

УДК 534.222.2

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ ВОЗДУХА НА ДЕТОНАЦИОННУЮ АКТИВНОСТЬ АЭРОВЗВЕСИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. В. Пинаев¹, П. А. Пинаев²¹Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, avpin@ngs.ru²Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально исследовано влияние давления воздуха ($0.01 \div 0.3$ МПа) на детонационную активность аэровзвеси частиц вторичного ВВ при низкой среднеобъемной плотности ВВ $0.14 \div 1.28$ мг/см³. Определены структура и основные параметры детонации в зависимости от плотности ВВ и начального давления газа, установлен механизм распространения низкоскоростной детонации в аэровзвесах ВВ. Оценены нижние концентрационные пределы детонации при различных начальных давлениях газа.

Ключевые слова: вторичные ВВ, пределы детонации, механизм детонации, критическая плотность аэровзвеси ВВ, скорость детонации.

ВВЕДЕНИЕ

Изучению детонации газовых и гетерогенных систем, плотных и смесевых взрывчатых веществ (ВВ), газозвесей низкоплотных унитарных топлив посвящены многочисленные экспериментальные и теоретические работы, обзоры и монографии. Существенно меньше работ по исследованию низкоскоростной детонации низкоплотных ВВ (близких по порядку величины к плотности атмосферного воздуха), где также возможен самоподдерживающийся процесс при разложении вещества. Причем детонация возможна даже без газообразного окислителя перед фронтом при отсутствии характерного ударного скачка. В отличие от низкоплотных ВВ, в газовых и гетерогенных химически активных системах окислитель обычно находится в газовой фазе, что способствует формированию ударного скачка во фронте детонации и в ряде систем — формированию поперечных волн в зоне реакции [1–5].

Расчет структуры детонационных волн (ДВ) в газозвесах частиц унитарного топлива проведен в [6, 7] в предположении, что структура волны соответствует модели Зельдовича — Неймана — Дёринга (ЗНД), включая ударную волну (УВ), зону релаксации и область энерговыделения. Принципиально иные режимы низ-

коскоростной детонации ВВ наблюдаются при отсутствии газовой фазы и малых значениях плотности ВВ $\rho \approx 0.3 \div 10^2$ мг/см³. В работах [8–16] показано, что в таких низкоплотных ВВ с малым удельным энерговыделением в вакуумированных ударных трубах могут распространяться ДВ без классического ударного скачка, способного инициировать ВВ непосредственно во фронте.

Задача о распространении детонации во взвеси частиц ВВ при отсутствии газовой фазы (в вакууме) теоретически впервые была решена в [8, 9]. В этих работах структура волны не соответствует модели ЗНД: замороженная по газу УВ отсутствует, а зона реакции состоит из контактного разрыва со скачком температуры и непрерывным давлением, из релаксационной волны сжатия с контактным разрывом в плоскости воспламенения и примыкающей к ней зоны горения. В теоретических работах [8–12] предполагалось, что происходит плавное выгорание частиц ВВ после их прогрева и скорость детонации равна скорости Чепмена — Жуге D_{CJ} для взвеси частиц.

В [13] впервые экспериментально получена и исследована низкоскоростная детонация порошковых вторичных ВВ в вакуумированной пористой среде. Среднеобъемная плотность тонкого слоя частиц порошкообразного гексогена или тротила на металлических шариках изменялась от критической величины ρ^* до более высоких значений $\rho = 5 \div 40$ мг/см³. В [13] показано, что профиль давления фронта ДВ плав-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-01-00317а).

ный, частицы ВВ воспламеняются по безударному механизму горячими струями, истекающими из зоны реакции.

В [14] исследовано инициирование частиц первичного ВВ (азида свинца PbN_6) продуктами детонации смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$. Частицы ВВ находились на нижней стенке горизонтально расположенной вакуумированной трубки длиной 0.9 м и диаметром $d = 10^{-2}$ м в виде пластинок размером $\approx 0.5 \times 1 \times 1$ мм с расстоянием между ними ≈ 7 мм. К трубке через диафрагму присоединялась секция инициирования. С помощью пружин трубку подкидывали вверх. После удара трубки о верхний жесткий упор газовая смесь взрывалась в секции инициирования в момент, когда частицы ВВ, оторвавшись от нижней стенки, предположительно достигали оси канала. В трубке зарегистрирована ускоряющаяся взрывная волна со скоростью $D = 2800 \div 3100$ м/с, что примерно в два раза выше скорости $D_{CJ} \approx 1600$ м/с для взвеси PbN_6 . На этом основании авторы [14] предложили эстафетный механизм распространения взрывной волны, при котором каждая частица первичного ВВ детонирует после контакта с продуктами реакции от детонации предыдущих частиц.

В [15] в вакуумированных узких трубках ($d = 2.3$ и 3 мм) длиной 0.5 м с тонким слоем частиц ВВ на стенках (PbN_6 , тэн, гексоген) плотностью $\rho = 5 \div 60$ мг/см³ обнаружена низкоскоростная спиновая детонация со скоростью $D = 1080 \div 2250$ м/с.

В [16] впервые экспериментально зарегистрирована самоподдерживающаяся «вакуумная» детонация во взвеси частиц вторичного ВВ. Опыты проводили с октогеном плотностью $\rho = 0.32 \div 0.92$ мг/см³ в вакуумированной вертикальной ударной трубе диаметром 70 мм и длиной около 7 м. Установившаяся скорость детонации слабо зависела от плотности ВВ и составляла $D = 1750 \pm 50$ м/с, ДВ имела плавный профиль давления, ударный скачок отсутствовал.

В [17] рассмотрено несколько способов возбуждения взрывных волн в системах «слой» или «взвесь + слой» порошков тротила, октогена и гексогена. Эксперименты проводили при $\rho \leq 4$ кг/м³ в горизонтально расположенных ударных трубах длиной 2.7 и 4 м, заполненных газовыми стехиометрическими смесями пропан — воздух, пропан — кислород или воздухом при атмосферном давлении. Обнару-

жено, что частицы ВВ повышают давление вдвое за фронтом газовой детонации и усиливают взрывные волны в воздухе при высокой дисперсности частиц или их предварительном прогреве до воспламенения.

Экспериментальное исследование низкоскоростной детонации низкоплотных ВВ в пористых системах продолжено в работах [18–23]. В качестве ВВ использовали гексоген, тэн и тротил, покрывающие тонким слоем стальные шарики диаметром 2.5 и 11.5 мм. ДВ возбуждали сверху, используя секцию инициирования, отделенную от рабочей секции диафрагмой и заполненную газовой смесью $2H_2 + O_2$. Установлено, что при наличии воздуха в пористой среде детонация возможна при меньшей, чем в вакууме, среднеобъемной плотности ВВ и при этом существуют минимальный и максимальный пределы по начальному давлению газа. С уменьшением среднеобъемной плотности ВВ пределы детонации по давлению сближаются, и для некоторого критического значения ρ_1^* детонация существует лишь при одном значении начального давления воздуха p_0 . Зона реакции ВВ в исследованном диапазоне плотности оказалась протяженной (150 ÷ 400 мм), поскольку частицы ВВ медленно сгорают в течение десятков или сотен микросекунд по механизму послойного горения.

