

## ПЕРЕДАЧА ДЕТОНАЦИИ ГАЗА ЧЕРЕЗ ИНЕРТНУЮ ГАЗОВУЮ «ПРОБКУ»

Т. П. Гавриленко, А. Н. Краснов, Ю. А. Николаев  
(Новосибирск)

Интерес к задаче о передаче детонации через пробку инертного газа возник в связи с вопросами взрывобезопасности и технологическим использованием газовой детонации. Например, в некоторых конструкциях установок для детонационного нанесения покрытий напыляемый порошок вводится в ствол порциями азота; клапанные устройства защищаются от непосредственного воздействия детонации азотными «пробками» и т. п. При этом по обе стороны от «пробки» находится взрывчатая смесь. В работе исследовался вопрос: какова может быть длина инертной «пробки», ударная волна в которой, возбужденная взрывом смеси с одной стороны пробки, инициирует детонацию во взрывчатой смеси с другой ее стороны. Предлагается оценочный метод расчета этой длины. Задача, по сути, разбивается на две: определение скорости ударной волны в конце «пробки» и определение амплитуды ударной волны, инициирующей детонацию во взрывной смеси.

Обозначения: индексы 01 и 02 свидетельствуют о принадлежности параметра к исходному состоянию в сечениях I и II (рис. 1) соответственно;  $x$  — координата отсчитываемая от глухого торца сечения I;  $L_1$  — длина сечения I;  $d$  — диаметр трубы;  $\epsilon$  — средняя шероховатость стенок;  $\lambda$  — коэффициент сопротивления;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $V$  — объем;  $u$  — скорость газа;  $c$  — скорость звука;  $D_{\text{ч.-ж.}}$  — скорость детонации Чепмена — Жуке;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $\gamma_e \approx 1,15$  — показатель равновесной адиабаты;  $\gamma_{02} \approx 1,31$  — эффективный показатель адиабаты воздуха при высоких температурах;  $M$  — число Маха ударной волны (отношение скорости волны к скорости звука в газе перед волной).

**Постановка эксперимента.** Обе задачи в комплексе исследовались на установке, схема которой приведена на рис. 1. Канал содержит три сечения, разделенные самоубирающимися мембранами, конструкция которых аналогична описанной в [1].

В качестве мембран использовалась резина от воздушных шариков, толщина которой не превышала 0,2 мм. В растянутом состоянии мембраны 2, удерживаемые резиновыми кольцами 3, разделяют сечения I и II, II и III канала. При прокалывании мембран иглами 4 резина сжимается и собирается в кольцевых проточках 1, полностью освобождая при этом

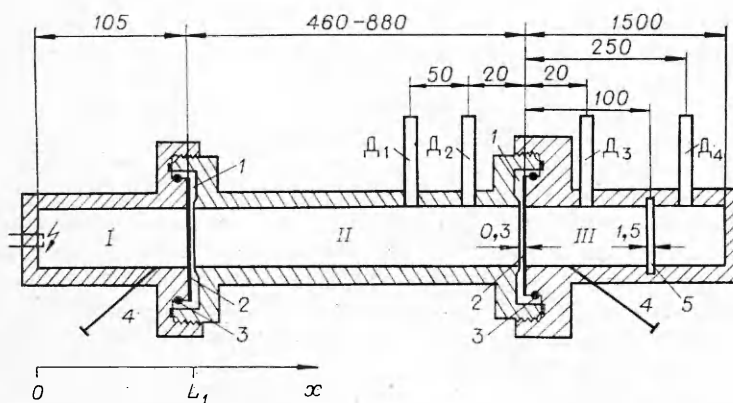


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (размеры приведены в мм).

сечение канала. Иглы после прокалывания мембран выводятся из канала. Для надежного открытия внешний диаметр мембраны должен примерно в 2 раза превосходить диаметр канала. После раскрытия мембраны зазор между секциями трубы составлял 0,3 мм. Использованные мембраны выдерживали перепад давлений 0,5—1 атм.

