

## ДЕТОНАЦИОННОЕ СЖИГАНИЕ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ

Ф. А. Быковский, В. В. Митрофанов

(Новосибирск)

В работах [1, 2] впервые предложен и осуществлен способ непрерывного сжигания газовой смеси в поперечных детонационных волнах, циркулирующих по кольцевой камере. Камерой сгорания служил плоский круговой канал, в котором подача топливной смеси и выброс продуктов осуществлялись в радиальном направлении через внутренний и наружный щелевые зазоры. Скорость поперечных детонационных волн вдоль канала в этих опытах была близка к скорости звука в продуктах реакции. Структура волн осталась до конца не выясненной [3]. Сравнительно недавно получены режимы детонационного сгорания в кольцевой камере цилиндрической геометрии со структурой, напоминающей обычную спиновую детонацию в круглой трубе, выяснен ряд закономерностей процесса [4]. В настоящем сообщении представляются более полные результаты исследований этого явления.

### Постановка экспериментов

Экспериментальная камера (рис. 1) представляла собой закрытый сверху цилиндр из оргстекла диаметром  $d_k = 40$  мм и длиной  $L = 100$  мм, в который для изменения геометрии камеры помещались сменные осевые вставки. В цилиндр вклеивалась кварцевая трубка (толщина стенки 2—3 мм) для предотвращения выгорания. Газовые топливные компоненты подавались отдельно через два ряда отверстий в головке, закрывавшей верхний торец камеры. В качестве окислителя использовался во всех экспериментах кислород, в качестве горючего — ацетилен, метан, пропан, водород. Кислород и горючий газ подавались из ресиверов в камеру через быстродействующие электромагнитные клапаны. Соотношение компонентов регулировалось давлением в ресиверах и суммарным сечением отверстий впрыска. В описанных ниже опытах состав смеси близок к стехиометрическому, если специально не указана величина коэффициента избытка горючего  $\Phi$ .

Детонация инициировалась через 0,1 с после открытия клапанов высоковольтным разрядом с энергией около 10 Дж внутри специального канала. Последний располагался в стенке камеры или в центральной вставке (тангенциально к внутренней поверхности) на расстоянии 35 мм от головки. В этот канал смесь поступала самопроизвольно после подачи в камеру. Детонационная волна при выходе из канала в зазор образовывала поперечные детонационные волны заданного направления. Весь процесс в большей части опытов продолжался 0,3 с и автоматически прекращался закрытием клапанов.

Выхлоп продуктов детонации происходил в специальную емкость объемом около  $0,5$  м<sup>3</sup>, из которой предварительно откачивались воздух и продукты сгорания после предыдущего эксперимента до давления 20 мм рт. ст. Нижний торец камеры соединялся с вакуумированным объемом отрезком трубы длиной 200 и диаметром 54 мм.

Процесс в камере фотографировался с помощью фоторегистратора через вертикальную или горизонтальную щель на пленку, движущуюся

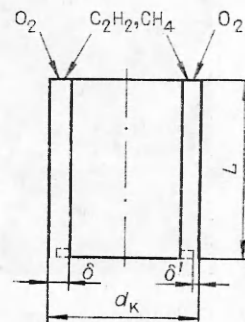


Рис. 1. Осевое сечение камеры.

перпендикулярно щели (ось камеры располагалась вертикально). Число волн и их скорости определялись по фоторегистрограммам процесса через горизонтальную щель, установленную вблизи головки камеры. Для выявления детальной структуры течения производилась съемка через вертикальную щель методом полной компенсации [5], т. е. скорость пленки устанавливалась равной скорости изображения волн. При этом в случае установившегося процесса на пленке фотографируется картина, точно соответствующая мгновенному распределению свечения в волне, спроектированному вдоль радиусов на боковую стенку камеры. Снимки методом компенсации через вертикальную щель шириной 10 мм позволяли контролировать скорость и число волн в каждом опыте по расстоянию между их последовательными изображениями на пленке. В части опытов использовалась камера принципиально такого же устройства, как на рис. 1, но прямоугольного сечения.

### Структура течения. Область существования режима

В описанной камере получены сжигающие газовую смесь поперечные детонационные волны в достаточно широкой области экспериментальных условий. Несколько снимков этих волн в установившемся режиме приведены на рис. 2, *a—e*, а соответствующая им схема течения — на рис. 3.

