

УДК 536.46

АБЛЯЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ ПОРОШКОВЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Л. А. Лукьянчиков, Э. Р. Прууэл, А. О. Кашкаров, К. А. Тен

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mail: luk@hydro.nsc.ru

С помощью синхротронной диагностики плотности исследовано взрывное превращение в пассивном заряде при инициировании его ударной волной из воздуха. Установлено, что в пассивном заряде не возникает волна сжатия, способная вызвать образование эффективных очагов разогрева, и не выполняются условия инициирования классических типов. Развитие реакции может быть объяснено формированием скоростного абляционного горения, обнаруженного при изучении искрового и газодетонационного инициирования вторичных порошковых взрывчатых веществ.

Ключевые слова: горение, абляционное горение, детонация, синхротронное излучение.

Введение. В первом номере журнала “Прикладная механика и техническая физика” опубликована работа А. Ф. Беляева, М. А. Садовского, И. И. Тамм “Применение закона подобия при взрывах к явлению передачи детонации” [1], в которой исследована передача детонации через воздух от активных зарядов к пассивным, состоящим из вторичных порошковых взрывчатых веществ (ВВ) с плотностью 1 г/см^3 . Установлено, что в пассивном заряде небольшого диаметра детонационное превращение развивается в оболочке малой прочности не более чем через 10 мкс после прихода на границу ВВ — воздух ударной волны от активного заряда. Показано, что передача детонации определяется значением максимального давления, возникающего на границе. Механизм инициирования, исследование которого представляет интерес вследствие слабости внешнего воздействия и малого времени его развития, в работе [1] не рассматривался. Проанализируем результаты экспериментов [1], схема которых представлена на рис. 1.

В качестве пассивных зарядов, не имевших прочной оболочки, использовались насыпные гексоген, тротил и аммонит с одинаковой плотностью, составлявшей 1 г/см^3 . В активных зарядах использовались ТГ 50/50 и гексоген с плотностью 1,43 и $1,10 \text{ г/см}^3$ соответственно. Масса этих зарядов варьировалась в пределах $23 \div 135 \text{ г}$. Сферическая форма активного заряда позволяла применять для анализа результатов экспериментов законы подобия. В расчетах определялся тротиловый эквивалент зарядов по формуле

$$C_e = C\varepsilon/\varepsilon_{\text{TNT}}.$$

Здесь ε_{TNT} — удельная теплота взрыва тротила; ε — удельная теплота взрыва данного ВВ. Для малых зарядов в специальной серии экспериментов определена масса активного заряда C^* с учетом того, что в таких зарядах часть ВВ разлетается.

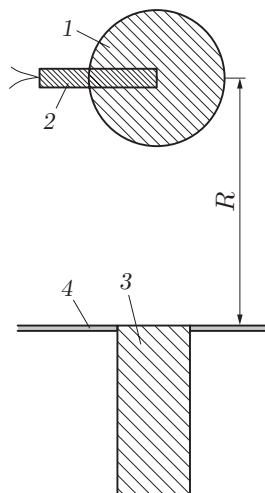


Рис. 1. Основной вариант постановки экспериментов по передаче детонации, использованный в работе [1]:

1 — активный заряд, 2 — детонатор, 3 — пассивный заряд, 4 — экран

В экспериментах определялось расстояние между зарядами R_{50} , при котором вероятность передачи детонации составляла 50 %, и осуществлялась скоростная оптическая фоторегистрация.

Для оценки иницирующей способности активного заряда использовалось приведенное расстояние

$$R_{50}^* = C^* \varepsilon / (C_e^*)^{1/3}.$$

Установлено, что для фиксированного пассивного заряда приведенное расстояние остается практически одинаковым для всех использованных активных зарядов. Из закона подобия следует, что одинаковым приведенным расстояниям R_{50}^* соответствуют одинаковые значения максимального давления в ударной волне и параметров потока продуктов взрыва в воздухе, а также одинаковые значения скоростей распространения ударных волн и разлета продуктов взрыва.

Анализ результатов экспериментов и расчетов позволил сделать следующие выводы:

1. Передача детонации зависит от давления падающих ударных волн (в данном случае в воздушной среде). Скорости этих ударных волн имеют следующие значения: для гексогена — 2650 м/с, для ТГ 50/50 — 3850 м/с, для аммонита — 4100 м/с.

2. Источником иницирующего воздействия является область на границе пассивный заряд — воздух, в которой давление, созданное отраженной ударной волной, равно: для гексогена — 650 атм (65 МПа), для ТГ 50/50 — 1800 атм (0,18 ГПа), для аммонита — 4100 атм (0,41 ГПа).

3. В оболочке малой прочности при небольшом диаметре заряда детонационное превращение завершается не более чем через 10 мкс.

