

УДК 53.087,534.6,662.2

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ БЕДНЫХ ВОДОРОДОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В КОЛЬЦЕВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

А. Н. Самсонов, Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск,
sams_alexandr@mail.ru

С помощью высокочастотных датчиков давления Kulite ХТЕН-10L-190 (М) Series зарегистрированы профили давления в поперечной детонационной волне, распространяющейся в кольцевой цилиндрической камере при непрерывной спиновой детонации смеси водород — воздух. Определены уровни давления во фронте детонационной волны, в коллекторе воздуха и на выходе из камеры по отношению к среднему статическому давлению, регистрируемому низкочастотными датчиками (10 кГц) фирмы «Trafag». Колебания давления за фронтом волны указывают на сложную газодинамику процессов в ее окрестности. Выявлена область химической реакции за фронтом волны, составляющая около 6.3 % периода между волнами. Обнаружено снижение минимального коэффициента избытка горючего с повышением давления в камере сгорания до 0.22, при котором развивается непрерывная спиновая детонация. Скорости поперечных детонационных волн уменьшаются с уменьшением коэффициента избытка горючего и в некоторых режимах приближаются к скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге. По показаниям полного и статического давления на выходе из камеры сгорания вычислен удельный импульс, максимальное значение которого с вычетом холодного истечения 5 000 с при значении коэффициента избытка горючего 0.35. Показано, что потери полного давления при истечении из коллектора воздуха в камеру сгорания через щель шириной 6 мм (критический режим истечения) на $4 \div 5$ % выше, чем при докритическом истечении через щель 10 мм.

Ключевые слова: непрерывная спиновая детонация, водородовоздушная смесь, кольцевая цилиндрическая камера, пьезоэлектрические датчики давления.

DOI 10.15372/FGV2024.9439

EDN GCYZQG

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в России и за рубежом ведется интенсивное теоретическое и экспериментальное изучение непрерывного детонационного сжигания топлива по схеме Б. В. Войцеховского в поперечных детонационных волнах (ПДВ) [1]. Эти исследования рассматриваются как альтернатива обычному (дефлаграционному) горению в камерах сгорания (КС) газотурбинных и проточных двигателей, а также стационарных установок. Поскольку ударные волны, сопутствующие детонационному горению, заходят в систему подачи компонентов смеси и существуют на выходе из КС, они влияют на процесс поступления смеси в КС и выхлоп продуктов детонационного горения. Поэтому необходимо иметь данные об их интенсивности при проектировании соответствующих газогенераторов. В вихревой радиальной камере диаметром 500 мм при детонационном сжигании частиц бурого угля с воздухом и добавкой синтез-газа состава $\text{CO} + 2\text{H}_2$ измерен профиль давления во фронте ПДВ с помощью малоинерционных пьезодатчиков [2]. Для камер

кольцевой цилиндрической геометрии имеются расчеты непрерывной спиновой детонации (НСД), характеризующие величину давления во фронте ПДВ, ее шлейфе (ударной волне в продуктах, примыкающей к фронту), а также в ударной волне, отходящей от фронта ПДВ в коллектор (распределительное устройство на входе в КС), для водородо-кислородной [3, 4] и водородовоздушной [5] смесей. Однако отсутствуют экспериментальные измерения этих параметров датчиками давления. Приведенные в ряде работ сигналы с высокочастотных датчиков давления указывают лишь на наличие ПДВ и частоту их вращения, но не регистрируют их истинный профиль, в частности величину давления в детонационном фронте [6–14]. На это существует несколько причин: покрытие датчика теплоизоляционным слоем, увеличивающим его инерционность [6, 7], недостаточно высокая частота собственных колебаний датчика [8–14], а также нагрев датчика, изменяющий его коэффициент преобразования. В работе [11] для устранения эффекта температурного дрейфа исходные высокочастотные сигналы преобразуют с помощью высокочастотной фильтрации, снижающей частотную характеристику датчика давления, и, следовательно, искажают профиль давления детонационной волны. Нельзя судить о реальном профиле давления при его сглаживании [13] или подсоединении датчика к КС через длинную трубку [10], ведущих к его искажению. Такая проблема отсутствует при одноразовом прохождении детонационной волны, когда чувствительный элемент датчика не успевает нагреться [15].

Цель работы — осуществить НСД бедных водородовоздушных смесей в кольцевой цилиндрической камере диаметром 503 мм; определить основные параметры НСД: скорость ПДВ и их число, нижний предел по коэффициенту избытка горючего, удельный импульс; измерить уровень давления в коллекторе воздуха, во фронте детонационной волны и на выходе из КС с помощью высокочастотных (Kulite ХТЕН-10L-190 (М) Series) и низкочастотных (фирмы «Trafag», Швейцария) датчиков давления и сопоставить измеренные величины между собой. Выбор смеси водород — воздух обусловлен известными детонационными параметрами этой смеси с различными коэффициентами избытка горючего при классической детонации [16], что необходимо для сравнения реализуемых режимов НСД и создания физико-математических моделей НСД. Использование КС большого диаметра позволяет реализовать минимальное количество ПДВ (увеличения периода между ними) для более точной регистрации профиля детонационных волн датчиками определенного диаметра.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

КС представляла собой коаксиальный канал, образованный наружной цилиндрической стенкой диаметром $d_c = 503$ мм и внутренней стенкой с расстоянием между ними $\Delta_c = 18$ мм. Длина канала $L_c = 600$ мм (рис. 1).

Воздух в КС поступал через кольцевую щель шириной $\delta = 10$ или 6 мм из коаксиального коллектора длиной $L_{m,a} = 139$ мм с расстоянием между стенками $\Delta_m = 32$ мм. Водород подавался через форсунку, имеющую 600 отверстий с площадью поперечного сечения 1.43×0.35 мм, нарезанных на конусной поверхности с углом 45° и направленных

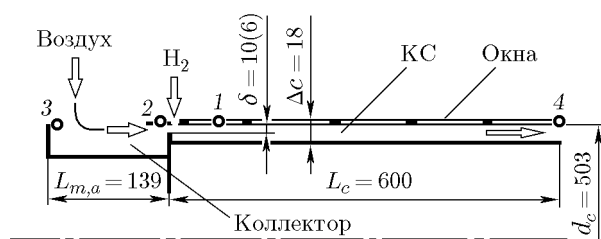


Рис. 1. Схема камеры сгорания:

1–4 — места установки высокочастотных датчиков давления

попарно навстречу друг другу под углом 90° . Отверстия форсунки находились напротив кольцевой щели подачи воздуха. Площади сечений составляли: кольцевой щели подачи воздуха — $S_\delta = \pi \Delta_\delta (d_c - \Delta_\delta) = 155$ или 94 см^2 при ширине щели $\delta = 10$ или 6 мм соответственно, форсунки водорода — $S_f = 3 \text{ см}^2$, выхода из КС — $S_{ex} = 274 \text{ см}^2$. Коэффициент расширения потока воздуха на входе в камеру — $K_S = 1.77$ или 2.91 при $\delta = 10$ или 6 мм соответственно.

Воздух подавался из двух ресиверов объемом $V_{r,a} = 85.5 \text{ л}$ с начальным давлением $p_{r,a0} = (10 \div 40) \cdot 10^5 \text{ Па}$, а водород — из ресивера 7.3 л при начальном давлении $p_{r,f0} = 70 \cdot 10^5 \text{ Па}$. При этом начальные расходы воздуха составляли $G_{a0} = 13 \div 23.7 \text{ кг/с}$, водорода — $G_{f0} = 0.2 \pm 0.02 \text{ кг/с}$. За время эксперимента $t = 0.2 \text{ с}$ текущие расходы воздуха G_a уменьшались в 2.5 раза, водорода G_f — в 3.2 раза. По уменьшению давления в ресиверах определялись расходы газовых компонентов [17]. Вследствие более быстрого опорожнения баллона водорода коэффициент избытка горючего уменьшался к концу эксперимента. Для всех опытов он находился в пределах $\phi = 0.22 \div 0.6$. Стехиометрический коэффициент для смеси водород — воздух принимался равным $\chi_{f,st} = G_a/G_{f,st} = 34.63$. Начальная температура воздуха в ресиверах совпадала с комнатной ($T_0 = 293 \text{ К}$), а за время истечения $t \approx 0.5 \text{ с}$ уменьшалась по закону адиабаты до $T = 220 \text{ К}$.

Образующуюся в КС смесь водорода и воздуха инициировали струей продуктов горения ацетилена с кислородом [18]. Продукты горения выбрасывались в атмосферу с давлением $p_a = 1.02 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Направления подачи воздуха, водорода в КС и выход продуктов детонации указаны на рис. 1 стрелками.

