

С. М. Фролов, Б. Е. Гельфанд

К ВОПРОСУ О ПОДАВЛЕНИИ ДЕТОНАЦИИ ЗАВЕСАМИ И ПЕНАМИ

Рассмотрено влияние вдува водяного пара на детонацию топливно-воздушных смесей. Показано, что вдув массы в зону реакции детонационной волны приводит к снижению скорости и к срыву детонации. Экспериментально исследована возможность подавления детонации водно-механическими пенами умеренной плотности.

В качестве превентивной меры для обеспечения безопасной эксплуатации оборудования на предприятиях химической и угольной промышленности используют диспергирование различных материалов как активных (ингибирующих реакцию), так и пассивных, влияющих на взрыв косвенно, через обменные процессы [1]. Гашение пламен, подавление ускоряющегося комплекса ударная волна (УВ) — пламя или детонационной волны (ДВ) осуществляют с помощью водяных завес и водно-механических пен. Анализ влияния инертных частиц на распространение ДВ традиционно сводится к учету теплообмена между фазами и трения газа на частицах [2]. Обширная литература имеется по проблематике пен [3, 4]. Ниже исследуется влияние процесса испарения инертных частиц на протекание взрывного процесса в газе.

Постановка задачи

Рассмотрим в одномерном приближении влияние процесса испарения диспергированных частиц инертного вещества на параметры стационарной ДВ. Примем следующие упрощающие допущения.

1. Испарение частиц считается единственным физическим процессом, сопровождающим протекание химической реакции в ДВ. Поскольку влияние трения между газом и частицами и теплообмена между фазами достаточно хорошо изучено, то принятое допущение позволит изолированно исследовать влияние вдува на параметры ДВ. Аналогичный прием успешно использовался при изучении характеристик сопел Лавала. Уместно отметить, что процессы трения и теплообмена между фазами ослабевают при интенсивном фазовом переходе, сопровождающемся вдувом массы через поверхность раздела фаз [5].

2. Вся тепловая энергия газа, потребляемая в процессе фазового перехода, возвращается в газовый поток вместе с тепловой энергией пара. Подразумевается, что энергия, идущая на прогрев частиц, несущественна в общем балансе тепла. Для жидких частиц рассматриваемое допущение приемлемо в большей степени, чем для твердых, поскольку температура жидких капель не превышает температуру кипения. Другое обстоятельство, позволяющее считать принятое допущение физически оправданным, заключается в следующем. В зоне за лидирующим фронтом ДВ эффективное время, отпущенное на прогрев частиц, ограничено временем индукции химической реакции в газе. После взрывного самоускорения реакции вдув массы уже не в состоянии существенным образом повлиять на газодинамику потока. Лишь на заключительной (медленной) стадии реакции вдув массы способен оказать дополнительное воздействие на поток продуктов сгорания.

3. Рассматриваются относительно крупные частицы, которые полностью не испаряются в зоне индукции химической реакции.

4. Интенсивность вдува массы в зону реакции ДВ постоянна и соответствует средним термогазодинамическим условиям в зоне индукции.

Пусть M — интенсивность вдува массы на единицу длины зоны реакции, U_0 , Ω_0 — скорость и плотность ударно-сжатого газа в системе координат, связанной с фронтом ДВ. Введем безразмерные переменные: длина $x = (M/U_0\Omega_0)X$, скорость $u = U/U_0$, плотность $\rho = \Omega/\Omega_0$, давление

$p = P/\Omega_0 U_0^2$, энтальпия $h = H/U_0^2$, температура газа $\Theta = TR/\mu_0 U_0^2$, массовая концентрация пара ω . Здесь прописными буквами обозначены размерные величины; R — универсальная газовая постоянная; μ_0 — молекулярная масса горючей смеси. Полагая, что μ_0 и отношение теплоемкостей γ_0 горючей смеси не меняются в ходе химической реакции, придем к следующим уравнениям для структуры одномерной ДВ:

$$\begin{aligned} \rho u/dx &= 1, \quad d\omega/dx = (\rho u)^{-1}, \\ dp/dx + d\rho u^2/dx &= F, \\ d[\rho u (h + \alpha a/\rho u + u^2/2)]/dx &= F^2/2, \\ da/dx &= -(k\Omega_0/M) a^n u^{-1} \exp(-\beta/\Theta), \\ p &= \rho\Theta [1 - \omega - \omega\mu_0/\mu_v], \\ h &= \Theta [(1 - \omega)\gamma_0(\gamma_0 - 1)^{-1} + \omega\gamma_v\mu_0(\gamma_v - 1)^{-1}\mu_v^{-1}], \end{aligned} \quad (1)$$

