

НЕПРЕРЫВНОЕ ДЕТОНАЦИОННОЕ СЖИГАНИЕ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

УДК 534.222.2; 662.215.1

Ф. А. Быковский, В. В. Митрофанов, Е. Ф. Ведерников

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск

Осуществлено непрерывное детонационное сжигание топливно-воздушных смесей. В камере дискообразной формы с плоскорадиальным завихренным течением, направленным от периферии к центральному выходному отверстию, возбуждали вращающуюся детонационную волну, в которой сжигались смешанные с воздухом водород и метан, а также распылы жидких горючих: керосина и дизельного топлива. Ранее аналогичный процесс удавалось получить только при использовании в качестве окислителя кислорода.

ВВЕДЕНИЕ

Идея и первая реализация непрерывного спинового детонационного горения в камере кольцевой геометрии принадлежит Б. В. Войцеховскому [1, 2]. Термин «непрерывный» означает, что процесс не прерывается, пока в камере поддерживаются в определенных пределах входные параметры топливной смеси, состояние стенок и условия истечения продуктов. Длительность его, во всяком случае, должна быть много больше характерного времени пробега волны детонации по длине камеры. В кольцевой камере непрерывность детонационного горения достигается за счет многократно повторяющегося пробега одной или нескольких детонационных волн по замкнутому пути, на котором продукты реакции за очередной волной отесняются и замещаются свежей смесью, способной к детонационному горению в той же волне на следующем обороте или в следующей волне, если волн несколько. Направление движения волн является поперечным относительно общего направления протока реагентов через камеру. Как и в случае ранее изученного явления спиновой детонации в трубах, такие волны названы поперечными детонационными волнами (ПДВ).

Непрерывная детонация топливно-кислородных смесей по схеме Войцеховского описана в ряде публикаций, в частности в [3–8], где имеются ссылки и на другие статьи. Общий итог этих работ, охватывающий также малоизвестные публикации и неопубликованные данные авторов, состоит в следующем.

1. Все испытывавшиеся газообразные и жидкие горючие (ацетилен, водород, пропан, метан, керосин, бензин, бензол, этиловый спирт, ацетон, дизельное топливо) при смешивании с газообразным кислородом удается сжигать в кольцевых камерах в детонационном режиме. Имеются успешные опыты с использованием в качестве окислителя жидкого кислорода, а в качестве горючего — суспензии порошка алюминия в жидком топливе.

2. Существуют критические минимальные размеры камеры для реализации детонационного процесса. Простая геометрическая форма камеры в виде кольцевого цилиндра без сужения площади выходного сечения оказывается весьма подходящей для большинства

случаев. Однако имеется возможность изменять форму камеры на конусную, плоскорадiallyную и более сложную. Для высокоактивной топливной смеси непрерывную детонацию можно поддерживать даже в свободном кольцевом топливном заряде над внешней поверхностью цилиндрического форсуночного устройства [8].

3. Качество распыления жидкого горючего и смесеобразования существенно влияет на устойчивость и пределы детонационного горения.

4. Разбавление кислорода азотом в тракте окислителя приводит к резкому сокращению области детонационного процесса. В цилиндрических кольцевых камерах диаметром до 100 мм (расходы топливной смеси до 2 кг/с) детонация не возбуждалась, когда содержание азота в кислороде превышало 50 %.