Оптическая регистрация процессов в КС производилась высокоскоростной видеокамерой Photron FASTCAM SA5 в режиме съемки $420\,000 \text{ кадр/с}$ через продольные окна из оргстекла, расположенные друг за другом вдоль стенки камеры (см. рис. 1). Размеры каждого окна: ширина 20 мм , длина 93 мм ; расстояние между окнами 24 мм . Размеры окон служили масштабом элементов структуры течения в КС. Из каждого снятого кадра вырезалась одна строка шириной в один пиксель, и по специальной программе строки склеивались, образуя фоторазвертку (фоторегистрограмму) течения в системе волны, аналогичную получаемой при съемке процесса на движущуюся фотопленку [15, 19]. Метод определения частоты f , числа ПДВ n и скорости НСД D аналогичен [19].

Чувствительным элементом датчиков марки Kulite ХТЕН-10L-190 (М) Series является кремниевый элемент, покрытый тонким слоем силиконовой резины. Собственная частота датчиков составляет $1\,400 \text{ кГц}$, область рабочих режимов по температуре — $55 \div 538 \text{ }^\circ\text{C}$, класс точности 0.5% . Проводились как статическая, так и динамическая тарировки датчиков в ударной трубе, которые были близки и показали линейную зависимость сигнала от уровня давления. Во время экспериментов использовалась та же измерительная аппаратура, что и при тарировке. Колебания сигналов с частотой около 400 кГц , вызванные измерительной системой, не превышали $\pm 7.5 \%$ от среднего значения 10^6 Па и могут считаться точностью измерения амплитуды датчиками давления.

Датчики устанавливались заподлицо с наружной поверхностью стенок КС и коллектора на одной образующей. На рис. 1 приведены места их установки в точках 1–4, отстоящих от щели подачи воздуха (торца КС) на расстояние: 1 — 81 мм ($p_{c1,h}$), 2 — 55 мм ($p_{m2,h}$), 3 — 133 мм ($p_{m3,h}$), 4 — 600 мм ($p_{c4,h}$) (выход из КС). Для устранения нагрева датчиков, установленных в КС (точки 1 и 4), над их поверхностью вдоль стенки продувалась плоская тонкая струйка холодного воздуха. В отличие от работы [7], где на датчик наклеивался слой силиконовой резины, струя воздуха не влияла на частотную характеристику датчика.

Датчиками давления фирмы «Trafag» класса точности 0.5% с собственной частотой колебаний около 10 кГц измерялось давление в ресиверах и коллекторе воздуха ($p_{r,a1}$,

$p_{r,a2}$, $p_{m,a}$), в ресивере и коллекторе горючего ($p_{r,f}$, $p_{m,f}$). Этими датчиками измерялось также среднее статическое давление в различных точках КС. Измерения проводились на расстоянии 15 мм от торцевой стенки (щели подачи воздуха — $p_{c,en}$) и рядом с точками 1 и 4 ($p_{c1,n}$ и $p_{c4,n}$ соответственно), сдвинутыми на 50 мм по окружности камеры. Кроме этого, на выходе из КС с помощью трубки Пито измерялось полное давление газового потока ($p_{c40,n}$). Для устранения нагрева низкочастотных датчиков, измеряющих давление в КС, полость над чувствительным элементом (мембраной) заполнялась водой. Среднее давление в коллекторе воздуха ($p_{m,a}$) измерялось на торцевой стенке вблизи установки высокочастотного датчика в точке 3.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

2.1. Детонационные режимы при ширине щели воздуха $\delta = 10$ мм

Для достижения поставленной цели — измерения реального профиля давления во фронте ПДВ, а также в ударных волнах, отходящих от фронта ПДВ в коллектор воздуха, и на выходе из КС — обычно стремятся уменьшить до минимума число волн в режиме НСД. Для этого постепенно уменьшают химическую активность смеси путем снижения коэффициента избытка горючего ϕ за счет увеличения расхода воздуха.

В пределах изменения расходов воздуха $G_a = 5.3 \div 23.7$ кг/с, водорода $G_f = 0.065 \div 0.22$ кг/с и коэффициента избытка горючего $\phi = 0.22 \div 0.62$ реализованы двухволновые ($n = 2$), трехволновые ($n = 3$) и четырехволновые ($n = 4$) режимы НСД со скоростями ПДВ $D = 1060 \div 1580$ м/с. Фрагмент фоторегистрограммы НСД режима с $n = 2$ и $\phi = 0.4$ приведен на рис. 2,а. Параметры НСД, соответствующие этому фрагменту, указаны в табл. 1, а их изменение в течение процесса — в табл. 2 (значения давления приведены в атмосферах).

Поступающие из своих коллекторов воздух и водород перемешиваются в КС, и после инициирования в ней развивается НСД. Смесь сжигается в поперечном детонационном фронте BC , движущемся справа налево (см. рис. 2,а). Высота детонационного фронта $h \approx 15$ см. Часть фронта BB^1 высотой 29 мм, примыкающая к торцевой стенке КС в точке B , не видна, так как находится за пределами видимости через окно (см. рис. 1). От фронта ПДВ отходит шлейф CD — ударная волна в продуктах, согласующая течение до и после ПДВ. На данном рисунке она видна очень слабо, и точка D определяется по одной из регулярных вспышек свечения при выходе ударной волны из КС (при увеличении рис. 2 их можно увидеть). В коллектор воздуха от точки B заходит ударная волна, которая отражается от торца коллектора воздуха волной MN . Волны не видны, однако их положение определяется показаниями высокочастотных датчиков. Волна заходит и в коллектор водорода, но из-за гораздо меньшей площади сечения отверстий форсунки по сравнению со щелью воздуха в дальнейшем ее рассматривать не будем. Из рис. 2 определяется время появления фронта BC против окна — $\Delta t = 0.585$ мс, по которому однозначно находится их частота $f = 1/\Delta t = 1.71$ кГц. При известном числе волн n , располагающихся на окружности КС, по частоте f согласно формуле $Dn = \pi d_c / \Delta t$ [19] определяется скорость ПДВ D относительно наружного диаметра камеры. Поскольку нам неизвестно число волн, предположим, что ПДВ одна ($n = 1$). Подстановка $n = 1$ в формулу для скорости детонации дает значение $D = 2.7$ км/с, которая при $\phi = 0.4$ гораздо выше скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге $D_{CJ} = 1.496$ км/с [16]. Подстановка в формулу $n = 3$ определяет звуковую скорость волны $D = 0.9$ км/с, которая не соответствует детонационной волне с явно выраженным детонационным фронтом. Следовательно, однозначно определяем, что на фоторегистрограмме НСД (рис. 2,а) приведен двухволновый ($n = 2$) процесс

