависимость скорости детонации от диаметра заряда. Особый интерес представляют взрывчатые материалы, которые при уменьшении диаметра заряда демонстрируют большой дефицит скорости детонации, составляющий десятки и более процентов. Теоретическая обработка этих данных является

¹Институт химической физики им. Н. Н. Семёнова Российской академии наук, boris.ermolaev@yahoo.com

одним из основных способов получения информации о скоростях химического превращения в детонационной волне. Для такой обработки используется соответствующий газодинамический код, в который нужно ввести уравнение состояния продуктов детонации и формальное уравнение кинетики химического превращения. Большое разнообразие уравнений, используемых разными авторами, и доминирование американского, чрезмерно формализованного, инженерного подхода при написании уравнения кинетики являются минусами современного состояния. Уравнение Ли и Тарвера и их модификации, включающие более дюжины подгоночных коэффициентов [1], обычно применяются для описания конкретного ВВ, но зачастую оказываются непригодными для того же ВВ при изменении плотности или при расширении данных, например при одновременном рассмотрении нормальной и низкоскоростной детонации.

Для низкоскоростной детонации в качестве модели кинетики идеально подходит модель взрывного горения, предложенная в свое время А. Я. Апиным [2]. Для взрывчатых материалов модель дает линейную зависимость скорости реакции от давления. Если на одном графике представить нормальную и низкоскоростную ветви скорости детонации в зависимости от диаметра заряда, можно выделить две ситуации, показанные на рис. 1. На рис. 1, *a* на примере тротила (ТНТ) показана типичная ситуация для бризантных ВВ: низкоскоростная ветвь, которую можно получить лишь при слабом инициировании в определенном диапазоне диаметров заряда, и над нею ветвь нормальной детонации. На рис. 1, *б* на примере нитрата аммония (НА) дана типичная ситуация для слабых ВВ и смесей (например, ТНТ/НА 50/50). Теоретический анализ [4] позволяет воспроизвести график рис. 1, *б*, если принять, что скорость реакции растет линейно с давлением. Чтобы воспроизвести график рис. 1, *a*, зависимость скорости реакции от давления должна содержать два слагаемых: $M = G [P + f(P)^3]$. Слагаемое с показателем степени 1 отвечает за взрывное горение. Слагаемое с показателем 3 доминирует при давлениях выше 2,5–3 ГПа.

Примерно такое же разделение взрывчатых материалов на две группы наблюдается при анализе зависимости критического диаметра или скорости детонации в заряде заданного диаметра от плотности заряда. «Идеальные» материалы дают снижение критического диаметра и рост скорости при увеличении плотности (за исключением участка вблизи TMD (theoretical maximum density)), неидеальные материалы демонстрируют рост критического диаметра и зависимость с максимумом для скорости детонации. Чтобы объяснить неидеальное поведение в зависимости от диаметра заряда и плотности, необходимы неформальные модели химического превращения, учитывающие ключевые свойства зоны реакции детонационной волны, модели такого же уровня, которые разработаны для области ракетных давлений.

Материалы, у которых выделение энергии контролируется смешением реагентов (к примеру, дымный порох, пиротехнические смеси, смеси перхлората и нитрата аммония с горючим), как правило, детонируют в неидеальном режиме. Хотя в области ракетных давлений многие из этих материалов горят с высокой скоростью, слабая зависимость скорости реакции от давления приводит к тому,

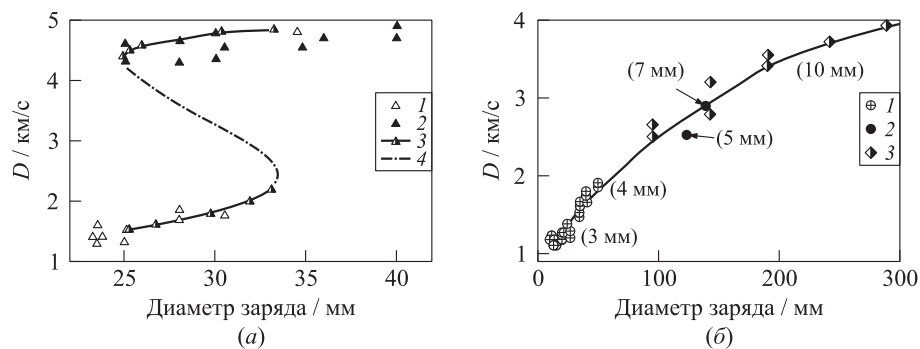


Рис. 1 Зависимость скорости детонации от диаметра заряда: (а) тротил в бумажной оболочке ($\rho_0 = 950 \text{ кг/м}^3$), опыты при ослабленном (1) и нормальном (2) инициировании [3] и расчетная зависимость (3 — стационарный режим; 4 — нестационарный режим); (б) нитрат аммония, пористые гранулы, в стальных трубках (цифры в скобках — толщина стенок): 1 — 690 кг/м^3 ; 2 — 690 ; 3 — 850 кг/м^3

что в детонационной волне скорость реакции оказывается низкой, а размеры зоны реакции большими. Как следствие, скорость детонации дымного пороха, измеренная в опытах, оказалась вдвое ниже величины, полученной в термодинамическом расчете [5]. Аналогичная ситуация наблюдается для пиротехнической смеси на основе перхлората калия [6].

Скорость детонации смесевых композиций на основе перхлората аммония (ПХА) резко снижается при увеличении относительной начальной плотности свыше $0,75\text{--}0,8$, и при плотности около $0,85$ приближается к значению $2\text{--}2,2 \text{ км/с}$, измеренному при детонации чистого ПХА [7]. Устойчивый детонационный режим и отсутствие зависимости от диаметра заряда в прочной стальной оболочке получено в диапазоне от 10 до 50 мм . Эти смеси представляют интерес для использования режима низкоскоростной детонации в импульсных метательных устройствах.

Зерна пироксилинового пороха не разрушаются при низкоскоростной детонации благодаря высокой прочности и особенностям пространственной структуры фронта волны, при которой воспламенение зерен происходит по газофазному механизму до начала уплотнения и роста массовой скорости течения к-фазы. Скорость химического превращения, определяемая произведением скорости полойной горения, экстраполированной из области артиллерийских давлений, на удельную поверхность зерен, оказывается очень низкой. Как следствие, для выхода детонации на установившийся режим требуются заряды метровой длины [8].

