

УДК 534.222.2,544.454.3

ДЕТОНАЦИОННОЕ СЖИГАНИЕ СМЕСИ ВОДОРОД — КИСЛОРОД В ПЛОСКОРАДИАЛЬНОЙ КАМЕРЕ С ИСТЕЧЕНИЕМ К ЦЕНТРУ

Ф. А. Быковский, С. А. Ждан, Е. Ф. Ведерников, А. Н. Самсонов,
А. С. Зинцова

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

Впервые реализованы режимы непрерывной спиновой детонации в плоскорadiaльной камере внешнего диаметра 80 мм при периферийной подаче водородокислородной смеси в диапазоне удельного расхода смеси $3.6 \div 37.9$ кг/(с · м²). В зависимости от диаметра выходного отверстия в камере (40, 30 или 20 мм), удельного расхода смеси и ее состава, а также от противодействия наблюдали от одной до семи поперечных детонационных волн с частотой $6 \div 60$ кГц. Установлено, что с уменьшением выходного сечения камеры или при возрастании противодействия число детонационных волн растет, а их интенсивность убывает. Исследована структура течения в области детонационных волн. Построена область реализованных режимов детонации в координатах «коэффициент избытка горючего — удельный расход смеси». Сформулирована физико-математическая модель непрерывной спиновой детонации в плоскорadiaльной камере сгорания. При одинаковых с экспериментами параметрах подачи водорода и кислорода в камеру расчеты показали близость параметров детонационных волн, в частности их число по окружности камеры и скорость.

Ключевые слова: непрерывная спиновая детонация, плоскорadiaльная камера сгорания, поперечные детонационные волны, структура течения, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV20160408

ВВЕДЕНИЕ

Непрерывная спиновая детонация (НСД) по схеме Б. В. Войцеховского [1] в камерах плоскорadiaльной геометрии с истечением к центру экспериментально изучалась ранее в метаноокислородных [2, 3] и топливовоздушных смесях [2, 4, 5]. Опыты выявили возможность детонационного сжигания химически малоактивных топлив, например угля с воздухом, в вихревых вариантах камеры. Для диагностики режимов необходимо иметь достоверную физико-математическую модель НСД в таких камерах, которая к настоящему времени еще не создана. Модель потенциального вихря лишь качественно описывает детонационные явления в вихревых камерах [2, 4]. Цель настоящей работы — используя комплексный подход, экспериментально осуществить НСД, создать ее расчетную модель для водородокислородных смесей в плоскорadiaльной камере

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-08-00080) и гранта Президента РФ (№ 2695.2014.1).

© Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф., Самсонов А. Н., Зинцова А. С., 2016.

при периферийной подаче компонентов смеси вдоль радиуса камеры и сравнить экспериментальные результаты с расчетом.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные исследования проводили в плоскорadiaльной кольцевой камере с наружным диаметром $d_{c1} = 80$ мм (рис. 1). Расстояние между параллельными стенками равно $\Delta = 5$ мм. Внутренний диаметр отверстия d_{c2} в одной из стенок камеры, через которое происходит истечение продуктов, варьировался: $d_{c2} = 40, 30$ и 20 мм. Раздельная подача

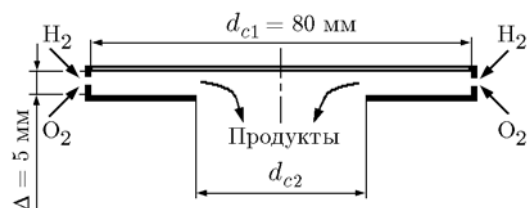


Рис. 1. Схема плоскорadiaльной кольцевой камеры с истечением к центру

компонентов смеси в камеру сгорания в направлении центра осуществлялась через отверстия форсунок, равномерно расположенных на цилиндрической стенке. Отверстия для горючего и окислителя выдавлены кривой накаткой с шагом 1 мм во встречном направлении, их площадь $S_f = 10 \text{ мм}^2$ и $S_{ox} = 32 \text{ мм}^2$ соответственно.

Образующуюся смесь инициировали пережиганием проволоочки с энергией разряда около 5 Дж. Истечение продуктов производилось в емкость объемом $V_t = 0.43 \text{ м}^3$ (бочку) при начальном давлении $p_{t0} \approx 0.1 \cdot 10^5$ или $1 \cdot 10^5$ Па. По мере истечения продуктов давление в бочке возрастало. В одной из плоских торцевых стенок вдоль диаметра установлено окно из оргстекла, через которое наблюдали процесс в камере. Напротив выходного отверстия камеры окно закрывалось для устранения свечения продуктов. Течение вдоль окна подсвечивалось тонкими струями ацетиленового пламени, подаваемыми в камеру с противоположных сторон окна вблизи цилиндрической поверхности. Начальные расходы компонентов смеси $\text{H}_2\text{—O}_2$ изменялись в диапазонах: водорода — $G_{f0} = 0.5 \div 10 \text{ г/с}$, кислорода — $G_{ox0} = 10 \div 44 \text{ г/с}$. Удельный расход смеси составлял $g_\Sigma = (G_{ox} + G_f)/S_c = 3.6 \div 37.9 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, а коэффициент избытка горючего $\phi = 0.1 \div 2.58$. Здесь $S_c = \pi d_{c1} \Delta = 12.57 \text{ см}^2$ — площадь поперечного сечения камеры на входе.

Процесс в камере сгорания фотографировался высокоскоростной камерой Photron Fastcam SA1.1 675K-M3. По специальной программе, написанной на языке C++, из каждой фотографии вырезалось по одному пикселю, которые затем склеивались. В результате конструировалось течение (фоторегистрограмма) в системе волны с некоторым искажением масштаба [6]. Одновременно проводилась съемка фоторегистратором с падающим барабаном [2]. По фоторегистрограммам определялось время появления поперечных детонационных волн (ПДВ) против окна (Δt), которое позволяет однозначно находить частоту их вращения (f) и скорость НСД у наружного диаметра камеры (D) по формулам

$$f = 1/\Delta t, \quad D = \pi d_{c1}/(n\Delta t). \quad (1)$$

Здесь n — число ПДВ вдоль окружности камеры.

Одновременно с фоторегистрацией проводилось измерение давления в ресиверах кисло-

рода и водорода ($p_{r,ox}$ и $p_{r,f}$), коллекторах кислорода и водорода ($p_{m,ox}$ и $p_{m,f}$), в камере на расстоянии 2 мм от цилиндрической поверхности (p_{c1}), статического и полного давления на выходе из камеры (p_{c3} и p_{c30}) и в бочке (p_t).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Инициирование детонации

На рис. 2 приведены фоторегистрограммы одного и того же опыта, включающие в себя момент инициирования (яркая вспышка справа) и дальнейшее развитие детонационного процесса в камере сгорания, снятые видеокамерой (рис. 2,а) и фоторегистратором с падающим барабаном (рис. 2,б). Видно, что детонационная волна формируется за 1–2 периода времени между ПДВ, а устойчивая НСД — примерно через 7 таких периодов (через 0.5 мс после инициирования). В других опытах длительность переходного процесса не превышала 1 мс.