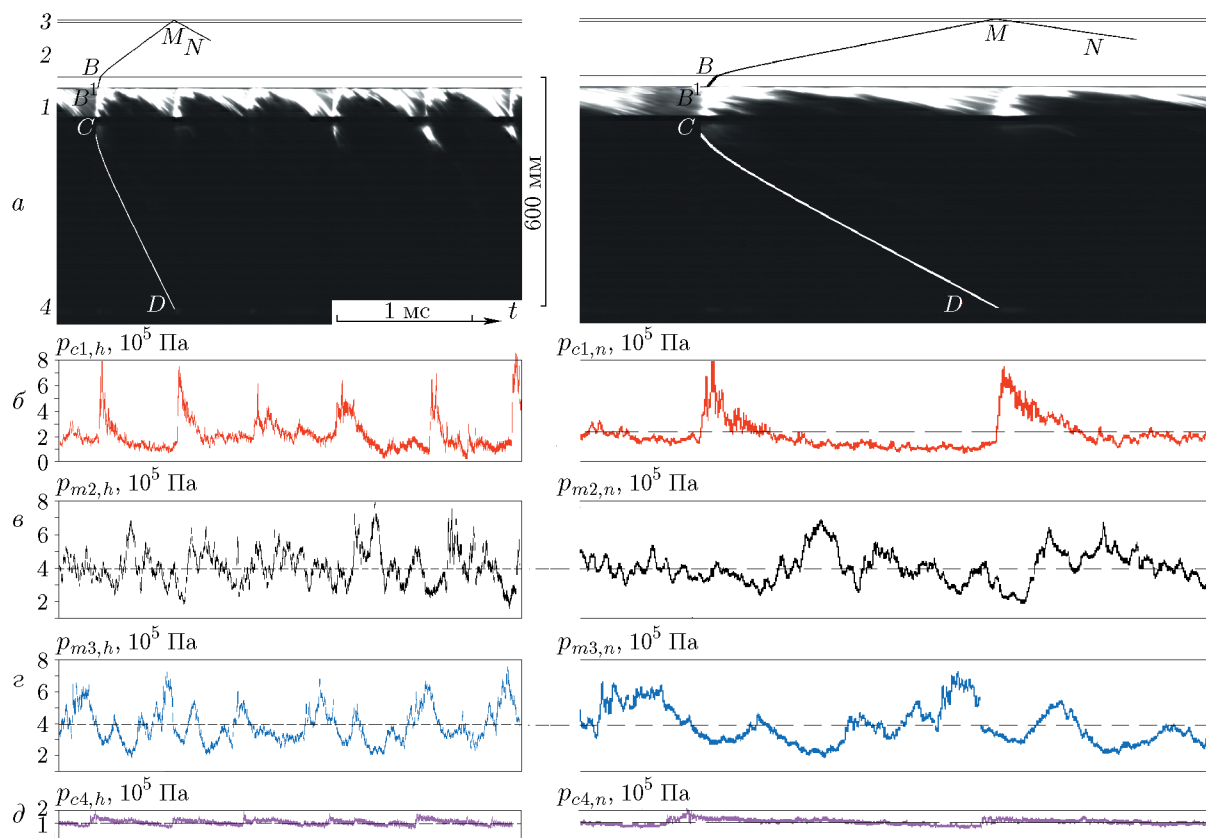


Рис. 2. Фрагмент фоторегистрограммы НСД при $\delta = 10$ мм и $\phi = 0.4$ (a); осциллограммы давления, зарегистрированные высокочастотными датчиками 1–4 (соответственно б–д)

Таблица 1

Параметры процесса и показания низкочастотных и высокочастотных датчиков давления при $\delta = 10$ и 6 мм и выбранных коэффициентах избытка горючего

δ , мм	ϕ	G_a , кг/с	n	D , км/с	$p_{c1,n}/p_{c1,h}$	$p_{m,an}/p_{m,a2h}$	$p_{m,an}/p_{m,a3h}$	$p_{c4,n}/p_{c4,h}$
10	0.4	7.34	2	1.35	$2.3/7 \pm 1$	3.94/7	3.94/7	1.25/1.5
10	0.62	8.64	2	1.58	$2.93/12 \pm 2$	4.65/10	4.65/8	1.5/1.8
6	0.6	10.52	3	1.51	$3.68/9 \pm 2$	8.3/11.3	8.3/11	2/3

НСД со скоростью ПДВ относительно наружного диаметра камеры $D = 1.35$ км/с. Возможен и другой подход к определению числа ПДВ. В камерах кольцевой цилиндрической геометрии при НСД смеси газовых компонентов отношение расстояния между волнами $l = \pi d_{c1}/n$ к высоте поперечного детонационного фронта равно $l/h = 4-5$ [19]. Тогда для известного значения $h = 150$ мм оцениваем расстояние между волнами: $l = 600 \div 750$ мм. Эта величина близка к режиму НСД при $n = 2$ ($l = 790$ мм). Ввиду особенности фоторегистрации структура ПДВ в тангенциальном направлении искажена. Зная, что по окружности КС длиной $2l = 1579$ мм вращаются две волны, по известному масштабу по длине КС можно их изобразить в реальном масштабе (рис. 2, a справа).

Для рассмотренного выше режима НСД на рис. 3, a, б приведены осциллограммы дав-

Таблица 2

Параметры детонационных и холостых режимов

δ , мм	$p_{m,a}/p_a$	$\frac{g\delta}{\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)}$	ϕ	n	D , км/с	$p_{c,en}/p_a$	p_{c1}/p_a	p_{c4}/p_a	p_{c40}/p_a
10, НСД	5.9 → 3.6	683 → 441	0.45 → 0.39	2	1.49 → 1.16	4.08 → 2.32	3.54 → 2.1	2.0 → 1.28	4.25 → 2.32
10, НСД	4.63 → 2.3	557 → 285	0.62 → 0.49	2	1.58 → 1.06	3.51 → 1.57	2.93 → 1.37	1.5 → 0.98	3.14 → 1.64
10, хол.	3.8 → 1.22	729 → 257	0.48 → 0.33	—	—	0.94 → 0.79	1.69 → 0.99	0.79 → 0.99	2.13 → 1.06
6, НСД	8.63 → 4.5	1360 → 566	0.64 → 0.49	3	1.55 → 1.17	4 → 2.04	4 → 2.3	2 → 1.04	4.05 → 2.03
	4.5 → 3.82	566 → 500	0.49 → 0.47	2	1.32	2.04 → 1.77	2.3 → 2	1.04 → 0.93	2.03 → 0.93
6, хол.	9.06 → 3.07	1667 → 623	—	—	—	0.32 → 0.71	0.9 → 0.7	1.1 → 0.85	2.55 → 1.45

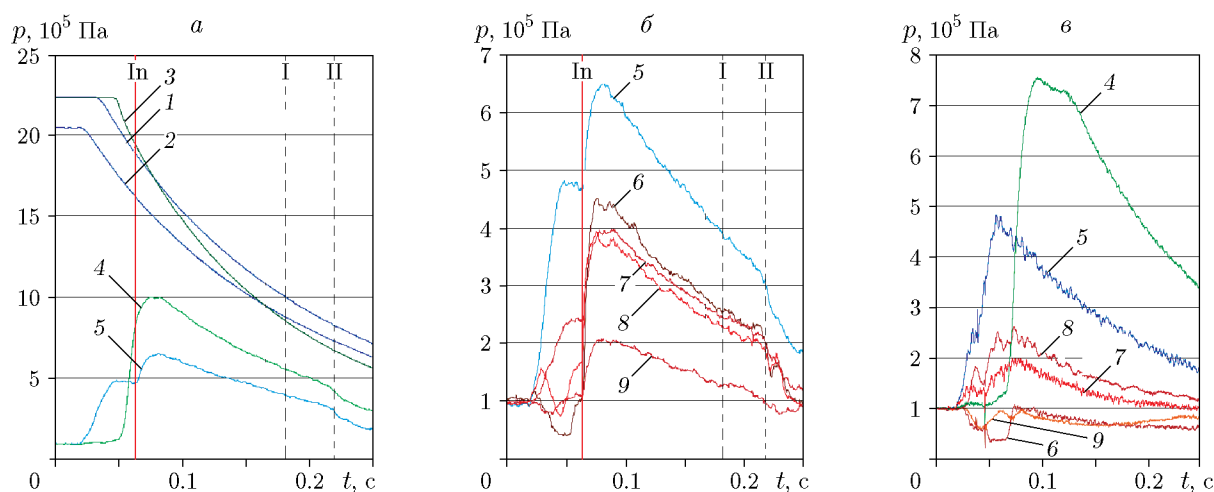


Рис. 3. Осциллограммы давления в системе подачи воздуха и водорода (а), а также в КС при детонационном режиме (б) и при истечении холодных компонентов (в), регистрируемые низкочастотными датчиками:

1 — $p_{r,a1}$, 2 — $p_{r,a2}$, 3 — $p_{r,f}/3$, 4 — $p_{m,f}$, 5 — $p_{m,a}$, 6 — $p_{c,en}$, 7 — $p_{c1,n}$, 8 — $p_{c40,n}$, 9 — $p_{c4,n}$; In — момент инициирования, I — давление при достижении $\phi = 0.4$, II — переход НСД в режим дозвукового горения

ления в системе подачи воздуха и водорода, а также в КС, регистрируемые низкочастотными датчиками.

