

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ.

3. МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА И СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

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

Рассмотрены методики, используемые при исследовании непрерывной спиновой детонации топлив, в частности смеси H_2-O_2 , в кольцевых камерах сгорания: оптической регистрации режима, измерения давлений, определения расхода газов из ресиверов конечного объема, определения скорости движения продуктов, вычисления чисел Маха потока в продуктах детонации и скорости детонации. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных данных по положению границы дозвуковой и сверхзвуковой областей потока в камере, а также границы области возмущений, выше которой звуковые возмущения не проникают в камеру. Получено удовлетворительное совпадение положения этих границ в эксперименте и расчете.

Ключевые слова: непрерывная спиновая детонация, камера сгорания, поперечные детонационные волны, методы регистрации, структура течения, расход газов, скорости газового потока, моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

При непрерывной спиновой детонации топлив течение с поперечными детонационными волнами обладает рядом особенностей, поэтому использование известных методик измерения требует предварительного обоснования. Появляется также необходимость и в разработке новых методик как регистрации, так и обработки результатов эксперимента.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСХОДА КОМПОНЕНТОВ СМЕСИ

Методики определения стационарных расходов жидкостей и газов достаточно хорошо отработаны [1, 2]. Однако при истечении газов из ресиверов ограниченного объема, когда резко меняются параметры газа в системе подачи, эти методики не позволяют решить поставленные задачи.

В работе [3] приведена методика определения коэффициентов расхода газа μ и самих расходов (начального G_0 и текущего $G(t)$) через насадку различной формы при истечении из ресивера ограниченного объема. По умень-

шению давления в ресивере при звуковом истечении газа через насадку определялись необходимые параметры газа. При этом предполагалась и опытно подтверждена адиабатичность процесса истечения газа из ресивера.

Рассматривалась следующая схема истечения газа из ресивера (рис. 1). Газ вытекает из ресивера конечного объема V_0 с расходом $G(t)$. Изменение плотности в ресивере со временем $\rho(t)$ удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению

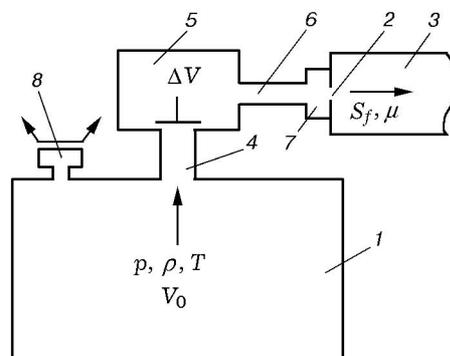


Рис. 1. Схема ресивера и тракта подачи газовых компонентов топлива в камеру сгорания:

1 — ресивер, 2 — форсунки, 3 — камера сгорания, 4 — трубопровод, 5 — клапан, 6 — подводящий трубопровод, 7 — коллектор, 8 — датчики давления

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-01-00298) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ 8583.2006.1).

$$\frac{dM}{dt} = V_0 \frac{d\rho}{dt} = -G(t) = -\rho_*(t)u_*(t)S_f\mu \quad (1)$$

с начальным условием $\rho(0) = \rho_0$. Здесь $\rho_*(t)$ и $u_*(t)$ — плотность и скорость газа, вытекающего из форсунки в камеру сгорания, S_f — площадь сечения насадка. Если справедливы условия адиабатичности и критического истечения газа из ресивера конечного объема, то

$$\begin{aligned} \rho_*(t) &= [2/(\gamma + 1)]^{\frac{1}{\gamma-1}} \rho(t), \\ u_*(t) &= [(\gamma - 1)/(\gamma + 1)]^{0.5} u_{\max}(t), \\ u_{\max}^2(t) &= [2\gamma/(\gamma - 1)][p(t)/\rho(t)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $p(t)$ — давление газа в ресивере, $u_{\max}(t)$ — максимально возможная скорость истечения газа, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплотемостей газа.

Дифференциальное уравнение (1) с замыкающими условиями (2) интегрируется и дает следующие известные зависимости:

$$\begin{aligned} p/p_0 &= (1 + ct)^{-\frac{2\gamma}{\gamma-1}}; \quad \rho/\rho_0 = (1 + ct)^{-\frac{2}{\gamma-1}}; \\ T/T_0 &= (1 + ct)^{-2}; \quad G/G_0 = (1 + ct)^{-\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}; \\ G_0 &= 2V_0\rho_0c/(\gamma-1); \quad V = (G_0/\rho_0)(1/c) \ln(1+ct), \end{aligned} \quad (3)$$

где T и V — текущие значения соответственно температуры и вытекшего объема газа в момент времени t ; индекс 0 соответствует начальным параметрам газа при $t = 0$; коэффициент c определяется по формуле

$$c = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \frac{\gamma - 1}{2} \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{p_0}{\rho_0} \right)^{0.5} S_f \frac{\mu}{V_0}.$$

При использовании данной методики для расчета расходов газа, поступающего через форсунки в камеру сгорания, необходимо учитывать следующие обстоятельства (см. рис. 1). Во-первых, газ перед попаданием в отверстия форсунки проходит через трубопровод, клапан, подводящий трубопровод и коллектор. Суммарный объем элементов системы подачи после входного отверстия клапана равен ΔV , причем на этих участках тракта возможен теплообмен со стенками. Во-вторых, при достаточно малом перепаде давления газа на отверстиях форсунок наблюдается влияние поперечной детонационной волны (ПДВ) на систему подачи и происходит частичный заброс продуктов в коллектор, что влияет на стационарность истечения и свойства газа.