Для топливно-воздушных смесей (ТВС), особенно интересных с точки зрения приложений, непрерывную детонацию в кольцевых камерах ранее получить не удавалось. Некоторые теоретические выкладки приводили к выводу о невозможности существования стационарной ДВ в газовой ТВС в кольцевой цилиндрической камере [9]. Однако принятые в [9] исходные посылки неправомерны при переходе к газокapельным топливным смесям и к камерам другой геометрии. Уже в [7] была отмечена повышенная устойчивость ПДВ в плоскорадiallyной кольцевой камере сгорания с истечением продуктов к центру. Камера такого типа использована и в настоящей работе, выполнявшейся с целью поиска условий осуществления непрерывной детонации ТВС.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема экспериментальной камеры изображена на рис. 1. Ее внутреннее пространство ограничено цилиндрической стенкой, имеющей диаметр $d_1 = 204$ мм, и двумя плоскими радиальными стенками с расстоянием между ними $H = 15$ мм. В одной из стенок сделано центральное выходное отверстие. Его диаметр d_2 в разных опытах изменяли в интервале $50 \div 100$ мм. Компоненты топлива подавали в камеру отдельно: воздух — через ряд равномерно распределенных по окружности отверстий в цилиндрической стенке, направленных к ней под углом 30° параллельно плоским стенкам, горючее — через другой ряд отверстий в цилиндрической стенке, для лучшего перемешивания наклоненных навстречу струям воздуха под углом 45° к окружности. Использовали как жидкое, так и газообразное горючее: керосин, дизельное топливо (летнее), метан и водород. В некоторых экспериментах к воздуху добавляли кислород. Газы поступали в камеру через промежуточные коллекторы из ресиверов. Объем ресивера для воздуха составлял 3,2 л, для горючих газов — 1,6 л. Начало подачи газов осуществлялось открытием электроуправляемых клапанов по командам блока автоматического управления. Начальное давление в ресиверах задавали в интервале $6 \div 10$ МПа, в процессе истечения оно падало на $20 \div 30$ % за 0,01 с.

В топливной смеси, образующейся в камере, инициировали детонацию взрывом электродетонатора, содержащего около 0,2 г взрывчатого вещества. Продукты через центральное отверстие вытекали в атмосферу. Проводилась непрерывная регистрация самосвечения развивавшегося процесса на движущуюся фотопленку через два узких радиальных

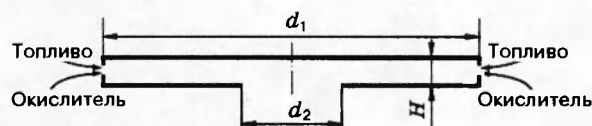


Рис. 1. Схема камеры сгорания

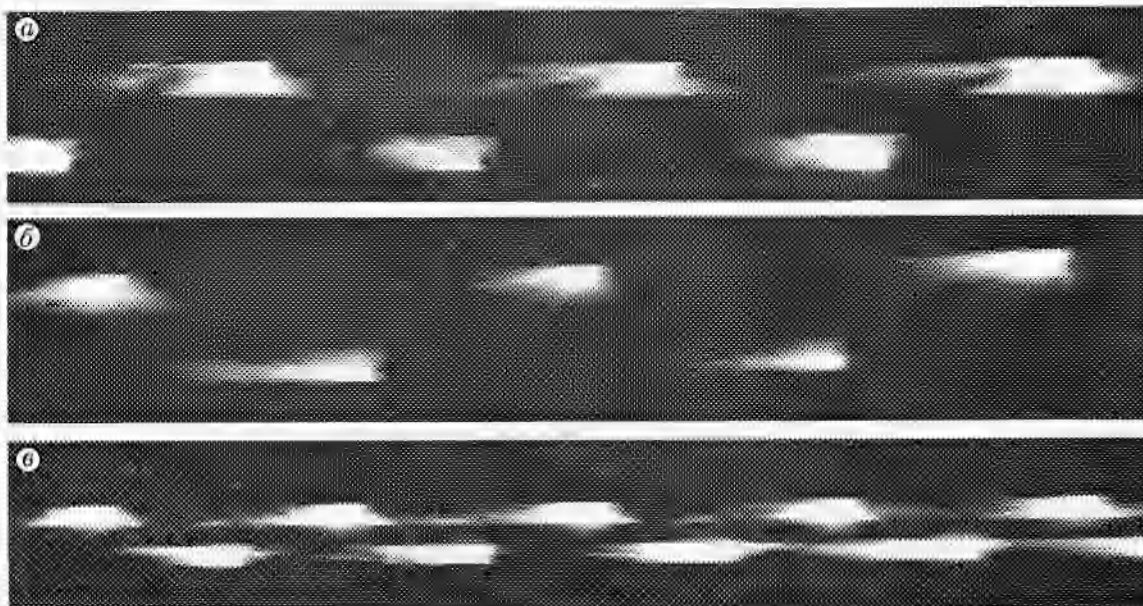


Рис. 2. Фотохронограммы детонационного горения:
горючее — керосин; окислитель: *a* — воздух + 17% O_2 , *б* и *в* — воздух (*в* — меньшее увеличение)