Возможные механизмы развития взрывного превращения в работе [1] не рассматривались. Со времени публикации прошло более 50 лет, однако важность результатов, полученных в работе [1], в полной мере не оценена до сих пор. Это обусловлено недостаточным объемом экспериментальной информации о переходном процессе вследствие ограниченных возможностей стандартных методик регистрации. Получить дополнительные экспериментальные данные удалось, применив для определения динамики изменения плотности при таком иницировании синхротронное излучение [2–4]. Ниже приводятся результаты проведенных экспериментальных исследований, которые показали, что в данном случае

развитие детонации невозможно объяснить в рамках классических режимов взрывного перехода [5].

1. Методика эксперимента. Синхротронное излучение (СИ), являющееся в рассматриваемом случае мягким рентгеновским излучением, возникает при движении в ускорителях по криволинейным траекториям сгустков электронов.

В отличие от классических источников, в которых рентгеновские кванты рождаются при торможении ускоренных электрическим полем электронов в результате взаимодействия с металлическим анодом, СИ имеет следующие преимущества:

- 1) высокая интенсивность потока ($10^{16} \div 10^{21}$ фотон/(с·см²));
- 2) малая угловая расходимость ($\alpha = 10^{-3} \div 10^{-5}$ рад);
- 3) генерация импульсов излучения, следующих друг за другом со стабильной частотой f , определяемой режимом работы ускорителя;
- 4) малая длительность импульса излучения (менее 1 нс).

Данные свойства СИ позволяют применять его для измерения плотности вещества при развитии и распространении взрывных процессов. Для этого использовался проходящий без отклонения луч, имеющий наибольшую интенсивность и несущий информацию о плотности вещества. В экспериментах использовался однородный луч высотой 0,4 мм и шириной $H = 18$ мм.

Для регистрации проходящих фотонов в измерительных системах с СИ применяются детекторы излучения, имеющие значительное количество каналов (обычно более 200) шириной h . Откликом детектора на поглощенный фотон являлся импульс тока, регистрируемый электронной схемой по всем каналам. В проведенных экспериментах использовался детектор DIMEX [6–8], имеющий 250 каналов с $h = 100$ мкм. К моменту прохождения следующего импульса вся информация оцифровывалась и запоминалась. Таким образом осуществлялось формирование одного кадра. К моменту прихода следующего сгустка электронов детектор уже был готов к проведению измерения и записи очередного кадра.

Использовались две схемы регистрации плотности. В соответствии с первой из них исследуемый заряд располагался горизонтально, и его ось лежала в плоскости пучка (рис. 2). При этом фронт процесса, в общем случае движущийся с переменной скоростью D , последовательно проходил положения 1, 2, 3 и т. д.

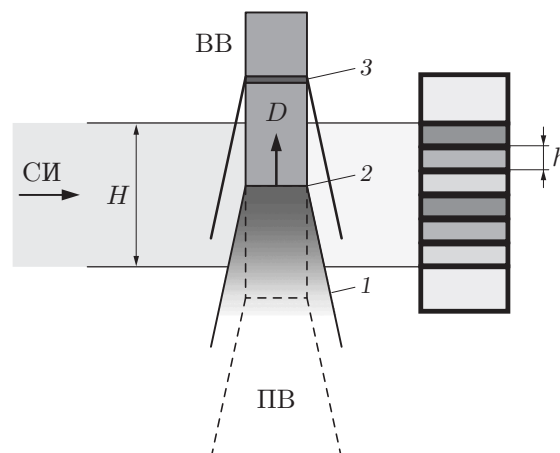


Рис. 2. Схема эксперимента для определения распределения плотности вдоль оси заряда:

СИ — пучок синхротронного излучения; ПВ — продукты взрыва; 1, 2, 3 — последовательные положения фронта относительно области регистрации

