

НЕПРЕРЫВНАЯ ДЕТОНАЦИЯ В РЕЖИМЕ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ПОДАЧИ ОКИСЛИТЕЛЯ. 2. ОКИСЛИТЕЛЬ — ВОЗДУХ

Ф. А. Быковский, С. А. Ждан, Е. Ф. Ведерников

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, bykovskii@hydro.nsc.ru

Приведены результаты экспериментального исследования непрерывной детонации водородовоздушной смеси в проточной кольцевой камере диаметром 306 мм в режиме автоэжекции воздуха. Реализован также режим пульсирующей детонации. В условиях эксперимента наблюдались устойчивые режимы непрерывной детонации с одной и двумя поперечными детонационными волнами со скоростью $D = 1.48 \div 1.16$ км/с. Частота пульсирующей детонационной волны составляла ≈ 1.4 кГц. Подтверждено известное условие для реализации непрерывного детонационного режима — хорошее смешение для образования детонационно-способного слоя смеси. Определен размер щели для подачи воздуха, обеспечивающий необходимый для детонации расход и соотношение компонентов смеси. Представлен ряд способов оценки расхода воздуха.

Ключевые слова: эжекция воздуха, водородовоздушная смесь, непрерывная спиновая детонация, пульсирующая детонация, проточная камера сгорания, структура течения.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из альтернатив традиционному сжиганию топлив в турбулентном пламени в настоящее время рассматривается способ их сжигания в непрерывно вращающихся поперечных детонационных волнах (ПДВ). Обзор современного состояния фундаментальных исследований непрерывной детонации в камерах типа ЖРД и проточных камерах типа ВРД с принудительной подачей окислителя через кольцевую щель представлен в [1]. Первые результаты исследования непрерывного спинового сжигания топливно-воздушных смесей ацетилен — воздух и водород — воздух в проточной камере кольцевой цилиндрической геометрии приведены в [2, 3]. Анализ экспериментов для ацетиленокислородной смеси [4, 5] в проточной кольцевой камере с расширением кольцевого канала показал, что имеются предпосылки для поиска режимов непрерывной детонации без принудительной подачи окислителя в камеру сгорания. Эта потенциальная возможность подтвердилась в работах [6–8], где было установлено, что в проточной камере сгорания непрерывная спиновая детонация или пульсирующая детонация горючих смесей могут осу-

ществляться в режиме нестационарной эжекции кислорода.

Цель данной работы — осуществить в проточной кольцевой камере и исследовать режимы непрерывной спиновой и пульсирующей детонации топливно-воздушных смесей при автоэжекции воздуха, что важно для практических приложений. В качестве горючего использовался водород.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ КАМЕРА

Исследования проводили в осесимметричной кольцевой проточной камере с расширением площади проходного сечения на выходе (рис. 1). Размеры камеры: наружный диаметр $d_c = 306$ мм, длина конической части 360 мм; общая длина $L_{c1} = 510$ или $L_{c2} = 395$ мм, при

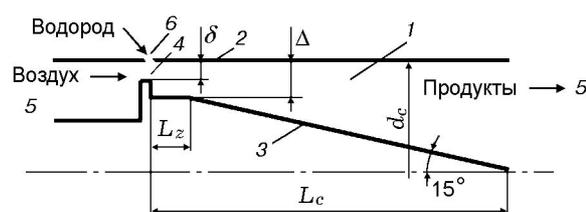


Рис. 1. Схема камеры:

1 — кольцевая камера, 2 — наружная стенка, 3 — конусная стенка, 4 — кольцевая щель, 5 — окружающее пространство, 6 — форсунка

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках программы Президиума РАН № 2.6, Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-01-00203) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ 5770.2010.1).

этом длина цилиндрической части $L_{z1} = 150$ или $L_{z2} = 35$ мм; угол при вершине внутренней конусной стенки 30° ; минимальное расстояние от основания конуса до наружной стенки $\Delta = 23$ мм, минимальная площадь сечения камеры $S_c = \pi(d_c - \Delta)\Delta = 204 \text{ см}^2$.

Воздух в камеру поступал через кольцевую щель шириной δ из неподвижной атмосферы с давлением $p_a \approx 1.013 \cdot 10^5$ Па и температурой $T_a \approx 293$ К. Размеры щели варьировались: $\delta = 3, 6, 10$ или 23 мм. Водород подавался через форсунку, расположенную напротив щели и имеющую попарно встречные отверстия, равномерно распределенные по поверхности наружной стенки. По отношению к оси камеры отверстия имели наклон 45° как в поперечном, так и в продольном ее сечении. В различных экспериментах применяли три типа форсунок, в которых варьировались число и размеры отверстий (F1 — $200 \times 1 \times 1$ мм, F2 — $200 \times 0.5 \times 0.4$ мм и F3 — $400 \times 0.3 \times 0.25$ мм).

Водород поступал из ресивера объемом $V_{r,f} = 13.3$ л (на рисунке не показан) с начальным давлением $p_{r,f0} = (10 \div 50) \cdot 10^5$ Па. В зависимости от типа форсунки, времени эксперимента ($t \approx 0.6$ с) и начального давления в ресивере расход водорода изменялся в диапазоне $G_f = 140 \div 6$ г/с, удельный расход водорода на входе в камеру — в интервале $g_f = G_f/S_c = 6.86 \div 0.293$ кг/(с·м²). Расходы вычисляли по методике [9]. Продукты сгорания образующейся смеси вытекали в атмосферу.

Эксперименты выполняли в следующем порядке. В камеру подавался водород, поток которого создавал начальную эжекцию воздуха. Образующаяся горючая смесь поджигалась тепловым импульсом с энергией ≈ 5 Дж, выделяющейся при пережигании электротокм полоски алюминиевой фольги. Иницирование проводилось на расстоянии 15 см от щели для подачи воздуха (на рисунке не показано).