где $F = D/U_0$; D — скорость детонации; $\alpha = Q/U_0^2$; Q — тепловой эффект реакции; $\beta = E/U_0^2$; E — энергия активации реакции; a — относительная концентрация горючего; n — порядок реакции; k — предэкспонент; величины с индексом v относятся к пару. Условия на лидирующем фронте детонации:

$$x = 0: \quad u = \rho = a = 1, \quad p = \Theta = p_0(D, \gamma_0). \quad (2)$$

Величина p_0 рассчитывается по соотношениям Репкина — Гюгонио, безразмерная скорость ДВ: $\bar{D} = DD_{сг}^{-1}$, где $D_{сг}$ — скорость идеальной ДВ. Четыре первых уравнения (1) допускают интегралы

$$\begin{aligned} \rho u &= 1 + x, \quad \omega = x(1 + x)^{-1}, \\ p + \rho u^2 &= 1 + p_0 + Fx, \\ \rho u [h + \alpha a/\rho u + u^2/2] &= h_0 + \alpha + F^2 x/2 + 1/2. \end{aligned}$$

Для определения собственного значения параметра D необходимо определить краевую задачу (1), (2), задав условия на бесконечности. Анализ интегральных кривых задачи (1), (2) при фиксированных скоростях D показал, что решение имеет особую точку типа седла (точка Чепмена — Жуге (Ч.—Ж.)), которая достигается при выполнении условий

$$u = c, \quad \frac{u^2}{2} + h \left[1 - \frac{\mu}{\mu_0} \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_v} \right) - \frac{F}{u} \right] - uF + \frac{F^2}{2} + \alpha \left(\frac{M}{k\Omega_0} \right)^{-1} \frac{u^n}{u} \exp \frac{\beta}{\Theta} = 0. \quad (3)$$

Здесь $c = (\gamma\Theta)^{1/2}$ — местная скорость звука в продуктах горения;

$$\gamma = 1 + \{ \mu [(1 - \omega)/\mu_0(\gamma_0 - 1) + \omega/\mu_v(\gamma_v - 1)] \}^{-1}$$

— отношение теплоемкостей смеси, состоящей из продуктов горения и пара, причем молекулярная масса такой смеси

$$\mu = (1 - \omega - \omega\mu_0/\mu_v)^{-1}.$$

Условие прохождения интегральной кривой через особую точку в область сверхзвукового течения ($u > c$) может рассматриваться как необходимое условие для решения краевой задачи. Поскольку поведение интегральных кривых в сверхзвуковой области течения не оказывает влияния на параметры потока в зоне реакции, то соотношения (3) можно рассматривать в качестве правых граничных условий для (1). Из анализа системы (1) и уравнений (2), (3) получим следующие определяющие параметры задачи:

$$\gamma_0, \gamma_v, \mu_0/\mu_v, \alpha, \beta, n, (M/k\Omega_0).$$

В табл. 1 приведены некоторые параметры для топливно-воздушных смесей (ТВС). Табличные значения кинетических параметров получены

Таблица 1

Параметры стехиометрических топливовоздушных смесей

Смесь воздуха с	E , кал/моль	μ , кг/кмоль	γ	n	Q , МДж/кг	k^* , с ⁻¹
СН ₄	46 190	27,5	1,30	2,46	2,36	$2 \cdot 10^{10}$
С ₂ Н ₆	34 200	28,9	1,30	1,8	2,38	$1,5 \cdot 10^9$
С ₃ Н ₈	36 800	29,5	1,32	1,51	2,21	$1,1 \cdot 10^9$
С ₂ Н ₄	27 500	28,8	1,33	2,0	2,18	$9 \cdot 10^8$
С ₂ Н ₂	17 300	28,6	1,33	2,0	2,27	$1,5 \cdot 10^8$
Н ₂	15 200	20,9	1,32	2,0	2,58	$1,6 \cdot 10^8$

* Для детонации Чепмена — Жуге.

