

14. Tejchman J., Wu W. Numerical study on pattering of shear bands in a Cosserat continuum // *Acta mechanica*. — 1993. — 99. — P. 61—74.
15. Бондарь М.П., Оголихин В.М. Пластическая деформация и образование связей при сварке взрывом медных пластин // *ФГВ*. — 1988. — 24, № 1. — С. 122—127.
16. Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. Явление неограниченной кумуляции. — М.: Наука, 1988.
17. Knospfel H. Pulsed high magnetic fields. — Amsterdam—London: North—Holland publishing company, 1970. — 231 p.
18. Могилевский М.А., Булгаков В.В., Кормачев А.Д. Особенности деформирования арможелеза и меди при скоростях 10^4 — 10^5 с⁻¹ // *ФГВ*. — 1994. — 30, № 3.
19. Chokshi A.H., Meyers M.A. The prospect for superplasticity at high strain rates: preliminary considerations and an example // *Scripta Met. et Materialia*. — 1990. — 24. — P. 605—610.
20. Nemat-Nasser S., Chang S.N. Compression induced high-strainrate void collapse, tensile cracking, and recrystallization in ductile single and polycrystals // *Mechanics of Materials*. — 1990. — N 10. — P. 117.
21. Tejchman J., Wu W. Numerical study on pattering of shear bands in a Cosserate continuum // *Acta mechanica*. — 1993. — 99. — P. 61—74.
22. Meyers M.A., Meyer L.W., Beatty T. et al. High strain, high-strain-rate deformation on copper // *Shock-wave and high-strain-rate phenomena in metals*/Ed. M.A. Meyers, L.E. Murr, K.P. Staudhammer. — Marcel: Dukker Inc., 1992. — 529 P.
23. Нестеренко В.Ф. Высокоскоростная деформация гетерогенных материалов. — Новосибирск: Наука, 1992.
24. Бондарь М.П., Нестеренко В.Ф. Деформация на контактах и критерии образования соединения при импульсных воздействиях // *ФГВ*. — 1991. — 27, № 3. — С. 103—117.

630090, Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию
22/II 1994

УДК 534.222.2 : 621.45

Ф.А. Быковский, А.А. Васильев, Е.Ф. Ведерников,
В.В. Митрофанов

ДЕТОНАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В РАДИАЛЬНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ КАМЕРАХ

Описаны результаты экспериментальных исследований непрерывного детонационного сжигания газов в плоских кольцевых камерах. В основе процесса лежит известная схема Б.В. Войцеховского с поперечными детонационными волнами. Опыты ставились в двух вариантах: при подаче компонентов топлива через цилиндрическую стенку наружного радиуса и истечении продуктов через свободную поверхность внутреннего радиуса; при обратном радиальном протоке вещества через кольцевую камеру без наружной цилиндрической стенки. Найдено, что в обоих вариантах существуют режимы горения с поперечными детонационно-подобными волнами, вращающимися по кольцу.

Непрерывное сжигание ацетиленокислородных смесей поперечными детонационно-подобными волнами в плоских кольцевых камерах впервые было осуществлено В.В. Войцеховским [1]. При этом смесь подавалась через узкую щель с внутренней стороны кольца, а продукты отводились через более широкую щель с внешней стороны. Скорости волн, циркулирующих вдоль кольцевого канала, были близки к звуковым относительно продуктов реакции [2]. Позже реализованы режимы непрерывного детонационного сжигания газовых и жидких топлив в камерах кольцевой цилиндрической геометрии без сужения выхода из камеры и при отдельной подаче горючего и кислорода [3—5]. При этом в камере развивались поперечные детонационные волны (ДВ) со структурой, напоминающей спиновую у пределов детонации в круглых трубах.

В данной работе исследовалась кольцевая детонация газового топлива в плоских радиальных камерах без сужения выходной щели при подаче топливных компонентов со стороны наружной или внутренней цилиндрической стенки.

© Ф.А. Быковский, А.А. Васильев, Е.Ф. Ведерников, В.В. Митрофанов, 1994.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Камеры сгорания представляли собой кольцевое пространство, ограниченное плоскими боковыми стенками и одной цилиндрической стенкой снаружи (вариант А на рис. 1) или изнутри (вариант Б). Компоненты топлива — горючее (Г) и окислитель (О) — подавались в камеру из отдельных коллекторов через два ряда отверстий в цилиндрической стенке, диаметр которой обозначен через d_1 . В камере А продукты вытекали через центральное отверстие в боковой стенке диаметром d_2 , который варьировался, в камере Б — через свободную внешнюю цилиндрическую поверхность с $d_2 = 80$ мм при диаметре ввода топлива $d_1 = 20$ мм.