Фотографирование процесса в течение $t \approx 0.35$ с осуществлялось через продольные окна в стенке камеры с помощью фоторегистратора с падающим барабаном [10] в режиме компенсации скорости [11]. При этом частично компенсировалась лишь скорость ПДВ, а продольная пульсирующая детонация (ППД) и движущиеся вдоль окна светящиеся частички газа регистрировались в режиме развертки. Для подсветки волн и течений газа применялись струйка ацетилена и коаксиально с ней струйка кислорода, подаваемые в камеру вдоль окон. До-

полнительно цифровой кинокамерой проводилась покадровая съемка обстановки снаружи камеры сгорания, в том числе свечения в окнах. Измерялись статические давления в камере на расстоянии 1.5, 10 и 15 см от щели (p_{c1} , p_{c2} и p_{c3} соответственно). Эти давления, а также давления подачи водорода, начального $p_{r,f0}$ и текущего $p_{r,f}$, записывались на компьютер, на котором они и обрабатывались.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В зависимости от постановки эксперимента водород сгорал в разных режимах: обычного турбулентного пламени, непрерывной спиновой детонации, пульсирующей детонации с продольными волнами. Типичные фоторегистрограммы этих режимов при $\delta = 10$ мм ($\delta/\Delta = 0.435$) приведены на рис. 2: *a* — горение ($L_{c2} = 395$ мм, форсунка F1, $G_f = 25$ г/с); *б* — непрерывная спиновая детонация, волны движутся слева направо со скоростью $D = 1.37$ км/с относительно наружной стенки камеры, число волн $N = 1$ ($L_{c1} = 510$ мм, форсунка F2, $G_f = 40$ г/с); *в* — продольная пульсирующая детонация с частотой $f = 1.4$ кГц ($L_{c2} = 395$ мм, форсунка F2, $G_f = 80$ г/с).

Типичные осциллограммы давления в системе подачи водорода и в камере представлены на рис. 3. Осциллограммы отображают только ту часть процесса сжигания, которая зафиксирована фоторегистратором ($t \approx 0.35$ с). На самом деле процесс был более продолжительным ($t \approx 0.6$ с) и все время фиксировался кинокамерой и датчиками давления. За время регистрации на пленку давление в ресивере уменьшилось: для форсунки F1 — в 8 раз, F2 — в 2 и для F3 — в 1.5 раза. Примерно во столько же раз сократились расходы во-

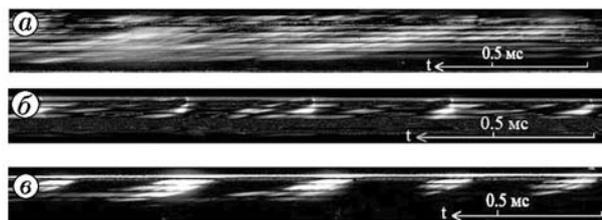


Рис. 2. Фрагменты фоторегистрограмм ($\delta = 10$ мм):

a — горение, *б* — непрерывная спиновая детонация, *в* — продольная пульсирующая детонация

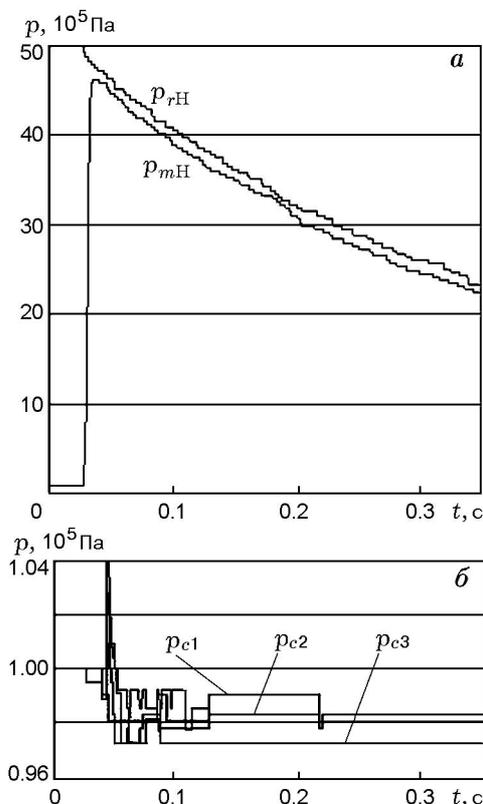


Рис. 3. Осциллограммы давления:

a — в системе подачи водорода, *б* — в камере;
 $\delta = 10$ мм, камера $L_{c1} = 510$ мм, форсунка F2,
 $G_f = 100 \div 42$ г/с

дорода. Отсчет времени начинался с момента запуска компьютерной системы. Истечение водорода из ресивера наступало через 28 мс (рис. 3, *a*), а подрыв смеси в камере — через 40 мс (рис. 3, *б*, кратковременный пик давления, вызванный иницированием смеси). Давления, зарегистрированные на входе в щель для воздуха и в камере, оказались практически одинаковыми во всех режимах — $p_0 \approx p_{c1} \approx p_{c3} \approx (0.98 \pm 0.01) \cdot 10^5$ Па.