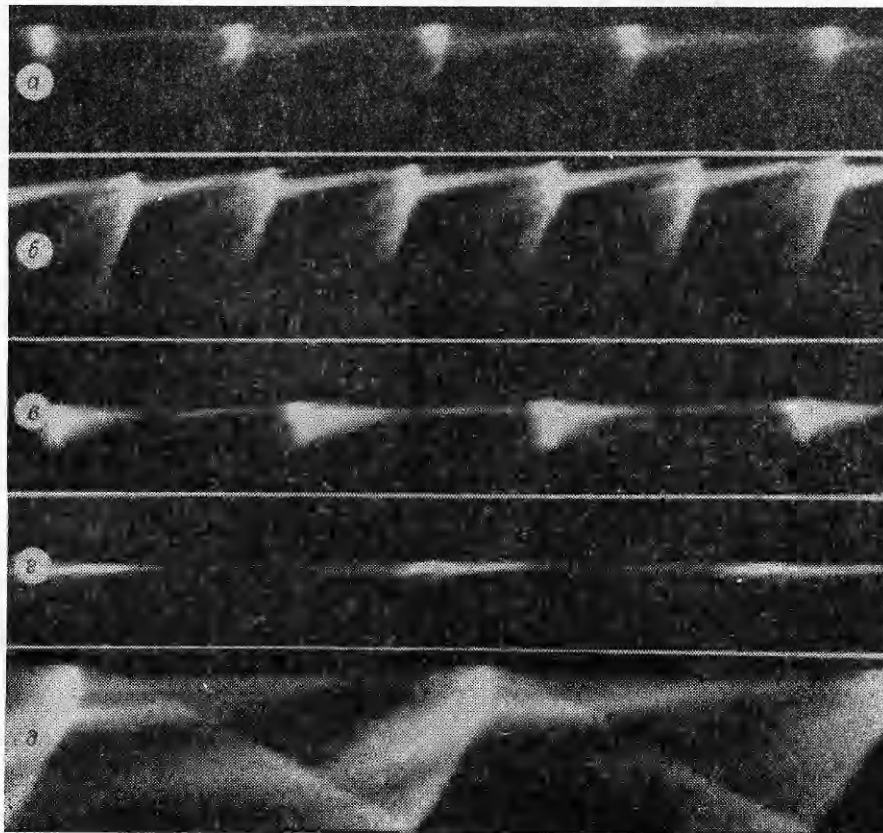


Рис. 2. Фоторегистрограммы процесса в цилиндрической кольцевой камере смесями ацетилен — кислород (*a—e*) и метан — кислород (*д*).

*a*)  $\Phi=0,9$ ,  $\delta=\delta'=2,5$  мм,  $L=20$  мм,  $D=1600$  м/с,  $n=3$ ; *б*)  $\Phi=4,0$ ,  $\delta=\delta'=5$  мм,  $L=85$  мм,  $D=2000$  м/с,  $n=2$ ; *в*)  $\Phi=1,0$ ,  $\delta=\delta'=5$  мм,  $L=85$  мм,  $D=1620$  м/с,  $n=2$ ; *г*)  $\Phi=0,63$ ,  $\delta=\delta'=1,25$  мм,  $L=85$  мм,  $D=770$  м/с,  $n=2$ ; *д*)  $\Phi=1,0$ ,  $\delta=5,0$  мм,  $\delta'=2,5$  мм,  $L=45$  мм,  $D=1390$  м/с,  $n=1$ .

Поперечная детонационная волна  $BC$  движется по области  $1$ , содержащей непрореагировавшее топливо, поступающее через торцевую стенку камеры. За волной продукты детонации постепенно расширяются и оттесняются вниз новыми порциями газов, поступающими на отрезке  $AB'$  (на отрезке  $BA$  вдув прекращался из-за высокого противодавления). Создаются условия для распространения следующей поперечной детонационной волны (если число волн  $n > 1$ ), либо той же волны на следующем обороте (если  $n = 1$ ). Число волн устанавливалось самопроизвольно и достигало в ацетилено-кислородной смеси четырех. В опытах с метанокислородной смесью в описанной камере наблюдались только режимы с  $n = 1$ . Вниз от каждой поперечной детонационной волны отходит косая ударная волна  $CN$ , движущаяся по продуктам детонации. Она аналогична шлейфу спиновой детонации в трубах, но сильнее отклонена назад. В метано-кислородной смеси волна  $CN$  светится сильнее, чем в стехиометрической ацетилено-кислородной смеси, как и при обычной детонации в трубах. При сильном переобогащении смеси ацетиленом свечение косой волны усиливается (см. рис. 2, б), вероятно, из-за появления в продуктах детонации свободного углерода.

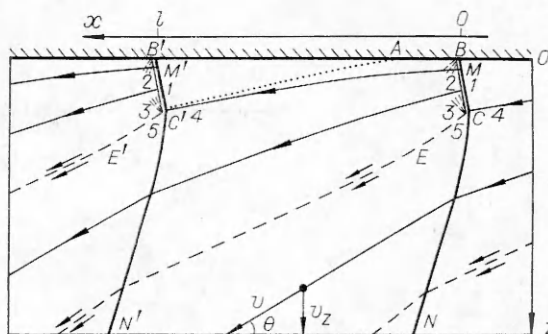


Рис. 3. Схема течения.

В смеси пропан — кислород поперечные волны возбуждались и фиксировались так же легко, как в смесях ацетилена и метана с кислородом. Для смеси водород — кислород получить фотоснимки не удалось из-за слабого свечения реакции.