В качестве горючего использовались метан, водород, ацетилен, а в качестве окислителя — кислород. Расход кислорода менялся от 160 до 30 г/с. Соотношение горючее/окислитель в большинстве опытов устанавливалось близким к стехиометрическому. Процесс инициировали высоковольтным разрядом или пережиганием проволоки внутри камеры. Возникающие волны регистрировались через радиальное узкое окно в боковой стенке камеры методом оптической компенсации фоторегистратором барабанного типа [2]. Скорость пленки, умноженная на коэффициент уменьшения изображения объективом, во всех случаях составляла 2000 ± 50 м/с. Для увеличения яркости изображения в ряде случаев водород на 1/4 часть разбавлялся ацетиленом. С этой целью использовалось также впрыскивание тонкой струйки ацетилена против окна камеры. Давление p_1 в топливных коллекторах и давление в камере p_c измеряли в ходе эксперимента тензометрическими датчиками и записывали на шлейфовом осциллографе. Топливные компоненты поступали из ресиверов при начальном давлении $p_0 = 1 \div 7$ МПа. Время рабочего процесса в камере составляло 0,1—0,25 с и определялось временем подачи топлива, которое задавалось открытием и закрытием электроуправляемых клапанов. Продукты истекали в атмосферу.

РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ В КАМЕРЕ С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ИСТЕЧЕНИЕМ

Выходной диаметр камеры d_2 менялся от 0 (случай замкнутой камеры) до 40 мм, что соответствовало размеру камеры по радиусу $L = 0,5(d_1 - d_2) = 40 \div 20$ мм. При работе на метанокислородной смеси с $d_2 = 40$ мм, $L = 20$ мм в камере распространялись сильные поперечные детонационные волны (ПДВ) со скоростью $D = 2050 \div 2100$ м/с в количестве от пяти в начале процесса до двух в конце процесса при среднем давлении $p_c = 0,3 \div 0,06$ МПа. Причем стабильный процесс устанавливался после нескольких оборотов неустойчивых ПДВ в начальном периоде.

На рис. 2, а представлена схема типичной фоторегистрограммы процесса в камере. Здесь ВС — ПДВ, ЕС — граница смеси, по которой идет детонационный фронт. Поскольку для волн, движущихся в плоском кольцевом канале, нельзя провести съемку с полной компенсацией скорости по направлению и величине из-за разных окружных скоростей участков вращающейся волновой структуры, истинная картина течения в области ПДВ искажается, и для ее восстановления требуется деформация полосы с изображением в кольцо при сохранении радиальных размеров и сжатии вдоль внутренних окружностей.

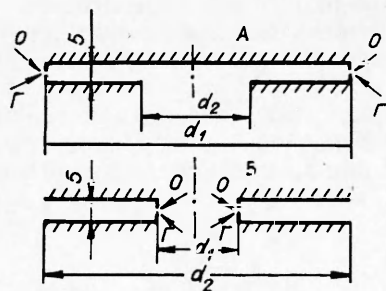


Рис. 1. Схематический разрез плоских радиальных камер детонационного сгорания с центральным (камера А, $d_1 = 80$ мм) и с периферийным истечением (камера Б).

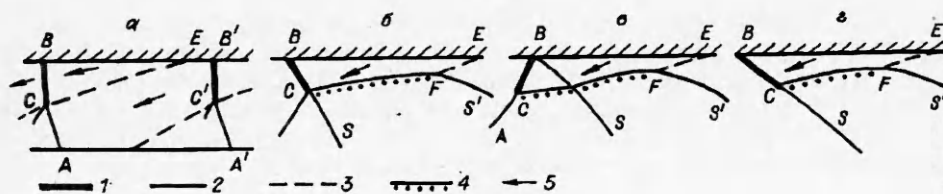


Рис. 2. Конфигурации типовых волновых структур (движение волн слева направо).
 а — в камере А; б—г — в камере Б; 1 — ударные волны с горением (ПВ); 2 — ударные волны; 3 — контактные разрывы; 4 — фронты горения; 5 — направление потока относительно ПВ.