На фоторегистрограмме рис. 2,а невозможно определить направление вращения ПДВ из-за способа получения фоторазвертки (течения в системе волны). Однако фоторегистратор с падающим барабаном позволяет это сделать. По фоторегистрограмме рис. 2,б мож-

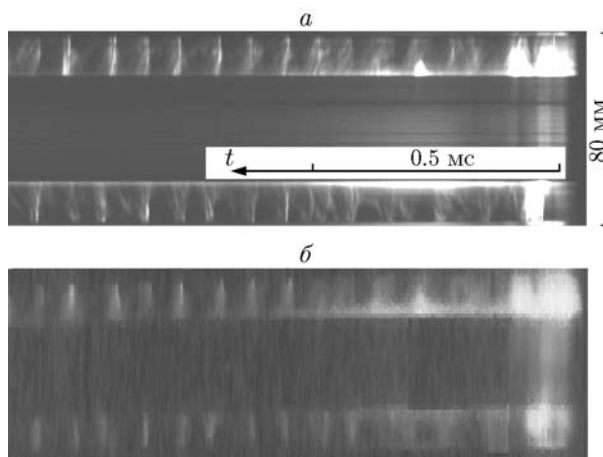


Рис. 2. Фоторегистрограммы инициирования НСД в камере с отверстием диаметром $d_{c2} = 40 \text{ мм}$, полученные видеокамерой (а) и фоторегистратором с падающим барабаном (б):

до момента инициирования: $g_\Sigma = 11 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, $\phi = 0.73$, $p_{c10} = 0.12 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $p_{t0} = 0.14 \cdot 10^5 \text{ Па}$; через 1 мс после инициирования: $D = 1.82 \text{ км/с}$, $n = 2$, $p_{c1} = 0.55 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $p_t = 0.17 \cdot 10^5 \text{ Па}$

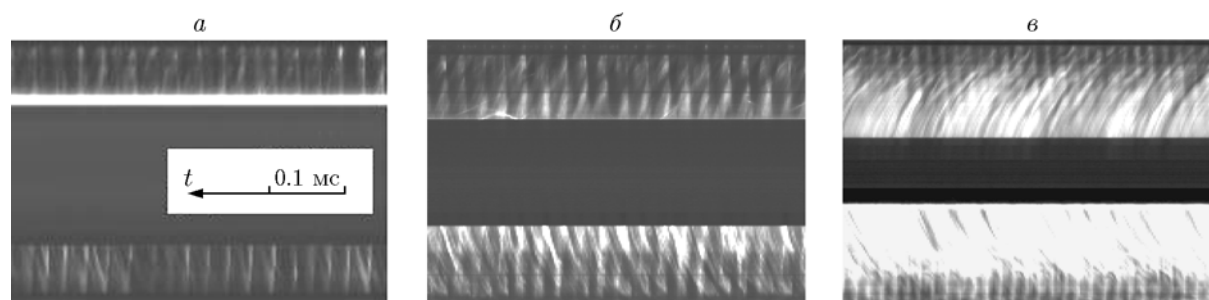


Рис. 3. Фоторегистрограммы НСД водородокислородной смеси ($\phi \approx 1$) в камерах с диаметром выходного отверстия $d_{c2} = 40$ (а), 30 (б), 20 мм (в)

но установить, что в верхней части окна поперечные детонационные волны движутся слева направо — направления движения изображения волн и пленки совпадают, поскольку ПДВ фиксируются отчетливо. Наоборот, в нижней части окна они имеют встречные направления (волны движутся справа налево), поэтому изображения ПДВ размыты. Тем не менее время на обеих фоторегистрограммах отсчитывается в одну сторону (от момента инициирования) — справа налево. Однако запись процесса, снятого видеокамерой с частотой 400 000 кадр/с по специальной программе, можно преобразовать в несколько десятков кадров в секунду и наблюдать движение волн в окне, в том числе и их направление.

По фоторегистрограммам определяется четность числа ПДВ. При четном количестве волн фиксируются одновременно в верхней и нижней частях окна, а при нечетном — со сдвигом на половину периода между волнами. При изменении скорости ПДВ на половине окружности камеры и сохранении их количества возможно небольшое отклонение от этого правила (времени появления волн в окне). При смене количества волн наблюдается хаотичность их появления в окне. Структура течения на фоторегистрограммах искажена, поскольку при одинаковой скорости развертки видеокамеры и фотопленки тангенциальные составляющие скорости элементов ПДВ и течения в их окрестности изменяются пропорционально радиусу камеры. Поэтому для реального изображения ПДВ с линиями тока фоторазвертку необходимо свернуть в кольцо.

Опыты с начальным противодавлением $p_{t0} \approx 0.1 \cdot 10^5$ Па

Характерные фрагменты фоторегистро-

грамм устойчивого процесса НСД для камер с выходным отверстием диаметром $d_{c2} = 40, 30$ и 20 мм приведены на рис. 3. Далее эти камеры будем называть камера а, б, в соответственно. Фрагменты охватывают промежуток времени 0.5 мс. Высота фоторегистрограмм соответствует наружному диаметру камеры $d_{c1} = 80$ мм, а внутренняя темная полоса — диаметру выходного отверстия d_{c2} . Приведенные фоторегистрограммы НСД получены для смесей, близких к стехиометрии ($\phi \approx 1$). На фоторегистрограмме рис. 3,а,б зафиксировано четыре, а на рис. 3,в — семь ПДВ по окружности камеры. Волны устойчивые, однако их локальная скорость на обороте волны может отклоняться от среднего значения (при четном числе волн они не всегда в одно время подходят к окну с противоположных участков камеры). При одинаковых расходах смеси давление в камерах а, б, в изменяется примерно обратно пропорционально площади выходного сечения, а при одном и том же выходном сечении — пропорционально удельному расходу g_{Σ} . Высота фронта ПДВ h , определенная по точке его излома из ряда фоторегистрограмм (см. рис. 3), составляет: для камеры а — ≈ 6 , б — ≈ 4 , в — ≈ 3 мм. От точки излома обычно отходит ярко светящаяся линия, которую можно идентифицировать как контактный разрыв или ударную волну — элемент ножки Маха.