Секции *I* и *III* заполнялись стехиометрической смесью ацетилена с кислородом (газы из технических баллонов), секция *II* — воздухом (заполнение секции *II* азотом практически не изменяло результатов), во всех трех секциях  $p = 1$  атм с точностью  $\approx 0,5\%$ . Перед напуском секции вакуумировались. При вакуумировании и напуске перепад давлений на мембранах не превышал 0,2 атм.

Наблюдениями с использованием теневого метода установлено, что за промежуток времени от прокалывания мембран до начала опыта (меньше 3с) ширина зоны перемешивания газов, содержащихся в разных секциях, не превосходит 5 мм. Канал представлял собой дюралюминиевую трубу диаметром 30 мм с шероховатостью внутренней поверхности порядка 60 мкм. Кроме зазоров (герметизированных) шириной 0,3 мм между секциями в некоторых опытах секция *III* содержала проточку 5 шириной 1,5 и глубиной 5 мм. Длина секции *I* составляла 0,105 м, *III* — 1,5 м, секции *II* варьировалась от 0,46 до 0,88 м.

Давление газа за волной регистрировалось пьезодатчиками  $D_1 - D_4$  [2] с размером чувствительного элемента 1 мм, установленными в секциях *II* и *III* (см. рис. 1). Скорость волны в секции *II* определялась посредством хронометрирования (частотомер ЧЗ—34А) прихода волны к датчикам (база 50 мм). Факт возникновения детонации в секции *III* устанавливался по осциллограммам давления: датчики  $D_3$  и  $D_4$  фиксировали давление, во много раз превосходящее давление в секции *II*,  $D_1$  и  $D_2$  — обратную ударную волну. Каких-либо неясностей по этому вопросу не возникало.

Иницирование детонации ударными волнами. Вопрос о минимальной амплитуде волны, способной возбудить детонацию во взрывчатой газовой смеси тесно связан с понятием третьего предела воспламенения, который соответствует адиабатическому тепловому взрыву [3]. Параметры адиабатического взрыва достаточны для зажигания смеси, а не для прямого иницирования детонации. Как показано в [4], в смесях на основе ацетилена, используемых в установках по детонационному напылению, переход горения в детонацию при начальном давлении 1 атм в трубах диаметром 20 мм происходит не далее 30 мм от точки воспламенения. Поэтому можно считать, что для возбуждения детонации в таких смесях достаточно обеспечить в смеси параметры, соответствующие третьему пределу. Для каждой смеси третий предел воспламенения характеризуется зависимостью температуры воспламенения от давления. Существует несколько экспериментальных методик установления этой зависимости. Их можно разделить на два класса: в одних смесь нагревается относительно медленно за счет теплопроводности или при адиабатическом сжатии, в других — быстро за счет сжатия в проходящих или отраженных ударных волнах. Поскольку времена задержек воспламенения для медленных способов имеют величину порядка секунд, а в ударных волнах задержки воспламенения лежат в интервале от 0,1 до 100 мкс, то полагать априори совпадение параметров зажигания (воспламенения) при различных методиках их определения необоснованно. Тем более, что многочисленные эксперименты по зажиганию смеси в ударных волнах давали температуру зажигания неправдоподобно низкую (110—130°C) по сравнению с медленными способами зажигания (510—600°C) [5—7]. Однако, как показано в работе [8], существенное занижение температуры связано с влиянием мембраны.