Порядок проведения эксперимента следующий. После открытия клапанов воздуха и водорода (спад давления в ресиверах $p_{r,a1}$, $p_{r,a2}$, $p_{r,f}$ и его подъем в коллекторах $p_{m,a}$, $p_{m,f}$ при $t = 0.02 \rightarrow 0.05$ с, рис. 3,а) начинается поступление компонентов смеси в КС через соответствующие коллекторы. При этом возрастает полное давление на выходе из КС $p_{c40,n}$ (рис. 3,б). Статическое давление на входе $p_{c,en}$ и на выходе в КС $p_{c4,n}$ сначала уменьшается, но затем возрастает до 10^5 Па, а в месте установки датчика 1 давление $p_{c1,n}$ совершает колебания около этого значения. После инициирования In ($t = 0.065$ с) возрастает давление в коллекторах воздуха и водорода, а также в КС. После сжигания в детонационной волне накопившейся смеси в КС нарушается истечение исходных компонентов. Переходный процесс до восстановления течения и появления ПДВ продолжается около 4 мс. Режим НСД существует около 0.15 с, затем переходит в режим дозвукового горения (переход по линии II). Видно уменьшение давления не только в КС (рис. 3,б), но и в коллекторах воздуха и ресиверах (рис. 3,а). На рис. 3,б вместе с осциллограммами давления в КС помещена и

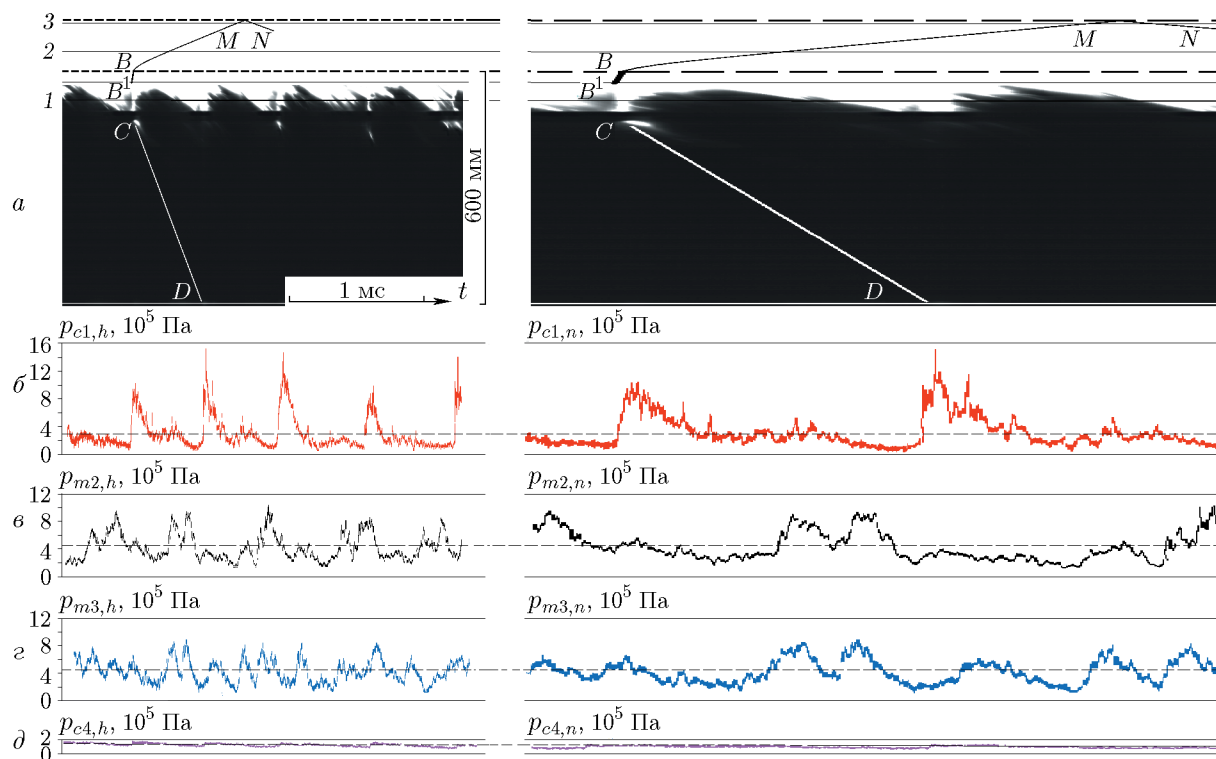


Рис. 4. Фрагмент НСД в КС при $\delta = 10$ мм и $\phi = 0.62$ (a); осциллограммы давления, зарегистрированные высокочастотными датчиками 1–4 (соответственно б–д)

осциллограмма давления в коллекторе воздуха $p_{m,a}$. Ее сравнение с осциллограммой давления на входе в КС $p_{c,en}$ показывает, что истечение воздуха в КС через щель шириной $\delta = 10$ мм является в среднем докритическим. Сравнение осциллограмм полного $p_{c40,n}$ и статического $p_{c4,n}$ давления на выходе из КС определяет критическое истечение продуктов из КС.

Осциллограммы давления, полученные высокочастотными датчиками, представлены на рис. 2, б–д: слева — для пяти волн, справа — для двух волн в реальном масштабе. Отношение максимального давления к среднему p_h/p_n примерно составляет: во фронте ПДВ — 3, в коллекторе КС — 1.8 и на выходе из КС — 1.2. На осциллограмме, полученной низкочастотным датчиком полного давления на выходе из КС $p_{c40,n}$, фиксируются колебания той же частоты, что и регистрируемые высокочастотным датчиком 4, однако сильно искажен профиль давления (эта осциллограмма на рис. 2 не показана).

На рис. 3, в приведены осциллограммы давления при истечении холодных компонентов (холостом выстреле) примерно за тот же промежуток времени. Видно, что давление в коллекторах и в КС в холостом выстреле значительно ниже, чем при детонации (см. также табл. 2).

На рис. 4, а приведен фрагмент фоторегистрограммы НСД режима с $n = 2$ при близких расходах воздуха, но повышенном расходе водорода ($\phi = 0.62$). Порядок проведения эксперимента аналогичен рассмотренному выше.

Отношение максимального давления к среднему p_h/p_n составляет в среднем: во фронте ПДВ — 4.1, в коллекторе воздуха перед щелью его подачи — 2.15, на входе — 1.72, на выходе из КС — 1.2. В табл. 1 приведены как сами давления, так и величины, обратные среднему отношению p_h/p_n в соответствующей точке. Таким образом, при $\phi = 0.4$ и 0.62 отношения максимальных уровней давления к среднему в коллекторе и на выходе из КС

примерно одинаковы, а в области распространения ПДВ выше при $\phi = 0.62$. Данные по рассмотренному режиму приведены в табл. 1.

2.2. Детонационные режимы при ширине щели воздуха $\delta = 6$ мм

В пределах изменения расходов воздуха $G_a = 5.5 \div 13.3$ кг/с, водорода $G_f = 0.07 \div 0.2$ кг/с и коэффициента избытка горючего $\phi = 0.38 \div 0.62$ реализованы двухволновые ($n = 2$), трехволновые ($n = 3$) и четырехволновые ($n = 4$) режимы НСД со скоростями ПДВ $D = 1092 \div 1554$ м/с. Меньшие значения указанных величин соответствуют окончанию детонационного процесса с минимальным количеством ПДВ — $n = 2$. Фрагмент типичной фоторегистрограммы НСД режима с $n = 3$ и $\phi = 0.6$ приведен на рис. 5, *a* слева, а в реальном масштабе — справа.

Осциллограммы давления, полученные высокочастотными датчиками, представлены на рис. 5, *б–д*: слева — для шести волн, справа — для двух волн в реальном масштабе. Отношение максимального давления к среднему p_h/p_n составляет в среднем: во фронте ПДВ — 2.5, в коллекторе КС — 2.37, на выходе из КС — 1.75. Данные по рассмотренному фрагменту приведены в табл. 1, а в течение всего режима — в табл. 2.

В этих режимах истечение воздуха в КС через кольцевую щель при НСД было в среднем критическим, что следует из осциллограмм 5 и 6 на рис. 6, *a*. Тем более оно было критическим при истечении в КС при холостом выстреле (рис. 6, *б*).

Видно, что после инициирования детонации давление в коллекторе воздуха повышается, причем в меньшей степени, чем при докритическом истечении ($\delta = 10$ мм, см. рис. 3, *б*), — меньшее влияние ПДВ на систему подачи.