Обращает на себя внимание сходство некоторых снимков в ацетилено-кислородной смеси (см. рис. 2, в) с полученными ранее в работах [1—3] в плоском кольцевом канале. По-видимому, схема течения с отраженной косой волной воспламенения, предлагавшаяся в [5] для объяснения картины свечения, не соответствует действительности. Более правильно трактовать наблюдавшееся явление на основе схемы рис. 3: основная часть светящегося треугольника с направленным вперед острым углом является, скорее всего, как и в наших опытах, областью исходной смеси  $AB'C'$ , горящей с нижней поверхности за счет контакта с подстилающим слоем продуктов реакции, а поперечный скачок ( $B'C'$ ) располагается перед задней слабо наклоненной стороной треугольника и не всегда выделяется на фоне его яркого свечения. Быстрое дожигание смеси за поперечным скачком приводит к обрыву свечения на задней стороне треугольника. Такое предположение согласуется с пиками давления, фиксировавшимися в этой области [3]. Отрыв светящегося треугольника от внутреннего края кольцевого канала, обнаруженный в [3], может объясняться задержками воспламенения исходной смеси.

Влияние геометрических параметров  $\delta$  и  $L$  (см. рис. 1) на режим детонационного сгорания показывают данные табл. 1. Давление подачи метана менялось в интервале 5—8 атм, что соответствовало расходу при критическом истечении в камеру  $G_r = 6,4 \div 10$  г/с и среднему давлению в камере вблизи головки  $p_c = 1 \div 1,6$  атм при  $\delta = 5$  мм. Давление подачи кислорода для обеспечения стехиометрического состава смеси приблизительно в 1,5 раза больше. Давление подачи ацетилена варьировалось от 0,7 до 2,1 атм, что соответствовало  $G_r = 1,3 \div 3,9$  г/с и  $p_c = 0,33 \div 1$  атм при  $\delta = 2,5$  мм. Как видно из табл. 1, имеется нижняя критическая ширина зазора  $\delta_{min}$ , причем при  $\delta < \delta_{min}$  в исследовавшейся области других

Таблица 4

$\delta$ , мм	$L$ , мм	$G$ , г/с	$n$	$D$ , км/с
СН <sub>4</sub> —О <sub>2</sub>				
2,5 *	85	7,5	1	—
		10,0	2	—
5	85	8	1	1,6
	40	8	1	1,9
С <sub>2</sub> Н <sub>2</sub> —О <sub>2</sub>				
2,5	85	3,9	4	1,8
		2,8	3	1,9
		1,9	2	1,6
	40	3,9	3	2,1
		3,1	3	2,0
		1,6	2	1,7
20	2,3	2	1,6	
		2	1,6	
5,0	85	3,9	2	2,1
		1,3	2	1,6

\* Процесс нестационарный.

$d_{кр}$  в гладкой трубе, оцениваемый по среднему размеру детонационной ячейки, составляет для названных смесей соответственно 3—2 и 0,6—0,2 мм. Поскольку для ацетилена  $\delta_{min}$  оказалось в несколько раз больше  $d_{кр}$ , можно предполагать, что в этом случае  $\delta_{min}$  зависит от скорости смешения. Для метана  $\delta_{min}/d_{кр} \approx 1$  и  $\delta_{min}$  здесь, скорее всего, лимитируется временем химической реакции, т. е. имеет ту же природу, что и  $d_{кр}$  для заранее приготовленной смеси в гладких трубах.

При  $\delta = 2,5$  мм в метано-кислородной смеси поперечные детонационные волны нестабильны: подобная рис. 2; б структура наблюдалась в течение 1—3 оборотов, затем искажалась и вновь восстанавливалась через несколько оборотов. Устойчивый стационарный процесс существовал при  $\delta = 2,5$  мм в ацетилено-кислородной смеси и при  $\delta = 5$  мм в обеих смесях.

Скорость волн возрастает с увеличением размера  $\delta$ , с уменьшением длины кольцевой камеры в определенных пределах и с увеличением расхода топлива, пока  $n$  не меняется. При  $L = 40$  мм возникал наиболее устойчивый режим со скоростью, приближающейся к скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге.

Процесс детонационного сгорания сохранялся, когда на вставку устанавливались прямоугольные кольца, сужающие зазор на выходе из кольцевого канала до некоторой величины  $\delta' < \delta$ . Установка кольца приводила, однако, к изменению параметров поперечных детонационных волн и характера течения в камере. Возникало отражение ударной волны в сгоревших продуктах — шлейфа от кольца. В смеси СН<sub>4</sub>—О<sub>2</sub> при  $\delta = 5$  мм,  $\delta' = 2,5$  мм и  $L = 45$  мм отраженная волна достигала верхнего торца камеры приблизительно одновременно с приходом детонационной волны в ту же точку на следующем обороте, что способствовало стабилизации процесса (явление типа резонанса, см. рис. 2, д). При  $L = 80$  мм и сохранении остальных исходных параметров отраженная волна достигала верхнего торца камеры в точке, отстающей от поперечной детонационной волны на следующем обороте приблизительно на половину периода. В области повторного отражения от верхнего торца возникал новый очаг химической реакции свежей смеси, периодически превращающийся в новую детонационную волну. Возникновение новой волны при-