Оценим погрешность вычисления расхода газа, которую может внести увеличение объема газа за счет тракта подачи. Если площадь сечения форсунки намного меньше площади минимального сечения тракта подачи, то после открытия клапана он быстро заполнится (обычно $15 \div 20$ мс) и действительный объем газа составит $V^1 = V_0 + \Delta V$. В этом объеме давление p^1 , плотность ρ^1 , температура T^1 и постоянная c^1 отличны от начальных, но они будут уже исходными для процесса истечения из форсунки. Следовательно, и начальный расход газа G^1 будет отличаться от величины G_0 , вычисленной по одной из формул (3). При условии, что процесс заполнения газом тракта подачи является адиабатическим, параметры газа во вновь образовавшемся объеме, выраженные через начальные значения, будут иметь вид: $V^1 = V_0 + \Delta V$, $\rho^1 = \rho_0 V_0/V^1$, $p^1 = p_0 (\rho^1/\rho_0)^\gamma = [V_0/V^1]^\gamma$, $T^1 = T_0 (V_0/V^1)^{(\gamma-1)}$, $c^1 = c (V_0/V^1)^{(\gamma-1)/2}$ и $G^1 = G_0 (V_0/V^1)^{(\gamma+1)/2}$. Эти значения и следует считать начальными при истечении газа через форсунки. Рассмотрим конкретный пример. При истечении газа с $\gamma = 1.4$ и увеличении первоначального объема ресивера на 10 % ($\Delta V/V_0 = 0.1$), использование «нулевых» начальных данных для ресивера объемом V_0 приведет к погрешности определения действительных значений параметров: ρ^1 — на 10 %, p^1 — 13.3 %, T^1 — 4.1 %, c^1 — 2.1 % и G^1 — 11.9 %.

Для реальной форсунки, имеющей множество мелких отверстий с неопределенными профилями сечения и входа (изготовленных, например, накаткой), определение значения S_f вызывает затруднения. При выборе значения коэффициента расхода μ нельзя также точно идентифицировать и профиль сечения отверстия со стороны входа. Поэтому для определения постоянной c часто использовались экспериментальные данные, а именно осциллограммы давления в ресивере (рис. 2):

$$c = \frac{(p_i/p^1)^{-(\gamma-1)/2\gamma} - 1}{t_i},$$

где p_i — значение давления в ресивере в момент времени t_i . Величины V_0 и ΔV можно достаточно точно определить по известным размерам, а по их значениям вычислить начальные данные перед истечением газа через форсунку. Если $\Delta V \ll V_0$, то можно использовать исходные параметры газа в ресивере, не рискуя увеличить ошибку измерения. Таким же

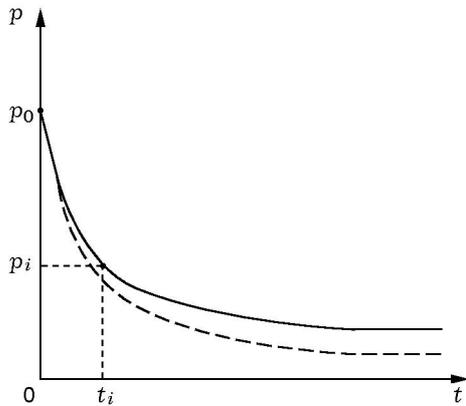


Рис. 2. Характерная осциллограмма давления газа в ресивере в течение эксперимента

образом нужно поступать и в том случае, если минимальное сечение тракта подачи (как правило, клапана) меньше сечения отверстий форсунок, потому что именно это сечение будет ограничивать истечение газа и определять его параметры в ресивере [3]. При этом трубопровод должен быть достаточно коротким.

Отметим, что при определении постоянной s из эксперимента неявно учитывается и теплообмен газа со стенками тракта подачи. Если этот теплообмен невелик, он практически не влияет на значение постоянной s . Этот факт проверен экспериментально для используемых окислителей (кислорода и воздуха), а также углеводородных горючих. Однако при истечении водорода влияние теплообмена со стенками тракта подачи проявляется достаточно заметно: «постоянная» s уже не является таковой и со временем уменьшается, причем тем значительнее, чем выше уровень снижения давления в ресивере. Измеренное давление в ресивере падает медленнее, чем при адиабатическом истечении водорода (см. рис. 2, штриховая кривая). Расхождение экспериментальной и теоретической зависимостей давления в ресивере от времени означает нагрев газообразного водорода в системе подачи топлива в процессе его истечения в камеру сгорания.

Такое поведение водорода объясняется его высокой теплопроводностью и более высокими числами Рейнольдса потока в подводящих к камере трубопроводах. Действительно, рассмотрим уравнение теплопередачи

$$q = \alpha_p(T_w - T_p),$$

где q — удельный тепловой поток от стенки с температурой T_w к газу с температурой T_p ,

$\alpha_p = (\text{Nu}\lambda_p)/d_p$ — коэффициент теплопередачи, d_p — характерный диаметр трубопровода, $\text{Nu} = A\text{Re}^m\text{Pr}^n$ — число Нуссельта, A — постоянный коэффициент, $\text{Re} = (\langle u_p \rangle \rho_p d_p) / \eta_p$ — число Рейнольдса, $\text{Pr} = (c_p)_p \eta_p / \lambda_p$ — число Прандтля, $\langle u_p \rangle$ — средняя скорость течения газа в тракте подачи; ρ_p , η_p , $(c_p)_p$, λ_p — плотность, вязкость, теплоемкость и теплопроводность газа соответственно. В одном и том же тракте подачи газа в камеру и при одинаковых начальных давлениях в ресивере тепловой поток от стенок трубопровода в турбулентный поток водорода примерно в 10 раз больше, чем в поток воздуха: около 7 раз за счет большей теплопроводности и в 1.5 раза за счет числа Рейнольдса. Таким образом, при определении расхода водорода $G(t)$ нельзя применять аналитическую зависимость (3). Для его определения была найдена другая зависимость, также основанная на экспериментально измеренном давлении $p(t)$ в ресивере.