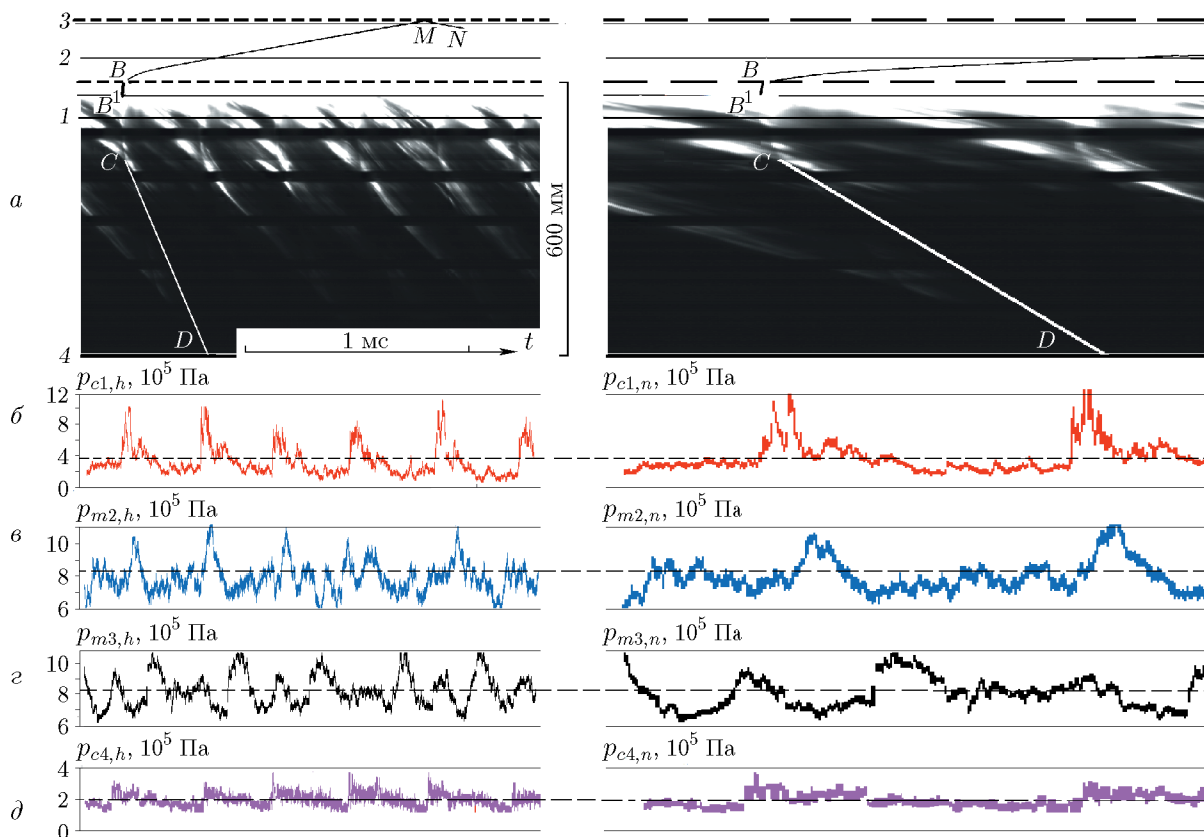


Рис. 5. Фрагмент НСД в КС с $\delta = 6$ мм и $\phi = 0.6$ (*a*); осциллограммы давления, зарегистрированные высокочастотными датчиками 1–4 (соответственно *б–д*)

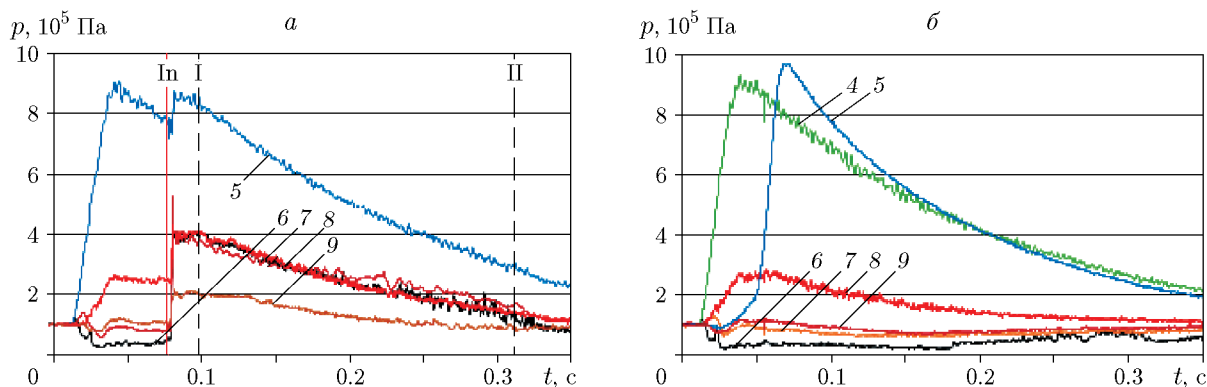


Рис. 6. Осциллограммы давления в КС, регистрируемые низкочастотными датчиками при детонационном режиме (а) и при истечении холодных компонентов (б):

4 — $p_{m,f}$, 5 — $p_{m,a}$, 6 — $p_{c,en}$, 7 — $p_{c1,n}$, 8 — $p_{c40,n}$, 9 — $p_{c4,n}$; In — момент инициирования, I — давление при достижении $\phi = 0.6$, II — переход НСД в режим дозвукового горения

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Высокочастотный датчик для измерения профиля давления в ПДВ должен соответствовать следующим требованиям. Во-первых, быть малых размеров, не превышающих размеры зоны реакции за детонационным фронтом; во-вторых, иметь время прохождения фронта напротив датчика намного больше времени их собственных колебаний; в-третьих, исключить нагрев датчика свыше допустимых температур, в-четвертых, не реагировать на колебания, идущие в месте установки датчика в стенке КС. Для сформулированных выше требований оказались приемлемы датчики марки Kulite ХТЕН-10L-190 (М) Series, имеющие чувствительный элемент диаметром 2.5 мм, частоту собственных колебаний $f_g = 1.4$ МГц, диапазон работы по температуре $-55 \div +538$ °С, в который укладывались путем принудительного охлаждения струей холодного воздуха и малой длительности НСД (около 0.15 с), а также за счет изоляции от стенки КС затвердевшим слоем силиконовой резины для снижения паразитных колебаний. Указанные требования определили также и выбор КС диаметром 503 мм с возможностью реализовать в ней минимальное количество ПДВ укрупненной структуры для надежной фиксации зоны реакции и поведения волны разрежения за фронтом до ее прихода к фронту следующей волны. Что касается давления во фронте волны, то его в принципе невозможно зафиксировать датчиком с конечными размерами, поскольку ширина фронта определяется длиной пробега молекул: $l_s \approx 4 \cdot 10^{-5} / \Delta p$ [см], где $\Delta p = (p_2 - p_1)$ — перепад давления [атм] во фронте ударной волны [20, 21]. При характерном перепаде давления в проведенных экспериментах $\Delta p = 10$ атм ширина ударного фронта составляет $l_s \approx 0.4$ мкм, в то время как диаметр чувствительного элемента равен 2.5 мм. Поэтому при скорости ПДВ $D = 1500$ м/с искажение профиля зоны химической реакции за фронтом ударной волны (уменьшение истинного давления) будет занимать время около 1.7 мкс. И чем меньшую долю оно составит по отношению к времени химической реакции (до поверхности Чепмена — Жуге), тем точнее будет зафиксирован профиль детонационной волны. Из этих оценок следует, что наиболее подходящим мог бы быть датчик в виде узкого линейного чувствительного элемента, расположенного параллельно фронту детонационной волны. Надо полагать, что в волне разрежения за поверхностью Чепмена — Жуге профиль давления фиксируется точно, ввиду его достаточно медленного изменения. В работе [10] снятая высокоскоростной видеокамерой зона реакции (ширина около 2 мм для $\phi = 1$) была меньше, чем размер

датчика, поэтому зафиксирована датчиком давления с уменьшением амплитуды давления и искажением его профиля.

В данной работе попытка увеличения зоны химической реакции (зоны «химпика») проводилась путем уменьшения числа ПДВ по окружности камеры за счет установки широких щелей подачи воздуха $\delta = 10$ и 6 мм (ухудшение перемешивания), уменьшения коэффициента избытка горючего ϕ (понижение химической активности смеси), а также снижения давления в КС [19, 22]. В диапазоне давления $p_{c1,n} = (1 \div 4) \cdot 10^5$ Па и коэффициента избытка горючего $\phi = 0.22 \div 0.62$ не удалось реализовать одноволновый ($n = 1$) режим с ПДВ. Одну слабую вращающуюся акустическую волну наблюдали лишь при $p_{c1,n} = (1.5 \rightarrow 1.0) \cdot 10^5$ Па и $\phi = 0.75 \rightarrow 0.62$. Но этот режим в работе не рассматривался, так как не соответствовал поставленной цели. Поэтому для щели подачи воздуха $\delta = 10$ мм приходилось рассматривать реализованные режимы НСД с двумя, а для щели $\delta = 6$ мм — с тремя ПДВ.

3.1. Камера сгорания с шириной щели $\delta = 10$ мм

На рис. 2,б видно, что уменьшение темпа спада давления за фронтом ПДВ начинается при $(1/2)p_{c1,h} = (6 \pm 1) \cdot 10^5$ Па. По теории детонации [15] перегиб в профиле давления находится в точке Чепмена — Жуге, где заканчивается зона реакции и начинается расширение продуктов в волне разрежения. Зоне реакции характерна и область более интенсивного свечения продуктов (см. рис. 2,а), по ширине которой и по положению точки Чепмена — Жуге определяется ее ширина — около 50 мм. По отношению к расстоянию между волнами зона свечения (реакции) занимает $50/790 \cdot 100\% = 6.3\%$. Датчик давления фиксирует колебания в зоне реакции, которые могут быть обусловлены, в частности, движением ПДВ малого масштаба вдоль поперечного фронта BC [23, 24]. Давление перед фронтом BC меньше среднего $p_{c1,n} = 2.3 \cdot 10^5$ Па в $1.5 \div 2.3$ раза, т. е. изменяется от волны к волне и перед отдельными волнами опускается до $p_{c1,h} = 10^5$ Па.

