

Н. В. Банников, А. А. Васильев

## МНОГООЧАГОВОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГАЗОВОЙ СМЕСИ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

Экспериментально установлено, что эффективность возбуждения перехода горения в детонацию во взрывчатых газовых смесях возрастает при многоочаговом воспламенении газовой смеси.

Влияние временной и пространственной составляющих закона энерговыделения любого реального источника при инициировании детонации проявляется в существовании критических величин  $i_*$  и  $r_*$ , таких, что при временах энерговыделения  $i^0 > i_*$  или размерах области энерговыделения  $r^0 > r_*$  необходимая для прямого инициирования детонации энергия  $E$  превышает критическую энергию инициирования  $E_*$ , характерную для идеального источника — мгновенное ( $t^0 = 0$ ) выделение в точке ( $r^0 = 0$ ) конечной энергии  $E_*$ .

Исследования [1] по инициированию сферической детонации электроразрядом показали, что при  $i^0 < i_*$  и неизменной геометрии электродов  $E = E_* = \text{const}$ . Влияние пространственной компоненты не адекватно временной: при  $0 < r^0 < r_*$  за счет нераспределения энергии в пространстве величина  $E_*$  меняется по  $U$ -образному закону и при некоторой оптимальной конфигурации области энерговыделения достигает минимальной величины  $E_{*\text{min}} \ll E_*$  [2]. Такое поведение заставляет пересмотреть классические представления о взрывобезопасности горючих смесей и продолжить исследования по влиянию пространственной компоненты энерговыделения на возбуждение детонации не только при сильном инициировании, но и при относительно слабом, за счет перехода горения в детонацию (ПГД).

В данной работе выполнены экспериментальные исследования по пространственному возбуждению горения взрывчатой газовой смеси и его последующему переходу к детонации. Взрывная камера имела цилиндрическую форму (диаметр и высота  $\sim 200$  мм) с прозрачными окнами вдоль боковой поверхности. В первой серии экспериментов смесь возбуждалась слабым электроразрядом через электрод (диаметр 1 мм) в торце взрывной камеры на ее оси. Слабость разряда проявлялась в том, что в рабочем диапазоне давлений наблюдался лишь процесс горения смеси без ПГД, а детонация возбуждалась лишь при давлениях, примерно втрое превышающих рабочее, т. е. энергия разряда была примерно на порядок ниже  $E_*$ . При подобном способе инициирования исключается начальная стадия ускорения пламени от ламинарного в покоящейся среде до турбулентного в потоке за ударной волной (УВ). Такая УВ образуется при объединении волн сжатия, возникающих при расширении продуктов горения исходной смеси.

Электроразряд с самого начала создавал волну сжатия, скорость которой незначительно превышала скорость звука и была заметно меньше той величины, при которой наблюдается ПГД классического типа: возникновение в области между УВ и фронтом пламени мощного очага химической реакции взрывного типа, воздействие которого и обеспечивает переход горения в детонацию. Отказ от теплового воспламенителя (без УВ) связан с неконтролируемым разбросом момента воспламенения смеси относительно момента подачи теплового импульса, и его замена на слабый электроразряд диктовалась необходимостью синхронизации с регистрирующей аппаратурой. Фотосъемка процесса осуществлялась камерой СФР, оптически сопряженной с теневой установкой ИАБ-458.

Электроразряд обеспечивал лишь точечное воспламенение. В многоочаговой схеме необходимо увеличить количество электродов и добиться их синхронного срабатывания. Дополнительные технологические трудности возникают при изменении конфигурации пространственного располо-

жения электродов. В данной работе с целью устранения многих трудностей многоэлектродного возбуждения основная часть экспериментов проводилась по следующей схеме: электрод слабого разряда располагался в вершине конической полости, расширяющейся в сторону взрывной камеры (угол конуса  $10^\circ$ , диаметр выходного отверстия 40 мм). В плоскости выходного отверстия конуса устанавливались диски (толщиной 3 мм) с отверстиями различной формы и пространственного расположения друг относительно друга. Пламя, проходя через такие отверстия, обеспечивало пространственное распределение очагов воспламенения во взрывной камере и синхронность их «срабатывания». Подобные диски использовались при исследовании прямого инициирования сферической детонации с помощью низкоскоростных струй горячего газа [3, 4], при пространственном инициировании детонации [2, 5], при исследованиях ускорения пламени в трубах с препятствиями и т. д.