Характерная особенность структуры течения — наклоненный вперед шлейф AC — ударная волна в продуктах реакции, примыкающая к детонационному фронту и согласующая течение в смежных областях. Опережающее положение шлейфа связано здесь с возможностью более быстрого углового распространения возмущений при смещении к центру. Кроме того, общее сжатие потока продуктов пропорционально радиусу r обуславливает дозвуковой характер течения вдоль радиуса и переход через звук только на срезе камеры при $r = d_2/2$ аналогично цилиндрическим камерам с зауженной горловиной сопла [4, 5]. Уменьшение выходного отверстия d_2 до 30, 20 и 12 мм приводило к следующему качественному изменению процесса: скорости ПДВ снижались до 1700—2000, 1500—1800 и 1220—1450 м/с соответственно, детонационный фронт уменьшался в размерах и становился менее отчетливым, шлейф еще сильнее забегал вперед, увеличивая наклон к радиусу от 10 до 30° и постепенно вырождаясь в акустическую волну. Наконец, при полностью заглушенном выходном отверстии поперечные волны не возбуждались, в камере развивалось турбулентное горение без всяких признаков высокочастотной неустойчивости. Давление p_c при этом за несколько миллисекунд росло от 0 до $5 \div 7$ МПа, выравниваясь с давлением в питающих ресиверах. Аналогичные явления наблюдались на водородо-кислородной смеси.

РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ В КАМЕРЕ С ПЕРИФЕРИЙНЫМ ИСТЕЧЕНИЕМ

На смеси метан — кислород в камере Б горения не поддерживалось, инициируемая искровым разрядом волна с очагом горения выносились за пределы камеры. Для более активных горючих (водорода, ацетилена и их смесей) реализовались самоподдерживающиеся режимы горения с поперечными волнами (ПВ). Процесс сохранялся при изменениях коэффициента избытка горючего $\Phi = 0,5 \div 2,0$. Характерной особенностью процесса явилась смена структур течения, направления вращения, числа ПВ n и их скорости в течение эксперимента. Вновь возникающая структура сохраняла относительную стабильность на нескольких сотнях оборотов. Число n уменьшалось вместе с расходом топлива. Однозначной связи других характеристик с расходом топлива и составом смеси не прослеживалось.

На рис. 3, а—д представлены фоторегистрации типичных структур. При просмотре большого числа изображений непосредственно на фотопленках выявляются дополнительные детали, которые схематически показаны на рис. 2, б—г. Линейная скорость ПВ, отнесенная к окружности внутреннего радиуса $r_1 = 10$ мм, во всех случаях лежала в интервале 800—1300 м/с. Радиальный размер зон наиболее яркого свечения, которые авторы отождествляют с основными зонами горения, менялся примерно от 8 (см. рис. 3, а, г, д) до 15 мм (см. рис. 3, б и в). Верхний край светящихся структур соответствует внутреннему радиусу камеры. Компенсация окружной скорости при съемке осуществлялась на радиусе ~ 20 мм, т.е. на расстоянии ~ 10 мм от внутренней стенки. Чтобы представить мгновенную картину свечения в камере, нужно подвергнуть изображение однородному изгибу полосы в отрезок кольца при сохранении длины вдоль линии компенсации.

Полученные фоторегистрации позволили определить также радиальную скорость движения продуктов на выходе из камеры по наклону траекторий светящихся неоднородностей. В разных фазах относительно положения наблюдаемых волновых конфигураций она менялась в пределах от 400 до 1200 м/с, которые зависели также от структуры волн, сужаясь при переходе к течениям с более однородным свечением у внешнего края.

АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Зафиксированные волновые структуры отличаются от наблюдавшихся ранее спиновых структур в цилиндрических кольцевых каналах со свободным торцевым истечением [3—5]. Напомним, что последние представляли собой самоподдерживающиеся ПДВ, которые распространялись по возобновляемому слою горючей смеси минимальной надкритической толщины, возбуждая в горячих продуктах косые ударные волны (КУВ или шлейфы). КУВ были отклонены назад и не могли непосредственно переносить информацию со среза камеры к фронту детонации, т.е. они были исходящими из ПДВ. Как отмечено выше, в камере А косая УВ выдвинута вперед по отношению к ПВ, т.е. является «приходящей». Сама ПВ может рассматриваться в этом случае как результат нерегулярного отражения КУВ от внешней цилиндрической стенки (ножка Маха). Это есть следствие дозвукового радиального течения в камере и специфической геометрии дискового пространства, обеспечивающего опережающее распространение газодинамических возмущений через центральную область (как и при спиновой детонации в круглой трубе [2]). Для согласования течения в тройной точке появляется при этом и вторая, отраженная КУВ.

