

При уменьшении H_1/H_0 растет температура перед волной, которая не может быть выше 1200—1500 К из-за явлений самовоспламенения. Указанным предельным температурам соответствует $(H_1/H_0)_{\min} \in (0,8; 0,75)$ и $\eta_{\max} \in (0,2; 0,25)$. Задание дополнительной функциональной связи между H_1/H_0 и η , вытекающей из законов перемешивания и горения смеси перед волной, замыкает систему (9)—(11) и позволит рассчитывать все параметры процесса, кроме числа волн n , от которого течение в рамках рассмотренной модели не зависит. Число n может находиться из расчета только в более сложных моделях, учитывающих внутреннюю неоднородную структуру течения во фронте.

Реальные значения h/l , измеренные на полученных фотоснимках, лежат в интервале (0,15; 0,22). Приняв $\kappa \approx 0,1$, получим величины $\eta \in (0,135; 0,2)$, которым, согласно (11), отвечают отношения $p_1/p_2 \in (0,08; 0,14)$ и, согласно (10), значения $H_1/H_0 \in (0,9; 0,8)$. Нижнее значение H_1/H_0 и максимальное η согласуются с приведенной выше оценкой.

Скорости поперечных детонационных волн, полученные экспериментально, ниже расчетных на 10—30%, что можно объяснить неидеальностью детонации из-за близости реальной толщины детонирующего слоя топливной смеси h к критической для самоподдерживающегося процесса.

На основании проведенной работы можно сделать следующие выводы.

1. В кольцевой цилиндрической камере получены непрерывные режимы сжигания газовых смесей в поперечных детонационных волнах со структурой, аналогичной спиновой детонации в круглой трубе.

2. Исследована область геометрических параметров кольцевого канала, при которых существует режим детонационного горения.

3. Обнаружено снижение интенсивности поперечных волн при заужении выходного сечения кольцевого канала.

4. Разработана модель течения, позволяющая рассчитывать основные параметры течения с поперечными детонационными волнами в кольцевой камере.

*Поступила в редакцию
11/III 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1959, 129, 6.
2. Б. В. Войцеховский. ПМТФ, 1960, 3.
3. В. В. Михайлов, М. Е. Топчиян. ФГВ, 1965, 1, 4.
4. Ф. А. Быковский, И. Д. Клопотов, В. В. Митрофанов. Докл. АН СССР, 1975, 224, 5.
5. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
6. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
7. Brian D., Edwards. Sixteenth Symp. (Intern.) on Combust. Pittsburgh, Pennsylvania, 1976.
8. P. I. Shen, T. C. Adamson. Astronautica Acta, 1972, 17, 715.

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В РЕЗКОРАСПИРЯЮЩИХСЯ КАНАЛАХ

*А. А. Васильев, В. В. Григорьев
(Новосибирск)*

Определение критической энергии инициирования детонации в газовых и гетерогенных взрывчатых смесях является важнейшей задачей как с теоретической, так и с практической точек зрения. Существующие

в настоящее время различные теоретические модели инициирования детонации не учитывают реальной неоднородной и многофронтной структуры детонационной волны (см., например, [1, 2]). Практически не изучен также вопрос о влиянии пространственных и временных характеристик энерговыделения на процесс инициирования детонации.

Первая попытка оценить энергию инициирования цилиндрической многофронтной детонации с учетом реальной структуры детонационного фронта предпринята в [3]. Эта оценка затем существенно улучшена в [4]. В ее основе лежит предположение, что энергия инициирования многофронтной детонации E_v пропорциональна энергии инициирования детонации в отдельной элементарной ячейке E_{0v} [5]

$$E_v = n_* E_{0v}. \quad (1)$$

Источник инициирования детонации в элементарной ячейке — соударение поперечных волн. Каждое соударение играет роль микровзрыва с энергией, определяемой формулами

$$v = 2: E_{02} = 4\varepsilon\alpha\rho_0 D_0^2 b^2 \simeq 0,22\rho_0 D_0^2 b^2, \quad (2)$$