С уменьшением d_{c2} степень расширения продуктов за фронтом ПДВ в камере уменьшается, и они начинают ярче светиться (ср. рис. 3,а и 3,в). Основные параметры НСД, соответствующие рис. 3, приведены в табл. 1. Увеличение количества ПДВ от $n = 4$ в камерах а и б до $n = 7$ в камере в приводит к уменьшению их интенсивности (величины D/D_{CJ} , где D_{CJ} — экспериментальные значения идеальной детонации Чепмена — Жуге покоящейся

Таблица 1

Параметры НСД для типичных режимов

Камера	g_{Σ} , кг/(с·м ²)	ϕ	p_t	p_{c1}	p_{c3}	p_{c30}	f , кГц	n	D , км/с	D/D_{CJ}	h , мм
			10 ⁵ Па								
<i>a</i>	36.8	1.0	0.45	1.66	1.13	1.66	38.5	4	2.42	0.853	6
<i>б</i>	22.2	1.02	0.84	1.53	1.29	1.5	37.2	4	2.34	0.826	5
<i>в</i>	15.2	1.12	0.58	1.75	1.6	1.75	57.1	7	2.05	0.7	3

ся водородокислородной смеси при нормальных условиях [7]). Поток продуктов на выходе у отверстия диаметром d_{c2} дозвуковой ($p_{c30}/p_{c3} < 1.8$). То есть звуковая поверхность формируется ниже по потоку. Потери полного давления на выходе из камеры примерно равны динамической составляющей давления вблизи форсунок ($p_{c1} \approx p_{c30}$).

Опыты с начальным противодавлением
 $p_{t0} \approx 1 \cdot 10^5$ Па

Характерные осциллограммы давления в камере с выходным отверстием $d_{c2} = 40$ мм приведены на рис. 4. Резкий подъем давления в камере и бочке соответствует моменту инициирования детонации в камере. В течение 0.5 с после инициирования существовала устойчивая НСД в камере сгорания с $n = 4$, затем появилось множество акустических волн на фоне обычного горения. Граница перехода детонации в горение обозначена на рис. 4 штриховой линией. Фоторегистрограммы ПДВ практически не отличались от приведенных на рис. 3,а,

однако скорости ПДВ составляли $D/D_{CJ} = 0.7 \pm 0.04$, т. е. волны ослаблены.

На пределе окончания НСД перепад давления на форсунках водорода и кислорода составил соответственно всего $p_{m,f} - p_{c1} \approx 0.1 \cdot 10^5$ Па и $p_{m,ox} - p_{c1} \approx 0.15 \cdot 10^5$ Па при удельном расходе топлива $g_{\Sigma} \approx 5$ кг/(с·м²). Статические давления в камере и бочке практически сравнялись, в них господствует дозвуковое течение, за исключением областей за фронтами ПДВ до поверхности Чепмена — Жуге. Очевидно, что давление в камере в начале опыта (сразу после инициирования) зависит от расхода смеси. Однако в дальнейшем оно в основном определяется растущим противодавлением.

Подобная картина развития НСД наблюдалась и в камере с $d_{c2} = 30$ мм. ПДВ со скоростью $D/D_{CJ} = 0.73 \pm 0.03$ в количестве $n = 4 \div 5$ (менялись в течение опыта) существовали до достижения $g_{\Sigma} \approx 5$ кг/(с·м²) и $\phi = 0.87$. Опыты при $d_{c2} = 20$ мм и $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$ Па не проводились.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Постановка задачи

Математическое моделирование детонационного сжигания смеси $2H_2 + O_2$ в плоскорадиальной кольцевой камере наружного радиуса $r_1 = d_{c1}/2$ с отверстием внутреннего радиуса $r_2 = d_{c2}/2$, длиной камеры $L = r_1 - r_2$, расстоянием между параллельными стенками Δ при подаче горючей смеси с ее внешней цилиндрической стенки к центру (см. рис. 1) проводилось для условий, близких к экспериментам. Поскольку $\Delta \ll L$, кольцевую область можно разрезать и развернуть в прямоугольную область решения $\Omega = \{r_2 < r < r_1; 0 < \varphi < 2\pi/n\}$ с входной частью камеры (граница $\Gamma_1, r = r_1$), через которую подается горючая смесь, и с открытым концом камеры (граница $\Gamma_2, r = r_2$),

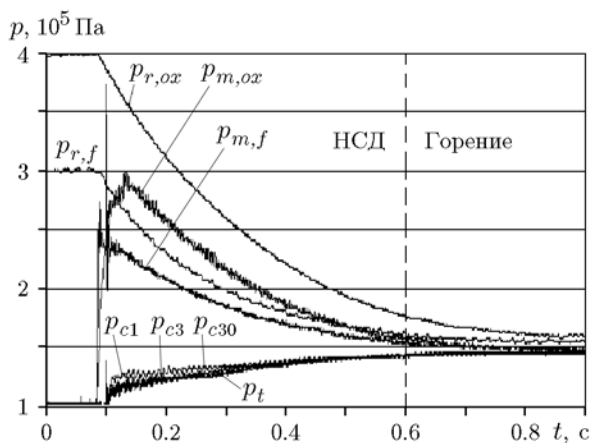


Рис. 4. Давление в системе подачи и в камере сгорания при начальном противодавлении в бочке $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$ Па ($d_{c2} = 40$ мм)

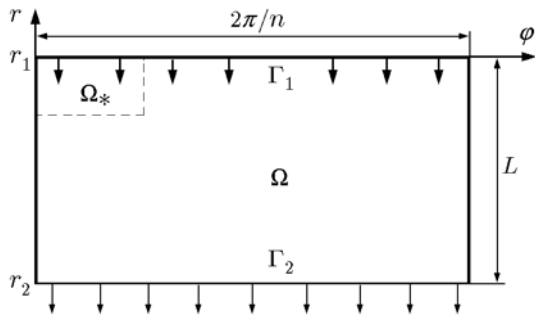


Рис. 5. Область решения периодической задачи (подача горючей смеси с периферии к центру)

через который вытекают продукты сгорания. Область решения представлена на рис. 5. Математическая модель сформулирована в двумерной нестационарной газодинамической постановке в полярной системе координат (r, φ) : $x = r \sin \varphi$, $y = r \cos \varphi$. Предполагая независимость решения от координаты z , запишем систему уравнений нестационарной газовой динамики [8] в дивергентном виде:

$$\frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u_r) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho u_\varphi) = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho r u_r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[r(\rho u_r^2 + p)] + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho u_r u_\varphi) = \\ = p + \rho u_\varphi^2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho r u_\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u_r u_\varphi) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho u_\varphi^2 + p) = \\ = -\rho u_r u_\varphi, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(r e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[r(e + p)u_r] + \frac{\partial}{\partial \varphi}((e + p)u_\varphi) = 0,$$

и дополним ее уравнениями химических превращений [9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho Y r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho Y r u_r) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho Y u_\varphi) = \rho r f_5, \\ \frac{\partial(\rho \mu r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[\rho \mu r u_r] + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho \mu u_\varphi) = \rho r f_6. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь r, φ — пространственные переменные ортогональной системы координат; t — время; ρ — плотность; p — давление; u_r, u_φ — компоненты вектора скорости \mathbf{u} ; $e = \rho(U + q^2/2)$,

$q^2 = u_r^2 + u_\varphi^2$; $U(T, \mu)$ — полная внутренняя энергия газа; T — температура; μ — текущая молярная масса смеси; Y — доля периода химической индукции.