Горение алюминия в детонационных волнах, несмотря на большое число исследований, остается серьезной проблемой. Как добавка к бризантным ВВ алюминий, скорее всего, горит за пределами зоны реакции детонационной волны. Добавка алюминия к перхлорату или нитрату аммония заметно увеличивает скорость детонации. Теоретическая обработка опытных данных по зависимости скорости

детонации от диаметра заряда для смесей с разным содержанием и размером частиц алюминия могла бы, на первый взгляд, дать надежную информацию о скорости горения алюминия в детонационных волнах. Использовалась модель двухстадийной реакции (разложение окислителя с последующим горением алюминия в продуктах разложения окислителя). Расчеты показали [9], что разложение окислителя ускоряется даже при 2%-ной добавке мелкодисперсного алюминия; как следствие, массив экспериментальных данных не удается обработать с единым набором входных данных по скоростям превращения. И снова для успешного продвижения нужны неформальные модели горения применительно к детонационным волнам.

Литература

1. Уртьев П. А., Тарвер К. М., Грин Л. Р. Низкоскоростной удар и инициирование LX-10 // Хим. физика, 1995. Т. 14. № 12. С. 78.
2. Апин А. Я. О детонации и взрывном горении взрывчатых веществ // Докл. АН СССР, 1945. Т. 50, С. 285.
3. Парфенов А. К., Воскобойников И. М. О малой скорости детонации в порошкообразных ВВ // ФГВ, 1969. Т. 5. С. 347.
4. Ermolaev B. S., Khasainov B. A., Presles H. N. A generalized dependence of detonation velocity on charge diameter including low velocity detonation // Europyro — 34th Pyrotechnical Seminar (International) Proceedings. 2007. Vol. 1. P. 323–337.
5. Ермолаев Б. С., Беляев А. А., Викторов С. Б. и др. Неидеальные режимы дефлаграции и детонации дымного пороха // Хим. физика, 2010. Т. 29. № 5. С. 48–60.
6. Долгобородов А. Ю., Ермолаев Б. С., Шевченко А. А. и др. Горение и детонация механо-активированных смесей алюминия с перхлоратом калия // Хим. физика, 2015 (в печати).
7. Мартынюк В. Ф., Сулимов А. А., Чамров В. А. и др. Структура детонационного фронта смесей окислитель – инертное горючее // Хим. физика, 1983. № 10. С. 1435.
8. Ермолаев Б. С., Мартынюк В. Ф., Беляев А. А., Сулимов А. А. Низкоскоростные режимы детонации зерненого пироксилинового пороха // Хим. физика, 2014. Т. 33. № 6. С. 64.
9. Ермолаев Б. С., Комиссаров П. В., Соколов Г. Н., Борисов А. А. К теории неидеальной стационарной детонации тройных смесей нитрометан + перхлорат аммония + алюминий // Хим. физика, 2012. Т. 31. № 9. С. 55.

ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИЕЙ ВЫСОКОПЛОТНЫХ ПЕРХЛОРАТНЫХ СОСТАВОВ, ОБОГАЩЕННЫХ АЛЮМИНИЕМ

А. А. Сулимов¹

Остановимся на результатах исследований неидеальной детонации высокоплотных высокоэнергетических составов алюминий – перхлорат аммония – органическое горючее – взрывчатое вещество (ВВ) и на параметрах образующихся

¹Институт химической физики им. Н. Н. Семёнова Российской академии наук, aasul@chph.ras.ru

взрывных волн [1–3]. Неидеальная детонация позволяет получать взрывные волны более сложной конфигурации, чем при использовании нормальной детонации традиционных ВВ, с возможностью регулирования давления и импульса взрывной волны. Исследования проводились с целью разработки научных основ управления неидеальной детонацией и создания новых высокоэнергетических высокоплотных смесевых составов с повышенным фугасным эффектом. Исследовались прессованные безоболочечные заряды из 4-компонентных составов на основе перхлората аммония и алюминия с добавками гексогена в качестве сенсibilизатора и органического горючего. Данные составы, обогащенные алюминием, обладают высокими плотностями, до 2 г/см^3 и энергией, почти вдвое превышающей энергию тротила. Определены эффективно действующие факторы, позволяющие управлять неидеальной детонацией таких зарядов. К ним относятся пористость (плотность) заряда, дисперсность, соотношение компонентов и содержание взрывчатого сенсibilизатора. Показано, что при содержании гексогена выше 15%, по аналогии с мощными бризантными ВВ, скорость детонации составов линейно возрастает с ростом плотности, а критический диаметр детонации уменьшается. При увеличении содержания гексогена в смеси скорость детонации возрастает, подчиняясь линейной зависимости. При замене перхлората аммония на перхлорат калия характер указанных зависимостей сохраняется. Путем изменения плотности, содержания ВВ, соотношения компонентов смеси и диаметра заряда удается регулировать скорость детонации высокоплотных зарядов в широком интервале — 4–7 км/с. Для исследованных систем характерно многостадийное химическое превращение, при этом в детонационной волне выделяется только небольшая часть энергии (в основном, за счет разложения сенсibilизатора), а остальная — за плоскостью Чепмена–Жуге в процессе расширения реагирующих продуктов.

С целью определения работоспособности (фугасного действия) взрыва были измерены профили давление–время воздушных взрывных волн, образующихся при детонации рассматриваемых систем, на различных расстояниях от заряда с помощью высокочастотных датчиков и цифровой регистрирующей аппаратуры. Обработкой полученных профилей давления определяли избыточное давление на переднем фронте волны и импульс давления. Результаты, полученные для смесевых составов, сопоставлялись с аналогичными данными, полученными в тех же условиях при детонации прессованного заряда ТНТ плотностью $1,5 \text{ г/см}^3$, при этом заряды смесевого состава и тротила имели одинаковый вес. Это позволило непосредственно сопоставить значения избыточного давления на переднем фронте и импульса волны для смесевого заряда и тротила на различных расстояниях от заряда (до 5 м), а также оценить тротиловый эквивалент взрыва по давлению и импульсу.

Эксперименты с измерением параметров воздушных взрывных волн проводились в двух постановках: в цилиндрической трубе с зарядами массой 100 г и в открытом воздушном пространстве с зарядами массой 290 г. Опыты в трубе позволяют провести измерения в области более высоких амплитуд взрывной волны, но практически исключают участие воздуха в окислении избыточного горючего

в отличие от опытов в открытом пространстве. На примере составов перхлорат аммония + алюминий + парафин + гексоген плотностью $1,8 \text{ г/см}^3$ показана высокая работоспособность исследуемых композиций как в цилиндрической трубе в диапазоне амплитуд взрывной волны 30–60 атм, так и в открытом воздушном пространстве в диапазоне амплитуд 0,3–7 атм. Давление и импульс взрывных волн, отнесенные к аналогичным величинам для заряда тротила равной массы, составили 1,3–2,4. Тротиловые эквиваленты взрыва по давлению и импульсу меняются с расстоянием немонотонно и лежат в диапазоне 1,1–2,8.