на основе сравнения выражений для адиабатического периода индукции и эмпирических зависимостей для задержки воспламенения [6]. Отношение теплоемкостей γ_0 считается равным среднему значению между соответствующей величиной для исходных веществ и для продуктов сгорания, состав которых рассчитывается без учета диссоциации. Тепловой эффект Q определен по экспериментальным значениям $D_{сж}$ [6]. Из табл. 1 следует, что для указанных ТВС $\gamma_0 \approx 1,3$, $Q \approx 2,33$ МДж/кг, $\mu_0 \approx 29$ кг/кмоль (для смеси Н₂ — воздух $\mu_0 \approx 21$ кг/кмоль), $n \approx 2$. Таким образом, перечисленные в табл. 1 смеси отличаются в основном величинами E и k^* , так что число определяющих параметров задачи сокращается до следующих:

$$\gamma_v, \mu_0/\mu_v, \beta, (M/k\Omega_0).$$

Если рассматривать влияние на детонацию ТВС вдува вещества с заданными свойствами, например, водяного пара, то определяющими параметрами остаются β и $(M/k\Omega_0)$. Безразмерный комплекс $M/k\Omega_0$ имеет смысл числа Дамкелера Da и отражает отношение характерных времен вдува и химического превращения. В качестве характерного времени вдува выступает величина $t_{ev} = \Omega_0/M$.

Для определения собственного значения \bar{D} краевой задачи (1) — (3) использовали метод пристрелки. Уравнение для переменной a решали методом Рунге — Кутты.

Результаты расчетов

На рис. 1 приведены результаты расчетов, в которых в качестве инертного агента использовалась вода. Параметром при построении кривых является величина E . При заданных значениях E и Da могут существовать два решения краевой задачи. Анализ устойчивости этих решений, подобный изложенному в [7], показывает, что устойчива лишь верхняя ветвь кривых $\bar{D}(Da)$. Существует предельное (максимальное) значение числа $Da = Da_*$, при котором еще возможно единственное решение задачи для заданного E , а при $Da > Da_*$ она не имеет решения. Таким образом, вдув массы приводит к снижению скорости стационарной детонации, а при известных предельных условиях — к срыву. Подчеркнем, что срыв воспламенения смеси при подводе инертного пара наступает при скорости UV , меньшей предельной скорости детонации.

На рис. 2 показаны расчетные профили плотности ρ , скорости u/c , массовой доли пара ω и относительной концентрации горючего a в околопредельной ДВ, распространяющейся по стехиометрической воздушной смеси С₃Н₈ со взвешенными в объеме каплями воды. В отличие от идеального случая без вдува ($M = 0$) давление газа сразу за фронтом ДВ не убывает, а нарастает. Эта особенность взрывного процесса с подводом массы общая для неидеальных ДВ [8].

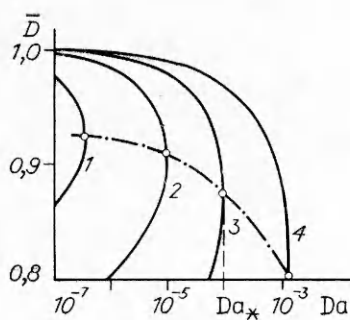


Рис. 1. Расчетные зависимости безразмерной скорости детонации от числа Дамкелера для стехиометрических воздушных смесей некоторых горючих. 1 — CH_4 ; 2 — C_2H_6 , C_3H_8 ; 3 — C_2H_4 ; 4 — C_2H_2 , H_2 .

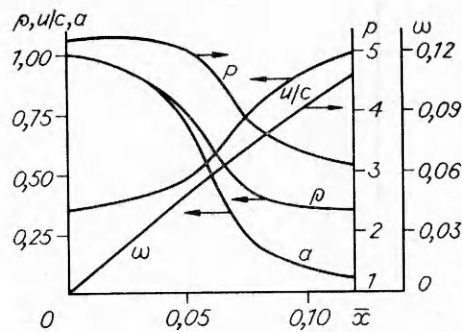


Рис. 2. Распределения p , u/c , ρ , α и ω в зоне реакции стационарной ДВ в стехиометрической воздушной смеси C_3H_8 при $Da = 8,2 \cdot 10^{-6}$.