параметров поперечные детонационные волны не удается возбудить. Для смеси СН<sub>4</sub>—О<sub>2</sub>  $\delta_{min} \approx 2,5$  мм, для смеси С<sub>2</sub>Н<sub>2</sub>—О<sub>2</sub>  $1,25 < \delta_{min} < 2,5$  мм. В смеси С<sub>2</sub>Н<sub>2</sub>—О<sub>2</sub> при  $\delta = 1,25$  мм и  $L = 17$  мм возникло только обычное горение, при  $L = 85$  мм иногда наблюдалась «четочная структура» зоны свечения, показанная на рис. 2, г. Здесь существенное влияние на процесс оказывало гидродинамическое сопротивление канала вытекающим продуктам. Заметное уменьшение расхода газов при том же давлении в ресиверах указывало на выход из режима критического истечения в камеру.

Величина  $\delta_{min}$  в общем случае должна зависеть как от химических свойств смеси и величины давления в камере  $p_1$ , так и от геометрических параметров зоны перемешивания газов вблизи головки. Оценки  $p_1$  перед волной показывают, что оно оно приблизительно в 2 раза ниже указанных выше значений  $p_{кр}$ . При таких давлениях критический диаметр детонации

водило к ослаблению первой из-за выжигания части исходной смеси перед ней. Благодаря указанным явлениям осуществлялся процесс с двумя нестабильными волнами, каждая из которых периодически усиливалась и ослаблялась, что одновременно приводило к изменениям расстояния между ними.

Пережатие зазора на выходе из камеры в 4 раза ( $\delta' = 1,25$  мм при  $\delta = 5$  мм) приводило к затуханию детонационных волн в метано-кислородной смеси и превращению их в акустические; в камере сохранялось обычное горение, интенсифицированное в местах отражения наклонных акустических волн от верхнего торца камеры. Снимки такого процесса похожи на рис. 2, *д*, но отличаются отсутствием изломов косой волны в области отражения от верхней стенки. Интересная особенность процесса — отсутствие чисто продольных и поперечных мод акустических колебаний и развитие одной продольно-поперечной моды, представляющей собой замкнутую систему косых волн, бегущих по кольцевому зазору в одном направлении. Каждая последующая волна в такой системе является отражением одной из предыдущих волн, причем в силу замкнутости канала все волны «последующие». Для процесса на рис. 2, *д* характерна аналогичная волновая закономерность, но он отличается наличием вблизи верхнего торца камеры поперечных детонационных волн, в которых локализуется сгорание значительной части исходной смеси и существование которых не обязательно связано с отражениями предшествующей волны.

В ацетилено-кислородной смеси уже при пережатии выходного канала в 2 раза ( $\delta = 2,5$  мм,  $\delta' = 1,25$  мм,  $L = 35$  мм) поперечные детонационные волны с нормальной структурой исчезали, на фотоснимках регистрировалась четочная картина свечения, аналогичная приведенной на рис. 2, *г*. Скорость вращения светящейся области ( $n = 1$ ) составляла около 1500 м/с, т. е. была сверхзвуковой. Наиболее вероятное объяснение этого явления состоит в том, что данное свечение обусловлено интенсификацией горения смеси вблизи верхнего торца камеры косыми акустическими волнами, описанными выше, поскольку фазовая окружная скорость движения волн сверхзвуковая. Однако в отличие от метано-кислородной смеси зарегистрировать здесь косые волны на фотоленке не удалось. Это может быть объяснено их слабым свечением по сравнению с зоной горения смеси. При пережатии сечения в 2,5 раза ( $\delta = 2,5$  мм,  $\delta' = 1$  мм,  $L = 18$  мм) наблюдалось неустойчивое горение, заполнявшее весь объем камеры.

Проводились эксперименты по детонационному сгоранию в прямоугольной камере сечением  $40 \times 5$  мм и в кольцевой камере при наличии полных перегородок, направленных параллельно оси камеры. Перегородки (одна или две) исключали стационарное вращательное движение волн в одном направлении, создавая за счет отражений волны встречных направлений, т. е. в этом случае геометрические условия в прямоугольной и кольцевой камерах были близки. Предполагалось, что может осуществиться процесс сжигания в системе периодически сталкивающихся встречных волн, аналогичный существующему за движущимся фронтом детонации в плоских прямоугольных каналах [5].