$$v = 3: E_{03} = 2aE_{02} \simeq 0,26\rho_0 D_0^2 b^3. \quad (3)$$

Здесь ε — численный коэффициент; α — параметр задачи о сильном точечном взрыве в инертной среде [6]; ρ_0 — исходная плотность смеси; D_0 — скорость детонационной волны Чепмена — Жуге; a и b — поперечный и продольный размеры элементарной ячейки; v — размерность задачи. Коэффициент пропорциональности n_* в (1) характеризует некоторое минимальное число микровзрывов, которые способны совместно возбудить многофронтную волну (в дальнейшем подобную схему инициирования будем называть *многоочечной*). Для определения численного значения n_* в [3, 4] предложено использовать экспериментальные данные по распространению детонационной волны в резко расширяющихся каналах — так называемый «выход» детонации.

Впервые возможность возбуждения сферической детонации в объеме взрывчатой газовой смеси с помощью детонационной волны, распространяющейся по выходящей в объем круглой трубке, исследована в работе [7]. Показано, что сферическая детонация может быть возбуждена в случае, если диаметр трубки, по которой распространяется инициирующая детонационная волна, превышает некоторый критический диаметр d_* .

В [8] этот критерий был несколько видоизменен: условие инициирования сферической детонации предложено характеризовать не величиной d_* , а параметром d_*/a . Приписав используемым в [7] смесям характерные размеры элементарных ячеек a , авторы [8] показали, что для топливно-кислородных смесей водорода, метана и ацетилена при $p_0 = 800$ мм рт. ст. $d_*/a \simeq 12$. Условие инициирования цилиндрической детонации в работах [8, 9] сформулировано в виде $l_*/a \geq 10$. В случае цилиндрической симметрии рассматривался «выход» детонационной волны из узкого канала в широкий, использовалась ацетилено-кислородная смесь при низких начальных давлениях, под l_* подразумевалась ширина узкого канала. В [3] показано, что эти значения l_*/a несколько завышены из-за влияния потерь на параметры детонации, при удалении от пределов $l_*/a \geq 6$. С помощью параметров d_*/a и l_*/a можно определить критическое число микровзрывов n_* :

$$v = 2: n_* = \sqrt{\pi} \cdot l_*/a, \quad (4)$$

$$v = 3: n_* = \pi/2 \cdot (d_*/a)^2. \quad (5)$$

Важность формул (1)–(5) заключается в том, что они позволяют оценить критическую энергию инициирования газовой детонации практически для любой смеси, для этого необходимы лишь параметры ρ_0 , D_0 , b

и d_*/a (или l_*/a). Если бы $d_*/a = \text{const}$ ($l_*/a = \text{const}$) для всех смесей и начальных давлений, как это предполагалось в [4], то для расчета E_v достаточно знать параметры D_0 и b самоподдерживающейся детонации при данном значении p_0 (или p_0). Экспериментальной проверки поведения d_*/a до сих пор не сделано. В настоящее время эта задача привлекла усиленное внимание исследователей, занимающихся проблемой детонации больших объемов взрывчатых топливно-воздушных смесей [2, 10–13].

В данной работе экспериментально исследуется зависимость параметра d_*/a от начального давления p_0 и состава смеси на примере стехиометрических смесей ацетилена с кислородом и воздухом. Рассмотрим связь d_*/a с p_0 . В [7] для исследованных смесей d_* определены при $p_0 = 800$ мм рт. ст. Так, для смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ $d_* = 2,5$ мм. В работе [10] для этой же смеси определены d_* в диапазоне $p_0 = 0,035 \div 0,25$ атм. Показано, что при этих давлениях взаимосвязь критического начального давления p_* и критического диаметра определяется соотношением

$$p_* = B d_*^{-\beta} \quad (6)$$

($B = 0,167$, $\beta = 0,882$, p_* в атм, d_* в см). Экстраполяция полученной зависимости на $p_0 = 800$ мм рт. ст. дает $d_* = 1,24$ мм, что вдвое меньше экспериментального значения из [7].