Эксперименты выполнены на смесях  $C_2H_2 + 2,5O_2$  и  $2H_2 + O_2$ . Использовались газы технической чистоты. Давление смеси во взрывной камере контролировалось либо образцовым вакууметром с ценой деления 0,004 атм, либо U-образным масляным манометром. Рабочий диапазон простирается от пониженного давления, при котором фиксируется лишь горение смеси на всей длине взрывной камеры, вплоть до давления, когда детонация возникает практически сразу за диском.

Проверка слабости электроразряда при инициировании в вершине конуса (аналогичная описанной выше процедуре при воспламенении непосредственно во взрывной камере) показала, что и в этом случае в рабочем диапазоне  $p_0$  наблюдаются лишь режимы турбулентного горения, а детонация возникает при существенно более высоких давлениях. Следует отметить одну особенность, касающуюся предельного давления возникновения детонации  $p^*$  — при использовании конуса детонация формируется при меньшем давлении. Причина этого кроется в дополнительной турбулизации смеси при выходе волн сжатия из конической части во взрывную камеру, что соответствует интенсификации процесса сжигания смеси и ускоряет переход горения в детонацию. Эксперименты на смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  показали, что

$$p^* \approx \delta p_{**}, \quad (1)$$

где  $p_{**}$  — давление, при котором возбуждается квазисферическая детонация после выхода многофронтной детонационной волны из трубки постоянного сечения, диаметр которой равен выходному диаметру конуса (в данном случае 40 мм). Переход детонации из трубки в объем характеризуется соотношением

$$d_{**}/a \approx 8 \pm 2. \quad (2)$$

Здесь  $d_{**}$  — диаметр трубки постоянного сечения, в которой при критическом давлении  $p_{**}$  наблюдается переход в объем без затухания волны;  $a$  — характерный размер ячейки детонационной волны при этом давлении. Поскольку  $a \sim 1/p$ , то возбуждение детонации при выходе пламени увеличивает соотношение (2) в соответствии с (1):

$$d^*/a \approx 64 \pm 16. \quad (3)$$

В области  $p_{**} < p < p^*$  во взрывной камере фиксируются режимы турбулентного горения без ПГД (во всяком случае на длине взрывной камеры). С точки зрения пространственной формы данный случай можно отнести к квазиплоскому однородному инициатору конечного размера  $d$ .

Пространственное перераспределение очагов воспламенения исследовалось на простейших схемах:

а) многоочаговая (воспламенители радиуса  $r$ , равномерно расположенные по площади выходного отверстия конуса диаметром  $d$ , количество воспламенителей  $n$ ,  $4nr^2 < d^2$ );



Рис. 1.

б) шестиочаговая (воспламенители радиуса  $r$ , расположенные равномерно на окружности радиуса  $R < d/2$ ). При увеличении  $n$  такой дискретный воспламенитель трансформируется в кольцевой;

в) линейная (моделировался одиночный прямолинейный воспламенитель либо несколько, расположенный параллельно или под углом друг другу источников).

На рис. 1 приведена типичная шлирен-развертка перехода горения в детонацию при слабом инициировании, на рис. 2 — зависимость координаты ПГД  $x$ , отсчитываемая от плоскости выходного диска, от начального давления смеси  $p_0$ : I — область прямого инициирования детонации, II — область ПГД, III — режимы горения,  $l$  — характерный размер воспламенителя: диаметр для круглого или ширина для линейного воспламенителя.

Многоочаговая схема моделировалась 19-ю отверстиями диаметром 5 мм (одно центральное, 6 отверстий на окружности с  $R_1 = 10$  мм и 12 — на окружности  $R_2 = 17,5$  мм), равномерно расположенных на площади выходного сечения конуса. Результаты экспериментов с  $n = 19$  соответствуют символу 1 на рис. 2.

Хотя суммарная площадь пламени уменьшается диском примерно в 3 раза, детонационная волна при  $p^*$  не срывается и, более того, формируется сразу же за диском (давлению  $p^*$  на рис. 2 соответствует вертикальная штриховая линия). При этом скорость волн сжатия, выходящих в объем, составляет  $\sim 1,5c_0$ , где  $c_0$  — скорость звука в исходной смеси. Очевидно, что при столь низких амплитудах волн сжатия процессы ударно-волнового самовоспламенения не играют существенной роли.