Энерговыделение в горючей смеси описывалось в рамках двухстадийной модели кинетики [10]: индукционная стадия ($0 < Y \leq 1$, $f_5 = -1/t_{ind}$, $f_6 = 0$), на которой энерговыделения нет; стадия химического превращения ($Y = 0$, $f_5 = 0$, $f_6 \neq 0$), на которой скорость энерговыделения определяется скоростью химических реакций. Замыкание системы уравнений (3) для водородокислородной смеси подробно описано в [9], поэтому здесь не приводится.

Пусть в некоторый момент времени ($t = 0$) после начала поступления реагирующей смеси через границу Γ_1 в части области решения Ω_* мгновенно выделяется энергия, достаточная для инициирования детонации. В результате инициирования в области решения будет распространяться нестационарная ПДВ. Требуется определить ее динамику, структуру, а также условия выхода на самоподдерживающийся режим НСД в зависимости от исходных параметров задачи.

Подачу смеси $\text{H}_2\text{—O}_2$ на входе в плоскорadiaльную камеру (граница Γ_1) моделируем ее поступлением через систему микросопел Лавала с суммарной площадью сечений отверстий S_* , равномерно распределенных вдоль цилиндрической поверхности $S_1 = 2\pi r_1 \Delta$. Тогда отношение площадей критического и выходного сечений микросопел равно S_*/S_1 . Согласно экспериментам истечение газа в камеру из отверстий форсунок было радиальным ($u_\varphi = 0$). Поэтому параметры потока на выходе из микросопел определяются по исходным давлению (p_m) и плотности (ρ_m) смеси в коллекторе и давлению на входе в камеру сгорания $p(r_1, t)$ [9].

Граничные условия

На входе в камеру (граница Γ_1 : $r = r_1$; $0 < \varphi < 2\pi/n$) задается, аналогично [9], связь параметров вдува горючей смеси из коллектора через систему микросопел Лавала в камеру с давлением $p(r_1, \varphi, t)$:

$$u_\varphi = 0, \quad Y = 1, \quad \mu = \mu_0;$$

если $p_m \leq p(r_1, \varphi, t)$, то $p = p(r_1, \varphi, t)$, $u_m = 0$;

если $p'' < p(r_1, \varphi, t) < p_m$,

$$\begin{aligned}
& \text{то } p = p(r_1, \varphi, t), \quad \rho = \rho_m(p/p_m)^{1/\gamma}, \\
& q = q_{\max}[1 - (p/p_m)^{(\gamma-1)/\gamma}]^{1/2}, \\
& \text{если } p' < p(r_1, \varphi, t) < p'', \text{ то } p = p(r_1, \varphi, t), \\
& \text{если } p(r_1, \varphi, t) < p', \\
& \quad \text{то } p = p', \quad \rho u_r S_1 = \rho_* q_* S_*, \\
& \quad \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + u_r^2 = q_{\max}^2. \quad (4)
\end{aligned}$$

Здесь p_m , ρ_m , $T_m = p_m \mu_0 / (\rho_m R)$, γ — давление, плотность, температура торможения смеси и показатель политропы газа в коллекторе; μ_0 — исходная молекулярная масса смеси; R — универсальная газовая постоянная; ρ_* , q_* , q_{\max} — критические плотность, скорость и максимальная скорость, которые являются известными функциями γ , p_m , ρ_m :

$$\begin{aligned}
\rho_* &= \rho_m \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)}, \quad q_* = \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} q_{\max}, \\
q_{\max}^2 &= \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_m}{\rho_m};
\end{aligned}$$

p' , p'' — расчетные давления сверх- и дозвукового режимов истечения, удовлетворяющие уравнению

$$\begin{aligned}
\left(\frac{p}{p_m} \right)^{1/\gamma} \left[1 - \left(\frac{p}{p_m} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]^{1/2} &= \\
&= \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{1/(\gamma-1)} \left[\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]^{1/2} \frac{S_*}{S_1}.
\end{aligned}$$

На выходе из камеры (граница Γ_2 : $r = r_2$; $0 < \varphi < 2\pi/n$) при истечении газа в окружающее пространство с достаточно низким противодавлением p_a ($p_a \ll p_m$) происходит переход через скорость звука, поэтому на границе Γ_2 осевая составляющая вектора скорости u_r не меньше местной скорости звука c . Условие свободного истечения газа имеет вид

$$u_r(r_2, \varphi, t) \geq c(r_2, \varphi, t). \quad (5)$$

На левой и правой границах области Ω должно выполняться условие периодичности решения. В силу периодичности (с периодом $2\pi/n$) течения по координате φ любая газодинамическая функция $F(r, \varphi, t)$ удовлетворяет условию

$$F(r, 0, t) = F(r, 2\pi/n, t), \quad (6)$$

где $r_2 \leq r \leq r_1$.

Начальные условия

При $t = 0$ в области решения Ω параметры неподвижного газа с постоянными давлением (p_a) и температурой (T_a) задавали равными их значениям в окружающей среде:

$$\begin{aligned}
p(r, \varphi, 0) &= p_a, \quad u_r(r, \varphi, 0) = u_\varphi(r, \varphi, 0) = 0, \\
T(r, \varphi, 0) &= T_a, \quad Y(r, \varphi, 0) = 1, \quad \mu = \mu_0. \quad (7)
\end{aligned}$$

Таким образом, решение периодической задачи (2), (3) о НСД в плоскорадиальной кольцевой камере с граничными условиями (4)–(6) для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ зависит от девяти определяющих параметров:

$$p_m, T_m, \gamma, S_*/S_1, d_{c1}, d_{c2}, p_a/p_m, T_a/T_m, n. \quad (8)$$

По параметрам в системе подачи определяется начальный удельный расход смеси:

$$g_{\Sigma 0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{0.5(\gamma+1)/(\gamma-1)} \sqrt{\gamma p_m \rho_m} \left(\frac{S_*}{S_1} \right). \quad (9)$$

Здесь целое число n ПДВ, способных разместиться на внешнем периметре камеры, является собственным значением математической задачи о НСД, которое необходимо искать [2, 11] в процессе ее решения.