Предварительно рассмотрим процесс течения в самом ресивере. Оценим при ламинарной скорости потока характерную толщину прогрева водорода $\delta = (at)^{0.5}$, где $a = \lambda / (\rho c_p)$ — температуропроводность водорода. За время истечения 0.3 с при уменьшении давления в ресивере $p(t)$ от $80 \cdot 10^5$ до $10 \cdot 10^5$ Па слой нагретого газа составляет в среднем ≈ 1.5 мм, или 2 % от диаметра ресивера. Поэтому вполне допустимо пренебречь подогревом водорода вблизи стенки ресивера, считать течение водорода в самом ресивере адиабатическим ($\rho/\rho_0 = (p/p_0)^{1/\gamma}$) и для нахождения расхода использовать формулу

$$\frac{dM}{dt} = -G = V_0 \rho_0 \left[\frac{d(p/p_0)^{1/\gamma}}{dt} \right], \quad (4)$$

согласно уравнению (1) без учета характера истечения из форсунок (M — масса газа).

Анализ экспериментальных зависимостей давления $p(t)$ (см. рис. 2) показал, что на начальной стадии истечения (при $t \leq t_*$) для водорода применимы формулы адиабатического приближения (3): $p_0/p(t) = (1 + ct)^{2\gamma/(\gamma-1)}$, $\rho_0/\rho(t) = (1 + ct)^{2/(\gamma-1)}$, $G_0/G(t) = (1 + ct)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}$, так как величина s остается практически постоянной. При $t > t_*$ экспериментальные зависимости $p(t)$ и $\rho(t)$ с точностью ± 3 % могут быть аппроксимированы в виде

$$p_0/p(t) = [B + C(t - t_*)]^\gamma, \quad \rho_0/\rho(t) = B + C(t - t_*),$$

где константы $B = (1 + ct_*)^{2/(\gamma-1)}$, $C = 2\gamma c/(\gamma - 1)$. Подставляя эти соотношения в уравнение (4), находим функциональную зависимость расхода водорода от времени ($t > t_*$):

$$G_0/G(t) = [B + C(t - t_*)]^{2/\gamma}.$$

Значения ρ и T в ресиверах в определенные моменты времени находились по экспериментальным значениям давления $p(t)$: $T/T_0 = (\rho/\rho_0)^{\gamma-1} = (p/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma}$.

Заметим, что для тракта подачи, площадь проходного сечения которого меньше, чем у форсунки, рассмотренными эффектами (увеличением объема ресивера и теплоподводом) иногда можно пренебречь и для расчета параметров истечения применять формулы (3). Эти формулы также можно использовать при небольшом уменьшении давления в ресивере (ресивер большого объема и малое сечение отверстий форсунок). В общем случае возможность применения формул (3) зависит от конкретных условий эксперимента, а в качестве критерия служит степень однозначности постоянной s .

Как уже отмечалось ранее, время установления давления газа в коллекторе зависит от времени открытия проходного сечения клапана и от времени заполнения объема ΔV через минимальное сечение тракта подачи. Поскольку коллектор не является замкнутым объемом, за время переходного процесса часть газа через форсунки вытекает в камеру, причем расходы из ресивера превышают расходы в камеру. Кроме этого, во время переходного процесса истечение газа из ресивера в коллектор не является изоэнтропическим, поскольку над газом, поступающим в коллектор, производится работа сжатия [4]. Поэтому нельзя вычислять расход через форсунки за время переходного процесса по формуле (3). В этом случае применялась известная формула $G = \mu \rho_* u_* S_f$. Здесь $\mu = 0.8$ [3]. Плотность газа в коллекторе ρ_m находилась из уравнения состояния $RT_m = p_m/\rho_m$ (где R — газовая постоянная) с использованием результатов измерения давления в коллекторе $p_m(t)$ и измерения температуры торможения газа $T_m(t)$ малоинерционной термопарой [5]. Затем вычислялись критические значения параметров истечения: $\rho_* = \rho_m [2/(\gamma + 1)]^{1/(\gamma-1)}$, $u_* = c_* = u_{\max} [2/(\gamma + 1)]^{0.5}$, где c_* — скорость газа в критическом сечении отверстия форсунки. По-

грешность вычисления расхода газа определялись в основном точностью измерения сечения форсунок S_f . Применение формул (3) возможно только после подъема давления в коллекторах, когда истечение газов через форсунки можно условно считать установившимся.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ

Измерение давлений в камере сгорания, емкости для сброса продуктов и ресиверах проводилось датчиками с полупроводниковыми тензочувствительными элементами, наклеенными на цилиндрическую или плоскую поверхность (см. рис. 1, поз. 8). Для предотвращения температурных воздействий на чувствительный элемент внутренний объем датчиков, измеряющих давление в камере и емкости, заполнялся водой, а внутренние поверхности датчиков, измеряющих давление в ресиверах, покрывались слоем солидола. Разрешающая способность датчиков около 0.1 мс. В условиях спиновой детонации датчики измеряли статическое давление в камере, осредненное по периоду между смежными ПДВ. Чувствительные элементы датчиков включались в мостовые схемы, работающие от стабилизированного источника питания с напряжением 5 В, а полезный сигнал регистрировался компьютерной системой с входным сопротивлением более 10 ГОм. Нелинейность сигналов не превышала 1 % при максимальной нагрузке.