В отличие от пористых систем, для аэрозвесей низкоплотных ВВ экспериментально не изучено влияние начального давления газа на возбуждение детонации, структуру волны, механизм детонации, параметры низкоскоростной детонации и критическую плотность ВВ. С этой целью в работе выполнены эксперименты по исследованию детонации взвесей вторичного ВВ в воздухе при различных значениях p_0 .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Опыты проводили в вертикальной ударной трубе длиной 6.75 м, диаметром $d = 70$ мм (рис. 1) при $p_0 = 0.01 \div 0.3$ МПа. В качестве вторичного ВВ использовали тэн со сравнительно крупными размерами частиц 0.2 ÷ 0.8 мм (наиболее вероятный размер частиц 0.5 мм) и насыпной плотностью 0.932 г/см³. Такое ВВ обладает необходимой сыпучестью (в отличие от мелкодисперсного ВВ) и равномерно скатывается с гладкой поверхности запорного конуса в генераторе взвеси ВВ.

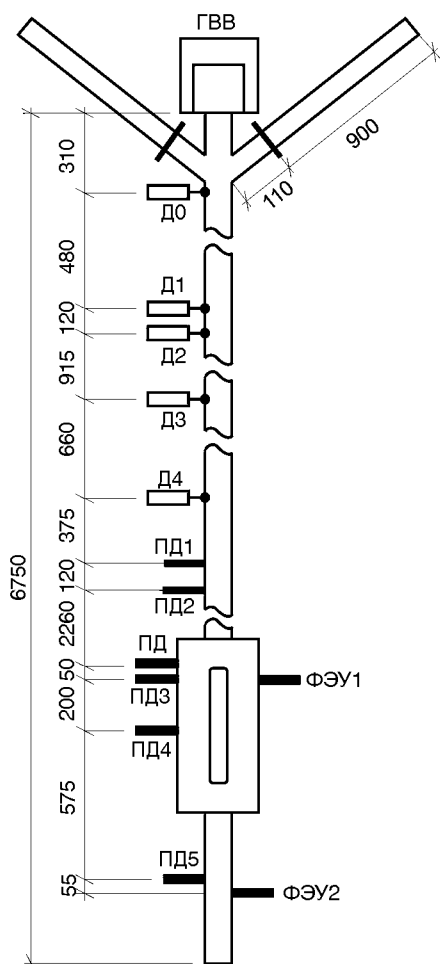


Рис. 1. Принципиальная схема вертикальной ударной трубы:

Д0–Д4 — пьезодатчики для запуска хронометра, ПД1–ПД5 — пьезодатчики для запуска аппаратуры и записи давления, ФЭУ1 и ФЭУ2 — оптические вводы фотоумножителей

Для безопасности эксперимента были выполнены обязательные условия: перед моментом инициирования t_{in} начало столба частиц ВВ при свободном падении достигало торца трубы, а всё ВВ высыпалось из генератора и было распределено по длине трубы.

В генераторе использовали четыре цилиндрических контейнера с выходными отверстиями диаметром $d_1 = 5.5 \div 13$ мм. От величины d_1 зависели время опорожнения контейнера и плотность ВВ. Генератор взвеси создавал по всей длине трубы столб ВВ массой $3 \div 34$ г и плотностью $\rho = 0.12 \div 1.31$ мг/см³. Конструкция генератора позволяла получать равномерную концентрацию ВВ по сечению трубы уже на расстоянии $0.2 \div 0.3$ м от него. Это проверя-

лось в трубе такого же диаметра длиной 0.3 м, на дне которой находился слой воды для гашения поперечного импульса частиц и ликвидации их отскоков.

Для выяснения распределения взвеси ВВ по высоте на нижнем фланце внутри трубы и по ее длине размещали источники света — светодиоды и приемники света — фотоумножители с гибкими световодами. С их помощью определяли время падения частиц ВВ при различных значениях p_0 . Электронным устройством и тиристорной схемой управления задавали с погрешностью 10^{-3} с промежуток времени t_{12} между открытием и закрытием конусного затвора и момент инициирования $t_{in} = t_{12} + 0.1$ с. Для этого с помощью светодиода и фотоумножителя, установленных на выходе из генератора ВВ, проводили дополнительную тарировку, определяя время полного опорожнения t_i каждого i -го контейнера в зависимости от изменения объема ВВ V . Результаты тарировки контейнеров оформляли в графическом виде. Точки пересечения времени падения частиц ВВ t_{0j} при давлении в контейнере $p_{0j} = 0.01 \div 0.3$ МПа ($t_{0j} = 1.18 \div 3.9$ с) с кривыми $t_i(V)$ задают объемы ВВ V_{0i} в контейнерах, необходимые для проведения экспериментов при данном значении p_{0j} .

Инициирование детонации аэровзвеси осуществляли двумя способами с помощью двух секций инициирования диаметром 50 мм (см. рис. 1):

I) секции инициирования отделяли диафрагмами от рабочей секции трубы и заполняли смесью $C_2H_2 + 2.5O_2$ при $p_{0i} = 0.1 \div 0.2$ МПа ($p_{0i} \geq p_0$);

II) секции инициирования без диафрагм заполняли на $12 \div 15$ % от общего объема трубы смесью $C_2H_2 + 2.5O_2$ путем вытеснения из секции воздуха до достижения необходимого в опыте значения p_0 ($p_{0i} \equiv p_0$).

Способ I оказался более эффективным для инициирования детонации, чем II, благодаря возможности увеличивать интенсивность инициирующей волны при давлении в секции инициирования $p_{0i} > p_0$.

Скорость волн измеряли по всей длине трубы с помощью пьезодатчиков Д0–Д4 с электронными схемами, которые создавали калиброванные синхроимпульсы для запуска многоканального хронометра, а также с помощью пьезодатчиков ПД1–ПД5. Профили давления измеряли пьезодатчиками ПД1–ПД5 через ис-

токовые повторители с входным сопротивлением 10^9 Ом и набором конденсаторов, обеспечивающими величину постоянной времени пьезодатчиков $\tau \geq 1$ с. Собственная частота пьезодатчиков составляла 300 кГц, размер пьезоэлемента — 2 мм, погрешность измерения давления не превышала 5 %. Конструкция пьезодатчиков описана в работах [3, 24]. Профили свечения в волнах детонации измеряли фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Регистрацию сигналов осуществляли двумя четырехлучевыми осциллографами Tektronix 2014.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Ударная волна в воздухе (без взвеси ВВ)

Для определения параметров УВ, положения области горячих продуктов газовой детонации, истекающих из секции инициирования, и интенсивности их свечения были выполнены опыты без взвеси ВВ при различных значениях p_0 . Секции инициирования были отделены от ударной трубы диафрагмами и заполнены смесью $C_2H_2 + 2.5O_2$ при $p_{0i} = 0.1$ МПа. Длина первой базы измерения между датчиками ПД3 и ПД4 составляла $l_1 = 0.2$ м, длина второй базы между датчиками ПД4 и ПД5 $l_2 = 0.574$ м. Оптический ввод ФЭУ1 расположен напротив пьезодатчика ПД3.

При $p_0 = 0.01$ МПа светящиеся продукты газовой детонации достигают ФЭУ1 примерно через 2 мс после прихода фронта УВ, в отраженной УВ интенсивность свечения возрастает скачком, а затем быстро снижается. Максимальная интенсивность свечения продуктов газовой детонации, регистрируемая ФЭУ1, примерно на порядок меньше, чем у продуктов детонации аэровзвеси ВВ.

При $p_0 \geq 0.02$ МПа светящиеся продукты из секции инициирования уже не достигают оптической секции. Их свечение не регистрируется обоими фотоумножителями и поэтому не оказывает паразитного влияния на сигнал свечения при детонации аэровзвеси ВВ.