Сформулированная задача решалась численно. Область решения Ω покрывалась неподвижной сеткой с числом ячеек ($N_r \times N_\varphi$) и равномерными шагами ячеек по осям r и φ ($N_r = 200$, $N_\varphi = 314$). Для интегрирования системы уравнений (2), (3) применялась конечно-разностная схема Годунова — Колгана [12, 13].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное исследование выполнено для стехиометрической смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($\phi = 1$) при следующих значениях исходных констант модели [9]: $\mu_{\text{H}_2} = 2$ кг/кмоль, $\mu_{\text{O}_2} = 32$ кг/кмоль, $E_1^0 \approx E_2^0 \approx E_d = 110$ ккал/моль, $\gamma = 1.4$, $z = 8/9$, $\mu_0 = 1/[z/\mu_{\text{O}_2} + (1-z)/\mu_{\text{H}_2}] = 12$ кг/кмоль, $R = 8.3144 \cdot 10^3$ Дж/(кмоль · К), $K_+ = 6 \cdot 10^8$ м⁶/(кмоль² · с), $K_- = 1.769 \cdot 10^3$ кмоль/м³, $T_0 = 300$ К, $p_0 = 1.013 \cdot 10^5$ Па, $\rho_0 = p_0 \mu_0 / (RT_0)$.

С целью сравнения с описанными выше экспериментами расчеты проведены при тех же, что в опытах, геометрических размерах камер:

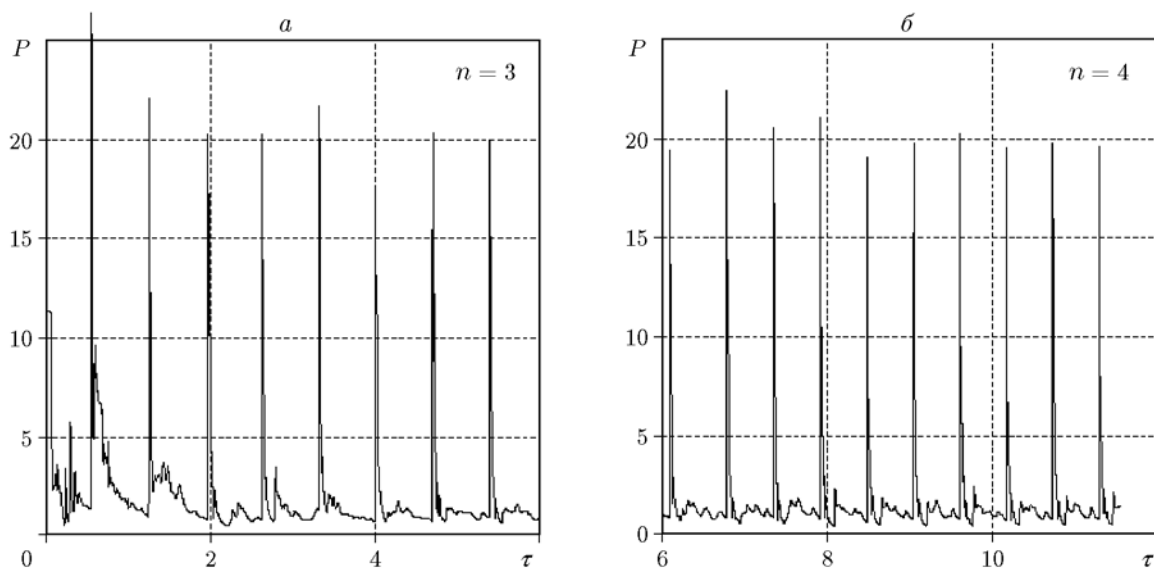


Рис. 6. Зависимости безразмерного давления от времени в точке ($r = 4$ см, $\varphi = 0$)

$$d_{c1} = 8 \text{ см}, d_{c2} = 4 \text{ см}, S_*/S_1 = 0.03342, \quad (10)$$

и при соответствующих эксперименту в камере a значениях определяющих параметров задачи при стехиометрии ($\phi = 1$):

$$p_m = 6.7 \text{ атм}, T_m = 257 \text{ К}, \gamma = 1.4, \quad (11)$$

$$p_a = 0.45 \text{ атм}, T_a = 293 \text{ К}.$$

Согласно (9) начальный удельный расход смеси равен $g_{\Sigma 0} = 36.8 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$.

Периодическое решение с ПДВ

Для нахождения хотя бы одного периодического решения с ПДВ зададим «пристрелочное» значение периода задачи $\varphi = 2\pi/3$. То есть найдем периодическое решение с тремя ПДВ, вращающимися в плоскорадиальной камере с наружным диаметром $d_{c1} = 8$ см и внутренним $d_{c2} = 4$ см. При численном моделировании на стадии инициирования на боковых границах области интегрирования Ω ($r_1 < r < r_2$, $\varphi = 0$, $\varphi = 2\pi/3$), так же как в работах [2, 9, 11], ставилось граничное условие непротекания ($u_\varphi = 0$), которое при подходе ПДВ к боковой границе $\varphi = 2\pi/3$ заменялось условием периодичности решения (6). Такая постановка граничных условий соответствует приему, примененному в экспериментах Б. В. Войцеховского

[1], где для управления вращением волн вблизи места инициирования устанавливался полностью перекрывавший сечение канала затвор, который с помощью специального взрывного устройства быстро открывался, прежде чем детонационная волна успевала совершить полный оборот. Расчетные зависимости давления $P(\tau) = p(r, \varphi, \tau)/p_0$ в фиксированной точке камеры с координатами ($r = r_1 = 4$ см, $\varphi = 0$) от времени $\tau = t/t_0$ ($t_0 = r_2/\sqrt{p_m/\rho_m}$), отсчитываемого от момента инициирования детонации, представлены на рис. 6, a .

Из рис. 6, a видно, что давление в фиксированной точке камеры меняется немонотонно — пульсирует со временем. Каждый его пик соответствует моменту прихода в данную точку фронта ПДВ. То есть в плоскорадиальной камере для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ с параметрами (10), (11) получено периодическое решение с тремя ПДВ. В соответствии с общими принципами [11], при численном моделировании НСД в рамках уравнений Эйлера нужно проверить, не является ли представленное на рис. 6, a периодическое решение с ПДВ паразитным. Попытаемся найти четырехволновое ($n = 4$) периодическое решение задачи. В качестве начальных данных возьмем найденное установившееся трехволновое ($n = 3$, $0 < \varphi < 2\pi/3$) решение НСД в момент времени $\tau = 6.7$ (см. рис. 6) и уменьшим область решения по координате φ (т. е. период задачи) до $0 < \varphi < \pi/2$. С указан-