Подчеркнем, что высокие параметры взрывных волн в открытом пространстве обусловлены как высокой энергетикой исследованных систем, так и процессом дожигания избытка алюминия кислородом воздуха.

Для анализа и объяснения механизмов выделения энергии на различных стадиях взрывного процесса использовалось численное моделирование. В частности, показано, что для повышения эффективности взрыва необходима организация струйного истечения продуктов детонации, обеспечивающего значительное увеличение поверхности контакта между продуктами детонации и окисляющим воздухом. Наиболее подходящий режим детонации — «низкоскоростная детонация», создающая мелкие (порядка 1 мкм) частицы продуктов и разрушающая оболочку на крупные осколки (полосы). Проведенные расчеты показывают возможность существенного увеличения эффекта взрывов энергетических материалов, содержащих твердый окислитель и алюминий, как за счет их более высокой энергии по сравнению с обычными взрывчатыми веществами, так и за счет более оптимального распределения выделения энергии в пространстве и вовлечения кислорода воздуха в реакцию. Эксперимент и расчеты демонстрируют неравномерное распределение повышенных значений тротилового эквивалента в пространстве. Проведение взрывного процесса в заряде в режиме неидеальной детонации естественно приводит к резкому снижению эквивалента в области высоких амплитуд волны. Порог, с которого неидеальные режимы взрыва становятся более эффективными, чем детонационные взрывы идеальных ВВ, зависит от доли энергии, выделившейся в пределах самого заряда (т. е. от давления продуктов детонации перед их расширением). Для зарядов с избытком металла, при взрывах которых вклад от реакции с воздухом ожидается существенным, максимальные тротиловые эквиваленты значительно превышают единицу (до 4 по давлению и до 2 по импульсу волны) только в области амплитуд волны, не превышающих 50 атм, и только при наличии в заряде так называемого газ-провайдера. Следует подчеркнуть, что оптимизация фугасного эффекта гетерогенных смесей, детонирующих в неидеальных режимах, требует проведения большого объема расчетных исследований, поскольку экспериментальная отработка зарядов чрезвычайно трудоемкая и дорогостоящая.

Литература

1. Сулимов А. А., Сукоян М. К., Борисов А. А., Ермолаев Б. С., Королев В. П. Взрывчатый состав и заряд из него. Патент РФ на изобретение № 2215725 от 10 ноября 2003 г.

2. Сулимов А. А., Борисов А. А., Ермолаев Б. С. и др. Генерирование взрывных волн в канале детонацией высокоплотных смесевых составов, обогащенных алюминием // Хим. физика, 2009. Т. 28. № 9. С. 70–79.
3. Борисов А. А., Сулимов А. А., Сукоян М. К. и др. Взрывные волны в открытом пространстве при неидеальной детонации высокоплотных смесевых составов, обогащенных алюминием // Хим. физика, 2009. Т. 28. № 11. С. 59–68.

К ВОПРОСУ О МОДЕЛИРОВАНИИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И ОСОБЕННОСТЕЙ МЕТАТЕЛЬНОГО ДЕЙСТВИЯ АЛЮМИНИЗИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ КАК СИСТЕМ С НЕМОНОТОННЫМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ

Н. А. Имховик¹

Разработанные к настоящему времени у нас в стране и за рубежом численные термодинамические методики и программы расчета (термокоды) позволяют с достаточной для инженерных расчетов точностью воспроизводить наблюдаемые экспериментально детонационные и энергетические характеристики индивидуальных взрывчатых веществ (ВВ) и создаваемых на их основе мощных бризантных взрывчатых составов (ВС). При этом в качестве исходных данных используются лишь элементарный химический состав (или брутто-формула 1 кг смеси), энтальпия образования и плотность ВС. В то же время подходы к построению математических моделей детонации широко распространенных металлизированных ВС на основе мощных индивидуальных ВВ (гексоген, октоген, CL-20 и др.), инертных (флегматизирующих) или активных связующих и пластифицирующих добавок и металлических горючих, повышающих теплоту взрыва (Al, Mg, В, Ti, сплавы AM и др.), еще не достаточно совершенны и продолжают развиваться. В литературе представлены результаты как «классического» термодинамического моделирования равновесных параметров идеальной (и неидеальной — с заданным частичным химическим и тепловым неравновесием) детонации такого рода ВС, так и результаты комплексных термогазодинамических исследований, выполненных по методикам, разработанным в МГТУ им. Баумана, ИХФ РАН и за рубежом, в сравнении с известными экспериментальными данными, имеющими весьма разнородный характер.

Новую волну интереса к данной проблеме (и смежным вопросам — о макрокинетики детонационного разложения смесевых ВС и механизме окисления частиц металлов в детонационной волне (ДВ)) вызвали результаты исследований, выпол-

¹Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, imkhovik-n@mail.ru

ненных в 1998–2009 гг., в которых наряду с Al обычных микронных дисперсностей изучались ультра- и нанодисперсные ($\delta \leq 50 \dots 100$ нм) порошки Al. Эти исследования однозначно показали, что взаимодействие высокодисперсных частиц Al с продуктами детонации (ПД) мощных ВВ протекает в непосредственной близости к фронту ДВ. Однако предпринимаемые при этом попытки установления количественных характеристик макрокинетики окисления Al на основе сравнительного анализа параметров течения ПД за фронтом ДВ (т. е. по профилям давления, температуры, массовой скорости в волне разгрузки) и диаграммам разгона пластин (оболочек), метаемых зарядами ВВ, содержащими Al, и ВВ, содержащими его инертный аналог — LiF, по мнению автора, не всегда являются корректными, в силу особенностей детонации алюминизированных ВВ как систем с немонотонным («аномальным») энерговыделением (равно как и попытки оценки доли Al, окислившегося во фронте ДВ, по соответствующей этой доле расчетной скорости детонации D_p , совпадающей с экспериментально измеренной D_s).

Проведенный автором термодинамический расчет параметров детонации смесевых ВВ и $(p-v)$ -анализ адиабат Гюгонио для полностью равновесных и «частично неравновесных» ПД металлизированных ВС выявил следующую «аномальную» закономерность, проявляющуюся при высоких давлениях и объясняющую многие особенности влияния добавок Al на параметры фронта и газодинамику течения за фронтом ДВ: по мере увеличения доли Al, прореагировавшей с ПД, несмотря на выделение дополнительной теплоты ΔQ_{pT} и повышение температуры T , удельный объем реагирующей смеси v (при $p = const$) не возрастает, а снижается. Это происходит вследствие уменьшения числа молей газообразных ПД и ухудшения их состава вследствие образования высших конденсированных оксидов. В итоге на $(p-v)$ -диаграмме процесса детонации адиабата Гюгонио конечных равновесных ПД оказывается ниже адиабаты промежуточных ПД. В этом случае, как следует из классической теории Я. Б. Зельдовича, скорость самоподдерживающейся детонации D должна определяться условием касания прямой Михельсона к промежуточной адиабате, а давление — точкой пересечения этой прямой с конечной равновесной адиабатой (с образованием на профилях давления p и массовой скорости u автомодельно расширяющегося «плато»).