Из осциллограмм, приведенных в работах [6, 7], видно, что при истечении продуктов в емкость с начальными давлениями $p_{t0} = 0.02 \times 10^5$ Па максимум давления в камере p_c смещен по времени на 30 мс и более. При «холодном выстреле» — истечении холодной смеси без инициирования детонации — также наблюдался сдвиг максимума давления с таким же запаздыванием по времени. В то же время пики давления, измеренные при начальном атмосферном давлении в камере как в данной работе, так и в других опытах, показывали его временное соответствие максимальному давлению компонентов в коллекторах (около $15 \div 20$ мс). Такое поведение давления p_c выглядит странным, поскольку структура ПДВ и скорость детонации D за это время не претерпевают видимых изменений. Расход из ресиверов, судя по показаниям датчиков давления, также не претерпевает каких-либо аномалий.

Наблюдаемый эффект имеет следующее объяснение. При вакуумировании емкости во-

да, заполняющая корпуса датчиков и подводящие трубки, начинает кипеть, при этом образуется пена*. Известно, что пенные пробки гасят амплитуду и скорость проходящих через них ударных волн в результате внутренних отражений волн от развитой поверхности среды [8]. То есть пена начинает демпфировать импульсы давления и «заваливать» осциллограмму. Поскольку охлаждение датчиков все же необходимо, при низких давлениях окружающей среды следует использовать негорючие жидкости с малым давлением насыщенных паров.

3. ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Для оптической регистрации на фотопленку процессов в детонационной камере использовался известный метод развертки через узкую щель, а также (наиболее часто) метод компенсации скорости изображения. Суть последнего заключается в том, что скорость фотопленки фоторегистратора устанавливается равной по величине и направлению скорости движения изображения. Этот метод впервые был использован в работе [9], а также с успехом применен при фиксировании структуры волн спиновой детонации газовой смеси [10]. При этом структура скачков в спине фиксируется неискаженной, а течение в окрестности спина соответствует течению в системе волн.

В исследованиях непрерывной спиновой детонации топлив этот метод использовался очень продуктивно, поскольку позволял фиксировать структуру детонационной волны и течение в ее окрестности, а также определять скорость и количество ПДВ [11]. Для того чтобы регистрировать процессы в микросекундном диапазоне в течение длительного времени (на протяжении всего эксперимента — до 1 с), был разработан фоторегистратор с падающим барабаном [12]. Изображения волн регистрировались по спиральной дорожке на пленку размером 1256 × 190 мм. За время одного эксперимента удавалось регистрировать до 10 000 волн, а в общей сложности было получено несколько миллионов ПДВ. В настоящее время ни один фоторегистратор, даже цифровой, не обладает такими возможностями. В ра-

боте [6] приведены крупные фрагменты фоторегистрограмм процесса с временным интервалом вдоль спиральной дорожки ≈ 1 мс, а между дорожками — 12.56 мс.

Для проведения фоторегистрации в качестве материала окна, находящегося в металлической камере, использовалось толстое (≈ 20 мм) органическое стекло, которое не теряло прозрачности при ударных нагрузках, высоких градиентах температур на поверхности и длительной тепловой нагрузке. Через несколько опытов по мере выгорания стекло заменялось. Использование толстых стекол (обычно силикатного, оптического, кварцевого и рубинового) не приводило к желаемому результату. После первой же иницирующей волны поверхность стекла покрывалась сетью мелких трещин, рассеивающих световые лучи. Однако тонкие кварцевые стекла толщиной 1.5 ÷ 2 мм, наклеенные на окно из органического стекла, не теряли прозрачности и позволяли продлевать срок службы окон. В процессе эксплуатации в них появлялись крупные трещины, но они практически не влияли на качество фоторегистрации.

Первые опыты с газовыми смесями проводились в камере с толстыми стенками из органического стекла и с вклеенной по внутренней поверхности кварцевой трубкой с толщиной стенки около 2 мм [13]. Снаружи камера покрывалась черной бумагой, в которой вырезалось продольное окно для фоторегистрации. От опыта к опыту окно устанавливалось на наиболее прозрачной стороне. Как выяснилось позже [14], материал стенки влияет на протекание непрерывной спиновой детонации в камере, а именно: с уменьшением ее теплопроводности происходит более быстрое нагревание стенки и усиливается частичное выгорание образующейся в камере смеси по механизму обычного турбулентного горения. При этом скорость детонации снижается (иногда до 20 %) по сравнению с опытами в камере с металлическими стенками.

Если достигается полная компенсация скорости движения ПДВ относительно пленки $D = kv_{ph}$ (где k — коэффициент уменьшения изображения, v_{ph} — скорость пленки), то мы наблюдаем действительную форму детонационного фронта (отрезок BC) и шлейфа (CD) — присоединенной к фронту ПДВ косой ударной волны (рис. 3, а). Однако точную скорость волны в эксперименте предсказать невозможно,

*Предполагается, что при объемном кипении воды в трубку, соединяющую полость датчика с полостью камеры, забрасывается не только пар, но и жидкость, образующие слоистую среду пар — жидкость (пену).

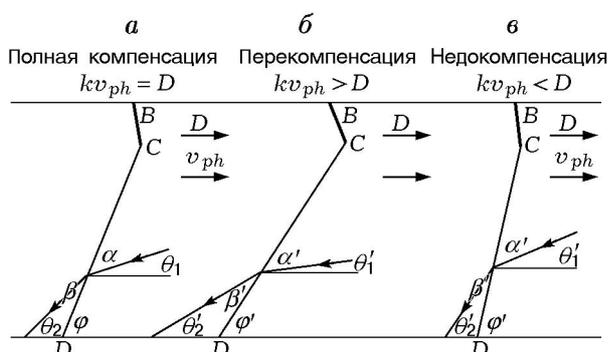


Рис. 3. Схемы ПДВ и фрагменты течения в их окрестности, фиксируемые методом компенсации скорости