В рассматриваемом случае неидеальность связана с потерями импульса на ускорение дополнительной массы пара и с уменьшением удельной внутренней энергии смеси в связи с возрастанием массы газа. Расчеты показали, что с ростом реакционной способности смеси (ряд $\text{CH}_4 \rightarrow \text{C}_3\text{H}_8 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_4 \rightarrow \text{H}_2$) увеличивается массовая доля пара в смеси, необходимая для подавления ДВ. Величины гасящих концентраций пара в точке Чепмена — Жуге в приведенном ряду: 7,3, 10,7, 14 и 20%. В этом же ряду увеличивается доля несгоревшей смеси в точке Жуге: 6, 7, 11 и 22%. Отметим, что в указанных расчетах не учитывалось влияние водяного пара на кинетику реакции. Результаты расчетов показывают, что такой подход вполне допустим, так как концентрация пара в зоне индукции ДВ не превышает 5–7%.

Подавление детонации

Наибольший интерес с практической точки зрения представляет величина интенсивности вдува M , при которой достигается подавление ДВ. Известно, что процесс квазистационарного испарения сферической частицы описывается уравнением

$$d_p^2 = d_{p0}^2 - K_e t, \quad (4)$$

где d_{p0} и d_p — начальный и текущий диаметры частицы; $t = X/U$ — время; K_e — коэффициент испарения, в общем случае зависящий от свойств материала частицы и внешних условий [5]:

$$K_e = \frac{8\Omega D_v}{\Omega_p} \ln \left[1 + \frac{H}{r} \left(1 - \frac{T_p}{T} \right) \right] f(\text{Re}, \text{Pr}). \quad (5)$$

Здесь D_v — коэффициент диффузии; T_p — температура жидкой частицы; Ω_p — плотность материала частицы; r — теплота испарения жидкости; эмпирически определена функция:

$$f(\text{Re}, \text{Pr}) = 1 + 0,3\text{Re}^{1/2}\text{Pr}^{1/3}, \quad (6)$$

где $\text{Re} = (D - U)d_p\nu^{-1}$ — число Рейнольдса натекающего потока газа; ν — коэффициент кинематической вязкости газа; $\text{Pr} \approx 1$ — число Прандтля газа. Для вычисления коэффициентов D_v и ν использовались формулы кинетической теории газов [9]. Максимальную температуру, до которой способна прогреться поверхность капли, определяли по уравнению [10]

$$r(H^0 - H_p)^{-1} = (P/P_v - 1)\mu_0/\mu_v,$$

где P_v — давление пара; H_p — энтальпия смеси при температуре поверхности капли; H^0 — энтальпия торможения в ядре потока. Оценки пока-

Таблица 2

Предельная концентрация воды для гашения детонации в стехиометрических топливовоздушных смесях

Смесь воздуха с	Da*	k, с ⁻¹	при d _p , мкм		
			n _{p*} /Ω ₀	10	20
CH ₄	3,5·10 ⁻⁷	1,7·10 ¹⁰	0,08	0,24	0,46
C ₃ H ₈	8,3·10 ⁻⁶	1·10 ⁹	0,12	0,35	0,66
C ₂ H ₄	8,9·10 ⁻⁵	7·10 ⁸	0,97	2,82	5,19
C ₂ H ₂	1,4·10 ⁻³	1,3·10 ⁸	3,37	9,71	18,2
H ₂	1,3·10 ⁻³	1,3·10 ⁸	4,9	14,08	26,0

зывают, что при $D = 0,75 \div 1$ температура поверхности капель воды не превышает 500 К (в зоне индукции ДВ).

Величина M в (1) определяется как

$$\dot{M} = \frac{U\Omega}{m} \frac{dm}{dX},$$

где m — масса газа. Поскольку $(\Omega/m) dm/dX = -N_p dm_p/dX$, а $dX = Udt$, то, используя (4), найдем

$$\dot{M} = \frac{\pi}{4} N_p K_e \Omega_p d_p, \quad (7)$$

N_p — число частиц в единице объема; m_p — масса одиночной частицы. В (7) удобно перейти к массовой концентрации частиц n_p :

$$\dot{M} = \frac{3}{2} \frac{n_p K_e}{d_p^2}. \quad (8)$$

Подставляя M по (8) в число Da и приравнявая последнее к его предельному значению Da*, найдем предельную массовую концентрацию частиц

$$n_{p*} = \frac{2}{3} \frac{Da_* k d_p^2}{K_e} \Omega_0. \quad (9)$$

При $n_p > n_{p*}$ следует ожидать подавления ДВ. На величину n_{p*} решающее влияние (при прочих равных условиях) оказывает диаметр частиц гасящего агента.