В данной работе эксперименты по определению $d_* = f(p_0)$ выполнены на установке, схема которой приведена на рис. 1. Самоподдерживающаяся детонационная волна выходила из круглой трубки 2 в цилиндрический объем 1 и в зависимости от p_0 либо затухала, либо переходила в сферическую детонацию. Диаметр детонационной трубки варьировался от 2 до 16 мм, длина (>100 калибров) выбиралась достаточной для формирования «стационарной» волны; размеры сосуда 1: диаметр 220, длина 270 мм, т. е. расстояние до ближайшей стенки составляло не менее 13 калибров. Перед каждым опытом система откачивалась до давления <1 мм рт. ст. Давление смеси контролировалось образцовым вакууметром с ценой деления 0,004 атм. Смесь инициировалась искровым разрядом (в экспериментах со смесью $C_2H_2 + \text{воздух}$ — высоковольтным капсюлем-детонатором 3, подрываемым генератором 7). На рис. 1, 6 — частотомер, 4 — датчики для измерения скорости детонации. Процесс распространения детонации регистрировался с помощью фоторегистратора 5 через щель, параллельную оси трубы. Фоторегистратор снабжен фотозатвором для отсечки послесвечения продуктов детонации. Исследования проведены при $p_0 = 0,05 \div 1,0$ атм с использованием ацетилена технической чистоты.

Для каждого значения d определялось такое p_* , начиная с которого детонационная волна после выхода из трубки в объем трансформируется в сферическую. На рис. 2 нанесены

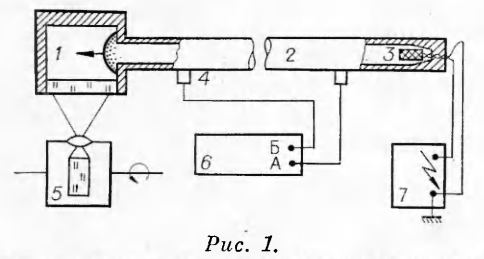


Рис. 1.

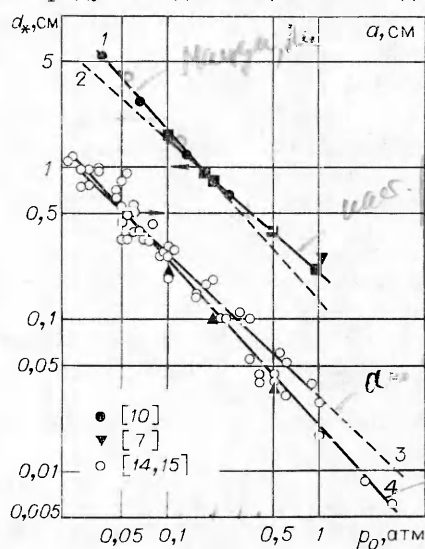


Рис. 2.

результаты проведенных экспериментов, здесь же приведены данные работ [7, 10]. Видно, что экспериментальные точки в диапазоне $p_0 = 0,1 \div 1$ атм хорошо укладываются на прямую линию 2, но ее наклон менее крутой, чем в [10] (линия 1). Данные, обработанные методом наименьших квадратов, дают для линии 1 зависимость $d_* = 0,131 p_0^{-1,134}$, а для линии 2 — $d_* = 0,194 p_0^{-0,889}$. В области граничных давлений полученные результаты хорошо совпадают с данными [7, 10]. Следует заметить, что в действительности существует некоторый интервал значений p_0 , в котором наблюдается критический режим перехода, $\Delta p_0/p_*$ при низких давлениях может достигать $\approx 10\%$. Однако такая ошибка в определении p_* не устраняет различия в наклонах линий 2 и 1. К сожалению, в [10] не приведены экспериментальные ошибки в определении критического давления p_* .

Предыдущими исследованиями (наиболее полными из которых являются [14, 15]) установлено, что зависимость поперечного размера ячейки a от p_0 хорошо аппроксимируется формулой