Для проходящих и отраженных УВ на рис. 2 приведены скорости фронта $v(p_0)$ и скачки давления на фронте $\Delta p(p_0) = p - p_0$ на двух нижних базах измерения. Эти данные необходимы для сравнения со значениями v и Δp в волнах детонации и УВ, распространяющихся по аэровзвеси ВВ.

Для падающих УВ в диапазоне $p_0 =$

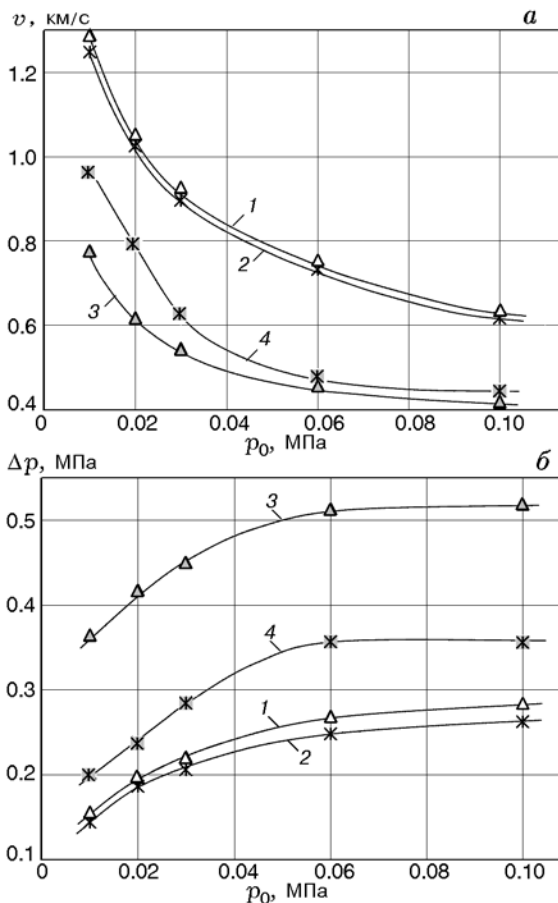


Рис. 2. Экспериментальные скорость фронта (а) и перепад давления на фронте (б) при различных начальных давлениях воздуха для проходящих (1, 2) и отраженных ударных волн (3, 4) (базы измерения 1 (1, 3) и 2 (2, 4), $p_{0i} = 0.1$ МПа)

0.01 ÷ 0.1 МПа скачок давления составлял $\Delta p_1 = p_1 - p_0 = 0.155 \div 0.284$ и $0.144 \div 0.262$ МПа соответственно на датчиках ПД3 и ПД5. Аналогично для отраженных УВ $\Delta p_2 = p_2 - p_0 = 0.364 \div 0.519$ и $0.202 \div 0.357$ МПа на датчиках ПД5 и ПД3.

Детонационные волны в аэровзвеси ВВ

В опытах в зависимости от условий инициирования, начального давления воздуха p_0 и концентрации ВВ наблюдали режимы самоподдерживающейся или затухающей детонации. Чтобы выяснить влияние p_0 на параметры ДВ, большинство опытов было проведено при $p_{0i} = 0.1$ МПа с постоянной энергией в двух секциях инициирования $W \approx 53.2$ кДж, здесь W — нижняя теплота сгорания (вода в виде пара) га-

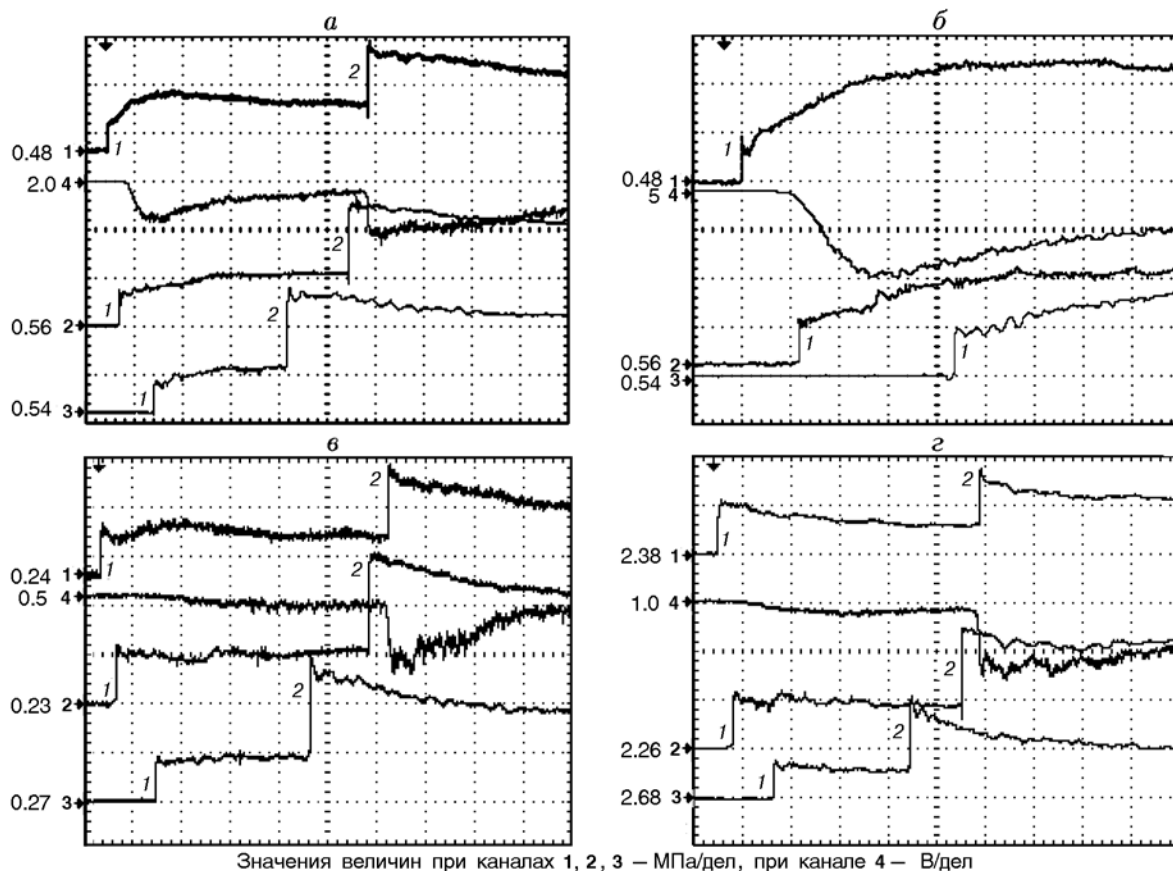


Рис. 3. Осциллограммы давления (1–3) и свечения (4) при детонации аэровзвесей тэна, режимы самоподдерживающейся (а, б) и затухающей (в, г) детонации:

1 — проходящая детонационная волна, 2 — волна, отраженная от нижнего торца трубы; по горизонтали: а, в, г — 500 мкс/дел, б — 100 мкс/дел; $p_0 = 0.01$ (а–в), 0.1 МПа (г); $\rho = 0.43$ (а), 1.13 (б), 0.13 (в), 1.29 мг/см³ (г); $D_1 = 1600, 1617$ (а), 1754, 1793 (б), 1379, 1376 (в), 1379, 1335 м/с (г) на базах 1 и 2; $D_2 = 900, 1000$ (а), 926, 1015 (б), 944, 1020 (в), 1063, 1093 м/с (г) на базах 2 и 1

зовой смеси в секции при 20 °С. Энергия иницирования $W_s = W/S \approx 13.8$ МДж/м², где S — площадь сечения рабочей секции трубы. Установлено, что с увеличением p_0 при фиксированной плотности ВВ снижается способность системы к детонации и уменьшается интенсивность волн.