При гашении ДВ водяными завесами диаметр капель воды, образуемых струйными форсунками, колеблется в пределах 50—500 мкм. При дополнительном дроблении частиц жидкости за УВ образуется мелкодисперсный туман с каплями характерного размера 10—30 мкм. Характерное время дробления капель воды с начальным диаметром $d_{p0} = 50 \div 500$ мкм можно задать так:

$$t_* = d_{p0} (\Omega_p/\Omega_0)^{1/2} (D - U)^{-1}.$$

При $D = 1400 \div 1800$ м/с $t_* = 0,5 \div 5$ мкс. Время индукции самовоспламенения при детонации ТВС в условиях, близких к пределу, как правило, больше указанной величины, и для оценки можно принять, что капли дробятся сразу за УВ и имеют размер 10—30 мкм. В табл. 2 приведены расчетные значения (по (8), (3), (4)) предельной концентрации частиц воды при разных d_p . Как видно, для подавления ДВ в стехиометрических смесях метана и пропана (этана) с воздухом необходимо создать водяную завесу с концентрацией воды 2—3 кг/м³. Последнее представляется практически осуществимым. Создание же водяных завес с массовой концентрацией воды ≥ 10 кг/м³ проблематично (из-за слияния отдельных капель).

В [1] сообщается о том, что водяными завесами с отношением массы воды к исходной массе горючего 6—22 удалось подавить формирую-

щуюся ДВ в стехиометрической смеси природного газа (объемный состав: 90 % CH_4 , 8 % C_2H_6 , 2 % N_2) с воздухом при пониженном начальном давлении (0,2—0,4 атм) в трубе диаметром 0,61 и длиной 93 м. Пересчет показывает, что это соответствует массовой концентрации воды в завесах $n_p = 0,08 \div 0,57$ кг/м³. Согласно табл. 2, для подавления сформировавшейся ДВ в стехиометрической метановоздушной смеси необходимо иметь $n_{p*} = 0,56 \div 3,22$ кг/м³. Если учесть, что в указанных опытах водяные завесы формировались на расстоянии ~ 12 м от источника поджигания, где видимая скорость пламени составляла всего 400—700 м/с (переходная зона), а начальное давление смеси ниже атмосферного, то прогноз, даваемый соотношением (9), представляется удовлетворительным.

Водяную завесу из мелкодисперсных капель можно создать, используя эффект разрушения потоком за ДВ жидкой пленки, помещаемой на стенку канала. При высоких скоростях обдува капли раздробленной жидкости имеют диаметр, близкий к предельному [10] (для воды 5—6 мкм). Можно ожидать, что гашение ДВ наступит при условии

$$m_{p\text{ind}} \geq (\pi d^2/4) X_{\text{ind}} n_{p*}, \quad (10)$$

где $m_{p\text{ind}}$ — масса жидкости, раздробленной в зоне индукции ДВ; X_{ind} — длина зоны индукции; d — диаметр капала. Обозначив через $\Delta\delta_{\text{ind}}$ изменение толщины пленки в зоне индукции ДВ, получим приближенно $m_{p\text{ind}} \approx 0,5\pi d X_{\text{ind}} \Omega_p \Delta\delta_{\text{ind}}$. Подстановка в (10) дает оценку

$$\Delta\delta_{\text{ind}} \geq \Delta\delta_* = 0,5d (n_{p*}/\Omega_p). \quad (11)$$

При начальной толщине пленки $\delta_0 < \Delta\delta_*$ эффект гашения заведомо не достигается. Для заключения о поведении системы при $\delta_0 > \Delta\delta_*$ необходим анализ механизма дробления пленки. В работе [11] исследовалась возможность подавления детонации нанесением пленки воды на стенку канала. В трубе с $d = 70$ мм удалось погасить ДВ в стехиометрической пропановоздушной смеси при начальном давлении $p_0 = 1$ атм. По данным [11], $\delta_0 \gg \Delta\delta_* \approx 1$ мкм, интенсивное дробление пленки начинается через ~ 10 мкс после прихода УВ, что приблизительно соответствует периоду индукции (см. рис. 2). Указанные обстоятельства в принципе подтверждают критерий (11). Следует, однако, отметить, что одномерный подход приемлем лишь при относительно малых d , когда раздробленная жидкость занимает все сечение трубы к концу зоны индукции.