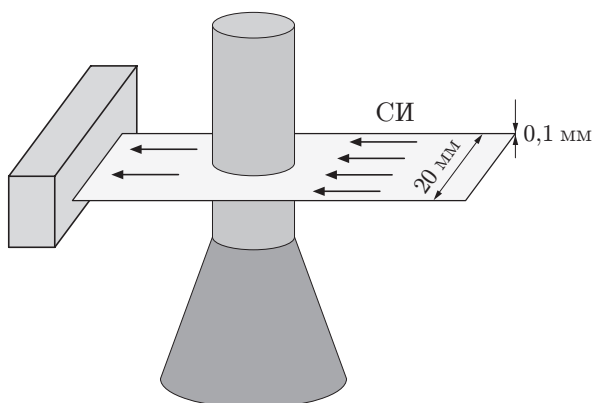


Рис. 3

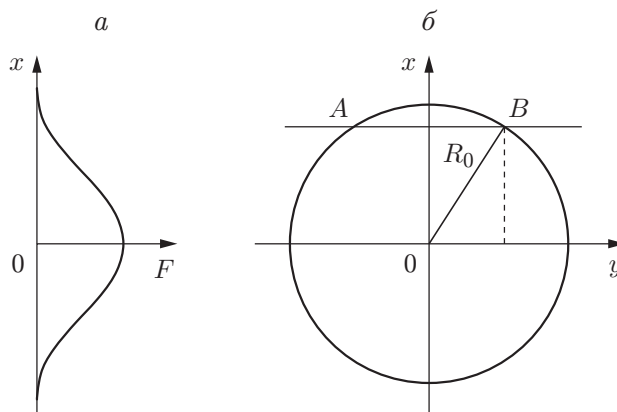


Рис. 4

Рис. 3. Схема эксперимента для получения томографического изображения в зарядах цилиндрической формы

Рис. 4. Схема регистрации рентгеновской тени при расчете распределения плотности в осесимметричных течениях:

a — распределение массы на лучах, проходящих через заряд; *б* — схема прохождения луча *AB* через заряд

В соответствии со второй схемой луч направлялся перпендикулярно оси заряда, что для зарядов цилиндрической формы позволяло получить томографическую картину процесса, так как при этом реализовывалась осевая симметрия течения продуктов взрывного превращения. Схема эксперимента приведена на рис. 3.

Для того чтобы определить массу вещества, движущегося вдоль луча, проводится калибровка поглощения излучения детектором в зависимости от массовой нагрузки (или произведения плотности и толщины $Y = \rho d$ (величина Y измеряется в граммах на сантиметр в квадрате)). Степень ослабления прошедшего излучения зависит только от интеграла плотности по отрезку, занятому продуктами взрыва (луч распространяется прямолинейно). В соответствующей геометрии (рис. 4) по измеренной детектором плотности прошедшего излучения $F(x)$ после необходимого сглаживания восстанавливается распределение плотности как функция радиуса [4]:

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^{R_0} \frac{x F(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx.$$

2. Результаты экспериментов. Экспериментальное исследование передачи детонации от активного заряда к пассивному через воздух проведено в соответствии со схемой, представленной на рис. 5. Пассивный заряд в тонкостенной пластиковой трубке с внутренним диаметром 16 мм нагружался ударной волной, которая формировалась в воздушном промежутке при детонации насыпного заряда, инициируемого взрывом проводника. Скорость волны в промежутке варьировалась за счет изменения величины навески заряда 2 и измерялась контактными датчиками. Параметры течения за ударной волной и при ее отражении от препятствия рассчитывались с учетом диссоциации, ионизации и изменения теплоемкости газов.

На рис. 6 приведены экспериментальные кривые, характеризующие распределение плотности ρ в сечении заряда тэна, проходящем через его ось. Начальная плотность ВВ

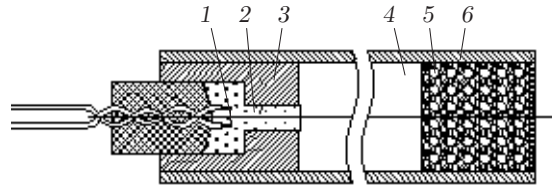


Рис. 5. Экспериментальная сборка, использованная при исследовании развития детонационного превращения с помощью СИ:

1 — мостик электродетонатора; 2 — дополнительный насыпной заряд ВВ; 3 — генератор инициирующего воздействия; 4 — воздушный промежуток; 5 — пассивный заряд ВВ; 6 — пластиковая трубка

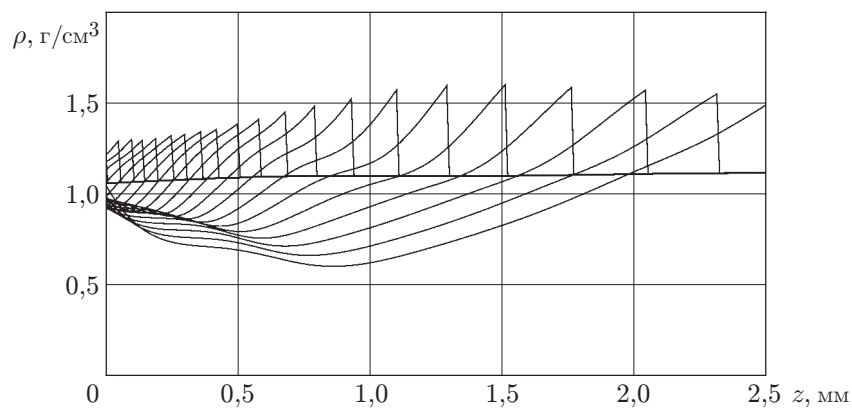


Рис. 6. Экспериментальное распределение плотности в заряде порошкового тэна, инициируемого ударной волной, распространяющейся в воздухе

$\rho_0 = 1,1 \text{ г/см}^3$. Скорость прямой ударной волны равна $2,4 \text{ км/с}$, давление за ее фронтом составляет 8 МПа , а при отражении от жесткой стенки — 60 МПа .