Возможность детонации смесевых алюминизированных ВВ в описанном выше недосжатом (по терминологии других авторов — неидеальном, «псевдонедосжатом») режиме подтверждается результатами одномерных газодинамических расчетов по численной методике, включающей встроенный термодинамический блок для нахождения состава и свойств ПД в каждой расчетной точке при задаваемых (вычисляемых во внешнем цикле по соответствующим макрокинетическим моделям) долях прореагировавшего ВВ и окислившегося Al. Результаты расчетов для смесей октоген—Al показывают, что при быстром сгорании Al (за времена ~ 1 мкс) на профилях p и u появляется характерная особенность недосжатого режима детонации — расширяющееся «плато». При определенном сочетании варьируемых параметров макрокинетики окисления Al, его массовой доли в смеси и условий

инициирования на расчетных профилях p и u могут возникать не только «плато», но и двухпиковые структуры, наблюдаемые для некоторых алюминизированных ВВ и экспериментально.

Таким образом, на основе развития методов численного моделирования детонации смесевых ВВ и анализа имеющихся экспериментальных данных показано, что введение в мощные бризантные ВВ добавок мелкодисперсного Al может приводить не только к изменению параметров фронта и характеристик газодинамического течения в зафронтной области ДВ, распространяющейся в нормальном режиме, но и к возникновению качественно новых — недосжатых — режимов детонации. Последние, по-видимому, можно считать присущими более широкому кругу смесевых ВС, чем это считалось ранее, т.е. не только ВВ, содержащим различные «тяжелые» инертные примеси или «легкие» связующие, но и смесям мощных ВВ с высокодисперсным Al и другими активными добавками, равновесные продукты взрыва которых обладают «аномальными» свойствами.

Рассмотрены особенности влияния добавок Al на характеристики метательного (схемы цилиндр-тест, Т-20 и М-40), осколочно-дробящего (стандартный осколочный макет RSFC № 12) и кумулятивного (КЗ диаметром 50 и 150 мм) действия взрыва. Проведена теоретическая оценка масштабного эффекта при метании оболочек зарядами алюминизированных ВВ различного диаметра и рассмотрены макрокинетические закономерности выделения энергии в составах на основе гексогена, октогена, CL-20 и других CHNO ВВ с добавками Al различной дисперсности. Показано, что особенности динамики разгона пластин и оболочек вызваны именно «немонотонным», а не просто «затянутым», как принято считать, характером энерговыделения при детонации зарядов алюминизированных ВВ.

НЕИДЕАЛЬНАЯ ДЕТОНАЦИЯ И ДЕТОНАЦИЯ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ С ТЯЖЕЛЫМИ ИНЕРТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Н. М. Кузнецов¹

1 Введение. Малые диаметры зарядов, численное моделирование

Идеальная детонация — детонация без потерь. Неидеальная детонация — детонация с какими-либо потерями. Наибольший практический интерес представляют потери при детонации заряда ограниченных поперечных размеров, обусловленные разгрузкой и неполным сгоранием при боковом разлете взрывчатых веществ (ВВ) в разреженное пространство. Представляет интерес также влияние возможных потерь при трении и теплообмене со стенками трубы и с инертными примесями к ВВ и др.

¹Институт химической физики им. Н. Н. Семёнова Российской академии наук, n-m-kuznetsov@ya.ru

Термины «идеальная» и «неидеальная» детонация не следует путать с такими терминами, как «нормальная» и «недостаточная» детонация.

Открытому Розингом и Харитоновом [1] экспериментально явлению критического диаметра заряда ВВ долгое время не было удовлетворительного теоретического объяснения. Предложенный Харитоновым критерий для критического диаметра (d_C)

$$d_C \approx 2c\tau, \quad (1)$$

где c — скорость звука в исходном ВВ; τ — время тепловыделения, сыграл очень важную роль как ориентир для дальнейших исследований, но он содержит количественно неопределенный параметр τ (неизвестно, к какой линии тока за фронтом детонационной волны и к какой доле полного тепловыделения нужно относить этот параметр). Поэтому критерий (1) представляет собой, по- существу, лишь качественное указание на зависимость критического диаметра от кинетики тепловыделения и динамики бокового разлета вещества.

Детонация при конечном диаметре заряда является частным случаем детонации с потерями, при которой по тем или иным причинам интенсивность самоподдерживающейся детонационной волны оказывается меньше максимально возможной. Кроме бокового разлета потери могут быть обусловлены неполным сгоранием, теплопередачей в окружающую среду (включая и перенос энергии излучением), трением на границе с окружающей средой (например, трением со стенкой трубы). Для понимания ряда основных закономерностей неидеальной детонации, обусловленной боковым разлетом, важно принять во внимание известные результаты теоретического исследования детонации с потерями в одномерном случае, в математическом отношении наиболее простом. Теория одномерной детонации с потерями является непосредственным обобщением исходной теории детонации Чепмена–Жуге (ЧЖ) и Зельдовича–Неймана–Деринга (ЗНД). Ключевым моментом теории ЧЖ и ЗНД является выполнение условия Жуге — равенства скорости детонационной волны относительно вещества и местной скорости звука в нем на тыльной границе стационарной зоны детонационной волны. При монотонном тепловыделении без потерь это условие выполняется на линии тока в точке окончания тепловыделения и, соответственно, достижения химического равновесия. При детонации с потерями условие Жуге выполняется в точке максимума разности количества выделившегося тепла (Q) и энергетических потерь (L), в которой

$$\frac{d(Q - L)}{dl} = 0, \quad (2)$$

где l — координата вдоль линии тока. В математическом отношении это особая точка (седло). Условием прохождения интегральной кривой $S(l)$, выражающей изменение давления и других термодинамических и гидродинамических величин и тепловыделения в стационарной зоне детонационной волны, через данную особую точку определяется скорость самоподдерживающейся детонации (детонация

ЧЖ). Существенно, что только эта интегральная кривая удовлетворяет граничным условиям для самоподдерживающейся стационарной детонации.

При детонации заряда конечного диаметра течение в разных трубках тока различно, но для самоподдерживающейся стационарной детонации каждая линия тока должна проходить через свою особую точку. Бесконечное множество этих точек образует особую — звуковую — поверхность (или, иными словами, поверхность Жуге). При этом отличие от нуля функции L в уравнениях типа (2) обусловлено увеличением площади поперечного сечения трубок тока с ростом l .