$$p_0 = C a^{-\delta}. \quad (7)$$

Анализ экспериментальных данных [14] дает $C = 0,025$ и $\delta = 1,057$ (линия 3 на рис. 2: $a = 0,0305 p_0^{-0,916}$). Экстраполяция этой зависимости на $p_0 > 1$ атм приводит к существенному завышению размера ячейки по сравнению с экспериментом. Во всей исследованной области p_0 данные [14, 15] описываются формулой (7) с коэффициентами $C = 0,028$, $\delta = 0,906$ (линия 4: $a = 0,0193 p_0^{-1,104}$). Следует особо отметить, что наклон прямой $\lg a - \lg p_0$ незначительно отличается от наклона линии $\lg d_* - \lg p_0$, поэтому при исследовании параметра d_*/a необходима дополнительная проверка зависимости $a = f(p_0)$ в условиях проводимого эксперимента. В данной работе контрольные измерения размера ячейки проводились при давлениях p_* . Полученные результаты, несколько отличаясь по величине, дают наклон аппроксимирующей прямой, лучше согласующийся с наклоном линии 4 рис. 2.

Полученные из эксперимента зависимости (6), (7) позволяют получить выражение

$$d_*/a = h p_0^\xi. \quad (8)$$

В области $p_0 < 0,1$ атм $h \approx 6,8$, $\xi = -0,03$ (см. рис. 2, 1, 4), т. е. d_*/a практически остается постоянным при изменении p_0 . Более того, его величина практически совпадает со значением $l_*/a = 6 \pm 1$ для $\nu = 2$ [3] в этом диапазоне p_0 , что позволяет в дальнейшем считать l_*/a и d_*/a эквивалентными. В области $p_0 > 0,1$ атм $h = 10$, $\xi = 0,215$, т. е. с повышением начального давления смеси увеличивается (хотя и не очень сильно) и критическое число ячеек, следовательно, и количество микровзрывов, необходимых для возбуждения сферической детонации. Этот результат противоречит выводу [11]. При $p_0 = 800$ мм рт. ст. d_*/a практически совпадает с данными [8].

Дополнительный аргумент в пользу полученного в данной работе вывода об увеличении d_*/a с ростом p_0 можно получить из сравнения экспериментальной и теоретической зависимости критической энергии инициирования от начального давления смеси. Наиболее надежные экспериментальные данные имеются в работе [13] для случая цилиндрической симметрии. Предполагая, что d_*/a в цилиндрическом случае зависит от p_0 так же, как в сферическом, можно показать, что наклон расчетной линии с учетом возрастания d_*/a лучше согласуется с экспериментальным (рис. 3: 1 — расчет с использованием (8), 2 — расчет по формулам (1), (2), (4) при $d_*/a = \text{const}$, 3 — данные [13]). Если же предположить, что d_*/a уменьшается с ростом p_0 , как утверждается в [11], то это бы привело лишь к увеличению расхождения наклонов эксперимен-

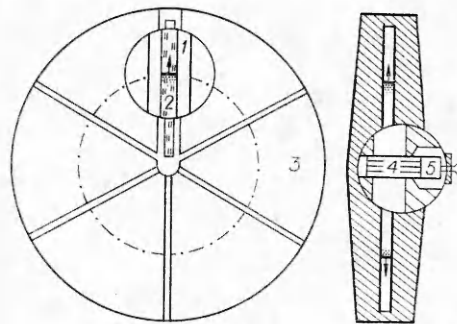
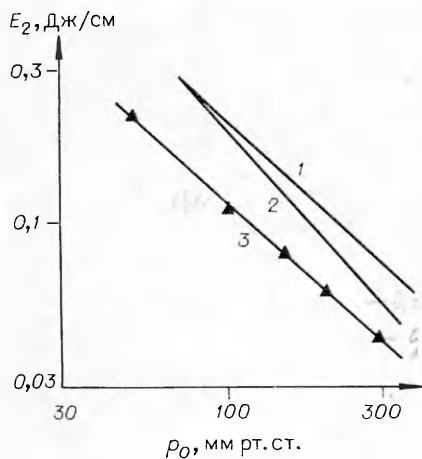


Рис. 4.

Рис. 3.

тальных и расчетных зависимостей энергии инициирования от начального давления.