Таблица 2

Результаты расчетов НСД в плоскорадиальной камере с различным числом волн n

n	$g_{\Sigma}/g_{\Sigma 0}$	$\langle p \rangle$	f , кГц	D , км/с	h , мм	$\eta = h/l$	$\langle I \rangle$, с	Статус решения
3	0.93	1.83 ± 0.1	32.8	2.75	1.95	0.023	189.1	Паразитное
4	0.9	1.75 ± 0.1	40.4	2.54	2.02	0.032	188.2	+
5	1.0	0.52	—	—	—	—	36.3	Срыв ПДВ

ными начальными данными продолжаем решение нестационарной задачи (2), (3). Расчетные зависимости $P(\tau)$ в точке ($r = 4$ см, $\varphi = 0$) при $n = 4$ представлены на рис. 6,б. Хорошо видно, что давление в фиксированной точке камеры при $n = 4$ также пульсирует со временем и через 4–5 пульсаций (к моменту $\tau \approx 10$) переходит на почти периодические ($\Delta t \approx 24.75$ мкс) колебания. Зная период по времени Δt , можно вычислить среднюю за период скорость ПДВ относительно внешней цилиндрической стенки $D = (2\pi r_1/n)/\Delta t = 2.54 \pm 0.02$ км/с и отношение $D/D_{CJ} = 0.89$. Здесь $D_{CJ} = 2.84$ км/с [7]. Отметим, что в плоскорадиальной камере сформировавшиеся ПДВ вращаются с постоянной угловой скоростью. Последнее означает, что линейная (вдоль оси φ) скорость D каждой точки комплекса ПДВ + ударно-волновой шлейф зависит от координаты $\xi = r/r_1$, т. е. $D = D(\xi)$. Так, у наружной цилиндрической стенки ($\xi = 1$) $D(\xi = 1) = 2.54$ км/с, а на выходе ($\xi = 0.5$) $D(\xi = 0.5) = 1.27$ км/с. Итак, расчет показал наличие еще одного периодического решения с периодом $\varphi = \pi/2$. Последнее означает, что изображенное на рис. 6,а решение является паразитным. Попытка найти пятиволновое ($n = 5$) периодическое решение задачи не увенчалась успехом. После нескольких пульсаций давления с различной амплитудой произошел срыв вращающейся ПДВ, унос фронта горения и продуктов сгорания из камеры. Далее наблюдался монотонный спад давления с последующим выходом на почти постоянное значение $\langle p \rangle \approx 0.52$. То есть в области решения реализуется обычное газодинамическое течение исходной нереагирующей смеси H_2-O_2 , втекающей через границу Γ_1 и вытекающей через границу Γ_2 . Итак, согласно результатам расчетов в кольцевой плоскорадиальной камере заданного размера ($r_1 = 4$ см, $r_2 = 2$ см) при удельном расходе смеси на входе камеры $g_{\Sigma 0} = 36.8$ кг/(с·м²) не

реализуется периодическое решение с $n = 5$. Расчетные параметры ПДВ, полученные для ряда чисел n , представлены в табл. 2. Здесь

$$\langle p \rangle = \frac{1}{2\pi p_0} \int_0^{2\pi} p(r_{c1}, \varphi, t) d\varphi$$

— среднее статическое давление на торце камеры, f — частота вращения ПДВ, $D = (\pi d_{c1}/n)/\Delta t$ — средняя за период скорость ПДВ относительно внешней цилиндрической стенки в азимутальном направлении, h — высота ПДВ, $\eta = h/l$ — относительный размер ПДВ, $l = \pi d_{c1}/n$ — период задачи,

$$\langle I \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{(p + \rho u^2 - p_a) d\varphi}{g g_{\Sigma}}$$

— удельный импульс на единицу массы смеси на выходе из камеры, $p_a = 0.45$ атм — противодавление, $g = 9.81$ м/с² — ускорение свободного падения.

Итак, при моделировании НСД в плоскорадиальной камере со значениями определяющих параметров (10), (11) получили, как и в [2], несколько периодических решений с ПДВ, т. е. неединственность решения сформулированной задачи. Единственным, физически правильным решением НСД является решение с $n = n_{\max}$ ($l = l_{\min}$). Здесь n_{\max} — максимальное число ПДВ, способных разместиться по периметру камеры сгорания. Данные табл. 2 позволяют однозначно установить максимальное число ПДВ: $n_{\max} = 4$. Все остальные периодические решения при $n < n_{\max}$ являются паразитными и должны быть исключены из дальнейшего анализа.

Двумерная структура ПДВ

Рассмотрим подробно двумерную структуру газодинамического течения с ПДВ в плоскорадиальной камере для четырехволнового ($n = n_{\max} = 4$) решения задачи о НСД со значениями определяющих параметров (10), (11).

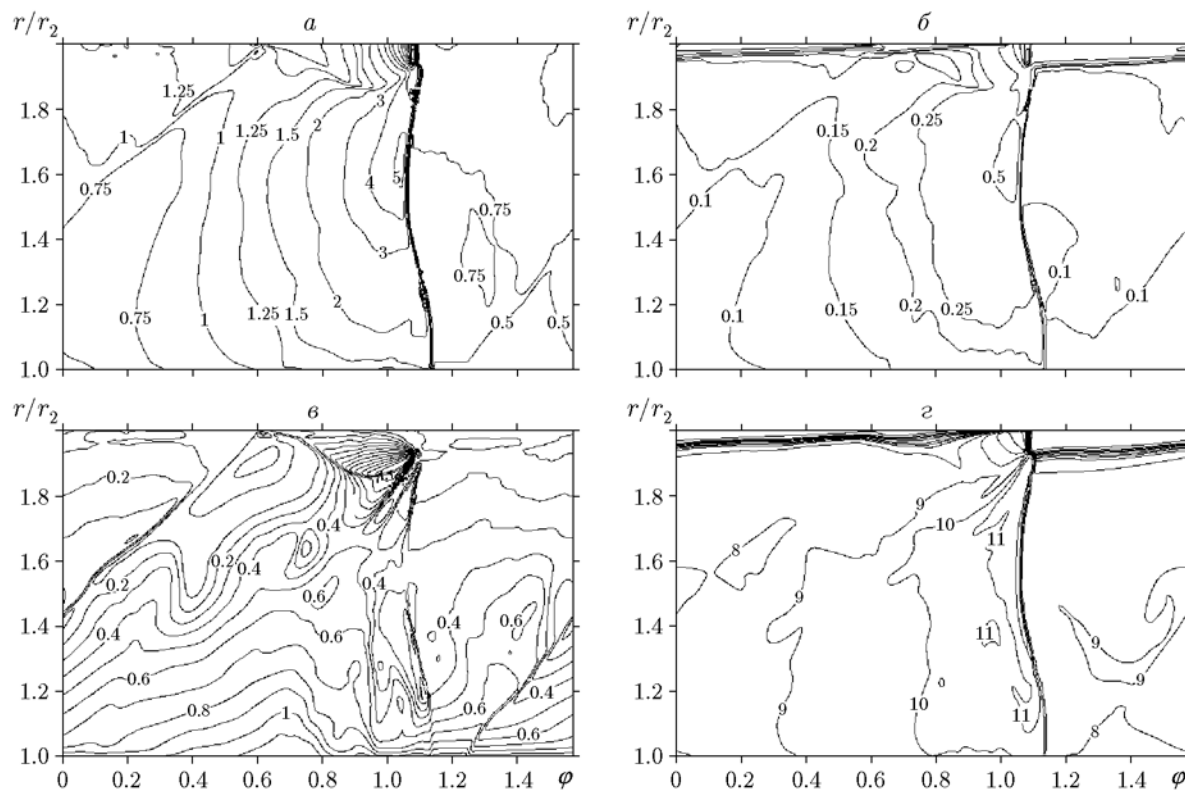


Рис. 7. Двумерная структура НСД смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($n = 4$):