Уменьшение величины d_2 в камерах А при одинаковом заданном расходе топлива приводит к росту давления и плотности среды в камере. Как следствие, сжимается слой горючей смеси у внешней стенки и укорачивается детонационный участок ПВ — ножка Маха. Ее скорость, измерявшаяся по окружности внешней стенки, при этом сохраняется высокой, близкой к скорости детонации Чепмена — Жуге из-за акустических свойств объема.

В рассматриваемом случае самоподдерживающимся надо считать не сам детонационный скачок у стенки, а весь двумерный волновой комплекс, включающий КУВ и специфическое акустическое поле в центральной зоне вблизи внутреннего края камеры $r \approx d_2/2$. Очевидно, меняется здесь и критерий толщины детонирующего слоя горючей смеси, поскольку в ножке Маха в принципе может сжигаться весьма тонкий докритический слой. Хотя для существования и устойчивости рассматриваемого автоволнового комплекса, естественно, должно обеспечиваться восполнение энергоотвода химическим энерговыделением в ПВ, но условие критической толщины или, возможно, погонной энергии детонирующего слоя здесь будет другим. Как показали эксперименты, чрезмерное уменьшение d_2 даже при сохранении неизменным расхода топлива ослабляет интенсивность ПВ.

В целом на детонационный процесс в камерах типа А влияют два геометрических параметра: отношение d_2/d_1 и радиальный размер L либо один из диаметров. Значение L связано с существованием собственной длины зоны химической реакции в каждом конкретном течении. Очевидно, с увеличением d_2 будет достигнуто для каждой смеси критическое значение $L_{кр}$, такое, что при $L < L_{кр}$ детонационное горение станет невозможным. В условиях последних экспериментов в камере А $L = 20$ мм оказалась достаточной для детонационного сжигания метанокислородной смеси. В то же время наблюдаемые ранее ПДВ в камерах кольцевой цилиндрической геометрии длиной 20 мм были устойчивы лишь при использовании наиболее активных ацетиленокислородных смесей [4, 5]. Для пропанокислородных смесей, более детонационно-способных, чем метанокислородных, такая длина не обеспечивала образование стабильных ПДВ, наблюдавшихся при $L = 40$ мм.

Таким образом, геометрия камеры типа А при оптимальных размерах оказывается более благоприятной для поддержания детонационного горения по сравнению с цилиндрической.

В камерах типа Б условия для самоподдерживающейся детонации, напротив, отличаются в худшую сторону. Ясно, что вдоль внутренней стенки камеры в самоподдерживающемся режиме может распространяться только выпуклая ДВ. Форма фронта такой волны в идеальном случае постоянной скорости (по нормам к фронту) должна быть эвольвентой круга, радиус кривизны которой при приближении к стенке стремится к нулю по закону $R = (\Delta r^2 + 2r_1 \Delta r)^{0.5}$, где $r_1 = d_1/2$, $\Delta r = r - r_1$. Но для реальной выпуклой детонационной волны скорость распространения зависит от R и существует критический радиус кривизны $\bar{r}_{кр}$ такой, что при $R < R_{кр}$ ее стационарное распространение невозможно [6]. Для цилиндрической волны в обзоре [7] приведена обобщенная связь

$$R_{кр}/2b = 3 \pm 1, \quad (1)$$

где b — продольный размер автоколебательных ячеек, всегда существующих в самоподдерживающемся детонационном фронте, причем определяется b для плоской волны и может быть рассчитан по начальному состоянию смеси перед фронтом.