тем более что с уменьшением расхода топливных компонентов ее значение непрерывно меняется. Поэтому ПДВ и течение в ее окрестности фиксируются искаженными (рис. 3, б, в). Реальные углы наклона потока к шлейфу будут следующими: при перекомпенсации ($D < kv_{ph}$) — $\alpha = \alpha' - (\theta_1 - \theta'_1) + (\varphi - \varphi')$, $\beta = \beta' - (\theta_2 - \theta'_2) + (\varphi - \varphi')$, при недокомпенсации ($D > kv_{ph}$) — $\alpha = \alpha' + (\theta'_1 - \theta_1) - (\varphi' - \varphi)$, $\beta = \beta' + (\theta'_2 - \theta_2) + (\varphi' - \varphi)$. Здесь α и β — углы между набегающим и отклоненным потоками и шлейфом, φ — угол наклона шлейфа, θ_1 и θ_2 — углы наклона траектории к направлению движения фотопленки перед шлейфом и за шлейфом соответственно. Буквенные обозначения со штрихами соответствуют измеренным значениям. Поскольку разности $\theta_1 - \theta'_1$ и $\varphi - \varphi'$ для реальных углов наклона траекторий и шлейфа компенсируются с точностью ошибки измерения, то можно считать $\alpha \approx \alpha'$ и $\beta \approx \beta'$. Таким образом, вся картина течения в режиме перекомпенсации поворачивается на угол $\theta - \theta'$ по часовой стрелке, а при недокомпенсации — против часовой стрелки на соответствующий угол. Зная истинное значение скорости ПДВ, ее структуру можно получить в неискаженном виде, изменив в сканированном изображении фоторегистрограммы масштаб в тангенциальном направлении.

При отсутствии компенсации изображения искажаются не только углы наклона волн и линий тока, но и размываются очертания волн. Однако несовпадение скоростей пленки и изображения на $\pm 50\%$ практически не сказывается на качестве изображения. Нередки случаи, когда волны в камере двигаются в обратную сторону. В этом случае их структура фиксируется

предельно размытой. На рис. 4 показан фрагмент, в котором запечатлена смена направления вращения ПДВ в какой-то момент времени одного и того же опыта. Несмотря на то, что фронт ПДВ и шлейф выглядят размытыми, общие очертания волн и течений сохраняются и могут служить источником информации.

4. МЕТОД ПОДСВЕТКИ ТРАЕКТОРИЙ ПРОДУКТОВ

Поскольку свечение фронта детонации и ее продуктов для водородокислородной смеси очень слабое и не регистрируется даже на чувствительную фотопленку (аэрофотопленку типа 42Л), использовалась дополнительная подсветка детонации с помощью струи ацетилена, впрыскиваемой в камеру со стороны верхней части окна в непосредственной близости от форсунок. Аналогичный способ подсветки струей пропана впервые был применен в работе [15] при исследовании непрерывной детонации пропанокислородной смеси, а струей ацетилена с коаксиальной струей кислорода — в работе [16] при изучении непрерывной детонации топливовоздушных смесей. Локальная подача ацетилена с расходом менее 1% от расхода основных компонентов не влияла на процесс. В ряде опытов для увеличения чувствительности пленки ее перед съемкой не менее суток выдерживали в водороде. Такой прием часто используют астрономы для фотографирования слабосветящихся источников света во Вселенной.

5. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЕЛ МАХА ПОТОКА ПО ФОТОРЕГИСТРОГРАММЕ ПДВ

Из теории газодинамики ударных и детонационных волн известно, что в лабораторной системе координат массовая скорость частиц направлена вначале в сторону распространения волны, а затем в волне разрежения тормозится до нуля и принимает обратное направление для возвращения частиц в исходное состояние. В случае непрерывной спиновой детонации подобное поведение потока тоже имеет место и подтверждено численным расчетом по физико-математической модели ПДВ [17, 18]. Скорость движения частиц в тангенциальном направлении v_t , вызванная их попаданием во фронт BC и шлейф CD (см. рис. 3), накладывается на скорость в осевом направлении v_z . На рис. 5, а



Рис. 4. Фрагмент фоторегистрограммы с фиксацией обратных и прямых детонационных волн

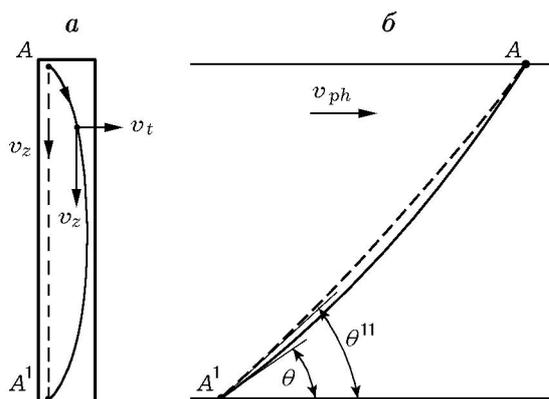


Рис. 5. Схема движения светящейся частицы вдоль окна (а) и ее фоторазвертка на движущуюся пленку (б)

схематично показано движение светящейся частицы вдоль продольного окна при наличии только осевой скорости v_z и с наложением на нее тангенциальной составляющей $(v_z + v_t)$. На рис. 5, б приведена развертка движения частиц, фиксируемая на фотопленке, движущуюся перпендикулярно окну. Предполагается, что окно достаточно широкое и захватывает область движения частицы, которое начинается в одной точке и заканчивается в другой. Очевидно, что развертка движения частицы с тангенциальной составляющей скорости будет располагаться ниже, чем в случае только со скоростью v_z , так как изображение частицы будет дополнительно перемещаться в направлении перемещения пленки пропорционально величине v_t/k . Если окно узкое, то отдельная светящаяся частица проходит через него лишь на отдельном участке и видимые линии тока на пленке есть результат высвечивания коллектива частиц. В силу стационарности процесса каждая последующая частица, принадлежащая элементарной трубке тока, повторяет путь предыдущей. Поэтому положение линий тока не изменится, и при полной компенсации скорости волны их положение будет соответствовать реальности. В точке траектории, где $v_t = 0$, наклон линий тока будет определяться одной осевой составляющей скорости потока.