Этот недостаток отсутствует при исследовании воспламенения смесей в проходящих ударных волнах в условиях, обеспечивающих абсолютное

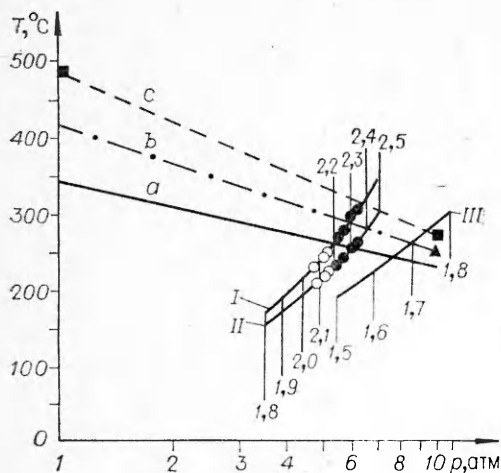


Рис. 2. Зависимость температуры воспламенения от давления.

отсутствие уступов, зазоров и шероховатостей на стенках. Экспериментами на ударных волнах показано [9—11], что для водородно-кислородных смесей температура воспламенения при ударном сжатии совпадает с температурой воспламенения при адиабатическом сжатии. Для метано-кислородных смесей температура воспламенения при ударном сжатии оказалась примерно на  $20^\circ\text{C}$  выше, чем при адиабатическом [12], а для смесей высокомолекулярных углеводородов с кислородом различие в температурах оказалось еще более значительным ( $\sim 100^\circ\text{C}$ ).

Для ацетилено-кислородных смесей данные по воспламенению при адиабатическом сжатии отсутствуют; имеются сведения о параметрах воспламенения, полученные методом впуска смеси в предварительно разогретый сосуд [13]. На рис. 2 приведены зависимости температуры самовоспламенения от давления для эквимолярной ацетилено-кислородной и стехиометрической ацетилено-воздушной (интерполяция) смесей. Температура зажигания возрастает при разбавлении эквимолярной смеси кислородом. Разбавление азотом должно сильнее повышать температуру зажигания, чем разбавление кислородом (одним из реагентов). Отсюда можно заключить, что все зависимости температуры воспламенения от давления для различных составов смесей ( $\text{C}_2\text{H}_2 + a\text{O}_2 + b\text{N}_2$ ,  $1 \leq a \leq 4,7$ ;  $0 \leq b \leq 3,7$ ;  $a + b < 4,7$ ) будут лежать в диапазоне, ограниченном линиями *a* и *c*. На этом же рисунке нанесена предполагаемая зависимость температуры воспламенения от давления для стехиометрической смеси ацетилена с кислородом.

Воспламенение может происходить непосредственно в проходящих ударных волнах (УВ), в отраженных (от крупных препятствий) волнах (ОВ) и в зонах «разгруженных» отраженных (от мелких препятствий) волн (РОВ). В последнем случае при отражении газ сжимается по адиабате Гюгонио, а затем быстро расширяется по адиабате Пуассона до давления окружающей среды, т. е. до давления за падающей УВ. В результате такого сжатия и расширения температура газа повышается при  $M \sim 2,2$  на  $30\text{--}35^\circ$  (за счет разности крутизны указанных адиабат на  $p, v$ -диаграмме).

На рис. 2 нанесены зависимости температуры воспламенения от давления для всех трех случаев. Линия *a* — для смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$  [13], *b*, *c* — интерполяция данных [13] для стехиометрических смесей ацетилена с воздухом и кислородом соответственно, *I*, *II*, *III* — зависимости

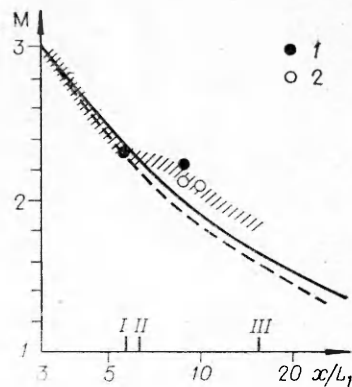


Рис. 3. Зависимости числа Маха от расстояния.

Штриховка — эксперимент [1] при  $L_1=0,161$  м, — — — — приближенный расчет при  $L_1=0,161$  м, — — — — приближенный расчет при  $L_1=0,105$ . *I* (*2*) — экспериментальные точки для  $L_1=0,105$  м при возбуждении (отсутствии) детонации в секции *III*. *I*, *II*, *III* — расчетная длина инертной пробки при критическом инициировании детонации в УВ, РОВ и ОВ соответственно.