Для волны постоянной скорости условие $R = Nb$ (N — некоторое число) выполняется в точке $r' = r_1 \sqrt{1 + (Nb/r_1)^2}$. В области $r \in (r', r_1)$ внутренний фланг волны должен порождать волну разгрузки, ослабляющую соседний участок фронта. При этом, чем меньше величина $\Delta r'/b$, тем слабее это влияние, и должен существовать некоторый максимальный размер $\Delta r'$ и соответственно критический радиус стенки $r_1^{кр}$, когда ослабление внутреннего фланга не приводит к разрушению волны. Приняв $\Delta r' \approx b$, получим $r_1^{кр}/b = 7,5, 18$ и 31 при $r_{кр}/b = 4, 6$ и 8 соответственно. Полагаем, что полученные значения $r_1^{кр}$ правильно предсказывают порядок величин. Будем опираться на максимальные значения из приведенных, поскольку в критических условиях велика роль стохастического фактора и устойчивые распространения волны обеспечиваются только при некотором превышении радиуса кривизны над критической величиной, т.е. примем в качестве оценки следующее критическое условие распространения детонации вдоль выпуклой стенки:

$$r_1^{кр} \geq 30b. \quad (2)$$

Существуют также очевидные ограничения для распространения детонации в камере Б по радиальному размеру h слоя горючей смеси перед ПВ. Но специфические геометрические условия распространения детонационной волны в кольцевом слое таковы, что если обеспечено ее самоподдерживающееся распространение со стороны внутреннего фланга, то влияние наружного края детонирующего слоя исчезает уже при

$$h \geq 0,25r_1. \quad (3)$$

При этом условии фазовая точка пересечения детонационного фронта с внешним краем заряда перемещается по фронту быстрее скорости возмущений.

Оценим параметры смеси в области возможного распространения поперечной ДВ исходя из следующей модели: течение газа перед ПВ радиальное, одномерное, на некотором радиусе внутри канала имеется фронт дефлаграции Челмена — Жуге, из которого вытекают продукты горения со звуковой скоростью, и далее осуществляется сверхзвуковое истечение вследствие расширения потока. При истечении в воздух у среза камеры или внутри нее может образоваться ударный скачок торможения, но он не влияет на область дозвукового течения перед фронтом дефлаграции. Газовую смесь считаем идеальным газом с постоянным отношением теплоемкостей γ . Теплопотери и трением о стенки пренебрежем.

Положение задней границы фронта горения (дефлаграции) r_+ можно задать, фактически оно зависит от механизма воспламенения и структуры фронта пламени. Выберем в конкретном случае $r_+ = 2$ см. Всюду в области рассматриваемого модельного течения выполняются соотношения:

$$\begin{aligned} 2\pi arv &= G_0, \\ \frac{v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma - 1} + H &= I_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где высота кольца $a = 0,5$ см; G_0, I_0 — постоянные величины; H — химическая составляющая энтальпии смеси. Сразу за фронтом горения

$$\rho_+ = G_0 / 2\pi ar_+ v_+, v_+^2 = c_+^2 = \gamma \frac{p_+}{\rho_+} = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (I_0 - H_+) \approx \left(\frac{D_0}{\gamma + 1} \right)^2.$$

При получении последнего соотношения вместе с предыдущим уравнением использовано приближенное выражение для скорости детонации Чепмена — Жуге исходной смеси, которую можно считать известной. Для ацетиленокислородной смеси при $D_0 = 2,4 \cdot 10^3$ м/с, $\gamma = 1,25$, $G_0 = 100$ г/с из приведенных соотношений находим:

$$v_+ = c_+ = 1,07 \cdot 10^3 \text{ м/с}, \rho_+ = 1,49 \cdot 10^{-1} \text{ кг/м}^3, p_+ = 1,36 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

Для малой толщины фронта горения состояние перед ним найдем, используя дополнительно уравнение импульсов и задав степень предварительного выгорания смеси $\epsilon = (H_0 - H_-)/(H_0 - H_+)$. Тогда после простых выкладок получим

$$v_- = c_+ \left[1 - \left(1 - \frac{2}{\gamma - 1} \frac{c_0^2}{c_+^2} - \epsilon \right)^{0,5} \right], p_- = (\gamma + 1 - \gamma \frac{v_-}{c_+}) p_+,$$

откуда при $c_0 = 3,3 \cdot 10^2$ м/с, $\epsilon = 0,15$ находим $v_- = 134$ м/с, $p_- = 2,84 \cdot 10^5$ Па, $\rho_- = \rho_+ c_+ / v_- = 1,19$ кг/м³, $c_- = 546$ м/с.

В области $r \in (r_1, r_+)$, где происходит торможение и перемешивание газовых топливных струй и частичное выгорание топлива при контакте с продуктами горения в рециркуляционных зонах, средние скорости относительно невелики и давление можно считать всюду приблизительно равным p_- . Значения ρ_- и c_- также могут служить для оценок плотности среды и температуры во всей области.