Характерные осциллограммы давления и свечения за фронтом ДВ во взвесах ВВ в воздухе приведены на рис. 3. Иницирование осуществляли способом I, $p_{0i} = 0.1$ МПа. Во фронте ДВ из-за наличия газовой фазы зарегистрирован скачок давления, в отличие от «вакуумной» детонации, где давление во фронте ДВ нарастает плавно [16].

При низком начальном давлении $p_0 < 0.02$ МПа в ДВ за ударным скачком практически сразу же наблюдается плавный подъем давления, начало области свечения отстает от

фронта волны на время $t_1 = 100 \div 200$ мкс. Давление в зоне реакции возрастает не только за счет сгорания частиц ВВ, сопровождаемого ярким свечением, но также при разложении ВВ (как будет показано ниже), которое может происходить практически без свечения. С ростом концентрации ВВ, когда скорость детонации возрастает, свечение возникает раньше и приближается к фронту ДВ. Так, из осциллограмм на рис. 3, а, б видно, что при $\rho = 0.43$ мг/см³ расстояние между началом зоны реакции и ударным фронтом $\lambda_1 = 28.8$ см ($t_1 = 180$ мкс), а при $\rho = 1.13$ мг/см³ оно составляет $\lambda_1 = 14.9$ см ($t_1 = 85$ мкс). С увеличением p_0 свечение и скорость горения частиц ВВ уменьшаются, и профиль давления за фронтом ДВ становится прямоугольным ($0.02 < p_0 \leq 0.1$ МПа), а затем спадающим ($p_0 > 0.1$ МПа). Профили давле-

ния в затухающих низкоскоростных ДВ приведены на рис. 3,6,2, здесь ФЭУ2 не регистрирует свечения в проходящей волне, хотя на верхнем участке трубы часть взвеси ВВ сгорает и ФЭУ1 еще регистрирует сравнительно слабое свечение в проходящей волне. В отраженных волнах происходит скачкообразное увеличение давления и свечения.

Экспериментальные зависимости $t_1(D)$ для аэровзвесей ВВ, полученные с помощью ФЭУ1, представлены на рис. 4. Наименьшие значения t_1 соответствуют наибольшим скоростям D при росте концентрации ВВ. При инициировании способом II, при котором осуществляется непосредственный контакт частиц ВВ с пламенем, значения t_1 ниже (хотя скорость D меньше), чем при способе I (см. рис. 4, знаки 1 и 1'). Анализируя данные 1 и 1', заметим, что при способе инициирования II начало области свечения находится ближе к фронту (при минимальном времени $t_1 \approx 0.3 \div 0.4$ мс $D \approx 1070 \div 1210$ м/с, $\lambda_1 \approx 0.32 \div 0.48$ м), чем при способе инициирования I (при $t_1 \approx 0.3 \div 0.4$ мс $D \approx 1500 \div 1460$ м/с, $\lambda_1 \approx 0.45 \div 0.58$ м).

Непосредственное ударно-волновое и тепловое действие фронта УВ на частицы ВВ не приводит к их воспламенению на фронте. Время t_1 не является периодом индукции химической реакции, оно зависит не только от скорости детонации, но и от способа иницииро-

вания. Частицы ВВ зажигаются посредством действия струй горячих продуктов вначале из области инициирования, а затем из зоны реакции ДВ, как при «вакуумной» детонации [16]. Если возмущения из зоны реакции догоняют передний фронт, то давление и скорость волны увеличиваются, если не способны догнать — ДВ затухает. Горение частиц продолжается длительное время: длина области от начала до максимума свечения составляет $0.3 \div 0.5$ м, что близко к длине зоны реакции при «вакуумной» детонации [16]. В исследованном диапазоне плотности повышение давления воздуха до $p_0 \geq 0.2$ МПа приводит к гашению конвективно-струйного механизма переноса зоны реакции и срыву детонации. «Выключение» конвективно-струйного механизма воспламенения и срыв детонации происходят также при уменьшении концентрации ВВ до $\rho \leq \rho^*$, когда увеличивается расстояние между частицами ВВ. Оценка показывает, что среднее расстояние между частицами при $\rho = 0.1 \div 1.3$ мг/см³ составляет $5 \div 10$ мм (примерно $10 \div 20$ средних радиусов частиц).

После появления работ [6, 7] задача о распространении ДВ в аэровзвеси частиц унитарного топлива решалась в [25–28] в рамках модели ЗНД с воспламенением по ударно-волновому механизму. В [28] допускалось распространение зоны реакции по конвективному механизму, поскольку при понижении начального давления воздуха был численно получен детонационный режим с вихревой структурой зоны реакции. Выполненные эксперименты показали, что в таких системах начало зоны реакции в ДВ отстоит от ударного фронта на значительное расстояние ($\lambda_1 \approx 0.15 \div 1.2$ м). Отдельные частицы вторичных ВВ, в отличие от первичных ВВ, сгорают плавно, что приводит к увеличению длины зоны реакции и потерь в стенке трубы.

Случаи затухающей детонации наблюдаются либо вблизи предела детонации при низких концентрациях ВВ, либо при повышении начального давления воздуха. Профили давления в проходящих волнах при этом спадающие, треугольной формы, свечение в них практически отсутствует. Слабое свечение иногда наблюдается лишь в отраженных волнах (рис. 5). Но тем не менее параметры волн (скорость, давление за фронтом) превышают параметры УВ, полученных при той же энергии $W \approx 53.2$ кДж. Это, вероятно, указывает на нали-

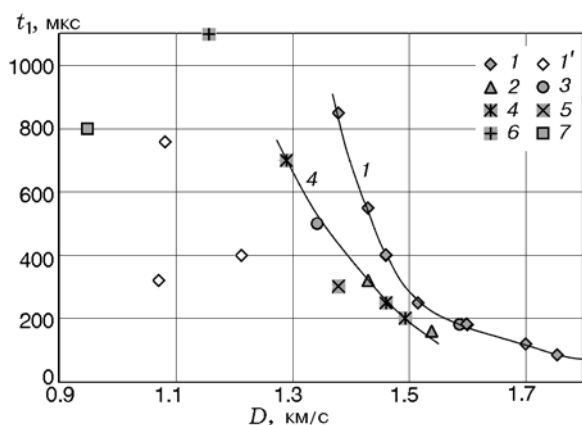


Рис. 4. Зависимость времени задержки свечения от скорости детонационных волн в аэровзвеси ВВ:

точки 1–7 — $p_0 = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.1, 0.2, 0.3$ МПа соответственно, способ инициирования I, $W_s \approx 13.8$ (1–5), 20.7 (6) и 27.6 МДж/м² (7), 1' — $p_0 = 0.01$ МПа, способ инициирования II, $W_s \approx 0.14$ МДж/м²