В строгой постановке теоретической задачи о самоподдерживающейся стационарной детонации заряда конечного диаметра кроме уравнений гидродинамики и кинетики тепловыделения должны быть заданы уравнения состояния исходного ВВ и продуктов детонационного горения. Все остальное: форма фронта и скорость детонационной волны, звуковая поверхность, поле давления и других гидродинамических и термодинамических величин в области дозвукового течения, заключенной между фронтом и звуковой поверхностью, — должно быть найдено путем решения самосогласованной задачи неравновесной гидродинамики на собственное значение (скорость детонационной волны) и собственные функции. Эта задача очень трудна и не может быть решена аналитически, но она вполне под силу современной вычислительной технике. Математические подходы к ее решению и примеры их реализации, вероятно, еще не оптимальные, известны (см., например, [2–4]). Успехи в этой области отчасти обесцениваются недостаточностью данных о кинетике химических реакций и уравнений состояния исходного ВВ и химически неравновесных плотных газовых смесей — продуктов детонационного горения. Во всяком случае, здесь есть чем заниматься любому количеству исследователей — экспериментаторов и теоретиков.

В заключение данного раздела — еще несколько слов о зарядах в оболочках. Вопросам зарядов в оболочках посвящено много экспериментальных и теоретических работ. К наиболее трудным в отношении численного счета относятся задачи со сложной геометрией зарядов и оболочек. При решении подобных задач во многих случаях на первом плане находятся вопросы создания алгоритмов и программ достаточно быстрого счета (с минимальными затратами машинного времени), решаемые нередко ценой больших упрощений в отношении уравнений состояния, кинетики химических реакций и других исходных данных. Обсуждение этих вопросов, вероятно, выходит за рамки дискуссии. Отметим лишь, что рассматриваемые в данной статье подходы к аналитическому и численному решению задач неидеальной детонации зарядов простейшей геометрии в основном (с точностью до некоторых деталей) относятся и к детонации в оболочках такой же симметрии, как и сами заряды. Поскольку оболочки в той или иной степени уменьшают расширение линий тока, область применимости приближенных теорий типа теории Вуда и Кирквуда [2] при прочих равных условиях расширяется. При этом, конечно, появляются усложнения в начальных данных (уравнения состояния материалов оболочек) и граничных условий.

2 Асимптотика больших диаметров заряда

Многочисленные экспериментальные данные о детонации конденсированных ВВ свидетельствуют о почти сферической форме фронта детонационных волн и о том, что радиус кривизны фронта соизмерим с радиусом заряда (цилиндрической формы) [5–8]. Эта простая эмпирическая закономерность широко использовалась при построении теоретических моделей неидеальной детонации и при полуэмпирических расчетах зависимости скорости детонационной волны от диаметра заряда (см., например, [9, 10]). Экспериментальные данные получены в широком, но все же существенно ограниченном диапазоне диаметров заряда. Для экспериментального выяснения того, останется ли справедливым указанное свойство фронта детонационной волны при сколько угодно большом диаметре заряда, нужно увеличивать диаметр и длину заряда хотя бы в десятки раз по сравнению с типичными размерами зарядов в экспериментах, что абсолютно неприемлемо для серийных экспериментов в научных целях. Поэтому теоретическое исследование формы фронта детонационной волны в асимптотике больших диаметров заряда представляет особый научный интерес. (Меньший интерес этот вопрос представляет для практики, так как в такой асимптотике детонация (все ее параметры) очень мало отличается от идеальной.)

В большинстве теоретических исследований неидеальной детонации использовались приближения, не дающие полного ответа на вопрос о взаимосвязи трех параметров детонации — скорости волны (D), радиуса кривизны фронта волны на оси заряда (R_0) и радиуса заряда (r). Вместо этого определялась только зависимость $D(R_0)$ или $D(r)$ (diameter effect) [9, 11–13]. Исключая из этих двух соотношений скорость D , можно было бы получить интересующую нас зависимость $R_0(r)$. Однако для этого необходимо, чтобы функции $D(r)$ и $D(R_0)$ были найдены при одинаковых условиях — для одинаковых моделей (уравнение состояния, кинетика тепловыделения) и газодинамических приближений. Но такого единства подходов в указанных работах нет.

Попытка непосредственного теоретического исследования зависимости $R_0(r)$ предпринималась в [10] с использованием некоторых допущений о виде уравнения для локальной кривизны фронта, предложенного ранее Михайлюком и Трофимовым [14] (см. критику и уточнение уравнения из [14] в работе Кобылкина и Соловьева [15]). Согласно [10] в пределе малого отношения ширины зоны тепловыделения δ/r отношение r/R_0 остается конечным. В работах Бдзила, Стюарта, Фикета и Клейна [16–20] развит асимптотический метод расчета параметров неидеальной детонации, позволяющий при $\delta/R_0 \ll 1$ вычислять одновременно обе зависимости — $D(r)$ и $D(R_0)$. Для ряда простых кинетических моделей такие асимптотические зависимости приведены в [18, табл. 1]. Из них можно получить и зависимость $R(r)$ (хотя сами авторы этого не сделали). При этом, как легко убедиться, в противоречие с [10] для каждой из рассмотренных моделей $\lim(r/R_0)|_{\delta/r \rightarrow 0} \rightarrow 0$.

Исследование вопроса о форме фронта ударной волны в асимптотике $\delta/R_0 \ll 1$, включая и ее предел $\delta/R_0 = 0$, выполнено также в [21]. По сравнению с [16–20] в [21] полнее использованы возможности асимптотического анализа как в отношении простоты и наглядности вывода основных результатов, так и в их аналитическом выражении.