В смеси ацетилен — кислород наблюдался процесс с несколькими встречными волнами, периодически отражавшимися друг от друга и от боковых стенок или перегородок. При снижении расхода топлива оставались две встречных, затем только одна волна, поочередно отражавшаяся от стенок. Средняя скорость волн в поперечном направлении для ацетилено-кислородной смеси в обеих камерах близка к скорости звука в сгоревших продуктах ( $D = 1250 \div 1000$  м/с), что подтверждает аналогию с процессами за бегущей многофронтной детонационной волной. Однако характерной чертой описываемых режимов была сильная нерегулярность движения поперечных волн, отсутствие в них какой-либо упорядоченной

структуры, сопоставимой со структурой поперечных волн при обычной детонации в плоских каналах. По-видимому, отсутствие переднего пульсирующего ударного фронта, воспламеняющего на высокоскоростной стадии движения около половины смеси [6], оказывает в данном случае дестабилизирующее влияние. Значительная доля топлива здесь сгорает по механизму обычного горения, зона реакции оказывается длиннее, чем в случае непрерывно циркулирующих по окружности кольцевого канала поперечных детонационных волн. Об этом свидетельствует более однородное распределение свечения по длине камеры. В опытах с метаном возбуждалась только одна поперечная волна, движущаяся между отражавшими стенками со средней скоростью ниже 800 м/с, но не затухавшая в течение всего процесса. Можно предположить, что низкая скорость связана с неполным сгоранием.

Таким образом, хотя в камере удалось осуществить режим сжигания со встречным движением волн, сходный с существующим за передним ударным фронтом многофронтной (пульсирующей) детонации, в целом можно сделать вывод об отрицательном влиянии незамкнутой по кольцу геометрии камеры на процесс детонационного сгорания: резко падают средние скорости поперечных волн, размывается их структура, теряется стабильность, затягивается время сгорания.

В то же время в кольцевой камере без перегородок в относительно широком диапазоне условий возбуждается режим со стабильными поперечными волнами одного направления вращения, осуществляющими непрерывное сжигание газовой смеси в узкой зоне вблизи головки камеры. Размер этой зоны в направлении оси камеры определяется размером фронта волн так же, как при регулярной ячеистой структуре фронта детонации в плоских каналах [5, 6].

Дополнительные данные по режимам детонационного сгорания пропана в кольцевой камере, имеющей суженную сопловую щель, можно найти в [7]. Структура волн в этой работе оптически не разрешалась, но измерены профили давления, показывающие его подъем на скачке в 10—15 раз. Скорости движения волн хорошо согласуются с данными измерениями в камере с зауженным выходом.

### Анализ течения в камере постоянного сечения

Считая течение в кольцевом пространстве камеры двумерным и стационарным относительно поперечных детонационных волн, примем схему течения, изображенную на рис. 3 и соответствующую экспериментальным данным для кольцевых камер без сужения выходного сечения. Координата  $x$  отсчитывается вдоль средней окружности камеры. Течение по этой схеме аналогично изученному в окрестности волн при спиновой и многофронтной детонации газов в длинных трубах и каналах [5]. Основное отличие состоит в замене первичного ударного скачка плоской торцевой стенкой, сквозь которую поступают компоненты горючей смеси (топливо) в камеру. Здесь отпадает необходимость в усложнении схемы тройными ударными и ударно-детонационными конфигурациями. Хотя появление выдвинутого вперед «носика» у верхнего края поперечных волн, характерного для обычной спиновой детонации, зафиксировано на некоторых фотоснимках [4], оно не является в данном случае обязательным явлением и легко устраняется конструктивным путем. Тройная ударная конфигурация у нижнего края поперечных волн, имеющаяся в схеме течения [4] и также зафиксированная экспериментально, как показали более детальные исследования, появляется в условиях подторможенного истечения из камеры: либо при малом размере  $\delta$  и большом  $L$ , когда существенно торможение в погранслое на стенках, либо при наличии заужающих выход из камеры колец.



При свободном истечении продуктов из открытого конца камеры, которое здесь анализируется, наблюдаемый скачок  $CN$  в верхней части приблизительно вертикален или слегка отклонен назад (влево), как на рис. 3; при росте  $z$  его наклон увеличивается, интенсивность соответственно убывает. Согласование потока за поперечной волной и волной  $CN$  в окрестности точки сопряжения  $C$ , согласно схеме, производится с помощью центрированной волны разряжения. При этом начальный наклон скачка  $CN$  находится расчетным путем из условий равенства давлений и направлений потока вдоль контактного разрыва  $CE$ . Вторая волна разряжения, начинающаяся в точке  $B$ , необходима для согласования течения за поперечной волной с условием на стенке.

Примем потери тепла в стенку и трение несущественными, состояние смеси перед поперечной волной и непосредственно за ней — однородным вдоль фронта волны, весь газ — идеальным с постоянным отношением теплоемкостей  $\gamma$ , химическую реакцию всюду позади волны — замороженной, течение при больших  $z$  — однородным, скорость истечения на срезе камеры — звуковой

$$v_z = c. \quad (1)$$

Поперечную детонационную волну будем считать самоподдерживающейся волной Чепмена — Жуге с мгновенной химической реакцией в плоском фронте.