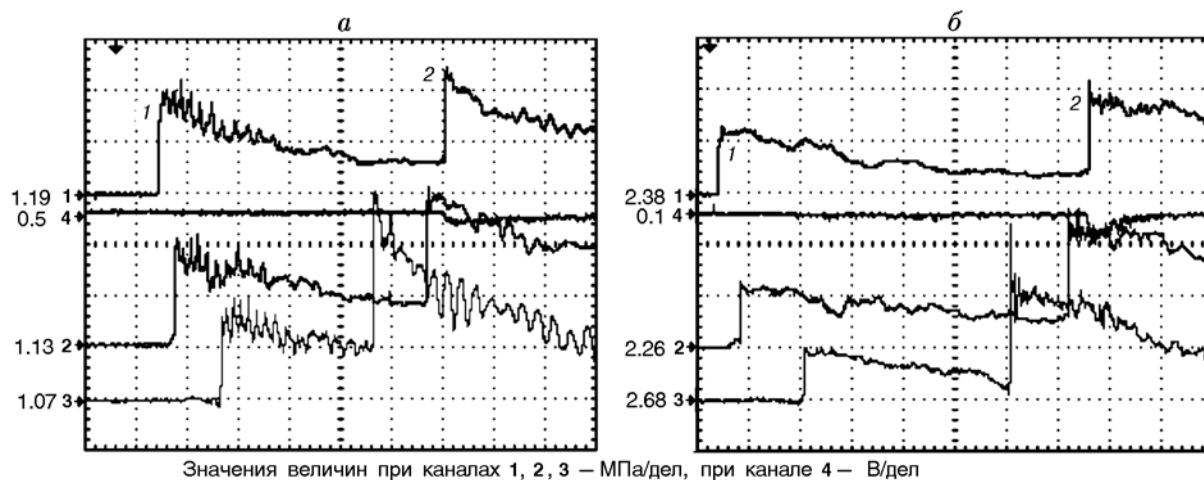


Рис. 5. Осциллограммы давления (1–3) и свечения (4) при детонации аэровзвесей тэна, режимы затухающей детонации:

1 — проходящая детонационная волна, 2 — волна, отраженная от нижнего торца трубы; по горизонтали — 500 мкс/дел; $p_0 = 0.1$ (а), 0.3 МПа (б); $\rho = 0.98$ (а), 1.13 мг/см³ (б); $D_1 = 1290, 1276$ (а), 948, 929 м/с (б) на базах 1 и 2; $D_2 = 1104, 1163$ (а), 1016, 1042 м/с (б) на базах 2 и 1

чие физико-химических процессов за фронтом низкоскоростной затухающей детонации. Для подтверждения этой гипотезы измерены скорость и давление на фронте проходящих и отраженных волн сжатия, распространяющихся по аэровзвесям ВВ.

Полученные на базе измерения 1 в опытах с аэровзвесями ВВ зависимости $D(\rho)$ и $\Delta p_1(\rho)$ приведены на рис. 6 и 7 вместе с соответствующими параметрами при холостых (без ВВ) выстрелах. Здесь и далее при инициировании способом I $W_s \approx 13.8, 20.7$ и 27.6 МДж/м² для $p_0 = 0.01 \div 0.1, 0.2, 0.3$ МПа соответственно, при инициировании способом II $W_s \approx 1.5, 8.3, 27.6$ МДж/м² для $p_0 = 0.01, 0.06$ и 0.2 МПа соответственно.

При фиксированных значениях p_0 и p_{0i} увеличение концентрации ВВ в аэровзвеси приводит к росту скорости волны на фиксированном расстоянии от начала трубы. Скорость детонации при $p_0 \leq 0.1$ МПа ($D \approx 1600 \div 1800$ м/с) близка к величине D в вакуумированной трубе [16]. Строго говоря, режимы детонации в ударной трубе не являются установившимися, поскольку скорость волны слабо изменяется с расстоянием. Из рис. 6 видно, что каждому значению p_0 соответствует излом на кривой $D(\rho)$, т. е. существует критическая плотность $\rho^*(p_0)$, которая увеличивается с ростом p_0 . Если $\rho < \rho^*(p_0)$, то детонация в аэровзвеси ВВ невозможна.

Аналогичный вывод можно сделать и

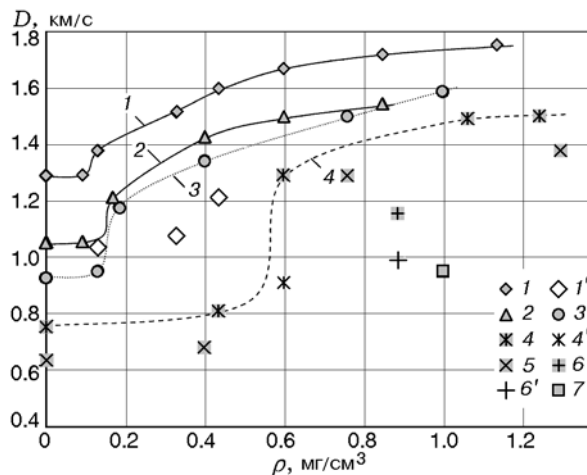


Рис. 6. Зависимость скорости детонации от среднеобъемной плотности аэровзвеси ВВ и скорость УВ при холостых выстрелах ($\rho = 0$): 1–7 — $p_0 = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.1, 0.2, 0.3$ МПа соответственно, способ инициирования I; 1', 4', 6' — $p_0 = 0.011, 0.06, 0.2$ МПа соответственно, способ инициирования II

при анализе экспериментальных зависимостей $\Delta p_1(\rho) = p_1 - p_0$ (см. рис. 7). Амплитуда давления на фронте ДВ из-за торможения на частицах всегда незначительно превышает давление за УВ в воздухе при тех же значениях p_0 и D . Скачок давления Δp_1 при $\rho \geq \rho^*$ всегда (в том числе и при отсутствии свечения в проходящих волнах) существенно (в $2 \div 12$ раз) превышает

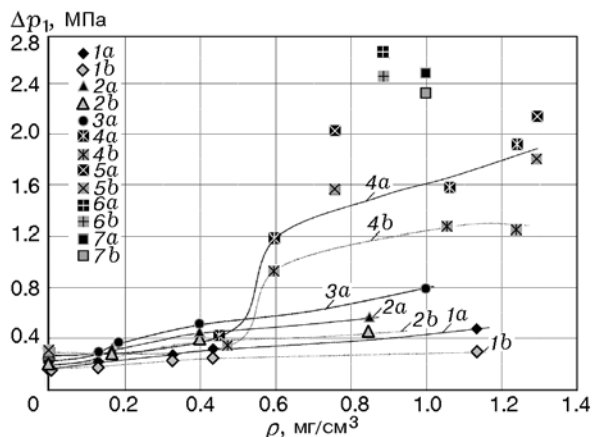


Рис. 7. Зависимость скачка давления на фронте детонации от среднеобъемной плотности аэровзвеси ВВ и значения скачка для УВ при холостых выстрелах ($\rho = 0$):

1a–7a — $p_0 = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.1, 0.2, 0.3$ МПа соответственно, способ инициирования I; 1b, 2b, 4b–7b — расчет при соответствующих значениях p_0 и D

значение Δp_1 в УВ.