Рассматривая детонацию при малом отношении δ/r , обратимся сначала к самой далекой асимптотике — к пределу $\delta/r = 0$. В мысленном эксперименте мы можем прийти к такому пределу, сохраняя диаметр заряда постоянным. (В реальном эксперименте для этого пришлось бы каким-то способом увеличивать скорость тепловыделения). В масштабах зоны тепловыделения любой элемент поверхности такого фронта можно рассматривать как плоский. При этом течение в зоне тепловыделения вдоль касательной к поверхности на рассматриваемом малом масштабе длины будет однородным, а все другие параметры течения: нормальная составляющая скорости, плотность, давление, химический состав и связанное с ним количество выделившегося тепла — будут изменяться только вдоль нормали к поверхности. (Соответствующим выбором движущейся инерциальной системы координат тангенциальное течение можно вообще исключить из рассмотрения, как это делается в теории косых ударных волн [22, 23].) При этом законы сохранения для потоков массы, импульса и энергии в направлении по нормали к поверхности фронта и уравнение для скорости тепловыделения в пределах рассматриваемой узкой зоны полного тепловыделения имеют тот же вид, что и при одномерном движении с прямой ударной волной. Соответственно, при этом остаются в силе все положения классической теории детонации, основанные на этих уравнениях. В частности, скорость самоподдерживающейся детонации в однородном заряде одинакова для всех элементов поверхности, поскольку вдоль нормальных составляющих всех линий тока, пересекающих эти элементы поверхности, в дозвуковой зоне течения происходит одинаковое (и полное) тепловыделение. Эта скорость, обозначаемая далее через D_J , такая же, как при детонации в безграничной среде, т. е. при идеальной детонации в режиме ЧЖ. Детонационная волна в газодинамических расчетах при этом является разрывом непрерывности, положение и геометрия которого в каждый момент времени могут быть определены на основе принципа Гюйгенса. Применяя этот принцип к движению детонационной волны цилиндрического заряда, легко доказать, что в стационарном режиме она плоская.

Приведенные выше заключения о форме фронта являются следствием соотношения $\delta/(r-x) = 0$ (где $r-x$ — расстояние от текущей точки (x) на фронте волны до края заряда) и не относятся к точке пересечения фронта со свободной боковой поверхностью заряда, где $r-x = 0$.

Эти же заключения о форме фронта остаются справедливыми с высокой точностью и при конечном отношении $\delta/(r-x)$, если оно удовлетворяет сильному неравенству $\delta/(r-x) \ll 1$. При сколько угодно малой, но конечной ширине зоны реакции указанное неравенство нарушается в окрестности точки $r-x = 0$. В окрестности этой особой точки пересечения двух разрывов (ударно-волнового

и контактного) имеет место течение Прандтля–Майера [22, 23], граничащее с малым отрезком фронта ударной волны масштаба $\sim \delta$. На этом отрезке фронт резко искривляется, и пересекается со звуковой поверхностью, разделяющей области дозвукового и сверхзвукового течения.

При конечном отношении $\delta/(r-x)$ фронт в каждой точке обладает конечной кривизной. При этом соседние линии тока, параллельные перед фронтом ударной волны, преломляются по-разному и становятся за фронтом волны непараллельными. По мере удаления от фронта ударной волны линии тока искривляются, но в малой окрестности фронта (в пределах некоторого малого расстояния Δs от фронта) их можно полагать прямыми. Ограничивая ширину зоны реакции условием $\delta \leq \Delta s$, мы гарантируем, что поверхность ЧЖ находится в пределах окрестности Δs . Соответственно, решая задачу о параметрах детонации и о форме фронта, мы можем полагать линии тока за фронтом ударной волны прямыми. Это дает возможность использовать в каждой трубке тока приближение, развитое еще в середине прошлого века в работах, в которых дозвуковое стационарное зафронтное течение реагирующего газа рассматривается как квазиодномерное течение в расширяющейся части усеченного конического сопла (см., например, [9, 24, 25]). В таком приближении кривизна фронта K , скорость его движения по нормали D_n и угол раствора конуса с заданным диаметром усечения связаны между собой определенными соотношениями. Эти три величины образуют для каждой трубки тока однопараметрическое семейство и выражаются друг через друга. В частности,

$$\bar{D}_n = 1 - \alpha K \delta, \quad (3)$$

где введено обозначение $\bar{D}_n = D_n/D_J$; D_J — скорость идеальной детонации (безграничный заряд); α — коэффициент, зависящий от термодинамических свойств ВВ. Формула типа (3) получена Вудом и Кирквудом [2] и Тоувенином [26] применительно к оси заряда. В работах [9, 24, 25] зависимость типа (3) содержится в неявном виде.

Главная цель указанных работ заключалась в вычислении скорости неидеальной детонации. Вопрос о форме фронта оставался в стороне, и никто из авторов «конического моделирования» не обратил внимания на то, что соотношение (3) применимо не только к точке фронта на оси заряда, но и как локальная характеристика фронта, справедливая для любой его точки. В качестве локальной характеристики детонационного фронта зависимость (3) использована в работах [16–20]. В случае, когда скорость тепловыделения пропорциональна количеству оставшегося ВВ (simple depletion) время и ширина зоны тепловыделения бесконечны. В этом случае [17, 18, 20]:

$$\bar{D}_n = 1 - \alpha_1 K \delta_1 \ln(K \delta_1), \quad (4)$$

где δ_1 — характерная (эффективная) ширина зоны тепловыделения.

Замечательным следствием уравнения (3) (или (4)) как локального свойства фронта является уравнение для формы фронта детонационной волны трехмерных

зарядов, симметрия которых позволяет рассматривать заряд и его детонацию в двумерном пространстве (x, y) , а фронт — как линию

$$y = y(x). \quad (5)$$

Дело в том, что кроме уравнения (3) (или (4)) фронт стационарной волны удовлетворяет еще одному простому соотношению, означающему то, что проекция скорости движения каждой точки фронта на направление движения волны (на ось заряда y) должна быть одной и той же — равной скорости волны $D_{n,0}$. В стационарном режиме

$$\bar{D}_n = \bar{D}_{n,0} \cos \varphi, \quad (6)$$

где $\bar{D}_{n,0} \equiv D_{n,0}/D_J$; φ — угол между внешней нормалью к поверхности (к линии) фронта и направлением \vec{y} движения детонационной волны, связанный с производной y' соотношением

$$\cos \varphi = \left(1 + y'^2\right)^{-1/2}. \quad (7)$$

Искомое дифференциальное уравнение получается из (3) (или (4)) и (6), (7) исключением \bar{D}_n . Конкретный вид уравнения зависит от симметрии заряда, так как ею определяется выражение кривизны фронта через производные от линии фронта (5).

Имеется два типа трехмерных зарядов неограниченной длины с симметрией, позволяющей рассматривать стационарную детонацию как двумерную: плоский заряд конечной толщины; цилиндрический заряд. Поверхность фронта детонации таких зарядов полностью характеризуется линией ее пересечения с плоскостью, перпендикулярной боковым поверхностям. Для рассматриваемых форм заряда кривизна элемента поверхности фронта выражается через первую (y') и вторую (y'') производные функции $y(x)$ согласно известным формулам аналитической геометрии. В случае плоского заряда уравнение для формы фронта имеет вид

$$\delta_1 y'' = (1 - b) \left(1 + y'^2\right) - \left(1 + y'^2\right)^{3/2}, \quad (8)$$

где введено обозначение

$$b = -\delta_1 (y'')_0. \quad (9)$$

Индекс 0 означает, что соответствующая величина относится к оси (плоскости) симметрии заряда.