Сформулированные предположения позволяют записать первую группу уравнений, связывающих параметры течения в областях 1 и 2 (см. рис. 3), в виде известных соотношений на детонационном скачке

$$\begin{aligned} \rho_1 v_1 &= \rho_2 v_2, \\ p_1 + \rho_1 v_1^2 &= p_2 + \rho_2 v_2^2, \\ p_2 &= \frac{1}{\gamma} \rho_2 v_2^2, \\ I_1 + \frac{v_1^2}{2} &= \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{v_2^2}{2}, \\ I_1 &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + H_1, \quad \theta_1 = \theta_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Энтальпия  $I_1$  включает теплоту образования компонентов смеси  $H_1$ , систему отсчета которой выберем так, что в состоянии за волной  $H_2 = 0$ ,  $\theta$  — угол наклона линий тока к оси  $x$ .

Область 2 за волной, где  $v_2 = c_2$  в силу условия Чепмена — Жуге является критической для рассматриваемого стационарного течения. При этом давление  $p_2$  максимально по отношению ко всем остальным точкам потока, и течение вне области 2 всюду сверхзвуковое относительно поперечной детонационной волны. Исключение составляют внутренняя область (область химика), которая выпадает из анализа, и, быть может, небольшая область 5 за косою ударной волной  $CN$  в окрестности точки  $C$ . Среда перед поперечной волной представляет собой смесь горючего газа и окислителя, продуктов их возможного горения, а также продуктов детонации за предшествующей волной, которые разбавляют подаваемую смесь, уменьшая величину  $H_1$ .

Вследствие расширения потока за волной, в область 1 могут попасть продукты лишь из верхней зоны предшествующей волны, условно отделенной на рис. 3 линией тока  $MC'$ . Долю массового потока через эту зону по отношению к полному потоку вещества в волне обозначим через  $\alpha$ . Ввиду периодичности процесса эта часть может считаться непрерывно циркулирующей в поперечной волне, она входит в суммарный поток

массы через поперечную волну, но не входит в протекающий через камеру в направлении  $z$  расход массы  $G$ . Расход топлива  $G_1$ , приходящийся на одну волну, равняется при этом другой части массы вещества, которая проходит через нее ниже линии тока  $MC'$  за единицу времени

$$G_1 = (1 - \kappa)h\delta\rho_1v_1 = h_1\delta\rho_2v_2. \quad (3)$$

Здесь  $h$  — размер волны;  $h_1 = (1 - \kappa)h$ .

Вдоль выделенной граничной линии тока  $MC'$ , форма которой в общем случае неизвестна, осуществляется взаимодействие потока, втекающего в волну, с расположенным ниже потоком «чистых» продуктов детонации за предшествующей волной. Введем обозначения средних сил давлений, действующих между этими потоками в соответствующем направлении, и их отношения

$$p_z = \frac{1}{l - h_1 \sin \theta_1} \int_{MC'} p(x, z) dx, \quad (4)$$

$$p_x = \frac{1}{h_1 \cos \theta_1} \int_{MC'} p(x, z) dz, \quad \alpha = \frac{p_x}{p_z},$$

где интегрирование выполняется вдоль линии тока  $MC'$  между двумя соседними волнами. Тогда из уравнений для проекций импульса на оси  $x$  и  $z$  после преобразований получим

$$\frac{D}{v_2} = \left[ \frac{(\gamma + 1)}{\gamma} - \frac{1}{\gamma} \frac{p_x}{p_z} \right] \cos \theta_1 - \frac{\bar{u}_{0x}}{v_2},$$

$$\frac{p_x}{p_z} + \gamma \frac{\bar{u}_z}{v_2} \frac{h_1}{l} = (\gamma + 1) \frac{h_1}{l} \sin \theta_1 + \left( 1 - \frac{h_1}{l} \sin \theta_1 \right) \frac{p_z}{p_2}. \quad (5)$$

Здесь  $\bar{u}_{0x}$  и  $\bar{u}_{0z}$  — проекции средней скорости исходных газов при вдуве в камеру.

Для нахождения проекции скорости смеси относительно стенок перед волной  $u_{1x}$  используем кинематическое равенство

$$D + u_{1x} = v_1 \cos \theta_1,$$

после деления которого на  $v_2$  с использованием (5) и (2) найдем

$$(u_{1x} - \bar{u}_{0x})/v_2 = (p_x - p_1)/\gamma p_2 \cdot \cos \theta_1. \quad (6)$$

В энергетической связи между исходным состоянием газов и состоянием за волной необходимо во вращающейся вместе с ней системе координат учесть работу сил реакции, действующих со стороны торцевой стенки камеры на вдуваемые струи. Тогда поток энергии через область  $l$  запишется в виде

$$\rho_1 v_1 \left( I_1 + \frac{v_1^2}{2} \right) \delta h = G_1 \left( I_T + \frac{D^2}{2} + \bar{u}_{0x} D \right) + \kappa \rho_2 v_2 \left( I_2 + \frac{v_2^2}{2} \right) h \delta.$$

С учетом (2) и (3)

$$\frac{D^2}{v_2^2} + \frac{2I_T}{v_2^2} + \frac{2\bar{u}_{0x} D}{v_2^2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (7)$$

Здесь  $I_T$  — полная энтальпия торможения вдуваемой смеси;  $D$  — скорость волны относительно камеры в направлении  $x$ . Разбавление потока перед волной сгоревшими продуктами от предшествующей волны не меняет вид уравнения энергии, что является следствием стационарности течения и его периодичности по  $x$ .