a — изобары p/p_0 , *б* — изоchoры ρ/ρ_0 , *в* — изомахи $M_r = u_r/c$, *г* — изотермы T/T_0

Результаты расчетов НСД в момент времени $\tau = 11.64$ представлены на рис. 7.

ПДВ движется слева направо со скоростью $D = 2.54$ км/с по треугольной области, содержащей исходную смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, поступающую через верхнюю границу Γ_1 (граница раздела горючей смеси и продуктов сгорания хорошо видна на рис. 7,б). Высота слоя горючей смеси перед фронтом ПДВ равна $h = 2$ мм. За волной продукты детонации постепенно расширяются и при давлении продуктов, меньшем давления подачи, отесняются вниз новыми порциями газов. Создаются условия для распространения новой ПДВ на следующем периоде. Вниз от ПДВ отходит косая ударная волна, движущаяся по продуктам детонации. Изобары (рис. 7,а) и изоchoры (рис. 7,б) показывают спад давления и плотности за фронтом ПДВ. Косая ударная волна в плоскорadiaльной камере располагается практически вертикально. На рис. 7,в представлены изомахи для проекции вектора скорости на ось r ($M_r = u_r/c$). Отметим специфику детонационного процесса, связанную с уменьшением площади проходно-

го сечения плоскорadiaльной камеры при движении газа от входа в камеру (верхняя граница Γ_1) к ее выходу. Видно, что сразу за фронтом ПДВ проекция вектора скорости на ось r принимает только дозвуковые значения и достигает скорости звука только на выходе из камеры сгорания (нижняя граница расчетной области). То есть только на выходе из камеры реализуется звуковое «в среднем» истечение продуктов. Интересно поведение температуры на рис. 7,г. Перед фронтом ПДВ газ холодный ($T \approx 230 \div 300$ К), а за фронтом он достигает температуры $T \approx 3700$ К. В отличие от цилиндрической камеры сгорания [9] в плоскорadiaльной камере с истечением к центру высокая температура наблюдается за шлейфом ($T \approx 3300$ К) практически на всем его протяжении. На выходе из камеры температура также высокая — $T \approx 2400 \div 3300$ К.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

По результатам экспериментов выявлено достаточно сильное влияние процессов в камере на систему подачи смесевых компонентов,

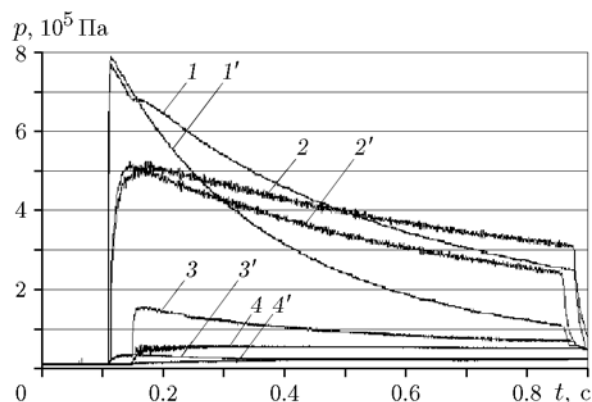


Рис. 8. Давление в системе подачи компонентов смеси (1, 1' — $p_{m,f}$, 2, 2' — $p_{m,ox}$), в камере (3, 3' — p_{c1}) и в емкости (4, 4' — p_t) при холостом выстреле (1'–4') и НСД (1–4) при истечении в среду с начальным противодавлением $p_{t0} = 0.1 \cdot 10^5$ Па

особенно водорода (рис. 8). Осциллограммы приведены для камеры *a* при одинаковых начальных условиях в системах подачи компонентов смеси. Видно, что до инициирования (резкий подъем давлений p_{c1} и p_t) кривые совпадают, а после него замедляется спад давления в коллекторах водорода (кривая 1) и кислорода (кривая 2), а также расходы этих компонентов. Несмотря на то, что в среднем обеспечивается критический перепад давления на форсунках, волны сжатия от ПДВ проникают в систему подачи и даже влияют на расход газов из ресиверов. Это является одной из особенностей процессов в камерах с НСД [2] и наиболее ярко проявляется в камерах плоскорадиальной геометрии с истечением к центру. Следует отметить, что давление в емкости возрастает не пропорционально количеству истекающих продуктов, а значительно быстрее (в пять раз за 100 мс при уменьшении расхода всего на 10 %). Затем давление в емкости растет слабо, а в конце истечения продуктов даже уменьшается за счет их охлаждения на стенках. С увеличением начального противодавления влияние процессов в камере на систему подачи возрастает, однако снижается относительный рост давления в бочке, так как относительная доля продуктов в меньшей степени нагревает ее содержимое. При $p_{t0} = 0.23 \cdot 10^5$ Па за время 100 мс подъем давления в бочке повысился уже в 3.5 раза, а при $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$ Па — только на 45 %. В последнем случае истечение из коллекторов в камеру хотя и оставалось критическим (см.

рис. 4), но наблюдалось более сильное влияние процессов в камере на систему подачи, особенно водорода. Уменьшение давления в коллекторе водорода происходило практически пропорционально уменьшению давления кислорода, в то время как при $p_{t0} = 0.1 \cdot 10^5$ Па наблюдалось относительно более быстрое уменьшение этого давления (см. рис. 8, кривые 1, 1' и 2, 2' пересеклись).