Наличие ВВ даже в опытах с затуханием детонации приводило к увеличению D и Δp_1 по сравнению с «холостыми» (без ВВ) выстрелами. На первый взгляд, наиболее разумное объяснение этих фактов заключается в том, что часть ВВ сгорает на верхнем участке трубы, при этом оставшееся ВВ должно осесть внизу

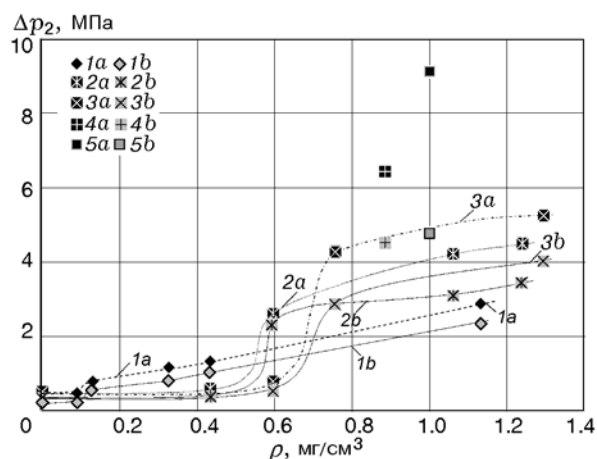


Рис. 8. Зависимость скачка давления на фронте отраженных волн от среднеобъемной плотности аэровзвеси ВВ (способ инициирования I):

1a–5a — база измерения 2, 1b–5b — база измерения 1, в обоих случаях $p_0 = 0.01, 0.06, 0.1, 0.2, 0.3$ МПа соответственно

трубы. Однако несмотря на отсутствие какого-либо свечения за фронтом не только проходящих, но и отраженных волн, при низких значениях $D \approx 900 \div 1200$ м/с ($p_0 = 0.1 \div 0.3$ МПа) не наблюдалось остаточного ВВ на нижнем фланце трубы. Аналогично давление за фронтом отраженных волн $\Delta p_2(\rho) = p_2 - p_0$ всегда (в том числе и в отсутствие свечения в проходящих и отраженных волнах) существенно превышало скачок давления Δp_2 для УВ в воздухе (рис. 8). Из этих фактов следует, что практически всё ВВ даже при низкой скорости детонации разлагается до газообразного состояния, увеличивая давление на ударном скачке и интенсивность самих волн. Не исключено, что при этом за фронтом проходящих и отраженных волн протекают экзотермические реакции без свечения.

Скорость отраженных УВ на базе измерения 1 (с удалением от торца трубы) возрастает по сравнению с базой 2 в диапазоне $p_0 = 0.01 \div 0.3$ МПа на $190 \div 30$ м/с для УВ в воздухе (без ВВ) и на $100 \div 30$ м/с для ДВ в аэровзвеси ВВ. Но в аэровзвеси ВВ скорость отраженных волн с ростом концентрации ВВ существенно (на $4 \div 160$ %) превышает скорость отраженных УВ в воздухе, полученных при том

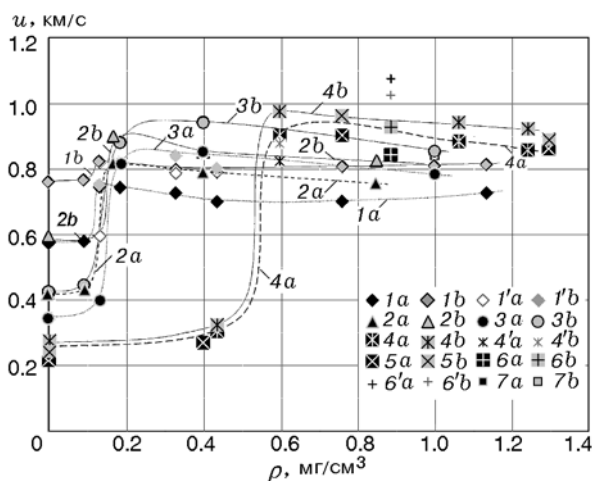


Рис. 9. Скорость отраженных ударных волн при детонации аэровзвеси ВВ:

1a–7a — база измерения 2, способ инициирования I, 1b–7b — база измерения 1, способ инициирования II; в обоих случаях $p_0 = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.1, 0.2, 0.3$ МПа соответственно; 1'a, 4'a, 6'a — база измерения 2, способ инициирования II; 1'b, 4'b, 6'b — база измерения 1, способ инициирования II, в обоих случаях $p_0 = 0.01, 0.06, 0.2$ МПа соответственно

Таблица 1
Скорость детонации в аэровзвеси ВВ (тэна)
при различных начальных давлениях воздуха
и среднеобъемных концентрациях ВВ

p_0 , МПа	ρ , мг/см ³	D , м/с
0.00	0.38 ÷ 0.92	1750 ± 50
0.01	0.13 ÷ 1.12	1380 ÷ 1790
0.02	0.16 ÷ 0.84	1210 ÷ 1550
0.03	0.18 ÷ 0.98	1175 ÷ 1590
0.06	0.6 ÷ 1.23	1300 ÷ 1515
0.10	0.75 ÷ 1.29	1290 ÷ 1380
0.2	0.88	1155
0.3	0.98	950

же давления p_{0i} (см. рис. 2 и 9).

Из рис. 9 видно, что скорость отраженных волн в случае затухающей детонации выше, чем в самоподдерживающихся режимах детонации. Это можно объяснить, во-первых, протеканием химических реакций в отраженных волнах и, во-вторых, тем, что фронт волны распространяется по встречному газовому потоку с меньшей массовой скоростью. Крутые изломы на кривых для скорости и скачка давления в отраженных волнах соответствуют ρ^* .

Значения скорости детонации $D(\rho, p_0)$ приведены в табл. 1. С ростом p_0 скорость уменьшается, наличие воздуха затрудняет по сравнению с вакуумом инициирование и распространение детонации. В исследованном диапазоне значений p_0 и ρ скорость снижалась в диапазоне 1800 ÷ 1300 м/с. Рост p_0 приводит к уменьшению детонационной активности системы и росту нижней границы ρ , при которой инициировали ДВ. Здесь при $p_0 = 0.2$ и 0.3 МПа в секции инициирования $p_{0i} = 0.15$ и 0.2 МПа соответственно. Для большей наглядности влияния газовой фазы на рис. 10 приведены скорости ДВ на второй базе измерения в зависимости от p_0 и ρ . При $\rho \leq 0.33 \div 0.43$ мг/см³ самоподдерживающиеся ДВ могут существовать в достаточно узком диапазоне $p_0 \leq 0.06 \div 0.08$ МПа (см. зависимости 2, 3).

Критические среднеобъемные плотности ВВ при различных начальных давлениях воздуха приведены в табл. 2 вплоть до $p_0 = 0.3$ МПа, погрешность определения $\approx 30\%$. Для уменьшения погрешности измерения ρ^* необ-

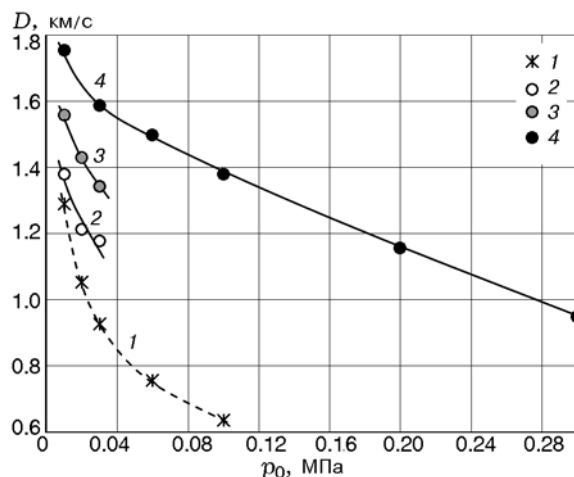


Рис. 10. Зависимости скорости УВ (1) и ДВ (2–4) от начального давления воздуха в различных диапазонах концентрации ВВ:

способ инициирования I, $\rho = 0$ (1), 0.13 ÷ 0.18 (2), 0.33 ÷ 0.43 (3), 0.88 ÷ 1.29 мг/см³ (4)

Таблица 2
Критическая среднеобъемная плотность ВВ (тэна)
в зависимости от начального давления воздуха
при детонации взвеси ВВ

p_0 , МПа	ρ^* , мг/см ³
0.01	0.12
0.02	0.16
0.03	0.2
0.06	0.55
0.10	>0.75
0.20	>0.9
0.30	>1

ходимо провести большое количество опытов. Так, для детонации при $p_0 = 0.01$ МПа критическая плотность равна $\rho^* = 0.12$ мг/см³, что незначительно превышает ее значение в случае «вакуумной» детонации в той же ударной трубе. При дальнейшем возрастании p_0 наблюдается рост ρ^* . При $p_0 > 0.1$ МПа и описанных выше способах инициирования самоподдерживающаяся детонация в воздухе не распространяется в исследованном диапазоне плотности ВВ.