Высокоплотные водяные завесы можно сформировать в виде пенных преград. Известно, что устойчивая пенная структура легко позволяет достигать плотностей до 100—150 кг/м³. В табл. 3 показана зависимость диаметра пузырьков d_b и толщины перемычек δ в гидромеханических пенах разной плотности n_p (кратности K_p). При оценке размеров частиц конденсированной фазы в пенной структуре за УВ можно принять $d_p \sim \delta$. В этом случае ожидается, что для гашения ДВ в стехиометрических воздушных смесях C_2H_4 , H_2 и C_2H_2 можно применять высокократные водные пены плотностью 3—5 кг/м³. Отметим, что учет трения и теплообмена между фазами может привести к снижению указанных значений плотности. Однако учет вовлечения частиц в движение за фронтом ДВ приведет к снижению коэффициента испарения K_e (см. (5), (6)), что может компенсировать первый из названных эффектов. Для получения более точных оценок плотности n_{p*} необходимо рассматривать детальную картину двухфазного течения за фронтом ДВ.

Т а б л и ц а 3

d_b , мкм	δ , мкм при	
	$K_p=100$, $n_p=10$ кг/м ³	$K_p=400$, $n_p=2,5$ кг/м ³
1	3	0,75
5	17	4,2
10	30	7,5

Результаты экспериментов

Опыты по горению и детонации газовой смеси, заполняющей поры пенной структуры, наилучшим образом соответствуют постановке газодинамической задачи, не учитывающей движения конденсированной фазы. Последнее связано с тем, что для разрушения перегородок между ячейками пены требуется большее время, чем для дробления капель и слоев жидкости.

В экспериментах, целью которых была проверка справедливости критерия подавления ДВ (9), использовали вертикальную трубу длиной 1800 и внутренним диаметром 50 мм. Перед опытом трубу заполняли столбом водомеханической пены высотой 1200—1500 мм, которую готовили в специальном сеточном пеногенераторе. В качестве ингредиентов пены брали 3%-ный раствор пенообразователя в воде и горючую смесь газов, приготовленную по парциальным давлениям в отдельном смесителе с принудительным перемешиванием. В предварительных опытах отработывали методику наполнения трубы нейтральной пеной (с воздухом в качестве газа-наполнителя). Поскольку формирование столба пены сопровождается явлением синерезиса, использовали высокократные пены с массовой концентрацией жидкости $n_p = 2 \div 10$ кг/м³, т. е. кратностью $K_p \approx 500 \div 100$. Во всех опытах $p_0 = 1$ атм.

Для измерения параметров взрывных волн или УВ в системе пена + горючий газ применялись пьезодатчики давления и осциллографы. Пять датчиков размещались вдоль трубы с шагом 240 мм, причем самый нижний датчик давления размещался на расстоянии 100 мм от закрытого нижнего торца трубы. Для измерения параметров отраженных волн в отдельных опытах использовали нижний торцевой датчик давления. Смесь поджигали у верхнего открытого конца трубы мощным пиротехническим воспламенителем или зарядом ВВ массой 1 г. В предварительных калибровочных опытах набирали статистику по прохождению взрывных волн от взрыва указанного заряда ВВ в пене с инертным газом-наполнителем.

В этих опытах наблюдалось сильное демпфирующее влияние пены на взрывные волны. Так, на расстоянии не более 0,5 м от места взрыва скорость взрывной волны снижалась с 1500 до 400—450 м/с. Это позволило в дальнейшем четко отличать взрывные самоподдерживающиеся режимы горения от типичных случаев гашения УВ в пенах. При использовании пиротехнических воспламенителей в опытах с инертным газом-наполнителем система измерений откликалась лишь незначительными колебаниями сигнала датчиков давления.

В опытах с неразбавленными высокореакционными кислородными смесями CH_4 , C_2H_8 , H_2 и C_2H_2 легко удавалось возбудить самоподдерживающуюся детонацию в пене плотностью до 10 кг/м³. Основные свойства ДВ в таких системах описаны в [3, 4]. Проверку критерия (9) проводили следующим образом. В серии опытов формировали пену с топливо-кислородной смесью, частично разбавленной азотом. Плотность пены и средний размер пузырьков соответствовали соотношению (9) для топливозвдушной смеси. Увеличивая содержание азота в смеси, добивались ситуации, когда инициирование самоподдерживающегося взрывного процесса становилось невозможным. Эксперименты показали, что ДВ в составах $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 5\text{N}_2$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2$ подавляются мелкочаеистой водяной пеной ($d_b \approx 1 \div 2$ мм) плотностью 3—5 кг/м³. Для подавления ДВ в воздушных смесях C_2H_2 и H_2 , согласно (9), потребовались бы пены такой же плотности, но с $d_b \approx 2 \div 3$ мм. Отметим, что указанные составы имеют большую реакционную способность по сравнению с воздушными стехиометрическими смесями. Использование крупночаеистой пены ($d_b \approx 4 \div 5$ мм) той же плотности не приводило к срыву детонации при прочих равных условиях (рис. 3).