Расчет сверхзвукового изэнтропического течения продуктов горения при $r > r_+$ дает $M_2 = v_2 / c_2 = 2,09$, $v_2 = 1,9 \cdot 10^3$ м/с, $p_2 = 0,276 \cdot 10^5$ Па, $\rho_2 = 4,2 \cdot 10^{-2}$ кг/м³, $p_{s2} = 1,19 \cdot 10^5$ Па.

Величина p_{s2} — давление за прямым ударным скачком в этом состоянии. При меньшем расходе G_0 все величины давления и плотности пропорционально уменьшаются. Изменение радиуса фронта горения на 0,5 см в ту и другую сторону меняет p_2, v_2, M_2 не более чем на 16 %. Изменения $\gamma = 1,25 \pm 0,05$ меняют те же параметры до 12 %.

При полученных параметрах среды на срезе камеры внешнее давление $p_a = 10^5$ Па изменит течение: возникнет отрыв пограничного слоя от боковых стенок, и внутрь проникнут косые ударные волны торможения потока с маховским мостиком посредине [8]. При расходе топлива 50—70 г/с, при котором проводилась большая часть экспериментов, ударные волны могут достичь фронта пламени и перевести все течение в дозвуковое. Стационарное радиально-симметричное дозвуковое течение с промежуточным фронтом горения можно рассчитать, задав $p_2 = p_a$. Тогда из уравнений (4) находятся остальные параметры при $r = r_2$, полностью определяющие также изэнтропическое течение выше по потоку вплоть до точки $r = r_+$, где достигается $M = 1$. В область $r < r_+$ можно продолжить решение, только путем перехода

Рис. 3. Фоторегистрации режимов горения в камере Б. Движение волн справа налево.

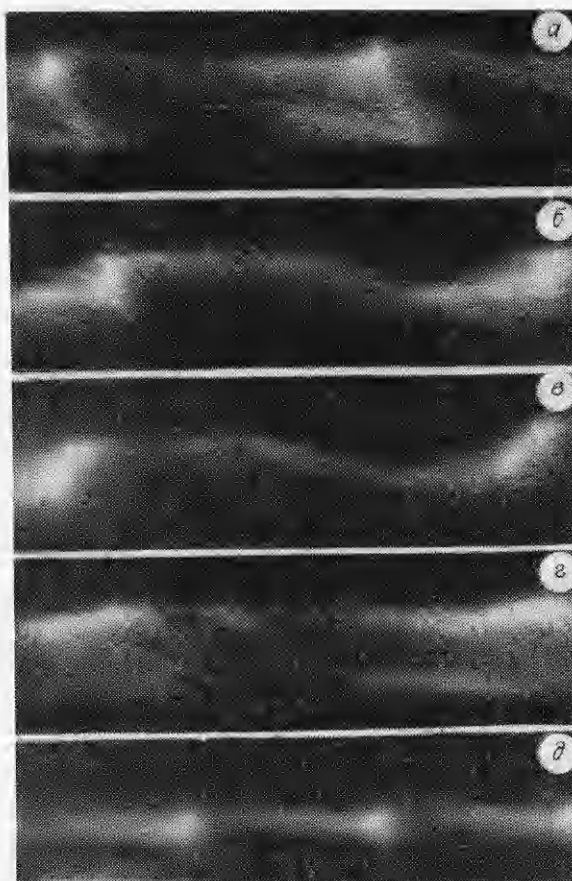
Горючее: а, з — C_2H_2 , б, е, д — $3H_2 + C_2H_2$; G_0 , г/с: а, з — 50, б, е — 115; D, м/с: а — 1300, б, е — 875, з — 1000, д — 1200; n: а-з — 1, д — 2.

через фронт горения, существование которого допускается и в области $r > r_*$. Но с фронтом горения в области $r < r_*$ стационарного решения без перехода к сверхзвуковому течению нет.

Величина r_* зависит от расхода топлива. При $G_0 = 100, 70, 50$ и 30 г/с и прежних остальных исходных данных расчет дает $r_* = 36, 30, 22$ и 14 мм соответственно. Это означает, что для принятого ранее положения фронта горения ($r = 20$ мм) стационарное дозвуковое истечение невозможно, если $p_a = 10^5$ Па и $G_0 \geq 50$ г/с, а при сверхзвуковом неизбежно образование ударных скачков с отрывом потока от стенок.