Таким образом, проведенные эксперименты показали слабое увеличение величины d_*/a с ростом p_0 . Этот факт может быть объяснен с помощью модели ячейки [5]. Выполненное в [16] сравнение большого количества экспериментальных данных по параметрам элементарной ячейки с расчетами показало, что поведение этих параметров можно объяснить тем, что с ростом начального давления меняется характер поперечных волн: из ударных (при низких p_0) они трансформируются в детонационные (при высоких p_0). При этом уменьшается энергия соударения поперечных волн E_{02} (2), следовательно n_* в формуле (1) должна возрасти, т. е. при повышении p_0 для инициирования нужно большее число микровзрывов или большее d_*/a . Изложенное выше в совокупности доказывает, что параметр d_*/a не остается постоянным при изменении начального давления.

Из топливно-воздушных смесей наиболее удобна в лабораторных экспериментах смесь ацетилена с воздухом. В работе [7] приведены значения a_* для стехиометрической смеси ацетилена с кислородом с добавками азота: $C_2H_2 + 2,5 O_2 + z \cdot N_2$, $0 \leq z \leq 3,75$. Авторы [7] утверждали, что экстраполяция полученной зависимости $d_* = f(z)$ на $z = 9,32$, соответствующее стехиометрической смеси ацетилена с воздухом, должна дать $d_* = 70 - 80$ мм ($p_0 = 800$ мм рт. ст.). Более того, в этой же работе при переходе детонации из трубы с $d = 94$ мм в трубу с диаметром 300 мм в последней наблюдалась самоподдерживающаяся детонация, что, казалось бы, подтверждало справедливость экстраполированной величины. Однако близость стенок трубы не позволяет считать этот опыт «чистым», ибо самоподдерживающаяся детонация в трубе с $d = 300$ мм могла возникнуть в результате отражения инициирующей волны от стенок.

Подобное предположение получило экспериментальное подтверждение. Исследовался выход детонационной волны из трубы диаметром 80 мм в объем. Оказалось, что волна после выхода затухала даже в том случае, когда начальное давление стехиометрической смеси ацетилен — воздух достигало 2,25 атм (этому соответствует $d \sim 180$ мм при $p_0 = 1$ атм, т. е. $d_* > 180$ мм). Анализируя данные [7], авторы работы [12] показали, что в области $0 \leq z \leq 3,75$ они хорошо описываются уравнением

$$\ln \bar{d}_* = 0,57z + 0,99. \quad (9)$$

Если эту зависимость продолжить до $z = 9,32$ (воздух), то получим $d_* = 55$ см. В работе [10] приведены величины d_* для ацетилено-воздушных смесей нестехиометрического состава, на основе которых можно сделать вывод об увеличении d_* при изменении состава смеси от эквимо-

лярного до стехиометрического. Экстраполяция d_* на стехиометрическую смесь $C_2H_2 + \text{воздух}$ дает $d_* = 170$ мм. При этом следует указать, что для смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ по [10] $d_* \approx 1,3$ мм вместо экспериментальной величины $\approx 1,9$ мм. Вероятнее всего подобное расхождение связано с различной чистотой используемого ацетилена. Из сказанного выше следует, что в литературе отсутствуют достоверные значения d_* для смеси ацетилен — воздух. Аналогичная ситуация имеет место и с размером ячейки a .

Для решения поставленной задачи, т. е. определения параметра d_*/a для стехиометрической смеси ацетилена с воздухом, выполнена серия экспериментов по определению не d_* а непосредственно критической энергии иницирования $E = f(p_0)$. Напомним, что, согласно [4], источник иницирования должен иметь достаточный запас энергии и обладать временными и пространственными характеристиками энерговыделения, меньшими критических величин. Для топливно-воздушных смесей всем этим условиям лучше всего удовлетворяют заряды ВВ.

На рис. 4 представлена схема экспериментальной установки, использовавшейся в данной работе для исследования условий иницирования цилиндрической детонации. Взрывная камера \mathcal{Z} — это плоский зазор между стальными дисками (диаметр зазора 620 мм, высота 25 мм), на оси которого устанавливается цилиндрический заряд ВВ 4. Заряд (ДШ или заполненные мелкодисперсным теном бумажные трубки) иницировался высоковольтным капсюлем-детонатором 5. Съемка наблюдаемого процесса осуществлялась фоторегистратором через щель 2, расположенную вдоль радиуса камеры. В зависимости от массы заряда при выбранном значении p_0 процесс либо затухает, либо трансформируется в цилиндрически расходящуюся волну. На рис. 5 нанесены значения критической массы заряда m_* , необходимой для иницирования цилиндрической детонации в стехиометрической смеси ацетилен — воздух (1 — затухание, 2 — детонация) и продольного размера ячейки b (рис. 5, 3) для этой смеси. На рис. 6, 7 приведена фоторазвертка и $r-t$ -диаграмма критического режима иницирования, на рис. 8 — зависимость скорости цилиндрической детонации от радиуса $D/\bar{D} = f(r/b)$.