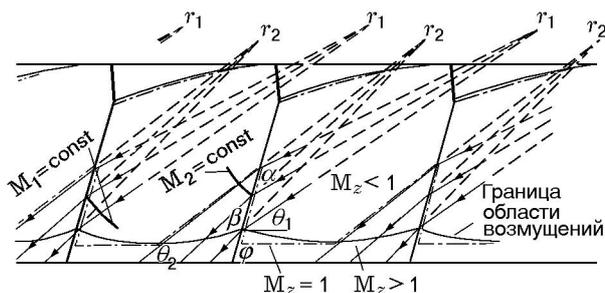


Рис. 6. Схема расчета параметров потока продуктов при прохождении его через шлейф ПДВ

По преломлению линий тока при прохождении через шлейф (рис. 6) находятся числа Маха перед шлейфом (M_1) и за ним (M_2) [19]:

$$M_1 = \left(\frac{2}{[\text{tg } \beta / \text{tg } \alpha - (\gamma - 1)/(\gamma + 1)](\gamma + 1)} \sin^2 \alpha \right)^{0.5},$$

$$M_2 = \left[\frac{1 + ((\gamma - 1)/2)M_1^2 \sin^2 \alpha}{\sin^2 \beta (\gamma M_1^2 \sin^2 \alpha - (\gamma - 1)/2)} \right]^{0.5}.$$

Осевые составляющие числа Маха перед шлейфом (M_{z1}) и за ним (M_{z2}) находятся по формулам

$$M_{z1} = M_1 \sin \theta_1, \quad M_{z2} = M_2 \sin \theta_2.$$

Ошибка вычисления чисел Маха определяется в основном точностью измерения углов θ и φ . На качественных снимках шлейф и линии тока хорошо прорисовываются и соответствующие углы можно измерять с точностью до 0.5° . Для водородокислородных смесей в области изменения коэффициента избытка горючего $\phi = 0.67 \div 2$ параметр γ изменяется незначительно — $\gamma = 1.237 \div 1.224$, а в области стехиометрии $\gamma = 1.211$ [20]. Поэтому, если принять $\gamma = 1.22$, ошибка в измерении углов на $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$ приведет к расхождению расчетных значений чисел Маха в пределах $\pm 0.5\%$.

Для анализа потока в камере, в частности для нахождения границы между дозвуковой ($M_z < 1$) и сверхзвуковой ($M_z > 1$) областями продуктов, использовался следующий прием. Из анализа большого количества фоторегистрограмм следует, что линии тока, входящие в шлейф ПДВ, при продолжении их вверх по потоку пересекаются приблизительно в одной точке (см. рис. 6). Подобная картина соответствует и линиям тока за шлейфом. Предполагая, что поток расширяется из одной точки, можно по известным значениям M на шлейфе определить значение M вблизи шлейфа, проведя дугу окружности, на которой $M = \text{const}$. Если на выходе из камеры течение сверхзвуковое, то на дуге всегда найдется точка $M_z = 1$. Она находится на пересечении дуги окружности с линией тока, имеющей угол с горизонталью $\theta_M = \arcsin(1/M)$. Совокупность этих точек составляет линию $M_z = 1$, разграничивающую области $M_z < 1$ и $M_z > 1$ (см. рис. 6, штрихпунктирная линия). Огибающая линий Маха от точки изгиба линии $M_z = 1$ выстраивает в области $M_z < 1$ и $M_z > 1$ границу области возмущений. Звуковые возмущения, появляющиеся ниже этой линии, через нее не проникают. Сквозь границу проходят лишь ударные волны, которые могут генерироваться в окружающей среде.

В работе [15] на примере непрерывной спиновой детонации пропанокислородной смеси было показано, что при истечении продуктов в емкость с пониженным давлением ($p_c \gg p_t$) граница области возмущений находится вблизи выходного сечения камеры ($L_c/l = 0.79$, где l — расстояние между смежными ПДВ). Возмущения, возникающие выше этой линии, доходят до области смесеобразования и влияют на начальные условия перед фронтом. Это в свою очередь изменяет форму ПДВ и структуру течения в их окрестности. В частности, укорочение длины камеры повышает градиенты давления по ее длине и больше ускоряет продвижение продуктов к выходу из камеры. Расчеты [21, 22], проведенные для этой же смеси без учета химической кинетики, подтвердили неоднородность течения по числу Маха и наличие границы $M_z = 1$ и границы области возмущений (здесь она названа нейтральной линией Маха). Последняя располагалась выше среза канала на расстоянии $z/l \approx 0.716$.

Обработка фоторегистрограмм непрерывной спиновой детонации водородокислородной

смеси с помощью методики, изложенной выше, показала, что в кольцевых цилиндрических камерах длиной $L_c = 87, 40$ и 20 мм, в которых регистрировались две спиновые волны ($n = 2$), границы между областями $M_z < 1$ и $M_z > 1$ ($M_z = 1$) по форме аналогичны полученным в работах [15, 17, 18, 21, 22]. За шлейфом ПДВ линия $M_z = 1$ совпадает с одной из линий тока, затем идет примерно параллельно поверхности среза камеры до шлейфа последующей ПДВ и скачком поднимается вверх по течению продуктов до точки на шлейфе $M_{z1} = 1$. В верхней части камеры границей между областями $M_z < 1$ и $M_z > 1$ является часть контактного разрыва между свежей смесью и продуктами перед фронтом ПДВ (см. рис. 6).