Частота следования сгустков электронов в ускорителе $f = 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, поэтому кадры с экспозицией 10^{-9} с сменялись через каждые $0,5 \text{ мкс}$, что позволяло определить скорость D распространения процесса в пассивном заряде.

По известным ρ и D массовая скорость и давление в точках с максимальной плотностью находились по соотношениям

$$u = D(\rho/\rho_0 - 1), \quad P = D^2(\rho - \rho_0).$$

Результаты расчетов приведены на рис. 7. По этим данным можно установить, что ускорение переходного режима начинается через 1 мкс после прихода ударной волны на границу заряда, плотность которого в этот момент возрастает до значения $\rho = 1,34 \text{ г/см}^3$ при $D = 475 \text{ м/с}$ и $u = 86 \text{ м/с}$. Давление в этой точке равно 45 МПа .

3. Обсуждение результатов. В настоящее время известны следующие режимы взрывных превращений [5], на основе которых объясняются все экспериментальные данные о развитии взрывных процессов:

1. Нормальное послышное горение, распространяющееся со скоростью, зависящей от давления.

2. Конвективное горение — разновидность горения твердых энергетических материалов, обладающих газодинамической пористостью. Горение осуществляется струями сгоревшего вещества, проникающими внутрь энергетического материала. Конвективное горение возникает при достижении давления срыва нормального горения p_{cr} в некоторый момент времени t_* .

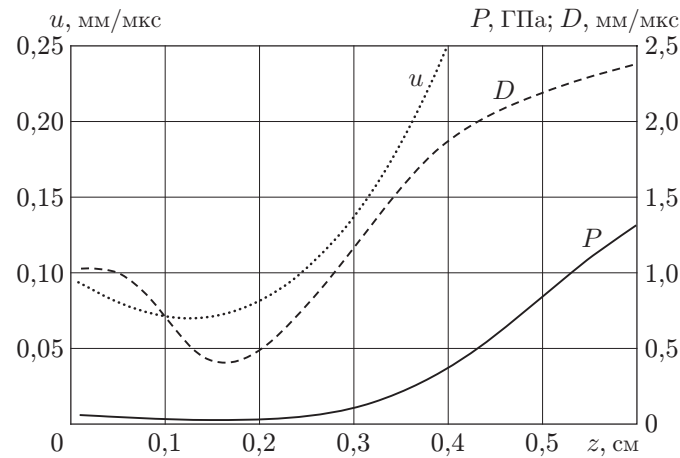


Рис. 7. Экспериментальные зависимости давления P , массовой скорости u и скорости фронта свечения D от расстояния z от торца заряда

3. Преддетонационный волновой процесс (низкоскоростная детонация), представляющий собой волновой процесс с малой долей разложения вещества за волной сжатия.

4. Нормальная детонация.

Определенное в экспериментах давление является недостаточным для того, чтобы обеспечить возникновение очагов реакции за счет сжатия ВВ. По-видимому, рост давления может происходить только за счет горения, вызванного фильтрацией горячих газов из области, возникшей на границе заряда при отражении ударной волны. Покажем, что хорошо изученные классические формы горения [9] не могут обеспечить зарегистрированный в эксперименте уровень давления.

Оценим плотность газообразных продуктов ρ_g в области конвективного горения, считая газ идеальным. Тогда для плотности имеет место выражение

$$\rho_g = \mu P / (RT).$$

Полагая, что молярная масса $\mu = 3 \cdot 10^{-2}$ кг/моль, температура $T = 3 \cdot 10^3$ К, получаем $\rho_g = 50,5$ кг/м³.

Выполним оценку сверху количества газа, которое может образоваться в рассматриваемой точке данного процесса (интервал времени $\tau = 1$ мкс, давление 45 МПа), если горение происходит послойно по всей поверхности гранул тэна $S = 3 \cdot 10^4$ м⁻¹, находящихся в единице объема ВВ. При этом используются классические представления о конвективном горении, согласно которым горение происходит с постоянной массовой скоростью u_m при соответствующем давлении; массовая скорость послойного горения линейно зависит от давления в области продуктов:

$$u_m = \alpha_* P \quad (1)$$

(для тэна $\alpha_* = 2 \cdot 10^{-6}$ кг/(м²·с·Па) [10]). С учетом данных предположений получаем $u_m = 90$ кг/(м²·с), $\rho_g = \alpha_* S \tau P = 2,7$ кг/м³.