Из рис. 6—8 видно, что процесс распространения волны состоит из отдельных пульсаций. Детонационная волна в отдельной пульсации подобно распространению в элементарной ячейке затухает по мере движения и затем вновь скачком усиливается перед следующей пульсацией. Средняя скорость \bar{D}_i распространения волны в отдельных пульсациях (горизонтальные линии на рис. 8) указывает на существование при критическом режиме иницирования так называемого «провала», заключающегося в том, что \bar{D}_i опускается ниже скорости Чепмена — Жуке D_0 , достигает минимума и затем, возрастая, асимптотически стремится к D_0 снизу. В минимуме D_i достигает значения $\approx 0,75$ от скорости само-

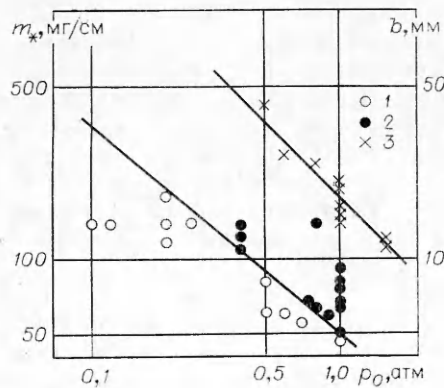


Рис. 5

поддерживающейся детонации \bar{D} , сам минимум фиксируется на расстоянии $r/b \sim 7$.

Радиальная протяженность отдельных пульсаций Δl хорошо коррелирует с продольным размером ячейки b : вдоль радиуса ячейка в начале возрастает за счет уменьшения D_i , достигает максимума и затем уменьшается до своего стационарного значения. Отметим, что максимальная протяженность пульсаций несколько запаздывает по отношению к положению минимума D_i . Наблюдаемые пульсации скорости



Рис. 6.

связаны в основном с многофронтной структурой детонационного фронта, хотя нельзя исключить и другой возможный механизм — радиальную неустойчивость распространения волны.

Тепловой эффект Q используемых зарядов ВВ определялся по методике [17]. Диаметр бумажных гильз $\approx 3-4$ мм, погонная масса гильзы ≈ 30 мг/см. Экспериментально измеренная скорость детонации в таких зарядах $D_{ВВ} \approx 5$ км/с, чему соответствует плотность заряжения $\rho_{ВВ} \approx 0,85$ г/см³. Для кристаллического тэна $\rho_{00} = 1,77$ г/см³ и $D_{00} = 8,35$ км/с [17]. В данном случае параметр $\Delta = \rho_{ВВ}/\rho_{00} = 0,48$. Этой величине Δ соответствует $Q/D_{00}^2 = 0,0667$, откуда $Q = 1110$ кал/г.

Химическая энергия зарядов ВВ $E_{хим} = m_* Q$ кал/см. Энергия микровзрыва E_{02} рассчитывалась по (2) с использованием экспериментальных данных о параметрах самоподдерживающейся детонации, распространяющейся по длинной трубке. Общеизвестно, что на ранних стадиях взрыва часть химической энергии ВВ сосредоточена в продуктах детонации, кроме того определенную роль на этом этапе может играть и оболочка заряда. Это означает, что в ударную волну уходит лишь часть химической энергии заряда, т. е. $E_2 = \eta E_{хим}$. Для определения η проведены эксперименты, в которых исследовалось движение в воздухе ударной волны, возбуждаемой зарядом ДШ. Движение ударной волны описывалось моделью сильного точечного взрыва [6]

$$r = \sqrt[4]{E_0/\alpha\rho_0} \sqrt{t}. \quad (10)$$

Обработка данных о зависимости радиуса волны r от времени t показала, что в координатах $r^2 - t$ траектория ударной волны может быть достаточно хорошо аппроксимирована прямыми линиями, по наклону которых можно определить величину E_2 (рис. 9)

$$E_2 = \alpha\rho_0 \left(\frac{r_i^2 - r_j^2}{\Delta t_{ij}} \right)^2. \quad (11)$$