В кольцевой цилиндрической камере ($L_c = 87$ мм, $n = 2$, $L_c/l = 1.58$) при истечении продуктов детонации в среду с $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па линия $M_z = 1$ и граница области возмущений находятся выше выходного сечения цилиндрической части камеры (рис. 7). В течение опыта ($\phi = 1.4 \div 0.6$) граница $M_{z1} = 1$ опускается по шлейфу с расстояния 35 мм до 10 мм. В точке $M_{z1} = 1$ шлейф искривляется, нижняя его часть выходит вперед. Искривление шлейфа в этой точке предсказывают и расчетные модели [20, 21]. Анализ фоторегистрограмм показал, что эта точка располагается на границе трубок тока продуктов, прошедших через смежные волны.

В экспериментах в камере длиной $L_c = 40$ мм ($n = 2$, $L_c/l = 0.73$) при $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па граница $M_z = 1$ и граница области возмущений опускаются на срез канала. Граница $M_z = 1$ занимает расстояние $\approx (2/3)l$, затем поднимается вверх по одной из линий тока и доходит до шлейфа предыдущей волны. При

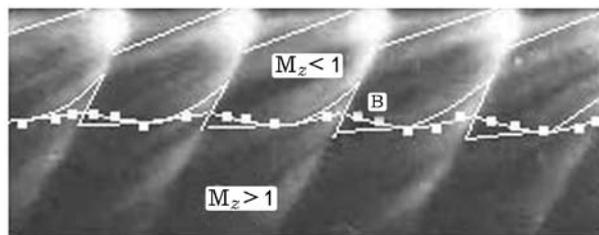


Рис. 7. Положение границы $M_z = 1$ и границы области возмущений (В) для камеры длиной $L_c = 87$ мм при $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па, $n = 2$, $\phi = 1.4$

$n = 1$ в начале процесса ($L_c/l = 0.36$) граница $M_{z1} = 1$ занимает уже $1/10$ среза канала, оставляя маленький треугольник пространства за шлейфом для области $M_{z2} > 1$. Однако в этом случае существенно увеличивается область сверхзвукового течения в зоне смесеобразования. Максимальная скорость истечения свежей смеси, измеренная по наклону нижней линии тока, составляет ≈ 900 м/с. В случае детонационного горения пропанокислородной смеси при $n = 1$ граница $M_z = 1$ занимала примерно $2/3$ среза канала [13], что можно объяснить меньшей скоростью этой смеси. Данный графический метод не позволяет обнаруживать локальные зоны $M_z > 1$, находящиеся внутри зоны $M_z < 1$. Однако численный расчет позволил их обнаружить [17, 18].

В камере длиной $L_c = 20$ мм ($n = 1$, $L_c/l = 0.18$) при $p_{t0} = 0.02 \cdot 10^5$ Па фронт ПДВ занимает всю длину камеры и течение свежей смеси перед ним сверхзвуковое. Дозвуковая зона, которая неизбежно должна быть за фронтом, графическим методом не разрешается. При $n = 2$ ($L_c/l = 0.36$) структура волны и течения подобна реализуемой в камере длиной $L_c = 40$ мм при $n = 1$ ($L_c/l = 0.36$), но с меньшей высотой фронта BC ($h \approx L_c/2 = 11$ мм) и скоростью течения свежей смеси ≈ 920 м/с при $\phi \approx 1$. В случае использования пропанокислородной смеси ($L_c = 20$ мм, $n = 1$) фронт детонации занимал часть длины камеры (≈ 15 мм) и ниже переходил в ударный скачок без воспламенения [15]. В результате часть смеси выбрасывалась наружу и сгорала в усилившемся до детонационных параметров шлейфе ПДВ вне камеры.

В камере с расширением кольцевого канала дозвуковая область, ограниченная линией $M_z = 1$, занимает малое пространство вблизи контактной границы продуктов со свежей смесью. Перед шлейфом ПДВ ее осевой размер составляет всего ≈ 5 мм. В камере преобладает сверхзвуковое течение.

При выбросе продуктов в среду с противодействием с $p_{t0} = 10^5$ Па течение определяется скачками уплотнения, идущими снизу и переводящими сверхзвуковой поток в дозвуковую область. До тех пор, пока скачок уплотнения не приходит в зону смесеобразования, течение в камере не отличается от случая истечения продуктов в разреженный объем [17].

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСЕВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ

При использовании метода компенсации скорости светящиеся объекты, движущиеся вдоль продольного окна, прорисовывают на пленке наклонные линии. При этом возникает вопрос, можно ли по их наклону вычислять осевую составляющую скорости потока v_z , которая является скоростью потока вдоль камеры в лабораторной системе координат. Метод определения скорости продуктов горения вдоль оси камеры по наклону траекторий широко применяется при изучении процессов в ракетных двигателях [23] и подтвержден специальными экспериментальными исследованиями [24]. Однако при наличии тангенциальной составляющей скорости v_t необходимо обоснование правомерности измерения скорости светящихся объектов v_z через щелевую развертку (в данном случае через продольное окно) по известной формуле $v_z = k \operatorname{tg} \theta \cdot v_{ph}$. Непосредственно за шлейфом ПДВ значение v_z будет завышено, а перед шлейфом — занижено (см. рис. 5, б). Согласно расчетам течения по модели [17, 18], непосредственно перед шлейфом и за ним $v_t = v_{t \max} \approx \pm \frac{1}{6} D$ соответственно. В системе координат, связанной с волной, максимальный вклад величины v_t в модуль полной скорости потока не превышает 1 %. Однако при вычислении составляющей скорости v_z используется угол наклона линии тока к направлению движения пленки θ , величина которого уже вносит заметный вклад в определение этой составляющей. Из рис. 5, б следует, что погрешность определения v_z вблизи шлейфа находится из соотношения $\operatorname{tg} \theta / \operatorname{tg} \theta^{11} = D / (D \pm v_t)$, где θ^{11} — угол наклона мнимой траектории без тангенциальной составляющей скорости v_t , а соответствующие скорости складываются перед шлейфом и вычитаются за шлейфом. В результате рассчитанное значение v_z будет занижено на 13 % перед шлейфом и завышено на 18 % за ним. В точках траектории, где $v_t = 0$, вопросов в применении формулы не возникает, однако эту точку невозможно указать на фоторегистрограмме.

