

Рис. 2.

ной стационарной детонации в системе с крупными каплями топлива. Принципиальный момент данных экспериментов состоит в том, что в режиме установившейся низкоскоростной детонации горячая смесь не самовоспламеняется в следе разрушаемой капли, а поджигается продуктами сгорания от предыдущей капли. Следовательно, нет необходимости в поиске особых условий типа «горячих точек», облегчающих самовоспламенение в проходящих УВ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Dabora E. K. Fundamental mechanisms of liquid spray detonations // Fuel-Air Explosions.— Montreal: Univ. Waterloo Press, 1982.— P. 245—264.
2. Sichel M. The detonation of sprays: recent results // Ibid.— P. 265—301.
3. Runger A. A., Nicholls I. A. Aerodynamics shattering of liquid drops // AIAA J.— 1969.— 7, N 2.
4. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики // ИФЖ.— 1974.— 27, № 1.
5. Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В. О динамике дробления капель в ударных волнах // ПМТФ.— 1987.— № 2.
6. Borisov A. A. et al. Selfignition of atomized liquid fuel in gaseous medium // Progr. Astron. Aeron.— 1983.— 88.— P. 436.
7. Boiko V. M., Lotov V. V., Papyrin A. N. Ignition of liquid fuel drops in shock waves // Ibid.— 1991.— 132.— P. 205—219.
8. Kauffman C. W., Nicholls J. A. Shock-wave ignition of liquid fuel drops // AIAA J.— 1971.— 9, N 5.— P. 880—885.
9. Митрофанов В. В. Детонационные волны в гетерогенных средах.— Новосибирск: НГУ, 1988.— 88 с.

г. Новосибирск

УДК 536.46 : 533.6 + 534.222.2

В. А. Субботин

### СМЕШЕНИЕ СВЕЖЕЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ С ПРОДУКТАМИ РЕАКЦИИ КАК МЕХАНИЗМ РАЗВИТИЯ ВЗРЫВА

На качественном уровне рассмотрен механизм зарождения взрывных процессов в смеси фрагментов несгоревшего газа с продуктами реакции. Для экспериментального подтверждения предложенного механизма приведена шпиренкинограмма возникновения детонации в этой смеси. Отмечено, что эксперимент не согласуется с градиентным механизмом возникновения детонации.

© В. А. Субботин, 1993.

По классическим представлениям [1, 2], возникновение и стационарное распространение детонационных волн (ДВ) в газах объясняется ударным нагревом и самовоспламенением смеси, происходящим по истечении периода химической индукции  $\tau_c$ . Согласно этому механизму, возбуждение детонационных процессов возможно с помощью сильных ударных волн (УВ), для генерации которых требуется подвод энергии от внешнего источника (заряда ВВ, мощного электроразряда или быстролетящего тела). В случае слабого инициирования возможен переход горения в детонацию (ПГД).

**Механизм ускоряющегося пламени.** Ускоряющееся пламя генерирует в несгоревшем газе перед фронтом пламени УВ возрастающей интенсивности, которая и поджигает смесь. Ускорение пламени связывается с ростом его поверхности [1], обусловленным неравномерным распределением скорости по сечению трубы, и с турбулизацией пламени [2]. Положительная обратная связь между газодинамикой и кинетикой в обоих случаях происходит за счет роста поверхности пламени. В работе [3] высказано предположение о бесконечном росте скорости ламинарного пламени с приближением температуры несгоревшего газа к некоторой критической величине. В данном случае обратная связь осуществляется за счет разного возрастания скорости пламени.

**Градиентный механизм** впервые предложен в [4] и состоит в том, что ДВ зарождаются на неоднородностях в пространственном распределении периода индукции химической реакции. В данном случае смесь сгорает в волне адиабатического самовоспламенения [5], скоростью которой может иметь любое значение (от 0 до  $\infty$ ). Конец периода индукции  $\tau_c$  здесь соответствует моменту достижения максимума скорости химической реакции. В данной модели обратная связь обусловлена тем, что при нагреве газа сжатием  $\tau_c$  сокращается. В [6] аналогичное явление названо СВАЗЕР-механизмом и предполагается, что условия для его реализации создаются внутри крупного вихря несгоревшего газа после его перемешивания с горячими продуктами реакции, истекающими в объем из форкамеры.