Приведенные осциллограммы соответствуют опыту, в котором в начале процесса развивалось обычное горение (в интервале $t = 40 \div 130$ мс), в середине — режим ППД ($t = 130 \div 300$ мс) и в конце — режим с ПДВ ($t = 300 \div 350$ мс). Выброс продуктов, как зафиксировала кинокамера, вначале происходил и в помещение, но уже через $t < 40$ мс наблюдалось нормальное втекание воздуха в камеру. Длительность выброса продуктов в помещение зависела от количества смеси, накопившейся в камере и на выходе из нее

Основные результаты экспериментов

δ , мм	Форсунка	L_c	g_f , кг/(с·м ²)	Режим
3	F1, F2	L_{c1}, L_{c2}	$5.4 \div 0.64$	Горение
6	F1, F2	L_{c1}, L_{c2}	$6.85 \div 1.23$	—//—
10	F1	L_{c2}	$6.85 \div 1.23$	—//—
10	F2	L_{c2}	$4.89 \div 4.41$	—//—
—//—	F2	L_{c2}	$4.41 \div 1.96$	ППД
—//—	—//—	—//—	$1.96 \div 0.59$	ПДВ
—//—	—//—	L_{c1}	$4.8 \div 3.63$	Горение
—//—	—//—	—//—	$3.63 \div 2.79$	ППД
—//—	—//—	—//—	$2.79 \div 2.55$	ППД → ПДВ
—//—	—//—	—//—	$2.55 \div 1.23$	ПДВ
—//—	—//—	—//—	$1.23 \div 0.59$	ППД
—//—	F3	L_{c2}	$1.57 \div 0.49$	ПДВ
—//—	—//—	—//—	$0.49 \div 0.29$	Горение
23	F3	L_{c2}	$1.57 \div 0.98$	—//—

перед иницированием. В некоторых опытах выброс длился до 120 мс. Основные результаты экспериментов для разных геометрий камеры сгорания и системы подачи водорода представлены в таблице.

Опыты, проведенные в диапазоне расходов водорода $G_f = 140 \div 13$ г/с при уменьшении ширины щели для подачи воздуха до $\delta = 3$ и 6 мм (форсунки F1, F2), так же как и при ее увеличении до размера кольцевого канала камеры $\delta = \Delta = 23$ мм (форсунка F3), в камерах длиной $L_{c1} = 510$ мм и $L_{c2} = 395$ мм, показали, что в камере развивалось обычное турбулентное горение. Детонационные режимы регистрировались только при установке щели шириной $\delta = 10$ мм. Это позволяет утверждать, что пределы существования детонационных режимов по относительному размеру кольцевой щели для подачи воздуха находятся в диапазоне $0.26 < \delta/\Delta < 1$. Более мелкая градация размеров δ в экспериментах не проводилась.

При $\delta = 10$ мм ($\delta/\Delta = 0.435$) нижний предел существования детонационных режимов по расходам водорода ($G_{f,\min} = 10 \div 12$ г/с; $g_{f,\min} = 0.54 \pm 0.05$ кг/(с·м²)) получен для форсунок F2 и F3, имеющих более мелкие отверстия, а для форсунки F3 к тому же и более равномерно распределенные по окружно-

сти стенки. Верхний предел по расходу водорода для форсунки F3 не определялся, а для форсунки F2 зависел от величины цилиндрического участка внутренней стенки камеры L_z . При $L_{z2} = 35$ мм получили $G_{f,max} \approx 90$ г/с ($g_{f,max} \approx 4.4$ кг/(с·м²)), а при $L_{z1} = 150$ мм — $G_{f,max} \approx 75$ г/с ($g_{f,max} \approx 3.67$ кг/(с·м²)). Вне указанных пределов (в диапазоне реализованных расходов водорода) наблюдалось обычное горение, а внутри пределов — как непрерывные спиновые, так и пульсирующие режимы детонации с взаимным переходом одного режима в другой. Обнаружена следующая закономерность при увеличении расхода водорода. До достижения нижнего предела $g_{f,min}$ в камере развивается обычное горение, затем появляется ППД, переходящая в непрерывную спиновую детонацию с ПДВ, которая при дальнейшем увеличении расхода водорода опять переходит в ППД и, наконец, вырождается в обычное горение.

Зависимости скорости непрерывной спиновой детонации от удельных расходов водорода при $\delta = 10$ мм ($\delta/\Delta = 0.435$) приведены на рис. 4. Рассмотрим подробнее процессы, протекающие в камере сгорания, при различных комбинациях используемых камер и форсунок.

Вариант 1: $L_{c1} = 510$ мм, форсунка F2. При варьировании начальных давлений водорода в ресивере ($p_{f0} = 50, 25$ и $12.5 \cdot 10^5$ Па) обеспечивались удельные расходы $g_f = 4.89 \div 0.59$ кг/(с·м²) и осуществлялись различные режимы его сгорания. В диапазоне $g_f = 4.79 \div 3.62$ кг/(с·м²) наблюдалось обычное турбулентное горение. При $g_f = 3.62 \div 2.79$ кг/(с·м²) оно переходило в режим ППД. В узком диапазоне удельных расходов $g_f = 2.79 \div 2.54$ кг/(с·м²) происходил переход ППД

в непрерывный детонационный режим с ПДВ, который существовал до $g_f = 1.22$ кг/(с·м²). Далее режим с ПДВ перестраивался в режим ППД с частотой пульсаций $f = 1.3 \div 1.4$ кГц, после чего при $g_f < 0.73$ кг/(с·м²) переходил в обычное горение.

В этом варианте проведено наибольшее количество опытов. Причем в каждом из них в большом интервале расходов водорода наблюдалась необычная стабильность скорости непрерывной спиновой детонации: или $D = 1.37$ км/с, или $D = 1.41$ км/с, или в интервале между ними (см. рис. 4). Обычно реализовывался режим с одной ПДВ ($N = 1$). Однако в области $g_f = 1.5 \pm 0.1$ кг/(с·м²) часто наблюдалась неустойчивость режима, обусловленная появлением второй волны. Скорости двух волн по окружности камеры непрерывно менялись в окрестности средней величины $D = 1.37 \pm 0.35$ км/с. Вблизи предела существования ПДВ ($g_f < 1.4$ кг/(с·м²)) скорости волн резко уменьшались, и они затухали при $D = 1.31$ км/с.