7. ОДИН ИЗ СПОСОБОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ И ЧИСЛА ПДВ

Скорость движения шлейфа в тангенциальном направлении, а вместе с ней и скорость

детонации можно приближенно найти из соотношения $D = M_1 c_1 \cos \theta_1$, где c_1 — скорость звука продуктов реакции при значении M_1 . Скорость звука в продуктах реакции в общем случае неизвестна. Однако в точке на шлейфе, где $M_{z1} = 1$, можно найти критическую скорость течения — $v_* = c_1 = (v_z^2 + v_t^2)^{0.5}$, принимая во внимание погрешность определения v_z по наклону линий тока и соотношение $v_{t \max} \approx \pm \frac{1}{6} D$. Затем по точно измеренной величине $Dn = (\pi \langle d_c \rangle / l) v_{ph}$, где $\langle d_c \rangle$ — средний диаметр окружности кольцевого канала камеры, округляя значение n до целого числа, можно точно определить скорость детонации D .

ВЫВОДЫ

- Разработана методика измерения расходов газообразных компонентов в детонационную камеру из ресиверов конечного объема, и приведен анализ погрешностей для различных условий подачи топлива.

- Обнаружено влияние испарения воды в датчике давления на его показания в начальной стадии истечения смесевых компонентов в вакуумированную камеру как в холодном состоянии, так и при детонационном горении.

- Показаны возможности метода компенсации скорости изображения при исследовании непрерывной спиновой детонации топлив.

- Разработан простой способ подсветки структуры ПДВ и течения в ее окрестности с помощью струи ацетиленового пламени, подаваемой напротив окна в камере.

- Для камер различной геометрии по переходу линий тока через шлейф ПДВ определены области дозвукового и сверхзвукового течений в неподвижной системе координат и положение границы области возмущений, расположенной по окружности камеры, через которую звуковые возмущения не проникают вверх по течению.

- Показано, что при использовании метода развертки для определения осевой скорости движущихся частиц, необходимо учитывать и тангенциальную составляющую скорости потока.

- Предложен способ определения скорости и числа волн в камере, основанный на пересечении шлейфа ПДВ линиями тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Башта Т. М. Машиностроительная гидравлика: Справочное пособие. М.: Машгиз, 1963.
2. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
3. 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.
4. Быковский Ф. А., Ждан С. А., Митрофанов В. В., Ведерников Е. Ф. Исследование самовоспламенения и особенностей течения в плоской вихревой камере // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 6. С. 26–41.
5. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Течение в вихревой плоскорадиальной камере. 1. Экспериментальное исследование поля скоростей в переходном и стационарном режимах // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6. С. 112–121.
6. Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф. Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 1. Камеры кольцевой цилиндрической геометрии // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44, № 2. С. 32–45.
7. Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф. Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 2. Камера с расширением кольцевого канала // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44, № 3. С. 95–108.
8. Британ А. Б., Зиновик И. Н., Левин В. А. Распространение ударных волн по вертикальному столбу пены с градиентом плотности // ПМТФ. 1992. № 2. С. 27–32.
9. Ракинова Х. А., Трошин Я. К., Щелкин К. И. Спин у пределов детонации // ЖЭТФ. 1947. Т. 17, № 12. С. 1409.
10. Войцеховский Б. В., Котов Б. Е. Оптические исследования фронта спиновой детонационной волны // Изв. АН СССР. 1958. № 4. С. 74–80.
11. 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.
12. Быковский Ф. А. Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и приклад. фотографии и кинематографии. 1981. № 2. С. 85–89.
13. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В. Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 107–117.
14. Быковский Ф. А. Непрерывная детонация в кольцевых камерах: Дис. ... д-ра техн. наук / Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН. Новосибирск, 2000.

15. **Быковский Ф. А.** О некоторых свойствах потока при непрерывной детонации в кольцевой цилиндрической камере // Детонация и ударные волны: Материалы VIII Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Ташкент, Черноголовка, 1986. С. 16–19.
16. **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.
17. **Ждан С. А., Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Математическое моделирование вращающихся волн детонации в водородно-кислородной смеси // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 4. С. 90–101.
18. **Ждан С. А., Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Численное исследование вращающейся детонации в газовой водородно-кислородной смеси // Импульсные детонационные двигатели: Сб. ст. / Под ред. С. М. Фролова. М.: Торус Пресс, 2006. С. 541–556.
19. **Абрамович Г. М.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
20. **Николаев Ю. А., Топчиян М. Е.** Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
21. **Ждан С. А., Мардашев А. М., Митрофанов В. В.** Математическое моделирование детонационного сжигания газовой смеси в цилиндрической камере // Детонация и ударные волны: Материалы VIII Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Ташкент, Черноголовка, 1986. С. 118–121.
22. **Ждан С. А., Мардашев А. М., Митрофанов В. В.** Расчет течения спиновой детонации в кольцевой камере // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 91–95.
23. **Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж.** Ракетные двигатели. М.: Оборонгиз, 1962.
24. **Пинаев А. В., Сычев А. И.** Электрические измерения массовой скорости за фронтом детонации в газах // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 3. С. 74–79.

Поступила в редакцию 20/VII 2007 г.