Основной причиной интенсификации процесса является турбулизация исходной смеси и непосредственное воздействие на нее продуктов горения. Следует указать на три аспекта, связанных с генерацией турбулентности: 1) возникновение крупномасштабной турбулентности, обусловленной движением газа сквозь отверстия в диске; 2) воздействие еще на стадии распространения пламени в конусе отраженных от диска волн сжатия на фронт горения дополнительно к автотурбулизации пламени, что приводит к возникновению мелкомасштабной турбулентности; 3) пространственное взаимодействие волн сжатия друг с другом и с фронтом пламени уже непосредственно во взрывной камере. Вклад и влияние каждого из источников турбулентности на ее развитие зависят от начального давления смеси.

В многофронтной схеме при понижении  $p_0$  от  $p^*$  срыв процесса детонации происходит не столь резко (по диапазону  $p_0$ ), как это наблюдается в экспериментах без выходного диска: детонационная волна формируется за счет ПГД, причем по мере удаления от  $p^*$  координата ПГД возрастает (см. рис. 2, 1). Эффективность пространственного распределения воспламенителей подтверждается и тем, что оно

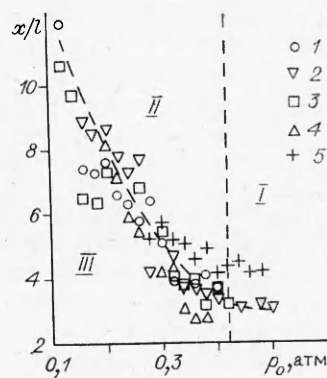


Рис. 2.

обеспечивает ПГД даже при снижении начального давления до  $p_{19}^* \simeq 0,3p^*$ . В этом случае определяющим становится третий аспект развития турбулентности.

При ПГД нет ярко выраженной структуры с характерным пространственным размером в отличие от многофронтной детонации, где характерным размером структуры детонационного фронта служит размер ячейки  $a$ . Выбирая  $a$  в качестве характерного масштаба и для ПГД, следует отметить, что значение  $a$ , соответствующее граничному давлению  $p_{19}^*$ , когда еще фиксируется ПГД, оказывается в  $\sim 2$  раза меньше диаметра отдельного отверстия, т. е.  $a \simeq r$ .

Шестиочаговая схема моделировалась отверстиями диаметром 5 мм равномерно расположенных по окружности с  $R = 17,5$  мм. Суммарная площадь пламени уменьшается диском уже примерно на порядок, однако влияние турбулентности, вносимой диском, столь велико, что компенсирует потери, связанные с уменьшением площади фронта пламени. Вследствие этого координаты ПГД при  $p = p^*$  для  $n = 6$  и 19 примерно равны. При уменьшении  $p_0$ , так же как и в случае  $n = 19$ , в довольно широкой области давлений фиксируется ПГД, вплоть до  $p_6^* = 0,25p^*$ , даже несколько меньшего, чем при  $n = 19$ , хотя с точки зрения количества воспламенителей разница между этими случаями велика. Причиной этому может служить более выраженная при  $n = 6$  крупномасштабная турбулентность, связанная с диаметром окружности, на которой расположены отверстия. При  $n = 19$  турбулентность этого масштаба подавляется более мелкомасштабной, обусловленной значениями  $R_2$  и диаметром одиночного отверстия. При  $n = 6$  и особенно при кольцевом воспламенителе время диссипации крупномасштабной (связанной с  $R$ ) турбулентности будет больше, поэтому ее воздействие на ПГД удлиняется. Данные для  $n = 6$  приводятся на рис. 2, 3.

Линейные воспламенители моделировались с помощью щелевых дисков. Щель  $4 \times 30$  мм уменьшала площадь пламени примерно на порядок, как и в шестиочаговой схеме, однако крупномасштабная турбулентность в этом случае отсутствует. В результате область ПГД при снижении давления от  $p^*$  простирается лишь до  $p_{л1}^* \simeq 0,6p^*$  (см. рис. 2, 5). Два параллельных воспламенителя  $4 \times 30$  мм со сдвигом  $2h$  ( $h$  — ширина щели) привела к расширению области ПГД ( $p_{л2}^* \simeq 0,4p^*$ , рис. 2, 4). Наконец, три линейных воспламенителя, собранные по схеме правильного треугольника (вписанного в выходное отверстие конуса) обеспечили ПГД вплоть до  $p_{л3}^* \simeq 0,3p^*$ , что примерно эквивалентно многоочаговой схеме с  $n = 19$  (см. рис. 2, 2).

Основной вывод исследований заключается в том, что пространственное распределение воспламенителей существенно интенсифицирует переход горения в детонацию.