Стационарные параметры потока на срезе камеры (величины без цифровых индексов), давление  $p_\kappa$  и удельный импульс  $J$  в силу предпо-



ложения (1) не зависят от внутреннего течения в камере и полностью определяются параметрами вдуваемого исходного газа и геометрическими размерами посредством уравнений

$$v_x = \bar{u}_{0x}, \quad v_z = \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \sqrt{2I_T - \bar{u}_{0x}^2}, \quad (8)$$

$$\rho = \frac{G_1}{\delta l v_z}, \quad P = \frac{G_1 v_z}{\gamma \delta l}, \quad p_{\text{н}} = \frac{G_1}{\delta l} \left( \frac{\gamma+1}{\gamma} v_z - \bar{u}_{0z} \right),$$

$$J = \delta l \frac{p + \rho v_z^2}{G_1} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{2(\gamma^2 - 1) I_T} \sqrt{1 - \frac{\bar{u}_{0x}^2}{2I_T}},$$

следующих из законов сохранения потоков масс, энергии и двух компонентов импульса.

Представленная математическая модель течения, в отличие от имеющейся в работе [8], учитывает конечную величину угла наклона волны  $\theta_1$  к оси  $z$ , которая, как видно на снимках рис. 2, составляет  $\sim 10^\circ$ . Этот факт более важен для камер без соплового сужения, которые здесь рассматриваются.

Из уравнений (2), (3) и (5)–(8) получаем систему расчетных формул для параметров поперечных детонационных волн

$$\zeta + (1 + \gamma - \zeta) \eta \sin \theta_1 - \eta \sqrt{\gamma^2 - 1} \cdot \left[ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \left( 1 + \frac{1 - \alpha \zeta}{\gamma} \right)^2 \cos^2 \theta_1 \right]^{0,5} = 0,$$

$$\frac{2I_T}{v_2^2} \left( 1 - \frac{\bar{u}_{0x}^2}{2I_T} \right) = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \left( 1 + \frac{1 - \alpha \zeta}{\gamma} \right)^2 \cos^2 \theta_1,$$

$$\rho_2 = \frac{G_1}{\eta \delta l v_2}, \quad p_2 = \frac{G_1 v_2}{\gamma \eta \delta l}, \quad \frac{p_1}{p_2} = 1 - \gamma \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \cdot \frac{2I_T}{v_2^2} \cdot \frac{H_1}{I_T}}, \quad (9)$$

$$\frac{D}{v_2} = \frac{\gamma+1 - \alpha \zeta}{\gamma} \cos \theta_1 - \frac{\bar{u}_{0x}}{v_2}, \quad \frac{u_{1x}}{v_2} = \frac{\alpha \zeta - p_1/p_2}{\gamma} \cos \theta_1,$$

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1 - p_1/p_2}{\gamma},$$

где  $\zeta = p_2/p_1$ ;  $\eta = h_1/l$ .

Вспомогательная величина  $\zeta$  находится решением первого уравнения системы (9), затем последовательно вычисляются  $v_2$  и все остальные величины, если параметры  $\eta$ ,  $\alpha$ ,  $\theta_1$  и  $H_1/I_T$  выбраны из каких-либо дополнительных соображений. Величины  $I_T$ ,  $\gamma$ ,  $\bar{u}_{0x}$ ,  $\bar{u}_{0z}$  и  $G_1/\delta l = G/2\pi R\delta$  — считаем заданными;  $H_1/I_T$  определяется степенью выгорания и разбавления смеси продуктами до входа в волну. При выбранном нуле отсчета полная начальная энтальпия топлива близка к его энтальпии образования  $H_0$ , поэтому  $H_1/I_T \approx H_1/H_0 \leq 1 - \alpha$ .

Некоторые результаты расчетов, в которых величины  $\gamma$ ,  $\eta$ ,  $\sin \theta_1/\eta$  и  $\alpha$  задавались в качестве варьируемых параметров задачи, представлены в табл. 2. Отношение давлений на поперечной волне  $p_1/p_2$ , через которое дополнительно находятся величины  $v_1/v_2$  и  $u_{1x}/v_2$ , оказывается слабо зависящим от перечисленных параметров и при  $H_1/H_0 < 0,95$  может быть с точностью 10% для всех стехиометрических углеводородно-кислородных газовых смесей выражено формулой

$$p_1/p_2 = 1 - 0,97 \sqrt{H_1/H_0}. \quad (10)$$

Расчетные значения скорости поперечных волн  $D$  близки к скорости детонации неподвижной смеси при стандартных условиях, так как  $\cos \theta_1 \approx 1$ , а встречная скорость топливной смеси  $u_{1x}$  при  $\bar{u}_{0x} = 0$  оказывается всегда меньше 400 м/с. Относительная амплитуда давления в волне,