Так как в момент времени t_* пористость ВВ вследствие сжатия уменьшается приблизительно в два раза, конечную плотность образовавшихся продуктов оценим величиной 5 кг/м³, которая на порядок меньше полученной в эксперименте. Покажем также, что за определенное характерное время классическое послойное горение не может быть сформировано. Для этого оценим ширину зоны прогрева, которая должна обеспечить необходимую

скорость послыоного стационарного горения (1) (режим 1). Согласно [10] распределение температуры в заряде определяется выражением

$$T = T_0 + (T_k - T_0) e^{-ux/\chi}, \quad (2)$$

где χ — температуропроводность (для тэна $\chi = 2 \cdot 10^{-6}$ м²/с); T_k — температура кипения; u — линейная скорость горения.

Так как $u_m = u\rho_{00}$, то для тэна с плотностью $\rho_{00} = 1,8 \cdot 10^3$ кг/м³ $u = 5 \cdot 10^{-2}$ м/с. Характерная ширина зоны прогрева δ , соответствующая этой скорости, с использованием (2) определена из соотношения

$$\frac{u}{\chi} \delta = 1$$

и равна $4 \cdot 10^{-5}$ м.

Оценим ширину зоны прогрева, которая может возникнуть в ВВ, если на его границе в течение максимально допустимого времени τ действует тепловой источник, обеспечивающий на ней постоянную температуру T_k . В исследуемом процессе максимальное время τ не может превышать 10^{-6} с, поэтому $\delta = \sqrt{\chi\tau} = \sqrt{2 \cdot 10^{-12}}$ м = $1,4 \cdot 10^{-6}$ м. Полученное значение на порядок меньше значения, которое должно иметь место при горении энергетического материала, если используется закон (1).

Проведенные оценки однозначно свидетельствуют о неприменимости классического закона горения для трактовки полученных результатов.

Покажем, что рассмотренному выше режиму свойственны характеристики скоростного конвективного горения, возникающего при инициировании вторичных порошковых ВВ импульсным искровым разрядом и перешагивающей газовой детонацией [11–15].

В экспериментах, описанных в работах [11, 12], заряд порошкового тэна (рис. 8), идентичный использованному выше (см. рис. 5), помещался в трубку из оргстекла с внутренним диаметром 5 мм и толщиной стенки 1 мм. Фоторазвертка процесса, происходящего в результате искрового разряда, приведена на рис. 9. На фоторазвертке регистрируется возникновение малоподвижной светящейся зоны вблизи разряда. Через $3 \div 4$ мкс из этой зоны со скоростью 800 м/с распространяется переходный режим, переходящий в детонацию.

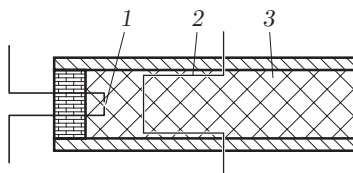


Рис. 8

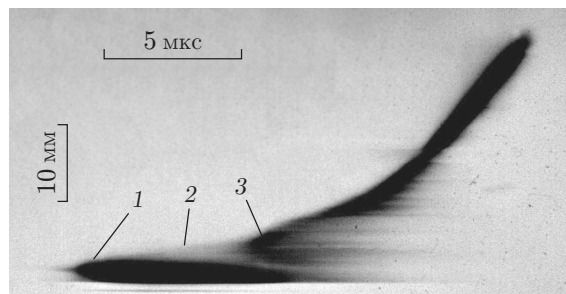


Рис. 9

Рис. 8. Схема измерения массовой скорости при искровом инициировании:
1 — искровой промежуток; 2 — фольга датчика массовой скорости; 3 — заряд тэна

Рис. 9. Фоторазвертка процесса самосвечения при искровом инициировании порошкового тэна:

1 — малоподвижная начальная зона; 2 — переходный режим; 3 — детонация

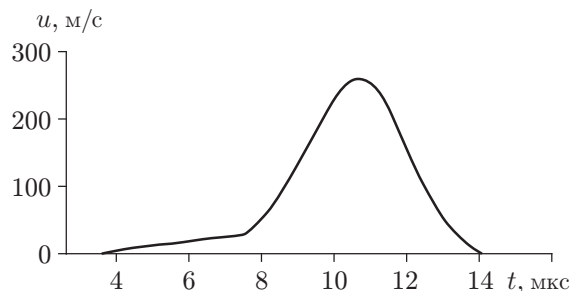


Рис. 10. Профиль массовой скорости u в заряде порошкового тэна при искровом инициировании

Профиль массовой скорости на расстоянии 5 мм от искрового промежутка, измеренный с помощью фольгового датчика, приведен на рис. 10. Датчик регистрирует следующие стадии процесса:

1. Через 4 мкс после возникновения разряда фольга начинает перемещаться с постоянным ускорением и к моменту времени $t = 7,5$ мкс разгоняется до скорости, приблизительно равной 20 м/с.