Для ДШ экспериментальное значение $D = 7,3$ км/с, т. е. $Q = 1400$ кал/г. Тогда для $r > 65$ мм рассчитанная по (11) величина E_2 соответствует заряду ДШ с погонной массой 110 мг/см

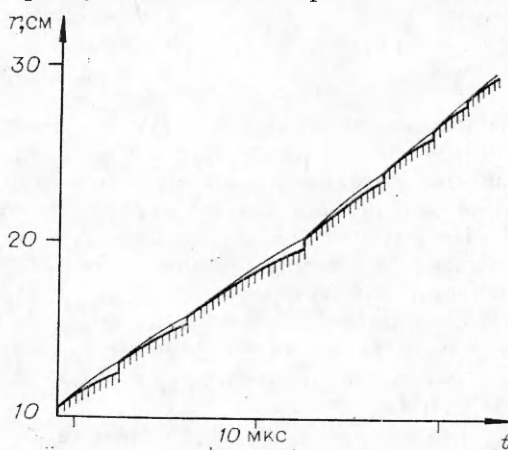


Рис. 7.

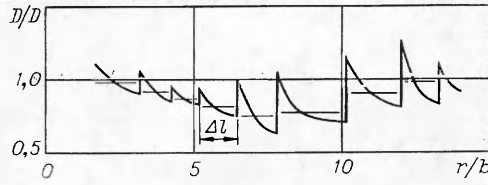


Рис. 8.

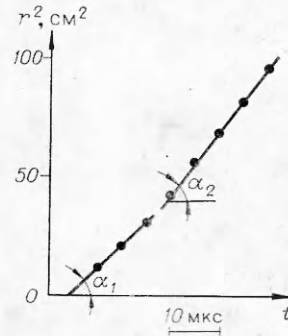


Рис. 9.

(справочные данные для ДШ — $100 \div 120$ мг/см), т. е. $\eta \approx 1$, а при $r < 65$ мм E_2 соответствует заряду с массой ≈ 53 мг/см, т. е. $\eta \approx 0,48$.

Используя эти данные оценим, каким должно быть n_* для стехиометрической смеси ацетилен — воздух при $p_0 = 1$ атм. Измеренная при этом давлении средняя скорость распространения детонации равна 1760 м/с, а продольный размер ячейки $b = 18$ мм, тогда энергия микровзрыва по формуле (2) оказывается равной 2,6 Дж/см. Критическая масса заряда при $p_0 = 1$ атм составляет 50 мг/см, чему соответствует химическая энергия ≈ 232 Дж/см. Тогда для $\eta = 0,48$ $n_* = 42$, а для $\eta = 1$ $n_* = 89$. Этим значениям n_* соответствуют d_*/a , равные соответственно 24 и 50. Оба эти значения существенно выше d_*/a для ацетилено-кислородной смеси. Для $p_0 = 1$ атм $a = 10,8$ мм ($a = 0,6b$), тогда $d_* \approx 260$ мм для $\eta = 0,48$ (что объясняет данные эксперименты по «выходу») и $d_* \approx 540$ мм (экстраполяция [12]) для $\eta = 1, 0$.

Оценим величину d_*/a для более низкого начального давления, например, $p_0 = 0,5$ атм. Этому давлению соответствует $m_* = 90$ мг/см или $E_{\text{хим}} = 418$ Дж/см, а $E_{02} = 5,4$ Дж/см, т. е. для $\eta = 0,48$ получаем $n_* \approx 37$ (при $p_0 = 1$ атм $n_* = 42$). Это подтверждает сделанный ранее вывод об увеличении, хотя и незначительном, d_*/a с ростом начального давления.