В действительности, как показывает рис. 3, возникает автоколебательный процесс с вращающимися по окружности поперечными волнами нескольких типовых конфигураций и, очевидно, различной интенсивности. Слабо наклоненные к стенке камеры светящиеся полосы являются, по-видимому, фронтами горения (см. также рис. 2, б—г). Состояние перед ними в слое, по которому движутся ПВ, можно оценивать значениями параметров ρ_-, ρ_-, v_- . Согласно полученным выше оценкам, плотность среды перед ПВ близка к плотности смеси при нормальных условиях, а давление в 2—3 раза выше (тот же порядок эти величины сохраняют для дозвукового истечения, когда оно существует). Поэтому при идеальном перемешивании и $G_0 = 100$ г/с величина детонационной ячейки $b \approx b_0 \approx 0,5$ мм [9]. Здесь b_0 — известная длина ячейки в стехиометрической ацетиленокислородной смеси при стандартных начальных условиях [7]. Приближенный критерий (2) показывает, что диаметр внутренней стенки камеры $d_1 = 20$ мм может оказываться околочритическим для распространения детонации даже в однородной ацетиленокислородной смеси. Неполное перемешивание или переход к менее активным смесям делают непрерывное вращение самоподдерживающейся ДВ невозможным.

Полученные в эксперименте ПВ в камере Б отличаются от ПДВ, рассматривавшихся выше, пониженной скоростью и волновой структурой, всегда содержащей КУВ, приходящие спереди из области продуктов. Такие КУВ хорошо просматриваются на фотопленках. Их происхождение связано скорее всего с периодическими переходами течения через скорость звука вблизи среза камеры. Такие переходы могут происходить с частотой вращения поперечных волн. Как правило, наблюдаются две системы приходящих КУВ: S и S' (см. рис. 2). Волны S' падают на контактный разрыв EF



между продуктами и свежей смесью, инициируя горение на участке FE . Волны S возбуждают поперечную волну BC либо сразу в точке пересечения с фронтом горения (см. рис. 2, б и г), либо в результате отражения от стенки (см. рис. 2, в). В ПВ выгорает накопившаяся смесь. Интенсивность ПВ в разных вариантах волновых структур различная. Она определяется нормальной составляющей скорости фронта BC относительно сжигаемой смеси. Интенсивность ПВ наибольшая в структуре типа б на рис. 2 и а на рис. 3 и наименьшая на рис. 2, г и 3, г. Как видно, наклон ПВ к стенке меняется в широких пределах. Структура волн на рис. 3, д очень близка к типовой структуре ПВ в цилиндрической кольцевой камере [3, 4]. Она зафиксирована перед обрывом процесса в момент закрытия клапанов при неопределенных расходе и составе смеси.

Таким образом, поперечная волна в наблюдавшихся структурах — это не детонационная волна в традиционном понимании. Она представляет собой ударный фронт с интенсивным горением, т.е. некоторое неидеальное детонационно-подобное образование, существующее только в самосогласованном комплексе с остальными элементами сложной волновой структуры течения в канале. Напомним, что аналогичная ситуация имеет место и внутри ячеек обычного детонационного фронта в газах [2, 7]. При этом геометрические условия в камере Б в какой-то мере аналогичны условиям во фронте сходящейся к центру цилиндрической волны, где скорости ПВ вдоль общего фронта также понижаются до $(0,52 \pm 0,03)D_0$ [10]. В целом процесс можно рассматривать как разновидность распространенных в природе автоколебаний. Спонтанные смены структур через большое число циклов и элементы стохастичности, отмеченные в настоящих опытах, можно отнести к явлениям типа странного аттрактора [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведены эксперименты по детонационному сжиганию газовых топливных смесей в камерах плоской кольцевой геометрии без сужения выходной щели радиальным протоком продуктов к центру (вариант А) и от центра (вариант Б).

2. В обоих вариантах зарегистрированы вращающиеся по окружности камеры детонационно-подобные волновые комплексы с фронтом интенсивного горения.

3. В камере А при оптимальном соотношении внутреннего и наружного диаметров возбуждаются более интенсивные поперечные детонационные волны со скоростью вдоль стенки, близкой к идеальной скорости Чепмена — Жуге, условия для детонации здесь облегчены.