Уравнение (8) решается как краевая задача с заданием значения первой производной (y') в центре ($y' = 0$) и на краю заряда ($y' = -a$), т.е. при $x = 0$ и $x = r$. Результаты решения задачи в различных представлениях содержатся в работах [16, 21, 27]. В [21] аналогичная задача решена и в альтернативном, нелинейном, варианте связи между D_n и $K\delta$, выраженном формулой (4). Аналитическое решение уравнения (8) получено Лэмбоурном и Свифтом [27]. Оно выражено в довольно трудно обозримом параметрическом виде с тремя трансцендентными формулами, содержащими в неявном виде зависимость $y(x)$ для формы фронта [27, формулы (23)–(25)].

Авторам [21] удалось продвинуться дальше в аналитическом решении задачи и получить явное выражение зависимости $y(x)$. Оно справедливо при любых значениях отношения δ_1/r и параметра a из области $\delta_1/r \ll 1$; $0 < a < 1$ и имеет вид:

$$Y = \frac{\delta_1}{r} \ln \left\{ (1 + \xi^2) \cos^2 \left[\frac{r}{\delta_1} \frac{a}{2\xi} X \right] \right\}; \quad X \equiv \frac{x}{r}; \quad Y \equiv \frac{y}{r},$$

где ξ — автомодельная переменная, зависящая от комбинации величин a и b :

$$\xi = \frac{a}{\sqrt{2b}}; \quad (10)$$

$$\xi \operatorname{arctg}(\xi) = S, \quad S \equiv \frac{ar}{2\delta_1}. \quad (11)$$

При заданных значениях параметров a и r/δ_1 значение ξ как функция от S легко вычисляется путем решения уравнения (11) с помощью команды нахождения корня уравнения, варианты которой имеются в математических приложениях Windows. График функции $\xi(S)$, определенной уравнением (11), приведен в [21]. Полагая функцию $\xi(S)$ известной, находим из (10) величину b :

$$b = \frac{1}{2} \left(\frac{a}{\xi} \right)^2,$$

а вместе с ней и вторую производную линии фронта (5) на оси симметрии, характеризующую кривизну фронта на этой оси (см. (9)).

Решение задачи о форме фронта позволяет найти и все другие параметры детонации. Это относится и к асимптотической зависимости скорости детонации от δ_1/r , которая имеет вид:

$$\bar{D}_{n,0} = 1 - \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{\delta_1}{r} \right)^2. \quad (12)$$

Приведем еще соотношение, характеризующее асимптотику кривизны фронта:

$$\frac{2r}{R_0} = \frac{\pi^2 \delta_1}{r}. \quad (13)$$

Согласно (13), $\lim_{\delta_1/r \rightarrow 0} (r/R_0) = 0$. В этом пределе фронт детонационной волны становится плоским всюду, кроме бесконечно узкого края $\sim \delta_1$.

Область применимости асимптотической теории

Успехи асимптотической теории детонационной волны привели к радужным надеждам покончить с трудностями численного счета задач газовой динамики с детонационными волнами, где приходится одновременно считать кинетику тепловыделения с мелким шагом по времени и газовую динамику всей области течения,

характерное время которого трудно совместить с мелким шагом вследствие ограниченности машинного времени, и получить результат достаточно быстро. Но эти надежды, по-видимому, сильно преувеличены в связи с сильным ограничением области применимости асимптотической теории по параметру δ/r . Сравнение модельного численного счета процесса распространения детонации по цилиндрическому заряду [28] при различных значениях параметра δ/r указывает на то, что асимптотическая зависимость типа (12) становится справедливой, по-видимому, при $\delta/r < 0,01$. Отметим, что отношение δ к радиусу кривизны фронта волны на оси заряда при этом будет по крайней мере еще на порядок меньше [2]. Приведенная оценка показывает, насколько осторожно нужно относиться к условиям применимости асимптотики почти идеальной детонации и к применению асимптотических формул в газодинамических расчетах с детонационными волнами. При всех достоинствах асимптотической теории (аналитические результаты), она, в строгом смысле, применима лишь там, где отличие $\bar{D}_{n,0}$ от единицы составляет величину менее 1% (или даже менее 0,1%). Соответственно, в области применимости асимптотической теории к расчетам детонационных волн сложной геометрии методы, основанные на этой теории, могут дать лишь малую поправку к расчетам с использованием принципа Гюйгенса, в которых тепловыделение в детонационной волне полагается мгновенным и детонационная волна заменяется соответствующим газодинамическим разрывом. Это замечание относится и к области применимости известного метода «детонационной волновой динамики» (detonation shock dynamics) [17, 18], представляющего скорее академический, чем прикладной интерес.

3 Детонация взрывчатых веществ, содержащих тяжелые инертные частицы

Самоподдерживающаяся недосжатая детонация, первоначально рассмотренная в связи с возможностью немоного тепловыделения в химических реакциях [29], может быть обусловлена другими причинами немоного тепловыделения, такими, например, как достаточно медленные (по сравнению с экзотермической химической реакцией) эндотермические релаксационные процессы — прогрев и плавление инертных добавок [6, 30–33].

Детонация может быть также недосжатой вследствие медленной релаксации скорости тяжелых частиц инертной примеси в смесевых системах [31–34]. Скорость самоподдерживающейся детонации в таких системах зависит от отношения характерных времен релаксации температуры τ_T и скорости примесных частиц τ_U ко времени тепловыделения τ_q . При $\tau_T/\tau_q \ll 1$ и $\tau_U/\tau_q \ll 1$ имеет место нормальная детонация, скорость (D_J) которой определяется условием Жуге. Неравенствам $\tau_T/\tau_q > 1$ и $\tau_U/\tau_q \ll 1$ соответствует недосжатая детонация, обусловленная немоным тепловыделением. Более сложный вариант недосжатой детонации соответствует неравенству $\tau_U/\tau_q > 1$. В этом случае скорости газа и инертных частиц в релаксационной зоне детонационной волны (в той части зоны, где происходит основное тепловыделение) неодинаковы, и на плоскости давление–удельный объ-

ем (p, v) изменение состояния релаксирующего вещества в детонационной волне уже не описывается прямой Михельсона–Релея (ПМР). Таким образом, при этом становится беспредметной простая и наглядная интерпретация правила отбора скорости детонации с помощью ПМР. Решение задачи о самоподдерживающейся детонации, ее параметры, структура волны связаны в этом случае также с поиском точки касания двух линий, одна из которых заменяет собой обычную равновесную детонационную адиабату, а вторая заменяет ПМР. Подчеркнем, что линия на плоскости (p, v), заменяющая равновесную детонационную адиабату, и линия, заменяющая ПМР, не могут быть заданы заранее, независимо одна от другой и от поиска точки касания, а находятся как собственные функции краевой задачи на собственное значение (скорости детонации). Последовательная теория детонации взрывчатых веществ, содержащих тяжелые инертные частицы, развита в [35].