Максимумы давления ударных волн в коллекторе и на выходе из КС регистрируются с той же периодичностью, что и ПДВ (см. рис. 2,б–д). Эта периодичность и фиксированное положение датчиков давления в точках 1–4 позволили построить отходящую от точки B в коллектор ударную волну BM , а также отраженную от дальней торцевой стенки волну MN (угол падения равен углу отражения). ПДВ имеют резкий передний фронт, однако волны, проходящие в коллектор, быстро вырождаются в околосвуковые уже на расстоянии 55 мм от щели подачи воздуха, и их фронт становится достаточно пологим, с перепадом давления максимум в два раза. Поскольку коллектор имеет торцевые стенки (одна с кольцевой щелью для подачи воздуха), то происходит многократное отражение этих волн от торцевых стенок и их наложение в объеме коллектора, что и фиксируется высокочастотными датчиками давления. К выходу из КС шлейф CD в точке D также вырождается в околосвуковую волну. Вырождение ударных волн в околосвуковые в коллекторе и на выходе КС сводит к минимуму повышение энтропии потока, связанной с волновыми процессами [21].

При уменьшении коэффициента избытка горючего за счет повышения расхода воздуха выяснилось, что его величина ϕ_{min} , при которой прекращается НСД, непостоянна и зависит от давления в КС. Очевидно, что чем больше давление в КС, тем меньше значение ϕ_{min} (рис. 7).

Видим, что с увеличением давления в точке 1 от одной атмосферы до четырех предельное минимальное значение коэффициента избытка горючего ϕ_{min} уменьшается почти в три раза — от 0.62 до 0.22. Для других точек КС, охватываемых вращающимся фронтом BC , тем же значениям ϕ_{min} будут соответствовать иные величины среднего давления, поскольку вдоль КС среднее статическое давление уменьшается от точки B к точке C [18].

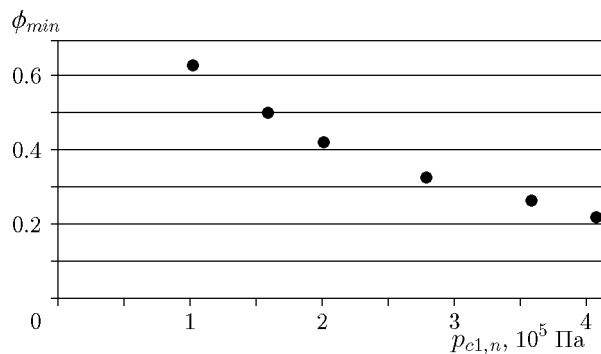


Рис. 7. Зависимость минимального коэффициента избытка горючего от среднего давления в камере по показаниям датчика, установленного в точке 1 ($p_{c1,n}$)

Например, значению $\phi_{min} = 0.39$ соответствует давление в точке 1 $p_{c1,n} = 2.0 \cdot 10^5$ Па, а в точке, расположенной на расстоянии 15 мм от начала КС, — $p_{c,en} = 2.3 \cdot 10^5$ Па, т. е. на 11.5 % больше. В области вращения точки C давление не измерялось. Очевидно, что оно будет меньше приведенных выше значений вследствие разгрузки волны в осевом направлении (к выходу из КС).

Ожидалось, что с уменьшением значения ϕ за счет повышения расхода воздуха будет уменьшаться и количество ПДВ. Однако число ПДВ не уменьшалось, а увеличивалось от двух до четырех при $\phi = 0.35 \div 0.37$. Причина в том, что уменьшение коэффициента избытка горючего ϕ и одновременное повышение давления в КС начинают воздействовать на формирование детонационноспособного слоя смеси h_* в противоположных направлениях. При этом в диапазоне $\phi = 0.35 \div 0.37$ повышение давления в КС в большей степени способствует формированию h_* , чем снижение ϕ . В диапазоне $\phi = 0.22 \div 0.35$ число ПДВ снижается до трех и уже большее влияние на формирование h_* оказывает коэффициент избытка горючего вплоть до перехода детонационного режима в обычное горение при $\phi < 0.22$.

3.2. Камера сгорания с шириной щели $\delta = 6$ мм

В этих режимах истечение воздуха через кольцевую щель в КС при НСД было в среднем критическим — среднее давление в коллекторе воздуха вдвое превышало среднее давление в КС (см. рис. 5,б–г и рис. 6,а). В узкой области «химшика» давление в КС превышало давление в коллекторе воздуха (возможно, был заброс продуктов в коллектор), но на большей части периода между ПДВ в области волны разрежения за фронтом преобладало критическое истечение из коллектора в КС. Тем более оно оставалось критическим при истечении в КС при холостом выстреле (рис. 6,б). Влияние противодавления на систему подачи воздуха при критическом истечении выражается слабее, чем при докритическом истечении (см. рис. 3,б, $\delta = 10$ мм). Видно, что после инициирования детонации давление в коллекторе воздуха повышается, причем в меньшей степени, чем при докритическом истечении ($\delta = 10$ мм, см. рис. 3,б), — меньшее влияние ПДВ на систему подачи. Это обстоятельство приводит к более сильному ослаблению ударной волны в коллекторе воздуха, что выражается в меньшем угле наклона ее в коллекторе воздуха (ср. рис. 4,а и 5,а). Таким образом, независимо от характера истечения воздуха через щель, структура ПДВ практически не отличается, поэтому на выходе из КС в точке D давление в ударной волне (шлейфе) одинаково (ср. рис. 4,д и 5,д).

3.3. Скорость детонации

Скорости ПДВ D в зависимости от коэффициента избытка горючего ϕ при истечении воздуха из кольцевых щелей шириной $\delta = 10$ и 6 мм показаны на рис. 8,а. Здесь же

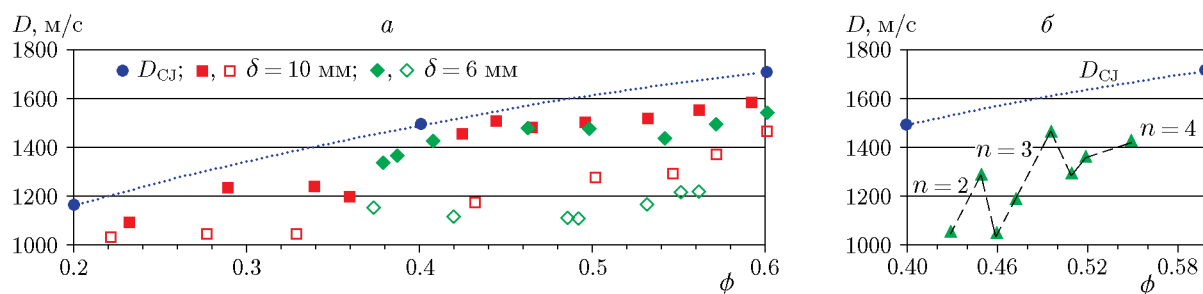


Рис. 8. Скорости ПДВ в зависимости от коэффициента избытка горючего:
 а — максимальные и минимальные скорости ПДВ при истечении воздуха из кольцевых щелей шириной $\delta = 10$ и 6 мм; б — изменение скорости ПДВ в одном из опытов при $\delta = 6$ мм

приведена расчетная кривая для скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге (D_{CJ}) водородовоздушной смеси [16].