Вариант 2: $L_{c2} = 395$ мм, форсунка F2. Начальные давления водорода в ресивере, его расходы и последовательность чередования режимов сжигания были такими же, как и в варианте 1. Режим с ПДВ существовал в пределах $g_f = 1.96 \div 0.59$ кг/(с·м²). В камере наблюдались только одноволновые режимы ($N = 1$) непрерывной спиновой детонации, ее скорости в каждом эксперименте оставались стабильными — $D = 1.48 \div 1.37$ км/с. Лишь вблизи предела по детонации $g_f = 0.8 \div 0.6$ кг/(с·м²) скорости заметно уменьшались до $D = 1.29$ км/с (см. рис. 4).

Вариант 3: $L_{c2} = 395$ мм, форсунка F3. При $p_{f0} = 30, 20, 15$ и $10 \cdot 10^5$ Па обеспечивались удельные расходы $g_f = 1.64 \div 0.29$ кг/(с·м²). В камере достаточно стабильно по скорости детонации существовали одноволновые режимы ($D = 1.48 \div 1.41$ км/с) при $g_f = 1.57 \div 1.08$ кг/(с·м²) (см. рис. 4). В диапазоне $g_f = 1.08 \div 0.49$ кг/(с·м²) наблюдались двухволновые режимы ($N = 2, D = 1.33 \div 1.17$ км/с) с заметным снижением скорости детонации при уменьшении расхода водорода. В течение всего времени фоторегистрации ($t \approx 0.3$ с) зафиксированы режимы непрерывной спиновой детонации. В данном варианте в диапазоне приведенных расходов режимы с ППД не наблюдались: при $g_f < 0.5$ кг/(с·м²) ПДВ транс-

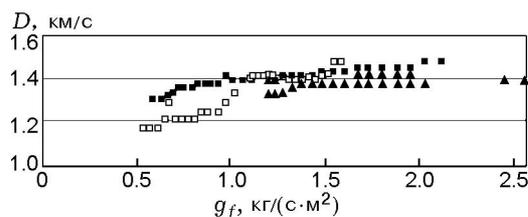


Рис. 4. Зависимости скорости непрерывной спиновой детонации от удельных расходов горючего для различных камер и форсунок:

▲ — $L_{c1}, F2$; ■ — $L_{c2}, F2$; □ — $L_{c2}, F3$

формировались в обычное горение, а при $gf > 1.64 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ опыты не проводились.

Отметим, что для всех вариантов после инициирования всегда существовал переходный процесс от горения к детонации ($t = 25 \div 75 \text{ мс}$), в течение которого в камере развивалась тангенциальная или продольная неустойчивость с акустическими волнами, переходившая в детонацию. Существование режима с непрерывной спиновой детонацией безошибочно определялось на слух по характерному свисту.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

До настоящего времени в камере кольцевой геометрии были реализованы устойчивые непрерывные детонационные режимы лишь при принудительной подаче воздуха из ресивера высокого давления при использовании форсунок типа F1 и F2 [3]. Режимы непрерывной спиновой и пульсирующей детонации водородовоздушных смесей для проточного варианта камеры с автоэжекцией воздуха реализованы впервые. Если для существования подобных режимов в топливно-кислородных смесях достаточно было кольцевой камеры диаметром $d_c = 100 \text{ мм}$ [6–8], то для топливно-воздушных смесей пришлось увеличивать диаметр камеры до $d_c = 306 \text{ мм}$.

Анализ фоторегистрограмм ПДВ показал, что их структура принципиально не отличается от наблюдаемой в [6–8]. В водородовоздушной смеси немного слабее выражена продольная волна RS. Возможно поэтому в режиме пульсирующей детонации воспламенение смеси происходит после ее отражения от торца камеры. Высота фронта ПДВ в одноволновом детонационном режиме составляла $h \approx 200 \text{ мм}$, т. е. $1/5$ длины окружности камеры. В двухволновом режиме $h \approx 120 \text{ мм}$ ($h/l \approx 1/4$, где l — расстояние между смежными ПДВ). Эти соотношения близки к установленным при принудительной подаче воздуха [3]. Отметим, что частота колебаний волн в режиме ППД и частота вращения ПДВ при одноволновом режиме примерно совпадают и составляют около 1.4 кГц . По-видимому, близость частот связана с автоколебаниями эжектируемого воздуха, расход которого за период колебаний не может быть произвольным и определяется взаимовлиянием процессов в камере и системе подачи.

Очевидно, что смесеобразование улучшает

ется при уменьшении отверстий форсунок и более равномерном распределении их по окружности кольцевого канала, так как при этом увеличивается площадь контакта смесевых компонентов и уменьшаются масштабы вихрей. Серия описанных выше экспериментов наглядно показала, что для осуществления непрерывной детонации в режиме эжекции воздуха нужны форсунки типа F2 и F3. Форсунка типа F1 увеличивает зону смешения, размер которой становится больше высоты фронта детонации ($h/l > 1/4$), поэтому в камере $d_c = 306 \text{ мм}$ детонация не реализуется. По-видимому, в камере большего диаметра появляется возможность укрупнения структуры ПДВ и реализации детонационного режима.

Однако увеличение диаметра камеры не снимает требования превышения минимального удельного расхода смеси ($g_{\Sigma \min} \approx 46 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ при коэффициенте избытка горючего $\phi \approx 1$ и $p_{c1} \approx 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$), а также обеспечения необходимых концентрационных соотношений для водородовоздушной смеси ($\phi_{\min} = 0.65 < \phi < \phi_{\max} = 2.7$ при $p_{c1} \approx 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$), при которых может существовать детонационный режим [3]. Поэтому для определения возможности реализации непрерывной детонации необходимо провести оценки расходов ($g_{\Sigma} = g_A + g_f$, где g_A — удельный расход воздуха) и соотношения компонентов смеси (коэффициента ϕ). Расходы водорода находили по методике [9], а для определения расхода воздуха при эжекции методика еще не разработана. На основании имеющихся экспериментальных данных можно оценить расходы воздуха при истечении холодной смеси, обычном горении и непрерывной спиновой детонации. Оценка расхода воздуха при пульсирующей продольной детонации сейчас невозможна из-за отсутствия обобщающих экспериментальных данных и расчетной физико-математической модели.