Литература

1. Розинг В. О., Харитон Ю. Б. Детонация ВВ при малых диаметрах заряда // Докл. АН СССР, 1940. Т. 26. № 4. С. 360–361.
2. Wood W. W., Kirkwood J. G. Diameter effect in condensed explosives. The relation between velocity and radius of curvature of the detonation wave // J. Chem. Phys., 1954, Vol. 22. No. 11. P. 1920–1924.
3. Guirguis R. H. Streamline dynamics method for highly curved detonation waves // 10th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Boston, 1993. P. 27–36.
4. Cowperthwaite M. An exact solution for axial flow in cylindrically symmetric, steady-state detonation in polytropic explosive with an arbitrary rate of decomposition // Phys. Fluids, 1994. Vol. 6. No. 3. P. 1357–1378.
5. Cook M. A. The science of high explosives. — New York: Reinhold Publishing Corp., 1958. 407 p.
6. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. — М.: Наука, 1970. 164 с.
7. Campbell A. W., Engelke R. The diameter effect in high-density heterogeneous explosives // 6th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Washington, D.C., 1976. P. 642–652.
8. Dremine A. N. Towards detonation theory. — New York: Springer, 1999. P. 156.
9. Chan S. K. A theory to predict velocity–diameter relation of explosives // 7th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Annapolis, MD, 1981. P. 589–601.
10. Chaisse F., Servas J. M., Aveille J., et al. A theoretical analysis of the shape of steady axisymmetrical reactive shock front in cylindrical charges of high explosive, a curvature–diameter relationship // 8th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Abliquerque, NM, 1985. P. 159–167.
11. Matsui H., Moritani A., Yoneda K., Asada T. A Generalized C-J condition for simple axial flow with a spherical shock front: Its application to the slurry explosives // 8th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Abliquerque, NM, 1985. P. 168–175.
12. Kirby I. J., Leiper G. A. A small divergent detonation theory for intermolecular explosives // 8th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Abliquerque, NM, 1985. P. 176–186.
13. Leiper G. A., Cooper J. Reaction rates and the charge diameter effect in heterogeneous explosives // 9th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Portland, OR, 1989. Vol. 1. P. 197–208.
14. Михайлюк К. М., Трофимов В. С. О возможном газодинамическом пределе распространения стационарной детонации // ФГВ, 1977. Т. 11. № 4. С. 606.

15. *Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С.* Уравнение формы фронта неидеальной детонационной волны и структура течения в зоне химической реакции // Труды МВТУ № 436. Механика импульсных процессов. — М., 1985. С. 55.
16. *Bdzil J. B.* Steady-state two-dimensional detonation // *J. Fluid Mech.*, 1981. Vol. 108. P. 195–226.
17. *Bdzil J. B., Stewart D. S.* Modeling two-dimensional detonation with detonation shock dynamics // *Phys. Fluids*, 1989. Vol. A1. No. 7. P. 1261–1267.
18. *Bdzil J. B., Fickett W., Stewart D. S.* Detonation shock dynamics: A new approach to modeling multi-dimensional detonation waves // 9th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Portland, OR, 1989. Vol. 1. P. 730–742.
19. *Stewart D. S., Bdzil J. B.* Examples of detonation shock dynamics for detonation wave spread applications // 9th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Portland, OR, 1989. Vol. 1. P. 773–783.
20. *Klein R., Stewart D. S.* The relation between curvature, rate state dependence, and detonation velocity // *SIAM J. Appl. Math.*, 1993. Vol. 53. No. 5. P. 1401–1435.
21. *Кузнецов Н. М., Давыдова О. Н.* Скорость и форма фронта детонационной волны при малом отношении ширины зоны реакции к поперечному размеру заряда // *Хим. физика*, 2002. Т. 21. № 12. С. 66–73.
22. *Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волны. — М.: ИЛ, 1950. 427 с.
23. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. — 2-е изд. — М.: Гостехиздат, 1954. 624 с.
24. *Jones H.* A theory of dependence of the rate of detonation of solid explosives on the diameter of the charge // *Proc. R. Soc. Lon. Ser. A*, 1947. Vol. 189. P. 415–427.
25. *Кузнецов Н. М.* К неоднозначности и устойчивости детонационного режима в ограниченной среде // *ПМТФ*, 1968. № 1. С. 45–55.
26. *Thouvenin J.* Influence of the reaction zone on the rate of detonation in a steady axial wave // 7th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Annapolis, MD, 1981. P. 661–668.
27. *Lambourn B. D., Swift D. C.* Application of Whitham's shock dynamics theory to the propagation of divergent detonation waves // 9th Symposium (International) on Detonation Proceedings. — Portland, OR, 1989. Vol. 1. P. 784–797.
28. *Кузнецов Н. М., Азарова О. А., Давыдова О. Н.* Детонация цилиндрического заряда: расчет параметров и структуры детонационной волны // *Хим. физика*, 2002. Т. 21. № 11. С. 69–74.
29. *Зельдович Я. Б., Ратнер С. Б.* Расчет скорости детонации в газах // *ЖЭТФ*, 1941. Т. 11. С. 170–183.
30. *Кузнецов Н. М.* К неоднозначности и устойчивости детонационного режима // *ЖЭТФ*, 1967. Т. 52. Вып. 1. С. 309–317.
31. *Алтишулер Л. В., Рязанов В. Т., Сперанская М. П.* Влияние тяжелых примесей на режимы детонации конденсированных ВВ // *ЖПМТФ*, 1972. № 1. С. 122–125.
32. *Кузнецов Н. М.* Влияние тяжелой инертной примеси на параметры детонационной волны мощных ВВ // *Хим. физика*, 1997. Т. 16. № 4. С. 85–93.
33. *Кузнецов Н. М.* О структуре недосжатых детонационных волн // *Хим. физика*, 1998. Т. 17. № 6. С. 92–96.
34. *Давыдова О. Н., Кузнецов Н. М., Лавров В. В., Шведов К. К.* О недосжатой детонации конденсированных ВВ с тяжелыми инертными примесями // *Хим. физика*, 1999. Т. 18. № 4. С. 53–66.
35. *Кузнецов Н. М., Давыдова О. Н.* Детонация взрывчатых веществ, содержащие тяжелые инертные частицы // *ЖЭТФ*, 2001. Т. 120. Вып. 3(9). С. 593–608.