Для того чтобы не загромождать рис. 8, на нем показаны максимальные (затемненные символы) и минимальные (светлые символы) значения скорости ПДВ. Все текущие скорости ПДВ находятся между этими значениями. Видно, что средние скорости ПДВ уменьшаются с уменьшением коэффициента избытка горючего и не превышают скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге ($D/D_{CJ} = 0.7 \div 0.96$). Максимальные скорости ПДВ соответствуют моментам перехода от большего числа волн к меньшему, а минимальные, как правило, наблюдаются на пределе существования детонационного режима с большим числом волн. В качестве примера на рис. 8,б приведены скорости ПДВ в одном из опытов при истечении воздуха из щели шириной $\delta = 6$ мм. Заметим, что в течение опытов происходило снижение расходов смесевых компонентов, следовательно, и давления в КС (см. рис. 3). Поскольку расход водорода снижался быстрее расхода воздуха, то коэффициент избытка горючего уменьшался. При $\phi = 0.55$ по окружности КС вращается четыре ПДВ ($n = 4$) со скоростью $D = 1.43$ км/с относительно наружного диаметра КС. С уменьшением ϕ скорость ПДВ уменьшается до 1.3 км/с, причем более резко, чем расчетная при идеальной детонации в трубах при стандартных условиях (заранее подготовленная смесь, комнатная температура $T_0 = 293$ К, начальное давление $p_0 = 1.02 \cdot 10^5$ Па, труба большого диаметра — стенки не влияют на распространение детонации). При $\phi = 0.51$ (снижении химической активности смеси) слой детонирующей смеси (высота фронта BC) становится ниже критического h_* для существования четырех волн, поэтому происходит резкая смена числа волн до $n = 3$ с повышением скорости ПДВ до $D = 1.47$ км/с. Дальнейшее понижение ϕ приводит к уменьшению числа ПДВ до $n = 2$ с резким повышением их скорости. Наконец, при $\phi = 0.43$ происходят ликвидация устойчивых ПДВ и переход к обычному турбулентному горению смеси. Отметим, что снижение коэффициента избытка горючего в диапазоне $\phi = 0.37 \div 0.6$ при $\delta = 6$ и 10 мм сопровождалось уменьшением давления в камере, которое приближало слой смеси к критическому и способствовало уменьшению скорости ПДВ. Для $\delta = 10$ мм приведены также значения скоростей ПДВ, которые наблюдали при $\phi < 0.37$, реализованные путем увеличения давления в КС. При этом отклонение скорости ПДВ от идеальной скорости Чепмена — Жуге было незначительным — $D/D_{CJ} = 0.85 \div 0.94$. Причина дефицита скорости в режиме НСД заключается не столько в полноте сгорания во фронте ПДВ (оно может быть и полным), сколько в его кривизне, вызывающей потерю импульса при развороте линий тока на фронте в осевом направлении [25].

3.4. Сила тяги и удельный импульс

По измеренным значениям полного $p_{c40,n}$ и статического $p_{c4,n}$ давления на выходе из камеры сгорания определяли, аналогично [26], силу тяги F_h при истечении продуктов горения смеси водород — воздух, а также силу тяги F_c при холостых пусках (без зажигания смеси) в случаях $\delta = 10$ и 6 мм:

$$F = \int_S [p + \rho v^2 - p_a] dS = (K p_{c40,n} - p_a) S_{\Delta},$$

где ρ — плотность, v — скорость, p_a — противодавление, dS — площадь элементарной трубки тока, $K = (1 + \gamma M^2)/(1 + (\gamma - 1)M^2/2)^{\gamma/(\gamma-1)}$, M — число Маха, γ — показатель политропы продуктов ($\gamma \approx 1.3$). На рис. 9,а приведены зависимости этих сил от расхода смеси G_{Σ} .

Значения F_h на рис. 9 взяты из разных опытов для коэффициента избытка горючего $\phi = 0.5$. С уменьшением ϕ наклоны кривых снижаются. Видим, что при одном и том же расходе смеси G_{Σ} сила тяги горячих продуктов F_h меньше при истечении воздуха из щели $\delta = 6$ мм, чем из щели $\delta = 10$ мм. Снижение силы тяги F_h связано с повышенными гидравлическими потерями полного давления воздуха при критическом (в среднем) его истечении из щели $\delta = 6$ мм ($\Delta_c/\delta = 3$) по сравнению с докритическим истечением из щели $\delta = 10$ мм ($\Delta_c/\delta = 1.8$). При НСД ацетиленокислородных смесей [27] оценки потерь полного давления $(\Delta p_{\zeta,ox} + \Delta p_{\lambda,ox})/p_{m,ox}$ при истечении кислорода из щели с соотношением $\Delta_c/\delta = 3$ составляют $5 \div 6$ %, а при $\Delta_c/\delta = 1.8$ — около 1 %. Здесь $\Delta p_{\zeta,ox}$ — потери полного давления потока кислорода $p_{m,ox}$ на входе и выходе из щели, $\Delta p_{\lambda,ox}$ — потери на трение. Отметим, что оценки проводились без учета влияния ПДВ в КС и на систему подачи.

Оказалось, что при холодных пусках (отсутствии ПДВ) и одинаковых расходах смеси G_{Σ} сила тяги F_c больше на 3 % при истечении воздуха из щели $\delta = 6$ мм, чем из щели $\delta = 10$ мм. Причина — повышенная сверхзвуковая скорость истечения смеси при большей степени расширения канала. При $G_{\Sigma} \approx 10$ кг/с и $\Delta_c/\delta = 3$ число Маха потока равно $M = 1.23$, а при $\Delta_c/\delta = 1.8$ равно $M = 1.12$. При уменьшении расхода смеси и достижении докритического ее истечения из КС ($G_{\Sigma} < 7$ кг/с) скачок уплотнения заходит в КС и силы тяги сближаются, выравниваясь при $G_{\Sigma} \approx 6$ кг/с.

Делением разности сил тяги F_h и F_c на расход водорода G_f и ускорение свободного падения g определяли удельный импульс относительно горючего: $I_{sp,f} = (F_h - F_c)/G_f/g$.

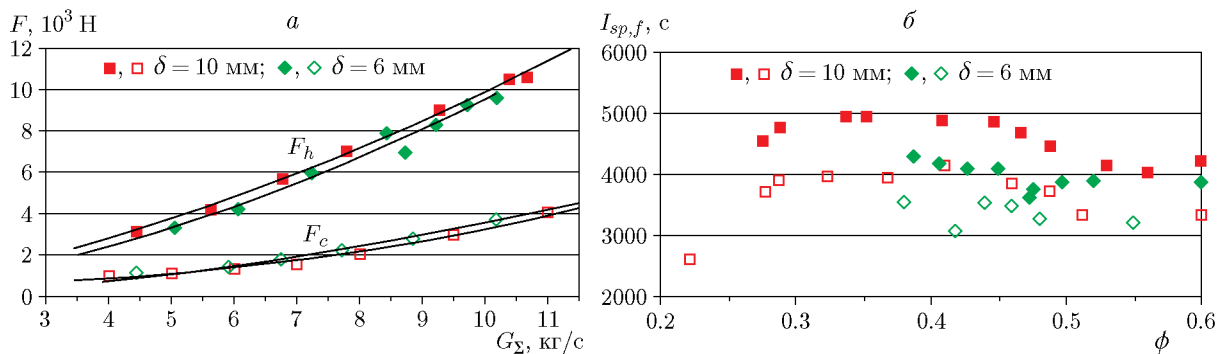


Рис. 9. Зависимость силы тяги от расхода смеси при коэффициенте избытка горючего $\phi = 0.5$ (а); зависимость удельного импульса $I_{sp,f}$ от коэффициента избытка горючего ϕ (б)

На рис. 9,б представлены зависимости удельных импульсов $I_{sp,f}$ от коэффициента избытка горючего ϕ . С целью не загромождать рисунок помещены только максимальные и минимальные значения удельных импульсов из разных опытов. Минимальные значения соответствуют окончанию НСД, когда становится заметно влияние противодействия атмосферы, или прекращению детонации.

При докритическом истечении воздуха ($\delta = 10$ мм) и уменьшении коэффициента избытка горючего максимальная величина удельного импульса вначале растет до $I_{sp,f,max} = 5000$ с при $\phi \approx 0.35$, а затем уменьшается до минимального конечного значения $I_{sp,f,min} = 2700$ с при $\phi = 0.22$ ($D = 1.03$ км/с, $n = 3$, $D/D_{CJ} = 0.89$) с дальнейшим резким уменьшением удельного импульса при переходе в режим горения. Возрастание удельного импульса следует из второго закона Ньютона, по которому его величина пропорциональна произведению массы и скорости отбрасываемого рабочего тела. В данном случае увеличение дополнительной массы обеспечивается воздухом, подаваемым непосредственно в зону реакции. Добавочная подача воздуха в продукты горения давно практикуется в прямоточных воздушно-реактивных [28] и двухконтурных газотурбинных двигателях [29] для увеличения удельного импульса. Однако дальнейшее понижение коэффициента избытка горючего ($\phi < 0.3$) снижает удельный импульс, несмотря на то, что скорости ПДВ имеют незначительный дефицит относительно идеальной скорости Чепмена — Жуге (см. рис. 8,а). Причина снижения удельного импульса при дальнейшем увеличении расхода воздуха пока не установлена.