2. При $t = 7,5$ мкс на профиле скорости наблюдается излом, что свидетельствует о скачкообразном изменении ускорения, а следовательно, и давления.

3. При $t = 7,5 \div 11,0$ мкс значение u практически линейно возрастает до $u = 240$ м/с, а затем уменьшается, что обусловлено разрушением оболочки и разгрузкой.

Следовательно, при максимальной скорости давление составляет приблизительно 1,7 ГПа, т. е. значительно больше, чем при той же скорости D в экспериментах в случае инициирования заряда воздушной ударной волной, в которой $u = 120$ м/с и $P = 1,06$ ГПа. Однако при искровом инициировании в точке излома профиля массовой скорости, где имеет место резкое ускорение газовой смеси, ситуация иная: $u = 20$ м/с, $P = 0,15$ ГПа.

Различие экспериментальных данных, полученных при ударно-волновом и искровом инициировании, обусловлено большим различием диаметров зарядов в сопоставляемых экспериментах. Уменьшить диаметр заряда при использовании рентгеновской методики пока невозможно, так как при этом снижается точность синхротронной диагностики.

Инициирование заряда порошкового тэна диаметром 6 мм пересжатой газовой детонацией, возникающей при вхождении обычной газовой детонации в конус, с вероятностью, близкой к 50 %, происходит, если давление за фронтом детонации $P = 5,2$ МПа (соответственно при отражении от жесткой стенки $P = 23$ МПа) [14]. Кинематика самосвечения в возникающем в ВВ режиме соответствует рис. 9. На рис. 11 приведены экспериментальные профили массовых скоростей, полученные при искровом и газодетонационном инициировании [15]. С учетом сдвига по времени кривые практически совпадают, за исключением участка, соответствующего времени распространения предвестника, т. е. в обоих случаях процессы идентичны.

В работе [13] режим, соответствующий участку 2 на рис. 9, был рассчитан для случая одномерной модели многоскоростной двухфазной среды. Удовлетворительное соответствие экспериментальным данным было достигнуто только при значении массовой скорости горения, в 10 раз превышающем классическую массовую скорость. Эти расчеты подтверждают справедливость оценок, проведенных выше. В двумерной постановке, учитывающей влияние разлета в зарядах с непрочной оболочкой, скорость газообразования, необходимая для существования рассматриваемого режима, еще выше.

В расчете по двумерной модели многоскоростной гетерогенной среды, в которой постулируется классический закон горения, переход горения в детонацию зафиксирован только

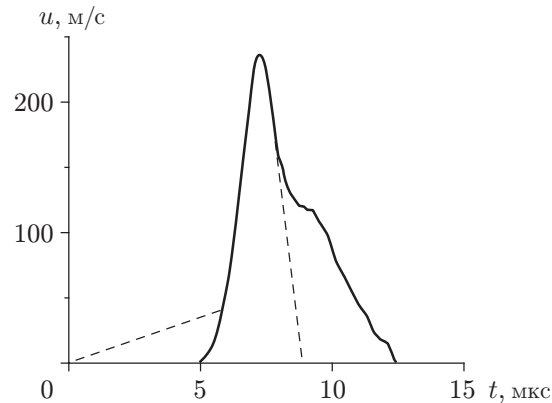


Рис. 11. Профили массовых скоростей, полученные при инициировании искрой (штриховая кривая) и пересжатой детонацией (сплошная кривая)

в зарядах малоплотного дисперсного ВВ, заключенных в стальную оболочку, обладающую значительной прочностью [16]. В этом расчете не зафиксирован режим, параметры которого соответствуют данным, представленным на рис. 7. В то же время его результаты согласуются с экспериментальными закономерностями распространения волн обычного конвективного горения и неидеальной детонации [17–19].

На основе изложенного выше можно утверждать, что при инициировании порошкового ВВ ударной волной, создаваемой активным зарядом в воздухе, а также при искровом и газодетонационном инициировании определяющим этапом развития детонационного процесса является возникновение скоростного конвективного горения, механизм которого не может быть объяснен с использованием общепринятых представлений о горении. Первые экспериментальные результаты, из которых следует существование такого режима, получены в работе [1]. Суть этого режима заключается в том, что его возникновение при соблюдении обычных условий (увеличение диаметра заряда) гарантирует развитие детонационного превращения вплоть до конечных стадий. Среди всех известных режимов такими свойствами обладает только ударно-волновое инициирование.

Рассматриваемый режим скоростного конвективного горения имеет еще одно свойство, характерное только для процесса за ударной волной. На рис. 12 приведены результаты исследования кинематики переходного режима, возникающего при искровом инициировании насыпного тэна [13]. Заряд насыпного тэна помещался внутрь трубок различного диаметра из оргстекла с толщиной стенки 1 мм. Во всех случаях на начальной стадии происходило скоростное конвективное горение, которое не возбуждалось волной сжатия.