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет сформулировать следующие необходимые требования для развития детонации в режиме автоколебательной подачи воздуха: а) хорошее смешение компонентов; б) удельные расходы смеси должны находиться в пределах $g_{\Sigma \min} < g_{\Sigma} < g_{\Sigma \max}$, где $g_{\Sigma \max}$ — верхний детонационный предел по удельному расходу смеси; в) попадание в концентрационные пределы ($\phi_{\min} < \phi < \phi_{\max}$).

Оценка расхода воздуха при горении. Оценку расходов воздуха для стационарных режимов

горения можно провести по регистрируемому перепаду давления на щели. В камере L_{c2} с форсункой F2, шириной щели $\delta = 10$ мм и расходом водорода $G_f = 100 \div 90$ г/с регистрировалось статическое давление $p_{c1} = (0.98 \pm 0.01) \cdot 10^5$ Па (см. рис. 3, б). Предполагая течение воздуха несжимаемым, можно записать

$$G_A = \mu \rho_{A0} v S_\delta = \mu \rho_{A0} S_\delta \left[\frac{2(p_a - p_{c1})}{\rho_{A0}} \right]^{0.5}, \quad (1)$$

где $\mu = 0.95$ — коэффициент расхода щели [12], $\rho_{A0} = 1.2$ кг/м³ — плотность воздуха при температуре $T_{A0} = 293$ К, v — его скорость, $S_\delta = 93 \cdot 10^{-4}$ м² — площадь щели для подачи воздуха. Подставляя эти значения в (1), получаем $G_A = 0.43 \div 0.75$ кг/с ($g_A = 25.9 \div 42$ кг/(с·м²)) и $\phi = 8 \div 4.6$. Данные значения ϕ больше верхнего предела по концентрации ($\phi_{\max} \approx 2.7$) для непрерывной спиновой детонации даже при принудительной подаче воздуха [3].

При малых расходах водорода $G_f = 10 \div 6$ г/с в камере L_{c2} с форсункой F3 и $\delta = 10$ мм также развивалось горение и фиксировалось давление $p_{c1} \approx 0.99 \cdot 10^5$ Па, которому соответствует $G_A = 0.44$ кг/с ($g_A \approx 22$ кг/(с·м²)) и $\phi \approx 0.79 \div 0.48$. Видно, что значение g_Σ гораздо меньше нижнего предела по детонации $g_{\Sigma \min}$ [3]. Итак, в обоих рассмотренных случаях при хорошем смещении компонентов развитие горения наблюдается вне концентрационных или расходных пределов для детонации, поэтому его реализация в режиме эжекции воздуха для данных значений расходов водорода вполне закономерна.

Оценка расхода воздуха при непрерывной спиновой детонации 1. Для непрерывной спиновой детонации оценка возможна с привлечением экспериментальных и расчетных данных, полученных ранее [3, 13]. Примем во внимание практическое постоянство скорости непрерывной спиновой детонации (см. рис. 4) в диапазоне $g_f = 2.6 \div 1.2$ кг/(с·м²). Так, в камере $L_{c1} = 510$ мм с форсункой F2 и $\delta \approx 10$ мм при одноволновом режиме скорость уменьшалась всего на 3.7 % при изменении расхода водорода в два раза и постоянном давлении в камере ($D = 1.37 \rightarrow 1.32$ км/с при $G_f = 52 \rightarrow 25$ г/с ($g_f = 2.55 \rightarrow 1.23$ кг/(с·м²), см. рис. 4) и $p_a \approx 1 \cdot 10^5$ Па). Так как скорость непрерывной детонации вдали от пределов по g_Σ в значительной степени зависит от соотношения компонентов,

то это указывает на примерное постоянство коэффициента избытка горючего ($\phi \approx \text{const}$), и поступление в камеру воздуха пропорционально расходу водорода. При принудительной подаче воздуха отношение скорости ПДВ к идеальной скорости детонации Чепмена — Жуге (D_{CJ}) составляло $D/D_{CJ} \approx 0.75$ [3]. Если такое соотношение скоростей соблюдается и при эжекции воздуха, то при $D = 1.37 \div 1.32$ км/с имеем $D_{CJ} = 1.83 \div 1.76$ км/с. Тогда по данным [14] получаем коэффициент избытка горючего $\phi = 0.95 \div 0.8$. Отсюда оцениваются и расходы воздуха — $G_A = 1.9 \div 1.32$ кг/с ($g_\Sigma = 95.8 \div 65$ кг/(с·м²)).

В камере $L_c = 395$ мм с форсункой F3 при одноволновом режиме скорости непрерывной детонации были выше — $D = 1.44 \div 1.39$ км/с. Принимая $D/D_{CJ} \approx 0.75$, получаем $D_{CJ} = 1.92 \div 1.85$ км/с, что соответствует $\phi = 1.2 \div 1.0$, и для расхода водорода $G_f = 32 \div 25.2$ г/с получаем $G_A = 0.92 \div 0.87$ кг/с ($g_\Sigma = 46.7 \div 44$ кг/(с·м²)), т. е. значения, близкие к предельным для существования устойчивой детонации. В режиме с двумя ПДВ ($N = 2$, $G_f = 25 \div 10$ г/с, $g_f = 1.22 \div 0.5$ кг/(с·м²)) наблюдалось резкое уменьшение скоростей детонации и, следовательно, ослабление детонационных волн. Проведение оценок величины G_A в этом диапазоне затруднительно, так как уменьшение абсолютной скорости волн D может происходить как вблизи пределов по g_Σ , так и вблизи нижних пределов по ϕ .