Т а б л и ц а 2

$\gamma$	$\eta$	$\frac{\sin \theta_1}{\eta}$	$\alpha$	$\frac{\rho}{\rho_2}$	$\frac{p}{p_2}$	$\theta$ , град	$\zeta$	$\frac{D}{v_2}$	$\frac{v_2}{\sqrt{2I_T}}$	$\frac{p_{K_1}}{p_2}$
1,15	0,15	1	1	0,1663	0,1353	28,5	0,2480	1,635	0,293	0,2909
	0,15	2	0,5	0,1679	0,1340	27,4	0,2004	1,700	0,296	0,2881
	0,1	2	0,5	0,1131	0,0884	26,3	0,1501	1,768	0,299	0,1901
	0,05	2	0,5	0,0570	0,0438	25,4	0,0839	1,824	0,301	0,0942
1,25	0,2	1	1	0,2320	0,1724	29,3	0,3100	1,521	0,387	0,3879
	0,15	1	1	0,1768	0,1272	28,1	0,2411	1,589	0,393	0,2862
	0,15	1	0,5	0,1814	0,1240	26,1	0,2337	1,687	0,403	0,2791
	0,15	2	0,5	0,1794	0,1254	26,6	0,1895	1,645	0,390	0,2822
	0,1	1	1	0,1200	0,0833	26,4	0,1666	1,658	0,400	0,1875
	0,1	2	0,5	0,1216	0,0822	25,4	0,1428	1,709	0,405	0,1850
	0,05	2	0,5	0,0617	0,0405	24,4	0,0803	1,759	0,412	0,0911
1,667	0,1	2	0,5	0,1556	0,0643	22,5	0,1204	1,532	0,778	0,1714

характеризуемая отношением  $p_2/p_k$ , быстро растет с уменьшением основного геометрического параметра процесса  $\eta$ ; влияние остальных параметров, кроме  $\gamma$ , более слабое.

Величины  $\eta$  и  $\alpha$  можно найти расчетным путем, дополнив систему (9) соотношениями (4). Хотя точное вычисление интегралов в (4) невозможно без детального расчета всего поля течения (т. е. фактически полного численного решения всей задачи), можно воспользоваться приближенным подходом. Проведены серии расчетов с различными модельными законами расширения потока за поперечной волной. Линия  $MC'$  задавалась либо прямой (тогда  $\alpha = 1$ ,  $\sin \theta_1/\eta = 1$ ), либо дугой окружности, параллельной оси  $x$  в точке  $M$  и перпендикулярной волне в точке  $C'$  (тогда  $\sin \theta_1/\eta \approx 2$ ). Течение продуктов детонации в окрестности линии  $MC'$  считалось изэнтропическим, изменение давления задавалось либо условием  $\rho_2 v_2/\rho v = 1 + K_1 x$ , соответствующим течению от цилиндрического источника со звуковой линией на его поверхности (вблизи линии  $MC'$  углы  $\theta$  можно считать малыми), либо условием  $\rho_2 v_2/\rho v = 1 + x/[K_2 x + \eta l/(\theta_1 + \Delta\theta_{13})]$ , где  $\Delta\theta_{13}$  — угол между направлениями  $MC'$  и  $C'E'$  в окрестности точки  $C'$ , определяемый путем согласования течения в центрированной волне разрежения и за косой ударной волной. Константы  $K_1$  и  $K_2$  выбирались такими, чтобы давление на отрезке  $x \in (0; l)$  менялось от  $p_2$  до уровня  $p_1$ , который можно задавать независимо в соответствии с выражением (10). Второе условие, по-видимому, завышает начальное значение производной  $dp/dx$  вдоль  $MC'$ , первое — занижает.

В результате расчетов получена связь между  $\eta$  и  $p_1/p_2$ , аппроксимирующее выражение которой для  $\gamma = 1,25$  можно записать в виде

$$p_1/p_2 = 0,45\eta + \eta^2. \quad (11)$$

При разных предположениях о течении между поперечными волнами, перечисленных выше, значения  $\eta$  отличаются от даваемых этой формулой на  $\pm 25\%$  в области  $\eta \leq 0,2$ , причем меньшие значения получаются, если предполагается более крутой спад давления за волной.

Доля несгоревшего топлива в смеси перед волной  $H_1/H_0$  в реальных условиях также связана с  $\eta$ , так как с уменьшением  $\eta$  при фиксированном  $l$  уменьшается поперечное сечение потока перед волной и, как следствие, усиливается его разбавление горячими продуктами и выгорание. Уменьшение  $H_1/H_0$ , согласно (10), (11), приводит к росту  $p_1/p_2$  и  $\eta$ . Таким образом, процесс при слишком малых  $\eta$  оказывается невозможным.

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  $\eta$ , 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  $\eta$  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