Зависимости частоты вращающихся ПДВ f от удельного расхода смеси g_{Σ} в камерах с отверстием внутреннего диаметра $d_{c2} = 40, 30$ и 20 мм представлены на рис. 9. Видно, что при уменьшении площади выходного отверстия камеры частота вращающихся ПДВ возрастает. Это, как правило, связано с увеличением числа ПДВ. В диапазоне $g_{\Sigma} = 14 \div 26$ кг/(с·м²) число ПДВ в камерах *a* и *b* не изменилось, а в камере *b* изменение существенное — до $n = 7$. Прямые скачки величины f при определенных значениях g_{Σ} соответствуют изменению числа волн на единицу. Минимальная частота, при которой ПДВ еще существовала в камере *a*, составляла $f_{\min} = 12.8$ кГц при $n = 2$ и $g_{\Sigma \min} = 5$ кг/(с·м²). В камере *b* $f_{\min} = 17.7$ кГц при $n = 2$ и $g_{\Sigma \min} = 3.6$ кг/(с·м²) (на рис. 9 не показаны). По приведенным на рис. 9 значениям f можно легко пересчитать по формуле (1) скорость НСД. Очень устойчиво количество ПДВ в камерах *a* и *b*: при изменении g_{Σ} в три раза количество волн не меняется.

Область реализованных режимов НСД водородокислородной смеси в координатах (g_{Σ}, ϕ) приведена на рис. 10. Видно, что в камере дан-

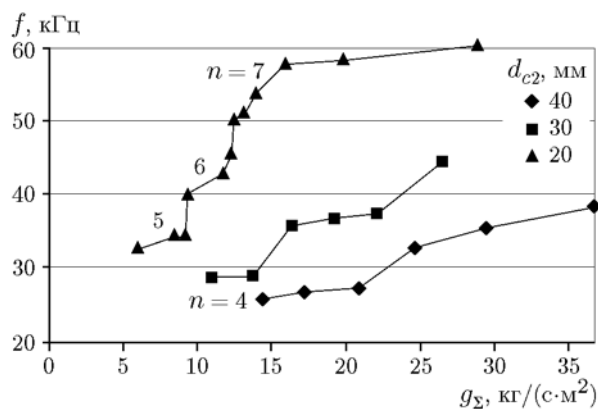


Рис. 9. Частота вращающихся ПДВ в зависимости от удельного расхода водородокислородной смеси в камерах с диаметром выходного отверстия $d_{c2} = 40, 30, 20$ мм

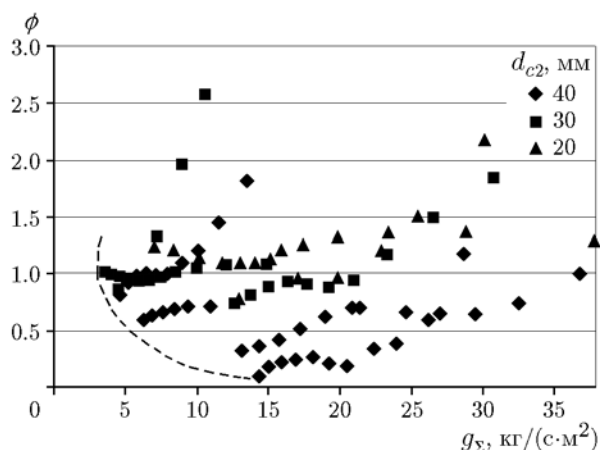


Рис. 10. Область реализованной НСД водородокислородной смеси в кольцевой плоскорадимальной камере с истечением к центру с диаметром выходного отверстия $d_{c2} = 40, 30, 20$ мм

ной геометрии можно осуществить НСД исследуемой смеси при достаточно малых значениях переменных: $g_{\Sigma} \geq 3.6 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ и $\phi \geq 0.1$. Нижние значения этих величин ориентировочно ограничены на рисунке штриховой линией. Верхние пределы существования НСД по этим параметрам в данной работе не определялись, и на рис. 10 приведены лишь те максимальные значения g_{Σ} и ϕ , при которых реализована НСД.

Сравнение результатов расчета с экспериментом показало совпадение чисел ПДВ по окружности камеры ($n = 4$), но существенное различие высот детонационного фронта — $h = 2$ и 6 мм соответственно. Это различие неизбежно, поскольку в эксперименте существует область перемешивания компонентов, включающая в себя участок конечного размера возле цилиндрической стенки, не способный к детонации. Расчетная скорость детонации незначительно превышает экспериментальную — $D = 2.54$ вместо $2.415 \text{ км}/\text{с}$ (расхождение 5%). Среднее статическое давление на торце камеры ($\langle p \rangle = 1.75$) близко к давлению на плоской стенке на расстоянии 2 мм ($p_{c1} = 1.67 \cdot 10^5 \text{ Па}$). При этом надо учитывать, что, во-первых, при удалении от стенки статическое давление уменьшается, во-вторых, высота фронта в расчете меньше, чем в эксперименте.

ВЫВОДЫ

В плоскорадимальной камере внешнего диаметра 80 мм реализованы режимы непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси. Показано сильное влияние процессов в камере на системы подачи компонентов, особенно водорода, возрастающее с повышением противодействия. Обработка фотоснимков процесса детонации, полученных высокоскоростной видеокамерой, позволила реконструировать детонационные волны и течение в их окрестности в системе волны и сравнить с фоторегистрограммами, полученными фоторегистратором с падающим барабаном. Определены частоты вращающихся волн, обнаружена их зависимость от удельного расхода смеси и выходного сечения камеры. Проведено численное моделирование и сравнение результатов расчетов с экспериментом. Показано точное соответствие по числу волн на окружности камеры и хорошее соответствие по скорости детонации и давлению в камере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Войцеховский Б. В. Стационарная детонация // Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129, № 6. — С. 1254–1256.
2. Быковский Ф. А., Ждан С. А. Непрерывная спиновая детонация. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013.
3. Быковский Ф. А., Васильев А. А., Ведерников Е. Ф., Митрофанов В. В. Детонационное горение газовой смеси в радиальных кольцевых камерах // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 4. — С. 111–118.
4. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В., Ведерников Е. Ф. Непрерывное детонационное сжигание топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. — 1997. — Т. 33, № 3. — С. 120–131.
5. Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф., Жолобов Ю. А. Детонационное сжигание каменного угля // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 2. — С. 89–94.
6. Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф., Самсонов А. Н. Влияние геометрии камеры на реализацию непрерывной спиновой детонации смесей синтез-газ — воздух // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 6. — С. 72–84.
7. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.

8. **Овсянников Л. В.** Лекции по основам газовой динамики. — М.: Наука, 1981.
9. **Ждан С. А., Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Математическое моделирование вращающейся волны детонации в водородно-кислородной смеси // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 4. — С. 90–101.
10. **Левин В. А., Коробейников В. П.** Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1969. — № 6. — С. 48–51.
11. **Ждан С. А., Сырямин А. С.** Численное моделирование непрерывной детонации в нестехиометрических водородокислородных смесях // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 1. — С. 80–90.
12. **Численное** решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. — М.: Наука, 1976.
13. **Колган В. П.** Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Учен. зап. ЦАГИ. — 1972. — Т. 3, № 6. — С. 68–77.

Поступила в редакцию 10/VI 2015 г.