В данной работе предлагается иной механизм зарождения взрывных и детонационных режимов сгорания газовых смесей и приводятся согласующиеся с ним экспериментальные результаты.

**Механизм инициирования взрыва смешением (ИВС).** Зарождение ДВ по механизму турбулентного смешения рассмотрено в [6, 7]. В [6] считается, что самовоспламенение происходит в результате нагрева непрореагировавшего компонента, в [7] — благодаря промотирующему действию содержащихся в продуктах реакции свободных радикалов.

Во всех упомянутых выше работах не учтена важнейшая особенность системы продукты реакции — исходная смесь, заключающаяся в том, что элементы системы имеют разную плотность. Учет этого обстоятельства позволяет объяснить резкое увеличение скорости тепловыделения вплоть до ПГД, наблюдавшееся после прохождения через сужение комплекса УВ — фронт горения [8], развитием неустойчивости Рэля — Тейлора границы раздела. В системе, состоящей из фрагментов разноплотных газов, поверхность контакта газов больше и скорость перемешивания выше по сравнению со случаем, когда существует одна плоская граница раздела. В [9] математическая модель такой системы названа двухжидкостной, однако этот термин используется в физике плазмы и во избежание путаницы в дальнейшем систему, состоящую из фрагментов двух разноплотных газов, будем называть смесью фрагментов.

Характерное время существования смеси фрагментов  $t' = 0,5 d_c/v_f$ , где  $d_c$  — характерный размер холодных фрагментов;  $v_f$  — скорость ла-

минерного пламени. Считая газ несжимаемым, из равенства давлений на границе раздела  $\rho_c v_c^2 = \rho_h v_h^2$  можно оценить характерное время «распыла» холодного фрагмента

$$t^* = d_c/v_c = (d_c/u) (1 + \sigma^{0.5}),$$

$u = |v_c| + |v_h|$  — скорость натекающего потока горячего газа относительно холодного фрагмента;  $\sigma = \rho_c/\rho_h$  — отношение плотностей холодного и горячего газов.

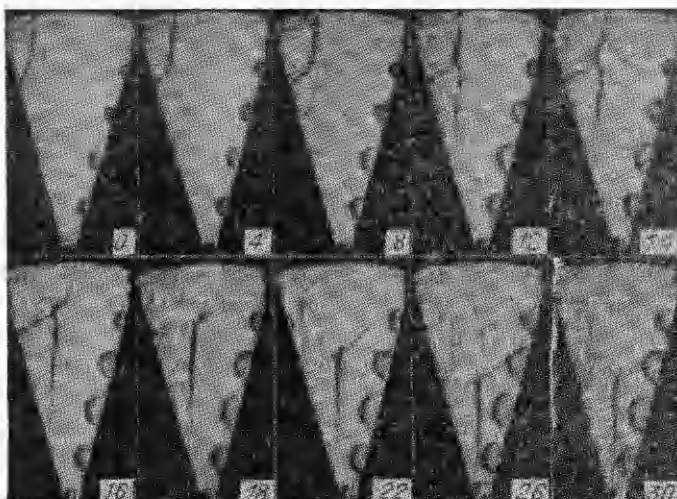
Для идеальных политропических газов температура смеси  $T_m = T_c(1 + mn)/(1 + mnk^{-1})$ , где  $m$ ,  $n$ ,  $k$  — отношение объемов, теплоемкостей (мольных) и температур горячего и холодного газов соответственно. Поскольку внутренняя энергия газа (на единицу объема) не зависит от температуры, то даже при  $k \rightarrow \infty$  и  $m = n = 1$   $T_m \leq 2T_c$ . В работе [7] утверждается, что после смешения истекающей из форкамеры струи продуктов реакции с холодным газом температура смеси будет мала для самовоспламенения непрореагировавшего компонента. Однако при оценке температуры смеси следует учесть, что равновесная теплоемкость продуктов реакции в несколько раз больше теплоемкости свежей смеси, т. е.  $n > 1$ .

Для оценки  $n$  возьмем расчетные значения равновесных теплоемкостей в точке Жуге. По данным работы [10] найдем равновесную мольную теплоемкость продуктов реакции  $c_{pe} = (26-28)R$  и  $n \approx 7$ .