В [4] исследовались ДВ в стехиометрических смесях (см. рис. 3):
1 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{ZN}_2$, 2 — $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 + \text{ZN}_2$, 3 — $\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2 + \text{ZN}_2$, 4 —

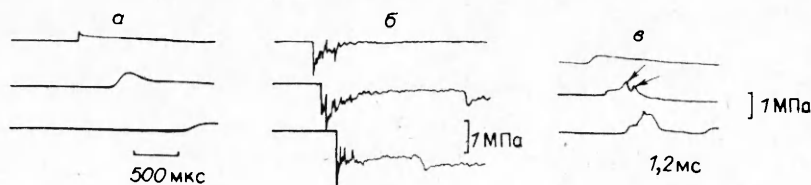


Рис. 3. Записи давления при инициировании взрыва зарядом ВВ в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2 + ZN_2$ с пеной плотностью $3-5 \text{ кг/м}^3$. а — мелкочаечистая пена ($d_b \approx 1-2 \text{ мм}$), $Z = 5$; б, в — крупночаечистая пена ($d_b \approx 4-5 \text{ мм}$), $Z = 5$ (б) и $7,5$ (в); стрелки указывают на вторичные взрывы.

$C_3H_8 + 5O_2 + ZN_2$. Использовались водные пены плотностью $2-3 \text{ кг/м}^3$ (для смесей 1-3) и $4-5 \text{ кг/м}^3$ (для состава 4), с $d_b \approx 5-6 \text{ мм}$, параметр разбавления $Z = 0-9$. Показано, что для этих составов предельное разбавление, при котором в пене еще инициировалась ДВ, составляет соответственно $Z_* = 1-2$; $2-3$; 5 ; 5 , что в целом согласуется с настоящими измерениями. По (9) при использовании пен указанной плотности для подавления ДВ в менее чувствительных воздушных смесях перечисленных горючих газов необходимо, чтобы размер пузырьков составил $2-3 \text{ мм}$ (для смеси 1, см. рис. 3), $12-15$ (2), $5-6$ (3) и $12-15 \text{ мм}$ (4). Таким образом, несмотря на оценочный характер соотношения (9), можно отметить его удовлетворительное согласие с настоящими экспериментальными результатами и данными [4] (за исключением смеси 1).

Подавление детонации пенами плотностью, близкой к предельной, сопровождается вторичными взрывными явлениями. На рис. 3, в показана эволюция процесса в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2 + 7,5N_2$ в крупночаечистой пене плотностью $3-5 \text{ кг/м}^3$. В отличие от рис. 3, б, полученного для более чувствительной смеси, в рассматриваемом случае самоподдерживающаяся детонация не инициируется. Однако в зоне за лидирующей УВ наблюдаются вторичные взрывы (стрелки на рис. 3, в), приводящие к усилению УВ. Причиной вторичных взрывов могут быть горячие продукты сгорания, возникающие при инициировании процесса, а также самовоспламенение реагирующей смеси за УВ.

Заключение

Рассмотрено влияние вдува водяного пара на детонацию топливовоздушных смесей. Показано, что 1) вдув массы в зону реакции ДВ приводит к снижению скорости детонации и к срыву последней; 2) вдув массы существенно меняет распределение параметров в зоне реакции ДВ и обуславливает значительное недогорание газа (до 25 %); 3) для подавления ДВ в стехиометрических топливовоздушных смесях могут использоваться водяные завесы и водомеханические пены умеренной плотности (до 5 кг/м^3); 4) подавление детонации пенами может сопровождаться вторичными взрывными явлениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неглетон М. Детонация в газах.— М.: Мир, 1989.
2. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. I.
3. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И., Гельфанд Б. Е. // Особенности распространения детонационных волн в водномеханической пене, образованной горючей газовой смесью // Докл. АН СССР.— 1977.— 234, № 1.— С. 45.
4. Saint-Cloud J. P., Peraldi O. Detonations in explosive foams // Progr. Astron. Aeron. Vol. 94. Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations.— N. Y.: AIAA Inc., 1984.— P. 302.
5. Вильямс Ф. А. Теория горения.— М.: Наука, 1971.
6. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е. // О предельном диаметре распространения газовой детонации в трубах // Докл. АН СССР.— 1990.— 312, № 5.— С. 1177.
7. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
8. Фролов С. М., Поленов А. Н., Гельфанд Б. Е. и др. Особенности детонации в системах с произвольными потерями // Хим. физика.— 1986.— 5, № 7.— С. 978.

9. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: — Л.: Химия, 1982.
10. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е., Борисов А. А. // Простая модель детонации в системе газ — пленка с учетом механического уноса горючего // ФГВ.— 1985.— 21, № 1.— С. 110.
11. Borisov A. A., Mailkov A. E., Kosenkov V. V. et al. // Propagation of gaseous detonations over liquid layers // Proc. 12th ICDERS. Book of Abstracts, 1989.— Michigan.

г. Москва

Поступила в редакцию 24/1 1991

УДК 534.222.2 + 537.311.37

А. В. Пинаев

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВ СО ВЗВЕСЯМИ АЛЮМИНИЯ

В работе проведены измерения проводимости при детонации газовзвесей $(\text{H}_2 + \text{O}_2) - \text{Al}$ и $\text{O}_2 - \text{Al}$. Опыты выполнены в ударной трубе при начальных давлениях $p_0 = 0,2 \div 0,6$ атм и средней объемной плотности пыли $\rho = 0,1 \div 0,5$ кг/см³. Высокая проводимость $\sigma = 10^{-2} \div 1$ См/м существует в протяженной области горячих продуктов реакции и имеет термическую природу.

Газовзвеси органических и металлических пылей обладают способностью к детонации. Наиболее полно изучены вопросы, касающиеся структуры и свойств взрывных и детонационных волн во взвесах углей [1, 2], муки и крахмала [3—5] в воздухе, O_2 или смесях $\text{O}_2 - \text{N}_2$, а также металлических частиц Al в O_2 , воздухе или детонационно-способных газовых смесях [6—9]. Цель настоящего исследования — выяснить величину электропроводности продуктов детонации таких систем (результаты, приводимые ниже, получены автором в 1986 г.).

Эксперименты выполнены на ударной трубе из нержавеющей стали диаметром $d_1 = 70$ мм и длиной 7 м. Детонация возбуждалась с помощью двух метровых секций, расположенных диаметрально противоположноверху трубы. Эти секции отделялись диафрагмой от ударной трубы, вакуумировались и заполнялись смесью $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{O}_2$ при $p_0 = 1 - 2$ атм. Снизу по центру трубы помещался электроизолированный от всей трубы проводник из нержавеющей стали с $d_2 = 6$ мм. Ударная труба перед опытом вакуумировалась. Затем газовая смесь подавалась через электроклапаны в заполненный порошком алюминия ПАП-1 генератор пыли (рис. 1), откуда образующаяся газовзвесь поступала сверху в объем трубы. При таком способе равномерное заполнение трубы исследуемой газовзвесью до $p_0 \leq 0,5$ атм и $\rho \leq 0,5$ кг/м³ обеспечивалось за 5—10 с. Величина ρ однозначно зависела от p_0 и определялась отдельно путем взвешивания осевшего из объема трубы порошка. Порошок ПАП-1 представлял собой тонкие (~ 1 мкм) бесформенные чешуйки с размерами 1—40 мкм.

Электропроводность продуктов детонации измеряли по методике, описанной в [10—12]. Величину электропроводности рассчитывали по формуле $\sigma = k_d (u_d - u_d^0) \ln(d_1/d_2) (2\pi U_0 D)^{-1}$, где U_0 — напряжение на центральном электроде; k_d , u_d , u_d^0 — соответственно калибровочный коэффициент датчика и напряжения на нем при $U_0 > 0$ и $U_0 = 0$. В этой формуле в отличие от [10, 11] учтен нулевой сигнал u_d^0 . Временное разрешение метода составляло 0,2 мкс, пространственное — 0,2 мм. Методика измерения скорости детонации D , давления p , свечения J не отличалась от описанной в [12], погрешности измерения давления и электропроводности не превышали 20 %, скорости детонации — 0,5 %.

Для выяснения сравнительного вклада в проводимость частиц выбрана газовая смесь $\text{H}_2 + \text{O}_2$ с избыточным после реакции O_2 (при нор-