Оценка расхода воздуха при непрерывной детонации 2. Приведем верхнюю оценку расхода воздуха через щель шириной $\delta = 10$ мм, предполагая истечение критическим. Это предположение вполне обоснованно, так как в волне разрежения за фронтом ПДВ давление может быть в 2–3 раза ниже среднего ($p_c \approx p_a = 1 \cdot 10^5$ Па) [13]. Тогда максимальный расход можно вычислить по формуле для критического истечения воздуха

$$G_A = \mu \rho_{A*} v_* S_\delta, \quad (2)$$

где $\rho_{A*} = 0.634 \rho_{A0} = 0.76$ кг/м³ и $v_* = 313$ м/с — критические плотность и скорость воздуха соответственно. Подставляя эти значения в (2), находим $G_A = 2.1$ кг/с ($g_A = 103$ кг/(с·м²)). Полученные выше оценки расходов воздуха меньше этой величины. Поэтому истечение воздуха через щель в среднем докритическое. Однако если учесть, что в области распространения фронта ПДВ подача воз-

духа прекращается и возобновляется на некотором расстоянии от него [1–3], то критическое истечение может занимать только часть периода между волнами. Для ПДВ, приведенных на рис. 2, б, задержка поступления воздуха составляет примерно 1/4 периода, поэтому расход воздуха можно оценить величиной $G_A = 2.1 \cdot 0.75 = 1.57 \text{ кг/с}$ ($g_A = 77 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$). Эта величина осредняет оценки, проведенные выше. Наименьшие значения оценок расхода воздуха ($G_A = 0.87 \text{ кг/с}$, $g_A = 42.6 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$), полученные при минимальных удельных расходах $g_{f,\min}$, можно объяснить уменьшением участка кольцевой щели, где происходит поступление воздуха в камеру, и его пониженной скоростью в щели (снижением градиента давления в волне разрежения за ПДВ).

В холостом опыте (без инициирования детонации) (см. вариант 1) при $p_{f0} = 50 \cdot 10^5 \text{ Па}$ в камере устанавливалось давление $p_{c1} = 0.9 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Отсюда по формуле (1) $G_A = 1.37 \text{ кг/с}$ ($g_A = 67.2 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$) и $\phi = 2.53 \div 2.27$. Значения ϕ близки к предельным по детонации. Образующуюся смесь такого состава не всегда удавалось инициировать, поэтому пережигание проволочки производили еще до установления полного давления в коллекторе водорода при пониженных значениях G_f . Из-за этого на рис. 3, б не наблюдается заметного снижения давления в камере перед инициированием процесса. Очевидно, реализовывалось соотношение компонентов с $\phi < 2.53$, но точное его определение затруднительно.

Следует отметить, что процесс с ПДВ всегда сопровождается характерным высокочастотным свистом ($f = 1.5 \div 1.3 \text{ кГц}$). Хотя продольные детонационные волны пульсировали примерно с той же частотой, слух воспринимал более низкие частоты. Горение же сопровождалось одним громким звуком (ударом).

Расчет стационарной эжекции воздуха. Для оценки расхода холодной смеси при эжекции воздуха в камеру сгорания до момента инициирования детонации можно воспользоваться математической моделью газового эжектора [15]. Для определения параметров потока на выходе из камеры рассмотрение самого процесса смешения не обязательно. Важно, чтобы к выходному сечению смешение газов уже произошло.

Основная задача при расчете газового эжектора заключается в определении параметров смеси газов на выходе из смесительной камеры ($p_3, \rho_3, T_3, u_3, k_3, \mu_3$) по параметрам вы-

соконапорного ($S_1, p_1, \rho_1, T_1, u_1, k_1, \mu_1$) и низконапорного ($S_2, p_2, \rho_2, T_2, u_2, k_2, \mu_2$) газов до смешения при заданной площади выходного сечения S_3 . Здесь S_i — площади поперечных сечений потоков, p_i — давление, ρ_i — плотность, T_i — температура, u_i — скорость, k_i — показатель политропы, μ_i — молекулярная масса i -го газа.

Для удобства дальнейших выкладок введем следующие обозначения расходов газа: $G_1 = \rho_1 u_1 S_1$, $G_2 = \rho_2 u_2 S_2$, $G_3 = \rho_3 u_3 S_3$. Исходя из законов сохранения массы, энергии и количества движения выпишем основные уравнения, связывающие параметры потока во входном и выходном сечениях смесительной камеры постоянного сечения с уступом ($S_3 > S_1 + S_2$).

Закон сохранения массы запишем в виде

$$G_1 + G_2 = G_3 \quad \text{или} \quad 1 + n = G_3/G_1, \quad (3)$$

где $n = G_2/G_1$ — коэффициент эжекции. Из закона сохранения энергии имеем

$$G_1(c_{p1}T_1 + u_1^2/2) + G_2(c_{p2}T_2 + u_2^2/2) = G_3(c_{p3}T_3 + u_3^2/2), \quad (4)$$

где $c_{pi} = k_i/(k_i - 1)R/\mu_i$, R — универсальная газовая постоянная. Учитывая, что эжектирующий газ подается под углом $\beta = 45^\circ$ к оси камеры, и приняв, что на нижнюю (наклонную) стенку действует «среднее» давление $(p_2 + p_3)/2$, получим уравнение для горизонтальной компоненты количества движения в смесительной камере:

$$G_1 u_1 \cos \beta + G_2 u_2 + p_2 S_2 + 0.5(p_2 + p_3)(S_3 - S_2) = G_3 u_3 + p_3 S_3. \quad (5)$$