Скорость горячего газа вдоль поверхности контакта больше скорости холодного, поэтому возьмем  $m = \sigma^{0.5} \approx 2,5$  и получим  $T_m \approx 18T_c/(1 + 17k^{-1})$ . Это означает, что температура непрореагировавшего компонента после его смешения (на молекулярном уровне) с продуктами реакции будет близка к температуре горячего газа. В этом случае  $\tau_c$  станет меньше  $t^*$  и скорость реакции  $v_r$  будет лимитироваться смешением, т. е.  $v_r \approx u$ . В данном механизме положительная обратная связь между газодинамикой и кинетикой осуществляется смешением разнотных газов. Этому способствуют разного рода неустойчивости системы, состоящей из газов разной плотности. Рост  $u$  и связанное с ним зарождение взрывных процессов могут быть вызваны внешними воздействиями на смесь фрагментов или внутренними течениями газа, источник которых — сгорание холодных фрагментов по механизму распространения пламени с их поверхности. При быстром охлаждении также возможно образование неравновесной по химическому составу смеси, экзотермические реакции рекомбинации в которой, аналогично перемешиванию, будут способствовать зарождению взрывных режимов. Скорость  $u$  в смеси фрагментов сравнима со скоростью звука в продуктах реакции и составляет  $\sim 1000$  м/с; при  $d_c \approx 1$  мм время смешения, которое можно рассматривать как период физической индукции, будет менее 10 мкс.

Таким образом, оценки показывают, что механизм инициирования взрыва смешением способен обеспечить зарождение и стационарное распространение ДВ в смеси фрагментов. Численные расчеты [9] также указывают на возможность ПГД путем усиления волн сжатия. Однако в [9] рассматривалась не реальная, а некоторая модельная система, поэтому подтверждением возможности возникновения взрывных режимов сгорания по рассматриваемому механизму следует считать эксперимент.

**Эксперимент.** Смесь фрагментов получали, используя обнаруженное в [11] явление: продукты детонации, истекающие из зазора после прохождения внутри него ДВ, инициируют в соединенном с зазором объеме не детонацию, а горение. Фронт горения распространяется со сверхзвуковой (относительно исходной смеси) скоростью, и от него в глубь области сгоревшего газа простираются «хвосты» несгоревшего газа. Так возникает смесь фрагментов, имеющая характерную полосатую струк-



туру и представляющая собой чередующиеся полосы сгоревшего и несгоревшего газов.

В эксперименте использовались кислородные смеси, регистрация осуществлялась шпирен-киносъемкой. Взрывная камера с зазором, расположенным у одной из стенок, представляла собой круговой сектор радиусом 95 мм, углом раствора  $30^\circ$  и глубиной 10,4 мм. Камера изготовлена из двух стеклянных пластин ПИ-120 и диска из оргстекла с наклеенным на него листом резины толщиной 0,8 мм. Контуры отверстия в резине и оргстекле вдоль одного из радиусов не совпадали, и между оргстеклом и одним из стекол оставался зазор размером  $0,8 \times 8 \times 92$  мм. Смесь поджигали в вакуумном шланге вне камеры. По трубке с внутренним диаметром 2 мм процесс переходил в зазор и по нему распространялся к вершине сектора.

Эксперименты показали, что горение или детонация в зазоре наблюдаются не только при поджигании смеси непосредственно в зазоре: горение из объема легко проникает в зазор и там распространяется с более высокой (часто детонационной) скоростью. Истекающие из зазора продукты реакции поджигают смесь в камере, в несколько раз сокращая время ее полного сгорания, и часто являются причиной возникновения детонации.

На рисунке приведена часть шпирен-кинограммы процесса зарождения детонации в смеси фрагментов. Газовая смесь  $C_2H_2 + 2,5O_2$ , начальное давление  $0,25 \cdot 10^5$  Па. За начало отсчета времени принят первый кадр, время указано в микросекундах. На всех кадрах у правой стенки камеры видны расширяющиеся со скоростью  $\sim 100$  м/с полусферические области сгоревшего газа. На исследуемый процесс они не влияют и служат своеобразными пространственными и временными метками. Центры полусфер совпадают с искровыми промежутками, расстояние между которыми 18 мм. Промежутки соединяли последовательно и подключали к маломощному генератору.