В зарядах диаметром $d \geq 4$ мм скорость переходного режима увеличивалась до тех пор, пока не возникали обычные детонационные режимы. При $d = 3$ мм на расстоянии от инициирующего промежутка порядка 20 мм скорость D прекращала возрастать, достигнув предельного значения $D = 830$ м/с. Это значение оставалось неизменным во всей области регистрации, т. е. на расстоянии вдоль заряда, равном не менее семи калибров. По-видимому, значение D останется постоянным и при большей длине заряда. Имеются основания полагать, что можно подобрать наименьший диаметр d_{cr}^* заряда без оболочки (в действительности с оболочкой очень малой прочности), при котором режим скоростного конвективного горения может распространяться на любые расстояния. Как показано в работе [11], при переходе такого процесса в заряд из того же ВВ при $d > d_{cr}^*$ скорость волны возрастает вплоть до момента перехода в нормальную детонацию. Критический диаметр области обычной детонации d_{cr} определяется как минимальный диаметр заряда ВВ, при котором еще возможно устойчивое распространение самоподдерживающейся

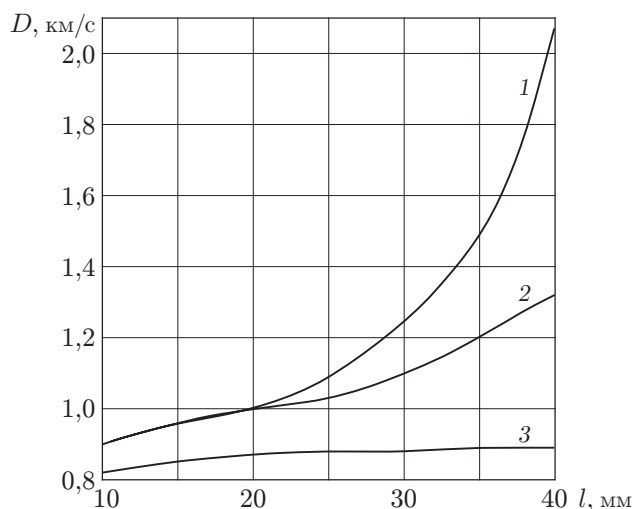


Рис. 12. Зависимость скорости D переходного режима от расстояния, пройденного волной при распространении в тонкостенной трубке из оргстекла, для различных диаметров заряда d :

1 — $d = 5$ мм; 2 — $d = 4$ мм; 3 — $d = 3$ мм

детонации [5], т. е. сверхзвукового стационарного комплекса, представляющего собой ударную волну с химической реакцией за ней. Таким образом, диаметр d_{cr}^* , как и критический диаметр обычной детонации d_{cr} , определяет предельные условия скоростного конвективного горения, механизм распространения которого до конца не выяснен (известно, что он заведомо не ударно-волновой). Следуя [18–20], такое скоростное горение будем называть абляционным.

Факт существования абляционного горения, имеющего критический диаметр, меняет сложившееся представление о механизме инициирования порошковых ВВ мощным внешним воздействием с малой энергией. Заметим, что этот вопрос не обсуждается в последнем издании “Физики взрыва” [5], но в предыдущем издании 1975 г. [21] развитие детонации при искровом разряде трактуется следующим образом: “В канале достигается чрезвычайно высокая концентрация энергии. Резкое повышение температуры, а следовательно, и давления приводит к образованию в заряде ВВ ударной волны, расходящейся от канала плазмы. Ударная волна и сильный разогрев ВВ обеспечивают возбуждение и распространение процесса взрывчатого превращения”. В действительности критические условия инициирования выполнены уже при возникновении абляционного горения. Ударно-волновое инициирование может иметь место на следующей стадии эволюции скоростного абляционного горения, но критические условия инициирования выполнены раньше.

4. О механизме скоростного горения. Возможный механизм ускорения горения рассмотрен в работах [13, 22]. В работе [13] необходимая скорость горения получена с использованием модели, в которой предполагалось, что на поверхности частицы, обдуваемой потоком горячего газа, образуется слой испаренного вещества, где возникают волны, разрушаемые потоком. Условия инициирования этого режима, т. е. фактически специфические условия зажигания, в [13] не анализировались.

В работе [22] интегральное ускорение регрессии конденсированной фазы объясняется дроблением гранул ВВ в волне сжатия, приводящим к значительному увеличению площади поверхности горения, которое далее происходит по обычному закону. Однако, как показано выше, для формирования зоны прогрева, обеспечивающей классическую форму горения, времени недостаточно.