температуры  $T$  от давления в РОВ, УВ и ОВ. Вертикальными линиями размечены соответствующие числа Маха падающих УВ. На линии *I*, *II* нанесены экспериментальные точки, пересчитанные по числу Маха падающих УВ при возбуждении (черные точки) или отсутствии (светлые точки) детонации в секции *III*. Параметры за падающими и отраженными УВ рассчитывались обычным способом при  $\gamma = \text{const}$ .

По измеренным значениям скорости УВ между датчиками в секции *II* по методике, описанной в следующем параграфе, определялась скорость в конце секции *II* (в наших опытах она всего на 1% ниже), затем вычислялись параметры УВ в воздухе и решалась задача о распаде разрыва на границе воздух — взрывчатая смесь, в результате чего получали параметры УВ во взрывчатой смеси.  $p$ ,  $u$ -диаграммы для воздуха ( $\gamma = 1,4$ ) и  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  ( $\gamma = 1,326$  [14]) при  $M < 2,5$  практически совпадают, т. е. давление при переходе ударной волны из воздуха во взрывчатую смесь не меняется, однако число  $M$  возрастает приблизительно на 0,025, а температура падает на  $36^\circ$  ( $M \approx 2,2$ ). Затем, описанным выше способом определялись параметры за отраженной и «разгруженной» отраженной волнами. Результаты расчетов наносились одновременно на кривые *I* и *II*.

Датчики в секции *II* регистрировали пульсации давления (до 10%), происхождение которых связано, по-видимому, с размытостью границы взрывчатый — инертный газы (стык секций *I* и *II*). Вследствие этого в отдельных точках реальная температура могла быть выше рассчитанной на  $25^\circ\text{C}$ . Этим можно объяснить воспламенение смеси в РОВ при числе Маха падающей УВ, равном 2,2 (без учета пульсаций), хотя вычисленные температура и давление для этого случая ниже соответствующих параметров воспламенения.

Сравнение полученных экспериментальных данных с предполагаемой границей возбуждения детонации показывает, что в наших опытах при отсутствии в секции *III* проточки возбуждение детонации происходило только при воспламенении смеси в РОВ. Роль препятствия для волн играл зазор между секциями шириной 0,3 мм.

В опытах с проточкой (шириной 1,5 мм) в секции *III* детонация возбуждалась всегда. Таким образом, преграда размером 0,3 мм оказалась «мелкой», а размером 1,5 мм — «крупной». В работах [15—18] теоретически и экспериментально показано, что для прямого инициирования детонации необходим детонационный «очаг» размером  $5-10a$  (где  $a$  — поперечный размер ячейки многофронтной самоподдерживающейся детонации, для смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  при атмосферном давлении приблизительно равный 0,2—0,3 мм). При возникновении детонации в зоне размером, меньшем  $a$ , она может затухнуть. Таким образом, можно предполагать, что при размерах препятствий больше  $5a$  возникновение детонации может происходить непосредственно в отраженных волнах, при размерах препятствий  $1-5a$  — в «разгруженных» отраженных волнах, меньше  $a$  — в проходящих ударных волнах. Размер ячейки может быть рассчитан, например, по модели [19, 20], либо определен экспериментально.

**Критическая длина инертной пробки.** На основе изложенных выше экспериментальных и расчетных данных можно сделать вывод, что критические числа Маха УВ в воздухе (конец секции *II*) для всех смесей — от эквимолярной смеси ацетилена с кислородом до стехиометрической смеси ацетилена с воздухом — равны 2,3—2,4, 2,2—2,3 и 1,6—1,7 для возбуждения детонации в проходящих, отраженных «разгруженных» и непосредственно в отраженных волнах соответственно.