При критическом истечении воздуха в КС ($\delta = 6$ мм) также наблюдаем максимальное значение $I_{sp,f,max} = 4430$ с, но для более богатой смеси — $\phi_{min} = 0.47$ ($D = 1.29$ км/с, $n = 3$, $D/D_{CJ} = 0.82$). Оно меньше на 11 %, чем при докритическом истечении воздуха из коллектора. Минимальное значение $I_{sp,f,min} \approx 3000$ с находится в области $0.4 < \phi < 0.6$ при переходе от трех к двум ПДВ. Отличие от минимального значения $I_{sp,f,min}$ при $\delta = 10$ мм составляет менее 18 %. Это больше, чем оценки потерь полного давления на щели подачи воздуха при отсутствии детонационного режима. С увеличением коэффициента избытка горючего значения удельных импульсов сближаются с различием до $5 \div 7$ %. По-видимому, эта тенденция каким-то образом связана с увеличением количества детонационных волн, в разной степени влияющих на систему подачи.

ВЫВОДЫ

1. Впервые в камере кольцевой цилиндрической геометрии диаметром 503 мм реализованы режимы непрерывной спиновой детонации водородовоздушной смеси для очень бедных по горючему смесей вплоть до коэффициента избытка горючего 0.22.

2. Высокочастотными датчиками давления Kulite ХТЕН-10L-190 (М) Series зарегистрированы профили давления в поперечной детонационной волне, в системе подачи воздуха (в коллекторе) и на выходе из камеры сгорания. Определены отношения пиков давления в ДВ к среднему статическому давлению, регистрируемому низкочастотными датчиками (10 кГц) фирмы «Trafag».

3. Выявлена область химической реакции за фронтом волны, составляющая около 6.3 % периода между волнами.

4. Скорости поперечных детонационных волн уменьшаются с понижением коэффициента избытка горючего и в некоторых режимах приближаются к скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге.

5. Вычислен удельный импульс, максимальное значение которого с учетом холодного истечения равно 5000 с при коэффициенте избытка горючего 0.35.

6. Показано, что потери полного давления при истечении из коллектора воздуха в камеру сгорания через щель шириной 6 мм (критический режим истечения) на $4 \div 5$ % выше, чем при докритическом истечении через щель 10 мм.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных научных исследований в Российской Федерации на долгосрочный период (2021–2030 гг.) (раздел 2.3.1.2.4).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129, № 6. — С. 1254–1256. — EDN: YLXDAX.
2. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф., Самсонов А. Н., Сычев А. И., Тарнайкин А. Е.** Измерение давления в камере сгорания малоинерционными пьезодатчиками при непрерывной спиновой детонации // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 1. — С. 75–83. — DOI: 10.15372/FGV20170110. — EDN: XRPDLP.
3. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Реализация и моделирование непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камерах проточного типа. 1. Камеры кольцевой цилиндрической геометрии // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 111–123. — EDN: KYMWDX.
4. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Реализация и моделирование непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камерах проточного типа. 2. Камера с расширением кольцевого канала // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 91–104. — EDN: MBZVOL.
5. **Ждан С. А., Рыбников А. И., Симонов А. И.** Моделирование непрерывной спиновой детонации водородовоздушной смеси в кольцевой цилиндрической камере сгорания // Физика горения и взрыва. — 2020. — Т. 56, № 2. — С. 95–106. — DOI: 10.15372/FGV20200212. — EDN: HPPQJH.
6. **Михайлов В. В., Топчиян М. Е.** К исследованиям непрерывной детонации в кольцевом канале // Физика горения и взрыва. — 1965. — Т. 1, № 4. — С. 20–23. — EDN: YJLHIZ.
7. **Kindracki J., Kobiera A., Wolański P., Gut Z., Folusiak M., Swiderski K.** Experimental and numerical study of the rotating detonation engine in hydrogen-air mixtures // Prog. Propul. Phys. — 2011. — V. 2. — P. 555–582. — DOI: 10.1051/eucass/201102555.
8. **Wang J., Shi T., Wang Y., Liu Y., Li Y.** Experimental research on continuous detonation engine // 23rd ICDERS, Irvine, USA, 2011. — N 208.
9. **Liu S. J., Lin Z. Y., Liu W. D., Lin W., Sun M. B.** Experimental and three-dimensional numerical investigations on H_2 /air continuous rotating detonation wave // J. Aerosp. Eng. — 2012. — V. 227, N 2. — P. 326–341. — DOI: 10.1177/0954410011433542.
10. **Rankin B. A., Richardson D. R., Caswell A. W., Naples A. G., Hoke J. L., Schauer F. R.** Chemiluminescence imaging of an optically accessible non-premixed rotating detonation engine // Combust. Flame. — 2017. — V. 176. — P. 12–22. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2016.09.020.
11. **Feng W., Zheng Q., Xiao Q., Meng H., Han X., Cao Q., Huang H., Wu B., Xu H., Weng C.** Effects of cavity length on operating characteristics of a ramjet rotating detonation engine fueled by liquid kerosene // Fuel. — 2023. — V. 332, Pt 2. — 126129. — DOI: 10.1016/j.fuel.2022.126129.

12. **Zhou S., Ma Y., Liu F., Hu N.** Effects of a straight guide vane on the operating characteristics of rotating detonation combustor // *Acta Astronaut.* — 2023. — V. 203. — P. 135–145. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2022.11.051.
13. **Peng H.-Y., Liu S.-J., Liu W.-D., Zhang H.-L., Yuan X.-Q., Yu J.-F., Huang S.-Y.** The nature of sawtooth wave and its distinction from continuous rotating detonation wave // *Proc. Combust. Inst.* — 2022. — V. 39, N 3. — P. 3083–3093. — DOI: 10.1016/j.proci.2022.08.119.
14. **Liu H., Song F., Jin D., Xu S., Yang X.** Experimental investigation on spray and detonation initiation characteristics of premixed/non-premixed RDE // *Fuel.* — 2023. — V. 331, Pt 2. — 125949. — DOI: 10.1016/j.fuel.2022.125949.
15. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е.** Структура фронта детонации в газах. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
16. **Schultz E., Shepherd J.** Validation of Detailed Reaction Mechanisms for Detonation Simulation // *Explosion Dynamics Lab. Rep. FM99-5.* — DOI: 10.7907/ta29-4765.
17. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Коэффициенты расхода насадков и их комбинаций при прямом и обратном течении // *ПМТФ.* — 1996. — Т. 37, № 4. — С. 98–104. — EDN: YQDLVU.
18. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Инициирование детонации топливовоздушных смесей в проточной кольцевой камере // *Физика горения и взрыва.* — 2014. — Т. 50, № 2. — С. 100–109. — EDN: SMBIRD.
19. **Быковский Ф. А., Ждан С. А.** Непрерывная спиновая детонация. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013.
20. **Зельдович Я. Б.** Теория ударных волн и введение в газодинамику. — М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1946.
21. **Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И.** Физика взрыва / под ред. К. П. Станюковича. — Изд-е 2-е, перераб. — М.: Наука, 1975. — EDN: ZBBZZR.
22. **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. — EDN: NXZVWP.
23. **Манжалеи В. И., Митрофанов В. В.** Об устойчивости детонационных скачков в спиновой конфигурации // *Физика горения и взрыва.* — 1973. — Т. 9, № 5. — С. 703–710. — EDN: YKEZDX.
24. **Троцюк А. В., Фомин П. А.** Моделирование ячеистой структуры детонационной волны в стехиометрической двухтопливной смеси синтез-газа с окислителем // *Горение и взрыв.* — 2022. — Т. 15, № 1. — С. 47–56. — DOI: 10.30826/CE22150106. — EDN: QYHVPK.
25. **Митрофанов В. В.** Некоторые критические явления в детонации, связанные с потерями импульса // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — Т. 19, № 4. — С. 169–174.
26. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф.** Параметры непрерывной детонации смесей метан/водород — воздух при добавлении воздуха в продукты сгорания // *Физика горения и взрыва.* — 2020. — Т. 56, № 2. — С. 83–94. — DOI: 10.15372/FGV20200211. — EDN: FZZPJG.
27. **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. — EDN: NXVFED.
28. **Раушенбах Б. В., Белый С. А., Беспалов И. В., Бородачев В. Я., Волынский М. С., Прудников А. Г.** Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. — М.: Машиностроение, 1964.

29. **Иноземцев А. А., Нихамкин М. А., Сандрацкий В. Л.** Основы конструирования авиационных двигателей и энергетических установок. — М.: Машиностроение, 2008. — Т. 2.

Поступила в редакцию 10.01.2024.

После доработки 13.02.2024.

Принята к публикации 21.02.2024.