Фоторазвертки позволяют оценить скорость волн сжатия и видимую скорость пламени (вдоль оси взрывной камеры). Вычитая из видимой скорости пламени массовую скорость газа за УВ, находим скорость горения относительно частиц. Полученная величина заметно превышает скорость ламинарного горения при этих условиях, что характерно для горения в сильно турбулизованных потоках.

Смесь  $2H_2 + O_2$  по химической активности значительно уступает  $C_2H_2 + 2,5O_2$ , поэтому выполнить полностью объем исследований в лабораторных условиях не удалось в силу необходимости использования повышенных давлений взрывчатой смеси (взрывная камера позволяла безопасно работать в области  $p_0 \leq 2,50$  атм). Тем не менее проведенные эксперименты подтвердили основной вывод об интенсификации перехода горения в детонацию за счет пространственного воспламенения смеси.

Так, при  $p_0 = 2,5$  атм слабым источником возбудить детонацию еще не удалось, однако использование многоочаговой схемы, описанной выше, привело к возникновению переходов горения в детонацию при

уменьшении  $p_0$  от 2,5 атм вплоть до  $p_{10}^* \simeq 0,8$  атм. Аналогичная картина, т. е. ПГД в области от  $p_0 = 2,5$  атм до некоторого  $p^*$ , наблюдается и для других схем, описанных выше.

Наряду с описанными экспериментами значительный интерес представляет начальная стадия воспламенения многоочагового ламинарного пламени и его последующее ускорение. Оптимизация условий перехода горения в детонацию требует дальнейших исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lee J. H. Initiation of gaseous detonation // Ann. Rev. Phys. Chem.— 1977.— 28.— P. 75—104.
2. Васильев А. А. Пространственное возбуждение многофронтной детонации // ФГВ.— 1989.— 25, № 1.— С. 113—119.
3. Knystautas R. et al. Direct initiation of spherical detonation by a hot turbulent gas jet // 17th Symp. (Int.) on Combust.— 1978.— P. 1235—1245.
4. Moem I. O. et al. Transition to detonation in a flame jet // Combust. Flame.— 1989.— 75.— P. 297—308.
5. Liu Y. K., Lee J. H., Knystautas R. K. Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice // Ibid.— 1984.— 56.— P. 215—255.
6. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчий М. Е. Детонационные волны в газах // ФГВ.— 1987.— 23, № 5.— С. 109—131.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 25/VII 1991,  
после доработки — 30/IX 1991

УДК 534.222.2

В. А. Пырьев, В. С. Соловьев

### ДЕТОНАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

В результате анализа имеющихся экспериментальных и теоретических результатов исследований детонации вторичных ВВ построена диаграмма детонационных характеристик гексогена в координатах скорость детонации, диаметр, плотность цилиндрического заряда. Диаграмма с единых позиций представляет детонацию зарядов различной структуры (монокристалл, аэровзвесь, прессованный или насыпной заряды) в предельном, критическом и неидеальном режимах. Она позволяет по-новому трактовать зависимость скорости детонации от плотности зарядов разного диаметра, а также определять параметры заряда, детонирующего с требуемой скоростью.

Исследование детонационных явлений проводится не одно десятилетие. За это время подробно изучены основные параметры, характеризующие этот процесс. В числе других получены для многих взрывчатых веществ (ВВ) экспериментальные зависимости скорости детонации от диаметра цилиндрического заряда  $D(d)$  при различных плотностях, скорости детонации от плотности заряда  $D(\rho)$  при различных диаметрах зарядов и критического диаметра от плотности заряда  $d_{кр}(\rho)$ . Максимальную (идеальную) скорость детонации  $D_\infty$  получали по экспериментальной зависимости скорости детонации от обратного диаметра  $D\left(\frac{1}{d}\right)$  при  $\frac{1}{d} \rightarrow 0$ . Кроме того, теоретические численные расчеты по термодинамическим моделям позволяют определить зависимость идеальной скорости детонации от плотности заряда  $D_\infty(\rho)$ .

Отметим, что указанные зависимости носят разобщенный характер потому, что, как правило, они рассматривались отдельно друг от друга, а их значения получены в узком диапазоне изменения диаметров и плотности.

В данной работе на примере ВВ типа гексогена предпринята попытка обобщить эти результаты во всем диапазоне возможных физико-механических структур заряда, на одной плоскости свести зависимости  $D(d)$  и  $D(\rho)$ . При анализе использовались данные работ [1—7] и результаты