Смесь фрагментов находится между левой стенкой камеры и идущим от нее косым фронтом горения. Скорость этого фронта  $\sim 500$  м/с, скорость УВ перед ним  $\sim 700$  м/с. Темная узкая зона, окаймляющая справа треугольную область, — слой сжатого за УВ газа. В момент времени  $\Delta t = 4$  мкс возникает излом УВ, образовавшийся вследствие перехода горения в детонацию внутри зазора. Ее скорость, измеренная по перемещению вершины треугольной области,  $\sim 2250$  м/с. До перехода эта скорость была примерно вдвое меньше.

Взрыв в смеси фрагментов произошел при  $\Delta t = 16$  мкс, что фиксируется по исчезновению темной зоны (слоя ударно-сжатого газа) вблизи верхней стенки камеры и появлению дугообразной выпуклости, соот-

ветствующей фронту ДВ, распространяющемуся со скоростью 2300 м/с по исходному газу. Фронт ДВ в смеси фрагментов виден слабо, но после его прохождения ( $\Delta t = 18$  мкс) исчезает (сгорает) крупный фрагмент несгоревшего газа (темная полоса, идущая от излома УВ к стенке камеры). Фронт ДВ в исходном газе при  $\Delta t = 26$  мкс достигает правой стенки камеры и отражается от нее.

Следует отметить, что возникновению взрыва в данном эксперименте способствовала находившаяся вблизи места зарождения взрыва полоска медной фольги толщиной 0,05 и шириной  $\sim 9$  мм, отклеившаяся от стенки камеры. Без этой полоски детонация обычно возникала за отраженными от вершины сектора УВ. В этом случае детонация по смеси фрагментов распространялась в направлении, противоположном приведенному на рисунке. Наблюдались также взрывные волны, распространявшиеся несколько раз по одному и тому же месту как в одном, так и в разных направлениях. С позиций механизма инициирования взрыва смещением это явление легко объяснимо: в волне холодные фрагменты могут сгореть не полностью, а лишь частично. Согласно градиентному механизму, волны встречного направления существовать не должны.

Таким образом, эксперименты по возбуждению детонации в смеси фрагментов находятся в качественном согласии с описанным выше механизмом инициирования взрыва смещением и трудно объяснимы с позиций известных механизмов зарождения детонационных волн в газах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Избранные труды. Химическая физика и гидродинамика/Под ред. Ю. Б. Харитона.— М.: Наука, 1984.— С. 374.
2. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.— С. 255.
3. Brinkley S. R., Lewis Jr., Lewis B. On the transition from deflagration to detonation // VII Symp. on Combust.— L., 1959.— P. 807—811.
4. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. и др. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // ПИМТФ.— 1976.— № 2.— С. 76—84.
5. Махвиладзе Г. М., Рогатых Д. П. Начальные неоднородности температуры и концентрации — причина взрывного протекания химической реакции в горючем газе // Хим. физика.— 1989.— 8, № 2.— С. 272—285.
6. Knystautas R., Lee J. H., Moen I. O. et al. Direct initiation of spherical detonation by a hot turbulent gas jet // Proc. 17th Symp. (Int.) on Combust.— Pittsburgh, 1979.— P. 1235—1245.
7. Carnascial F., Lee J. H. S., Knystautas R. et al. Turbulent jet initiation of detonation // Combust. Flame.— 1991.— 84, № 1—2.— P. 170—180.
8. Субботин В. А. Механизм резкого увеличения скорости тепловыделения после прохождения пламени по сверхзвуковой струе. Современные проблемы механики жидкости и газа: Тез. докл. V Всесоюз. школы-семинара.— Иркутск, 1990.— С. 282.
9. Spalding D. B. The two-fluid model of turbulence applied to combustion phenomena // AIAA J.— 1986.— 24, № 6.— P. 876—884.
10. Максимук Б. Я., Сухов В. В., Комиссаренко А. А. Детонация в смесях горючих газов с кислородом.— Киев: Наук. думка, 1984.— С. 120.
11. Митрофанов В. В., Субботин В. А., Феоктистов А. И. Детонация газа в незамкнутых каналах: Тез. докл.— Т. I, ч. I. Фундаментальные проблемы физики ударных волн.— Черноголовка, 1987.— С. 155—157.

г. Новосибирск