Дополним систему (3)–(5) уравнениями состояния

$$p_i = \rho_i R T_i / \mu_i. \quad (6)$$

Теперь, переходя к параметрам торможения газов T_i^* , p_i^* , приведенным скоростям $\lambda_i = u_i/a_{cr,i}$, помня, что для водорода, воздуха и водородовоздушной смеси показатели политропы равны ($k_1 = k_2 = k_3$), и используя газодинамические функции $z(\lambda)$ и $q(\lambda)$, приведем, аналогично [15], уравнения расхода, энергии и количества движения для смешения водородовоздушной смеси к виду:

$$\frac{T_3^*}{T_1^*} = \frac{1 + n\bar{c}\theta}{1 + n\bar{c}}, \quad (7)$$

$$B \sqrt{(n+1) \left(1 + \frac{n\mu_1}{\mu_2}\right) \frac{1+n\bar{c}\theta}{1+n\bar{c}}} \times \\ \times \left[\frac{S_{32}+1}{2S_{32}} z(\lambda_3) + \frac{S_{32}-1}{2B \cdot S_{32}} \lambda_3 \right] = \lambda_1 \cos \beta + \\ + Bn \sqrt{\frac{\mu_1\theta}{\mu_2}} \left[\frac{S_{32}+1}{2} z(\lambda_2) - \frac{S_{32}-1}{2B} \lambda_2 \right], \quad (8)$$

$$\frac{p_3^*}{p_1^*} =$$

$$= \frac{\alpha}{S_{32}} \sqrt{(n+1) \left(1 + \frac{n\mu_1}{\mu_2}\right) \frac{1+n\bar{c}\theta}{1+n\bar{c}} \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_3)}}, \quad (9)$$

$$\mu_3 = \frac{1+n}{1/\mu_1 + n/\mu_2}, \quad (10)$$

$$n = \frac{1}{\Pi_0 \alpha \sqrt{\bar{c}\theta}} \frac{q(\lambda_2)}{q(\lambda_1)}. \quad (11)$$

Здесь

$$\bar{c} = \frac{c_{p2}}{c_{p1}}, \quad \theta = \frac{T_2^*}{T_1^*}, \quad \alpha = \frac{S_1}{S_2}, \quad S_{32} = \frac{S_3}{S_2},$$

$$\Pi_0 = \frac{p_1^*}{p_2^*}, \quad B = \frac{k+1}{2k}, \quad k = \frac{c_p}{c_v}, \quad z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda},$$

$$q(\lambda) = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Соотношения (7)–(11) достаточны для определения состояния потока в выходном сечении по заданным начальным параметрам потоков, коэффициенту эжекции n и геометрическому параметру α . Уравнение (8) называют основным уравнением эжекции. Истечение эжектирующего газа происходит в критическом режиме, поэтому $\lambda_1 = 1$. По начальным параметрам газов и коэффициенту эжекции из него можно определить газодинамическую функцию $z(\lambda_3)$ и приведенную скорость λ_3 . Методом последовательных приближений по параметру λ_2 находим такое его значение, при котором давление на выходе из смесительной камеры равно окружающему атмосферному давлению ($p_3 = p_2^*$). Для расчета стационарной эжекции воздуха необходимо задать девять термодинамических

параметров: $p_1^*, T_1^*, \lambda_1, k_1, \mu_1, p_2^*, T_2^*, k_2, \mu_2$ — и два геометрических: α, S_{32} .

Для стационарной эжекции холодной водородовоздушной смеси в нашей экспериментальной камере (см. рис. 1) при $\delta = 10$ мм имеем: для форсунки F2 — $\alpha = 0.0043$, для форсунки F3 — $\alpha = 0.0032$; $S_{32} = 2.2$, $T_1^* = 293$ К, $\lambda_1 = 1$, $k_1 = 1.4$, $\mu_1 = 2$ кг/кмоль, $p_2^* = 1 \cdot 10^5$ Па, $T_2^* = 293$ К, $k_2 = 1.4$, $\mu_2 = 29$ кг/кмоль.

В расчетах давление торможения водорода в коллекторе варьировалось в диапазоне $p_1^* = (5 \div 50) \cdot 10^5$ Па. Из результатов расче-

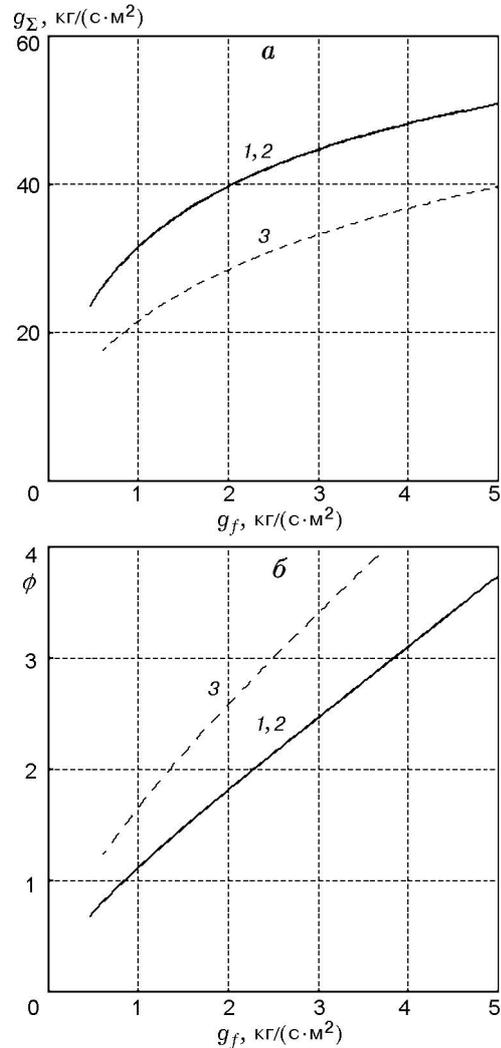


Рис. 5. Зависимости g_Σ и ϕ от удельного расхода водорода g_f при стационарной эжекции воздуха:

1, 2 — $\delta = 10$ мм, $\alpha = 0.0043$ и 0.0032 для F2 и F3 соответственно, 3 — $\delta = 6$ мм, $\alpha = 0.00707$ (F2) и 0.0053 (F3)