Экспериментальные зависимости $D(x)$ при $p_0 = 0.01 \div 0.1$ МПа приведены на рис. 11–13, из которых видно, что возрастание скорости детонационных волн начинается с

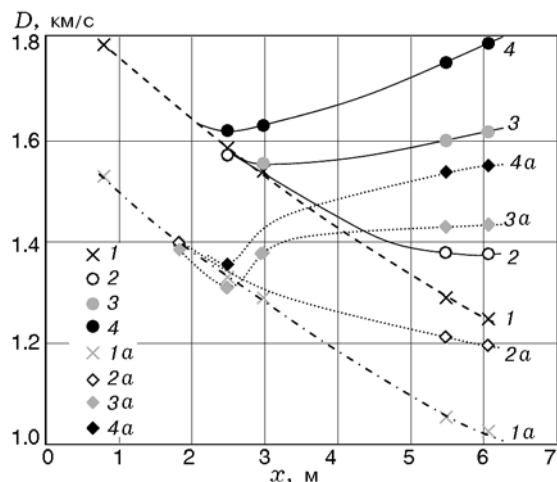


Рис. 11. Изменение скорости детонации в аэровзвесах тэна по длине трубы при $p_{0i} = 0.1$ МПа (способ инициирования I):

1-4 — $p_0 = 0.01$ МПа, 1a-4a — $p_0 = 0.02$ МПа, 1 и 1a — УВ, $\rho = 0$, 2-4 — $\rho = 0.13, 0.434, 1.133$ мг/см³ соответственно, 2a-4a — $\rho = 0.165, 0.398, 0.864$ мг/см³

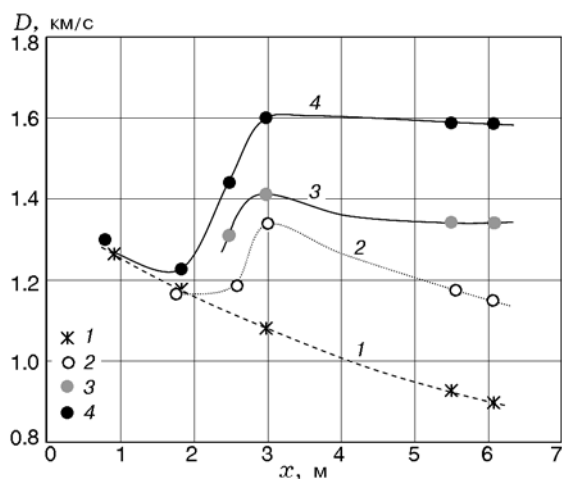


Рис. 12. Изменение скорости детонации в аэровзвесах тэна по длине трубы при $p_{0i} = 0.1$ МПа (способ инициирования I), $p_0 = 0.03$ МПа:

1 — УВ, $\rho = 0$, 2-4 — $\rho = 0.183, 0.398, 0.998$ мг/см³ соответственно

$x \approx 2 \div 2.5$ м, ДВ становятся квазистационарными при $x \geq 3 \div 4$ м. Это означает, что выбранная в работе длина ударной трубы является оптимальной. В отличие от «вакуумной» детонации, где скорость ДВ не зависит от x и ρ , в аэровзвесах скорость детонации изменяется по длине трубы и возрастает с увеличением ρ . Отрицательное действие

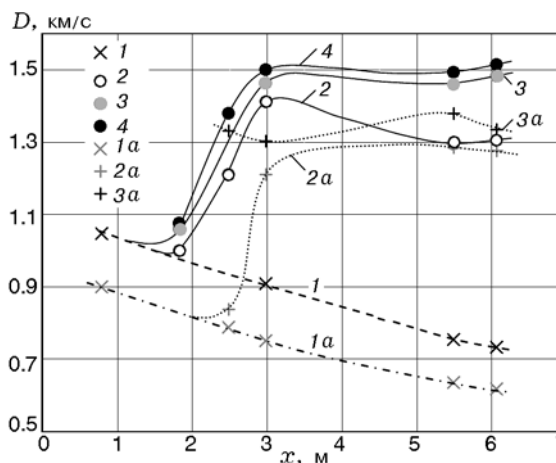


Рис. 13. Изменение скорости детонации в аэровзвесах тэна по длине трубы при $p_{0i} = 0.1$ МПа (способ инициирования I):

1-4 — $p_0 = 0.06$ МПа, 1a-3a — $p_0 = 0.1$ МПа, 1 и 1a — УВ, $\rho = 0$, 2-4 — $\rho = 0.596, 1.061, 1.24$ мг/см³ соответственно, 2a и 3a — $\rho = 0.757, 1.294$ мг/см³

воздуха на параметры волны и механизм воспламенения можно проследить, сравнивая кривые с $\rho < 0.2$ мг/см³ на рис. 11, 12. При увеличении p_0 с 0.01 до 0.02 МПа (см. рис. 11) скорость волны между датчиками ПД4 и ПД5 уменьшается с 1376 ($\rho = 0.13$ мг/см³) до 1196 м/с ($\rho = 0.165$ мг/см³). При $p_0 = 0.03$ МПа и $\rho = 0.183$ мг/см³ она снижается до 1148 м/с и ДВ затухает (рис. 12, линия 2). Таким образом, хотя плотность возросла на 41 %, но с ростом p_0 до 0.03 МПа произошло подавление конвективно-струйного механизма воспламенения и наблюдалось затухание ДВ. Вывод о подавлении конвективно-струйного механизма воспламенения воздушной средой подтверждает тот факт, что при росте p_0 интенсивность свечения, регистрируемая ФЭУ1 и ФЭУ2, ослабевает, а зона свечения удаляется от фронта волны.

Интересно сравнить результаты по детонации аэровзвесей ВВ с аналогичными результатами для пористых сред, полученными в работах [19-22]. Ожидалось, что качественно результаты будут похожи, однако в ходе исследований обнаружено их существенное отличие. Так, в пористой среде при наличии воздуха детонация возможна при меньшей плотности ВВ, чем в вакууме, и при плотности, близкой либо незначительно превышающей критическое значение, существуют два концентрационных предела по давлению (верхний и ниж-

ний). Влияние воздуха при давлении, меньшем либо близком к атмосферному, приводит к интенсификации детонации (скорость возрастает), а затем при дальнейшем увеличении давления скорость детонации уменьшается вплоть до ее срыва.

В взрывах, напротив, увеличение начального давления воздуха вызывает всегда уменьшение скорости детонации, способствуя ее гашению, и наблюдается только один концентрационный предел. Для того чтобы при росте давления в взрыве ВВ детонация распространялась, необходимо одновременно увеличивать среднеобъемную плотность взвеси ВВ (см. табл. 1 и 2) и интенсивность инициирующей волны.