Наиболее подробно специфические условия зажигания экспериментально исследованы в работе [20] с помощью метода многолучевой пирометрии. Это позволило измерить время задержки зажигания частиц газозвеси тэна в волне газовой детонации. Показано, что за время задержки на поверхности частицы возникает расплавленный слой толщиной порядка 1 мкм, который разрушается волновыми возмущениями в скоростном потоке. В результате происходит быстрый выброс частиц расплава в область горячих продуктов, что приводит к увеличению интегральной скорости сжигания более чем на порядок. Справедливость полученных результатов подтверждает тот факт, что в бездымных пироксилиновых порохах, которые не плавятся, скоростная форма горения не имеет места.

Однако в настоящее время отсутствует модель, удовлетворительно описывающая все особенности развития важной для практического применения и определения условий безопасного обращения со взрывчатыми материалами скоростной формы горения. По-видимому, это обусловлено тем, что в модели закладываются некорректные начальные условия, например, вводится понятие температуры зажигания, которая отсутствует и в твердофазной, и в газофазной теориях зажигания; кроме того, независимо от характерного времени процесса постулируется справедливость задаваемой формулой (1) классической зависимости скорости горения от давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Беляев А. Ф., Садовский М. А., Тамм И. И.** Применение закона подобия при взрывах к явлению передачи детонации // ПМТФ. 1960. № 1. С. 3–17.
2. **Тен К. А., Евдоков О. В., Жогин И. Л. и др.** Распределение плотности во фронте детонации цилиндрических зарядов малого диаметра // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 2. С. 91–99.
3. **Evdokov O. V., Kozyrev A. N., Litvinenko V. V., et al.** High-speed X-ray transmission tomography for detonation investigation // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2007. V. 575, iss. 1/2. P. 116–120.
4. **Тен К. А., Аульченко В. М., Евдоков О. В. и др.** Измерение распределения плотности при детонации ВВ с помощью синхротронного излучения // Физика экстремальных состояний вещества. Черноголовка: Ин-т проблем хим. физики РАН, 2003. С. 40–42.
5. **Физика взрыва.** М.: Физматлит, 2004. Т. 1.
6. **Aulchenko V. M., Evdokov O. V., Shekhtman L. I., et al.** Current status and further improvements of the detector for imaging of explosions // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2009. V. 603, iss. 1/2. P. 73–75.
7. **Aulchenko V., Zhulanov V., Shekhtman L., et al.** One-dimensional detector for study of detonation processes with synchrotron radiation beam // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2005. V. 543, iss. 1. P. 350–356.
8. **Aulchenko V., Evdokov O., Ponomarev S., et al.** Development of fast one-dimensional X-ray detector for imaging of explosions // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2003. V. 513, iss. 1/2. P. 388–393.
9. **Беляев А. Ф.** Переход горения конденсированных систем во взрыв / А. Ф. Беляев, В. К. Боблев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов, С. В. Чуйко. М.: Наука, 1973.
10. **Андреев К. К.** Теория взрывчатых веществ / К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. М.: Оборонгиз, 1960.
11. **Андреев В. В., Зубков П. И., Киселев Г. И., Лукьянчиков Л. А.** Об одном из режимов детонации в порошковых ВВ малой плотности // Динамика сплошной среды / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1972. Вып. 10. С. 183–188.

12. **Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А.** К механизму распространения детонации с малой скоростью при искровом инициировании // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 912–919.
13. **Андреев В. В., Ершов А. П., Лукьянчиков Л. А.** Двухфазная низкоскоростная детонация пористого ВВ // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 3. С. 89–93.
14. **Григорьев В. В., Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р., Васильев А. А.** Инициирование пористого взрывчатого вещества продуктами пересжатой газовой детонации // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 5. С. 90–97.
15. **Лукьянчиков Л. А.** Системы инициирования на вторичных взрывчатых веществах // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 5. С. 48–61.
16. **Дибров О. А., Цикин С. В., Янилкин Ю. В.** Двумерное численное моделирование перехода горения пористого взрывчатого вещества во взрыв на основе модели многоскоростной гетерогенной среды // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 97–106.
17. **Сулимов А. А., Ермолаев В. С., Коротков А. И. и др.** Закономерности распространения волн конвективного горения в замкнутом объеме // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 9–16.
18. **Ащепков В. А., Стеньгач В. В.** О преддетонационном участке перехода горения тэна в детонацию // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 873–877.
19. **Сулимов А. А., Ермолаев Б. С.** Квазистационарное горение в энергетических материалах с низкой пористостью // Хим. физика. 1997. Т. 16, № 9. С. 51–72.
20. **Григорьев В. В., Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р.** Поджигание частиц тэна газовой детонацией // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 133–138.
21. **Физика взрыва.** М.: Наука, 1975.
22. **Ershov A. P.** Modeling of the deflagration to detonation transition in porous PETN // Proc. of the 11th Intern. symp. on detonation, Snowmass Village, 1998. S. 1.: Ampersand Publ. Group, 2000. P. 686–692.

Поступила в редакцию 1/III 2010 г.