Определив критическое число d_*/a , можно рассчитать критическую энергию инициирования детонации в сферическом случае симметрии (формулы (1), (3), (5)): для смеси ацетилен — воздух при $p_0 = 1$ атм ($Q = 1110$ кал/г) $E_3 \approx 2,3$ и 4,7 г для $\eta = 0,48$ и 1. В работе [18] экспериментальное значение E_3 оказалось несколько ниже — 1,5 г тротила. Подобное расхождение можно объяснить возможным различием в чистоте ацетилена: в [18] $D = 1870$ м/с, в настоящей работе $D = 1760$ м/с. Меньшей же скорости соответствует больший размер ячейки b , а следовательно, и большая величина E_3 . Как видно из формул (1)–(5), между E_2 и E_3 существует связь в виде

$$E_3/E_2 = 1,05bd_*/a. \quad (12)$$

Предположение $d_*/a = \text{const}$ для топливно-кислородных и топливно-воздушных смесей приводит к заметной ошибке в расчете E_2 и E_3 для воздушных смесей, ибо, как показано выше, величина d_*/a для них существенно больше, чем для топливно-кислородных смесей.

Поскольку d_*/a для топливно-воздушных смесей больше, то и критические параметры инициирования R_* и t_* также существенно увеличиваются (напомним, что под R_* подразумевается радиус окружности ($v = 2$) или сферы ($v = 3$), на которых укладывается критическое число микровзрывов, а под t_* — время движения взрывной волны до $r = R_*$). Для описанных экспериментов $R_* \sim 4b$ и $8,5b$ соответственно для $\eta = 0,48$ и 1.

Таким образом, в данной работе:

1) получены новые экспериментальные данные о d_* для стехиометрических смесей ацетилена с кислородом и воздухом;

2) показано, что с ростом начального давления смеси величина d_*/a характеризующая число микровзрывов, необходимых для инициирования, изменяется;

3) экспериментально определена критическая энергия инициирования цилиндрической детонации в стехиометрической смеси ацетилен — воздух;

4) показано, что параметр d_*/a для топливно-воздушных смесей существенно выше, чем топливно-кислородных;

5) экспериментально доказано существование «провала» скорости цилиндрической детонационной волны ниже величины скорости самоподдерживающейся детонации с последующим приближением к ней «снизу».

Учет полученных в данной работе закономерностей существенно улучшает оценки критической энергии инициирования.

*Поступила в редакцию
17/1 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Левин. Докт. дис., МГУ, 1975.
2. J. H. Lee. *Ann. Rev. Phys. Chem.*, 1977, 28, 75.
3. А. А. Васильев. ФГВ, 1978, 14, 3.
4. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
5. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
6. В. П. Коробейников, Н. С. Мельников, Е. В. Рязанов. Теория точечного взрыва. М., Физматгиз, 1964.
7. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
8. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
9. В. В. Митрофанов, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5.
10. H. Matsui, J. H. Lee. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1979.
11. P. A. Urtiew, C. M. Tarver. 7-th Colloquium (Intern.) on Gasdynamic of Explosion and Reactive Systems. Göttingen, 1979.
12. D. H. Edwards, M. A. Nettleton, G. O. Thomas. *J. Fluid Mech.*, 1979, 95, 1, 79.
13. J. H. Lee, H. Matsui. *Comb. and Flame*, 1977, 28, 61.
14. R. A. Strehlow, C. D. Engel. *AIAA J.*, 1969, 7, 3, 492.
15. В. И. Майжале, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
16. А. А. Vasiliev, J. A. Nikolaev. *Acta Astr.*, 1978, 5, 983.
17. В. Ф. Куропатенко.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, № 6. Новосибирск, 1977.
18. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТПГВ, 1965, 1, 2, 22.

К ВОПРОСУ О ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ В КАПЛЯХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ. I. СХЕМЫ МЕХАНИЗМА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ЖИДКОФАЗНОГО ОКИСЛЕНИЯ

*Г. А. Махов, К. П. Куценогий
(Новосибирск)*

На практике широко используется горение распыленного жидкого топлива в воздухе. Обычно предполагается, что дисперсная фаза в процессах предпламенного испарения играет роль только поставщика паров в газовую фазу, где и происходят основные химические процессы. Одна-