Прямое сравнение результатов настоящей работы с результатами, полученными в [17], затруднено тем, что отличаются тип и размеры частиц ВВ, способы инициирования и создания взвесей, а также начальные давления. В [17] максимальный размер используемых частиц ВВ составлял $15 \div 25$ мкм, т. е. примерно в 40 раз меньше, чем в настоящей работе. Тем не менее параметры самоподдерживающихся волн оказались ниже параметров соответствующих ДВ Чепмена — Жуге. Расчетные значения D_{CJ} для тротила, гексогена и октогена при $\rho = 1$ мг/см³ соответственно равны 1965, 2307 и 2267 м/с. Авторы [17] предполагают, что достигнуть параметров идеальной детонации можно с частицами размером менее 10 мкм. При $p_0 = 0.1$ МПа и $\rho \geq 1$ мг/см³ самоподдерживающиеся режимы детонации осуществлялись в [17] для взвесей тротила, гексогена и октогена при $W_s \approx 7, 15$ и 13 МДж/м² соответственно, в настоящей работе — для взвесей тэна при $W_s \approx 13.8$ МДж/м², т. е. значения W_s близки между собой по порядку величины.

ВЫВОДЫ

В взрывах вторичных ВВ определены структура и основные параметры детонации (скорость волны, профили давления, свечения) в зависимости от среднеобъемной плотности ВВ ($0.12 < \rho < 1.31$ мг/см³), начального давления воздуха ($0.01 \leq p_0 \leq 0.3$ МПа) и энергии инициирования ($W_s = 1.5 \div 27.6$ МДж/м²). В ДВ регистрируется скачок давления, профиль давления зависит от начального давления воздуха и плотности ВВ: при малом давлении воздуха по мере выгорания частиц ВВ наблюдает-

ся плавный подъем давления за передним фронтом, с увеличением давления воздуха профиль давления становится прямоугольным либо спадающим треугольным.

В опытах, выполненных при постоянной энергии инициирования $W_s \approx 13.8$ МДж/м², установлено, что с увеличением начального давления воздуха при фиксированной плотности ВВ снижается способность системы к детонации и уменьшается интенсивность волн.

Во взрывах вторичных ВВ при переходе от вакуумированной среды к газонаполненной в области до $p_0 \leq 0.1$ МПа реализуется конвективно-струйный механизм инициирования и распространения детонации.

Обнаружены и определены нижние концентрационные пределы детонации ВВ при различных начальных давлениях воздуха, установлено, что с увеличением давления воздуха возрастает критическая (ниже которой детонации нет) плотность ВВ. Наличие газовой фазы перед фронтом волны затрудняет (по сравнению с вакуумом) распространение детонации, скорость детонации уменьшается с ростом начального давления газа. Зона реакции во взрывах ВВ имеет большую длину и достигает 0.5 м.

Установлено, что практически всё ВВ даже при низкой скорости детонации ($\approx 10^3$ м/с), когда свечение в волне отсутствует, разлагается за фронтом взрывных волн до газообразного состояния, увеличивая давление газа за проходящими и отраженными ударными скачками и интенсивность волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. **Пинаев А. В., Субботин В. А.** О структуре зоны реакции при детонации систем типа газ — пленка // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 5. — С. 103–111.
3. **Пинаев А. В.** Измерение давления за фронтом волны детонации в гетерогенной системе газ — пленка // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 1. — С. 105–111.
4. **Пинаев А. В., Лямин Г. А.** Основные закономерности дозвукового и детонационного горения газов в инертных пористых средах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 4. — С. 75–85.
5. **Пинаев А. В., Лямин Г. А.** К структуре газопленочной и газовой детонации в инертной по-

- ристой среде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 5. — С. 97–102.
6. **Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш.** Структура стационарных детонационных волн в смесях газа с частицами унитарного топлива // Детонация. — Черноголовка: ОИХ АН СССР, 1980. — С. 96–99.
 7. **Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И.** Структура детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1981. — № 5. — С. 47–53.
 8. **Ждан С. А.** Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 6. — С. 109–115.
 9. **Ждан С. А.** Безударное инициирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 4. — С. 136–142.
 10. **Ждан С. А.** Инициирование расходящейся детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 5. — С. 66–71.
 11. **Ждан С. А.** Пределы распространения в трубе детонации вакуум-взвесей // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 2. — С. 76–84.
 12. **Ждан С. А., Прохоров Е. С.** Инициирование детонации в вакуум-взвеси частиц гексогена // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 4. — С. 65–71.
 13. **Пинаев А. В., Лямин Г. А.** Низкоскоростная детонация ВВ в вакуумированной пористой среде // Докл. АН. — 1992. — Т. 325, № 3. — С. 498–501.
 14. **Митрофанов В. В., Бакиров И. Т.** Детонация взвеси частиц чувствительного ВВ в вакууме // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 2. — С. 122–124.
 15. **Митрофанов В. В., Субботин В. А.** Спиновая детонация напыленного слоя взрывчатого вещества в вакуумированных трубках // Докл. АН. — 1998. — Т. 363, № 2. — С. 191–194.
 16. **Пинаев А. В.** Детонация в вакуум-взвеси вторичных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 2. — С. 103–108.
 17. **Борисов А. А., Хасаинов Б. А., Комиссаров П. В. и др.** Взрывные волны в системах «взвесь или слой энергетического материала в воздухе» // Хим. физика. — 2004. — Т. 23, № 4. — С. 95–108.
 18. **Пинаев А. В.** Структура волны и механизм детонации низкоплотных вторичных ВВ в вакуумированной и газонаполненной инертной пористой среде // Докл. АН. — 2009. — Т. 424, № 5. — С. 614–619.
 19. **Пинаев А. В.** Влияние начального давления газа на пределы и параметры детонации низкоплотных вторичных взрывчатых веществ в инертной пористой среде // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 106–117.
 20. **Пинаев А. В.** Детонация низкоплотных ВВ в вакуумированной и газонаполненной пористой среде // Динамика сплошной среды: сб. науч. тр. Вып. 126. Акустика неоднородных сред. — Новосибирск: ИГиЛ СО РАН, 2010. — С. 122–128.
 21. **Пинаев А. В.** Низкоскоростная детонация низкоплотных вторичных ВВ в вакуумированных и газонаполненных средах // Забобахинские научные чтения: Физика высоких плотностей энергии, 15–19 марта 2010 г., Снежинск: труды. 2010. — С. 1–11. — <http://www.vniitf.ru/>.
 22. **Пинаев А. В., Васильев А. А., Кочетков И. И.** Влияние типа ВВ, его плотности и внешних условий на механизм распространения и структуру волны детонации // Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике, 23–27 августа 2010 г.: тез. докл. — Новосибирск: ИГиЛ СО РАН, 2010. — С. 228.
 23. **Pinaev A. V., Kochetkov I. I.** About the influence of the gas phase on detonation of low-density HE // XV Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research, 1–6 November 2010, Novosibirsk, Russia: abstr. — Novosibirsk: Parallel, 2010. — Pt I. — P. 209–210.
 24. **Пинаев А. В., Лямин Г. А.** Пьезоэлектрические датчики давления, методы их тарирования // Приборы и техника эксперимента. — 1992. — № 2. — С. 236–239.
 25. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987. — Ч. 1.
 26. **Lee F. P., Kauffman C. W., Sichel M., Nicholls J. A.** Detonability of RDX dust in air/oxygen mixtures // AIAA Journal. — 1986. — V. 24, N 11. — P. 1811–1816.
 27. **Кутушев А. Г., Родионов С. П.** Плоские детонационные волны в газовзвесах унитарного топлива с пространственно-неоднородным распределением частиц // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 5. — С. 103–110.
 28. **Ждан С. А., Прохоров Е. С.** Детонация взвеси частиц гексогена, частично заполняющей цилиндрический канал // Физика горения и взрыва. — 1999. — Т. 35, № 4. — С. 79–87.

Поступила в редакцию 20/V 2013 г.,
в окончательном варианте — 13/XI 2013 г.