тов следует, что с уменьшением p_1^* монотонно уменьшается приведенная скорость воздуха на входе λ_2 и увеличиваются статическое давление p_2 и коэффициент эжекции n . Так, при $\alpha = 0.0043$ (F2) имеем $\lambda_2 = 0.283 \rightarrow 0.152$, $p_2 = 0.954 \rightarrow 0.987$, $n = 7.66 \rightarrow 41.94$; при $\alpha = 0.0032$ (F3) имеем $\lambda_2 = 0.272 \rightarrow 0.136$, $p_2 = 0.957 \rightarrow 0.989$, $n = 9.81 \rightarrow 50.11$. Рассчитанные значения удельного расхода смеси g_Σ и коэффициента избытка горючего ϕ в зависимости от удельного расхода водорода g_f при $\alpha = 0.0043$ (кривые 1) и $\alpha = 0.0032$ (кривые 2) представлены на рис. 5.

Видно, что с уменьшением g_f от 5 до $0.46 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ монотонно уменьшаются значения g_Σ от 50.87 до $23.59 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ и ϕ от 3.74 до 0.685 . Причем кривые 1 и 2 для двух разных форсунок практически совпадают. В рассчитанном диапазоне $g_f = 0.46 \div 3.37 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ водородовоздушная смесь находится в концентрационных пределах по детонации ($\phi_{\min} < \phi < \phi_{\max}$) (см. рис. 5, б). Однако при $g_f < 3.3 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ общий расход стационарно эжектируемой смеси g_Σ (см. рис. 5, а) становится меньше допустимого ($g_\Sigma < g_{\Sigma \min}$) для непрерывной детонации при принудительной подаче воздуха [3]. Поэтому прямое инициирование детонации в этом диапазоне расходов затруднительно. Тем не менее, возбуждение детонации в камере происходило и при $g_\Sigma < g_{\Sigma \min}$ (например, $g_f = 1.6 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, см. рис. 4), поскольку с развитием горения, вызванного искрой, появлялась тангенциальная или продольная неустойчивость горения, переходящая в детонацию. А при детонации расходы воздуха увеличивались и устанавливались значения $g_\Sigma > g_{\Sigma \min}$.

Аналогичные расчеты параметров эжекции воздуха проведены для размера кольцевой щели $\delta = 6 \text{ мм}$ ($\alpha = 0.00707$ (F2), $\alpha = 0.0053$ (F3), $S_{32} = 3.62$) (линии 3 на рис. 5). Видно, что уменьшение размера щели снижает шансы перехода горения в детонацию по значениям ϕ и g_Σ . Так, при $\delta \leq 6 \text{ мм}$ в широком диапазоне g_f детонационный процесс осуществить не удалось из-за недостатка эжектируемого воздуха.

Расчеты эжекции по уравнениям (7)–(11) позволяют оценить только расходы холодной водородовоздушной смеси и при ее горении. Они окажутся полезными при сравнении расходов эжектируемого воздуха в процессе горения и детонации, что отразится на величине силы тяги (удельного импульса) камеры сто-

рания. Если в процессе неустойчивости горения будут преодолены концентрационные пределы по детонации и она разовьется, то сразу же изменятся условия всасывания воздуха, что приведет к изменению значений параметров g_d и ϕ . А эти значения мы пока точно рассчитывать не умеем. К сожалению, оценка расхода воздуха при пульсирующей продольной детонации сейчас невозможна из-за отсутствия обобщающих экспериментальных данных и расчетной физико-математической модели. Очевидно, как и в режиме с ПДВ, ввиду нестационарности процесса пульсирующей детонации нельзя пользоваться показаниями датчика статического давления в камере.

ВЫВОДЫ

- В проточной камере кольцевой геометрии с расширением канала впервые реализованы режимы непрерывной спиновой и продольной пульсирующей детонации при нестационарной эжекции воздуха.
- Для развития детонации в режиме автоколебательной подачи воздуха необходимы следующие условия: а) хорошее смешение компонентов, б) удельные расходы горючего должны находиться в определенных пределах, в) попадание в концентрационные пределы. В противном случае развивается обычное горение.
- Найден определяющий геометрический параметр для реализации детонационного процесса в режиме автоэжекции — размер щели для подачи воздуха.
- Показано, что внутри пределов по устойчивой непрерывной спиновой детонации ее скорость практически постоянна.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Вукковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Continuous spin detonations // J. Propulsion and Power. — 2006. — V. 22, N 6. — P. 1204–1216.
2. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Спиновая детонация топливно-воздушной смеси в цилиндрической камере // Докл. АН. — 2005. — Т. 400, № 3. — С. 338–340.
3. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная спиновая детонация топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 4. — С. 107–115.

4. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация дозвукового потока топлива // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 3. — С. 93–104.
5. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** О непрерывной спиновой детонации топлив в кольцевых камерах сгорания // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 99–109.
6. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация в режиме нестационарной эжекции окислителя // Докл. АН. — 2009. — Т. 424, № 1. — С. 40–42.
7. **Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F.** Continuous spin detonation in the oxidizer ejection regime // Seventh Intern. Symp. on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions, St. Petersburg, Russia, July 7–11, 2008. — V. II. — P. 84–93.
8. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывная детонация в режиме автоколебательной подачи окислителя. 1. Окислитель — кислород // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 116–124.
9. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 3. Методики измерения параметров потока и структура течения в камерах сгорания различной геометрии // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 4. — С. 87–97.
10. **Быковский Ф. А.** Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии. — 1981. — № 2. — С. 85–89.
11. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
12. **Дейч М. Е.** Техническая газодинамика. — М.: Энергия, 1974.
13. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Реализация и моделирование непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камерах проточного типа. 2. Камеры с расширением кольцевого канала // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 91–104.
14. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
15. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1991. — Ч. 1.

Поступила в редакцию 16/IV 2010 г.