4. В камере Б детонационный процесс существенно неидеальный, скорости поперечных волн вдоль внутренней выпуклой стенки здесь близки к $D_0/2$, они возбуждаются и поддерживаются за счет приходящих спереди косых ударных волн. Природа последних не выяснена, но предполагается, что их появление связано с нестационарными явлениями перехода течения от сверхзвукового к дозвуковому и обратно в зоне выхода из камеры.

5. Получены оценки условий для самоподдерживающегося распространения детонационных волн вдоль выпуклой цилиндрической стенки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 93-013-17360.

ЛИТЕРАТУРА

1. Войцеховский Б.В. Стационарная детонация // Докл. АН СССР. — 1959. — 129, № 6. — С. 1254—2256.
2. Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчийн М.Е. Структура фронта детонации в газах. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963. — С. 168.
3. Быковский Ф.А., Клопотов И.Д., Митрофанов В.В. Спиновая детонация газов в цилиндрической камере // Докл. АН СССР. — 1975. — 224, № 6. — С. 1038 — 1041.
4. Быковский Ф.А., Митрофанов В.В. Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // ФГВ. — 1980. — 16, № 5. — С. 107—117.

5. Быковский Ф.А. О некоторых свойствах потока при непрерывной детонации в кольцевой цилиндрической камере // Детонация и ударные волны. — Черногоровка, 1986. — С. 16—19.
6. Митрофанов В.В. О некоторых критических явлениях при детонации, связанных с потерей импульса // ФГВ. — 1983. — 19, № 4. — С. 169—174.
7. Васильев А.А., Митрофанов В.В., Топчий М.Е. Детонационные волны в газах // Там же. — 1987. — 23, № 5. — С. 109—131.
8. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1991. — Ч. 1. — С. 600.
9. Васильев А.А., Топчий М.Е., Ульяницкий В.Ю. Влияние начальной температуры на параметры газовой детонации // ФГВ. — 1979. — 15, № 6. — С. 149—152.
10. Гавриленко Т.П., Топчий М.Е., Ясаков В.О. Поперечные волны в сходящейся цилиндрической детонационной волне // Там же. — 1967. — 3, № 4. — С. 501—504.
11. Странные аттракторы / Под ред. А.Н. Колмогорова и С.П. Новикова. — М.: Мир, 1981. — № 22. — С. 253.

630090, г. Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию
4/XII 1993

УДК 534.222.2:532.529

А.И. Сычев

СТРУКТУРА ВОЛНЫ ПУЗЫРЬКОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Экспериментально изучены детонационные волны в однокомпонентных (жидкость — пузырьки смеси газов) и многокомпонентных (жидкость — смесь пузырьков газов) средах. Получены данные о структуре волн детонации. Проведены измерения давления детонационных волн в исследованных системах.

Волны детонации, существующие в разнообразных гомогенных и гетерогенных средах, обладают общими признаками: детонация — самоподдерживающийся автоволновой процесс. Данное обстоятельство вызвано проявлением общего для всех систем свойства — это химически активные среды. Именно наличие энерговыделения в среде обеспечивает возможность распространения волн детонации. В свою очередь, особенности строения и физико-химические свойства систем определяют специфические черты детонационных волн (ДВ) в той или иной среде.

Детонация в пузырьковых средах, обладая общими для всех ДВ признаками, имеет ряд особенностей, проявляющихся в структуре, свойствах и механизме распространения [1—4]. Характер систем жидкость — пузырьки газа (это — гетерогенные, двухфазные среды) обуславливает сложный пульсационный профиль давления волн пузырьковой детонации [1, 2]. Цель настоящей работы — исследовать осредненный профиль давления и выяснить влияние свойств систем на величину эффективного давления ДВ.

Эксперименты выполнены на вертикально расположенной ударной трубе с внутренним диаметром 40 мм, состоящей из секций высокого и низкого давления с разрывной диафрагмой между ними [4]. Пузырьковая среда заполняла секцию низкого давления (диаметр пузырьков 2—3 мм, высота газожидкостного столба ~ 3,6 м). Давление на поверхности жидкости с пузырьками газа было равно атмосферному.

Параметры ДВ регистрировали установленными по длине трубы пьезоэлектрическими датчиками давления, сигналы с которых подавали на осциллографы ОК-33, ОК-33М, два С8-17 и С9-16 (постоянная времени измерительной цепи каждого датчика $> 10^{-3}$ с). Свечение пузырьковой среды, сопровождающее детонационный процесс, фиксировали фотоэлектронными умножителями, оптические вводы которых располагали диаметрально противоположно датчикам давления.