В [1] теоретически и экспериментально изучен вопрос затухания возбужденных детонацией ударных волн в трубах с учетом трения и теплоотвода. Показано, что зависимость числа Маха от расстояния приближенно может быть описана формулой

$$M = \Theta + \sqrt{\Theta^2 + 1},$$

где

$$\Theta = 0,5 \left( M_* - \frac{1}{M_*} \right) \left( \frac{x}{L_1} \right)^{0,5} \exp \left( -\kappa \frac{x}{d} \right);$$

$$M_* = \frac{D_{ч.-ж.}}{2c_{02}} \cdot \frac{\rho_{02}}{\rho_{01}} \left( \gamma_e + 1 - \frac{1}{\gamma_e} \right) \left( \sqrt{\frac{4,17 (\tilde{\gamma}_{02} + 1) \rho_{01}}{(\gamma_e + 1 - 1/\gamma_e) (\gamma_e + 1) \rho_{02}} + 1} - 1 \right);$$

$$\kappa = 0,16\lambda; \lambda = \left( 1,74 - 2 \lg \frac{2\varepsilon}{d} \right)^{-2}.$$

В связи с неизбежными пульсациями скорости УВ (~5%), вызванными размытостью границы взрывчатый газ — воздух, а также в связи с наличием «полочки» на профиле скорости УВ (рис. 3) при  $x/L_1 = 5 \div 7$ ,  $M = 2,2 \div 2,3$  определение критического состояния с точностью лучше 20% практически невозможно, примерно такой же точностью обладают приближенные формулы. Полученные в данной работе экспериментальные данные (см. рис. 3) и приближенный расчет находятся в таком же соответствии. Вертикальные черточки на рис. 3, помеченные I, II, III, соответствуют расчетным критическим длинам инертной пробки для инициирования детонации проходящими, отраженными «разгруженными» и отраженными волнами соответственно. Приведенные данные подтверждают правомерность применения предложенной модели для оценки критической длины инертной пробки, по крайней мере, для случая возбуждения детонации за «разгруженными» отраженными волнами.

Таким образом, оценка критической длины инертной пробки сводится к сравнению размеров имеющихся препятствий с размером ячейки, выяснению типа волн, за которыми будет происходить «критическое» возбуждение детонации, расчету соответствующих критических чисел Маха во взрывчатой смеси и инертной пробке и оценке длины инертной пробки, при которой это число Маха будет достигнуто. Погрешность расчета длины для «разгруженных» отраженных волн составляет примерно 30%.

Поступила в редакцию 24/III 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. П. Гавриленко, В. В. Григорьев и др. ФГВ, 1982, 18, 1.
2. Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1982, 18, 3.
3. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
4. Т. П. Гавриленко. ФГВ, 1980, 16, 5.
5. W. C. F. Shepherd. III-th Symp. on Combustion, Flame and Explosions Phenomena. Baltimore, USA, 1949.
6. D. I. Berets, E. F. Green, G. B. Kistiakowsky. Amer. Chem. Soc. 1950, 72, 1086.
7. A. J. Mooradian, W. E. Gordon. J. Chem. Phys., 1951, 19, 1166.
8. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТПГВ, 1965, 1, 2.
9. А. Гейдон, П. Герл. Ударная труба в химической физике высоких температур. М.: Мир, 1966.
10. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонации в газах. М.: Физматгиз, 1963.
11. А. С. Соколик. Воспламенение, пламя и взрыв в газах. М.: Наука, 1962.
12. M. Suzuki, H. Miyama, H. Fujimoto. Bull. Chem. Soc. Japan, 1958, 31, 2, 232.
13. С. А. Янговский. Самовоспламенение газов и паров. М.: ОНТИ ГИАП, 1966.
14. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
15. А. А. Васильев. ФГВ, 1978, 14, 3.
16. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
17. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3.
18. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 4.
19. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1976, 12, 3.
20. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1977, 13, 3.