окна из оргстекла длиной 68 мм и шириной 8 мм. Окна были расположены симметрично относительно центра на противоположащей выходному отверстию стенке и оканчивались на диаметре 200 мм. Для съемки использовался фоторегистратор с падающим барабаном, позволяющий вести регистрацию на протяжении десятых долей секунды [10]. Для достижения большей четкости изображения применялся метод частичной компенсации скорости объекта при движении пленки перпендикулярно окнам. Среднее (за время нескольких оборотов волны) давление в камере, а также в ресиверах воздуха и горючего записывалось многоканальным шлейфовым осциллографом с помощью тензометрических датчиков. В камере датчик был размещен на радиальной стенке на расстоянии 80 мм от центра.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В камере возбуждался детонационноподобный процесс горения с волной яркого свечения, вращающейся по окружности со скоростью $1680 \div 2000$ м/с.

Отрезки фотохронограмм такого процесса для ТВС с добавками и без добавок кислорода приведены на рис. 2. Вдоль горизонтальных линий, соответствующих фиксированным радиальным координатам против окна, картина свечения периодически повторяется. Регистрация через другое окно дает приблизительно ту же картину, но более смазанную (из-за большего смещения изображения относительно пленки во время экспозиции) и сдвинутую на полпериода. Это соответствует вращательному движению в камере относительно стабильных волновых структур, которые многократно фотографируются во время поочередных проходов мимо верхнего и нижнего радиальных окон. Период вращения и угловая скорость определяются по расстоянию между последовательными изображениями этих структур на пленке и по скорости пленки. Неодинаковая резкость изображения в двух окнах позволяет установить и направление вращения. Оказалось, что при установившемся процессе оно всегда совпадает с направлением вращения топливной смеси в камере.

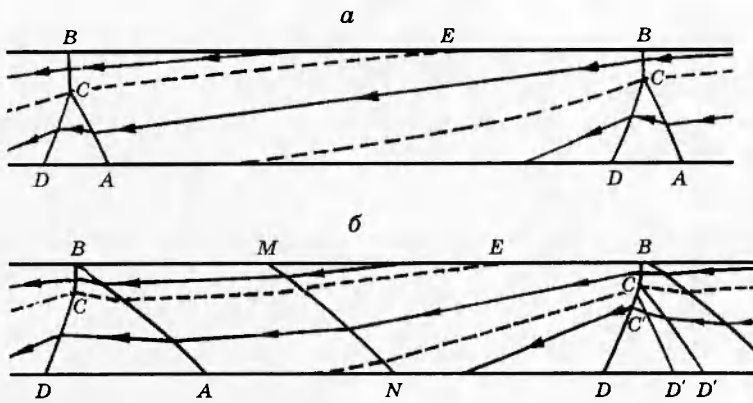


Рис. 3

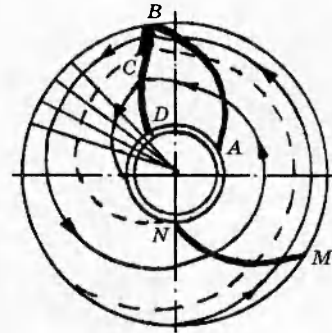


Рис. 4

Рис. 3. Схемы течения, построенные по фотохронограммам

Рис. 4. Реконструированная в кольцевом пространстве схема течения, соответствующая типу *б* на рис. 3

При анализе фотохронограмм учитывалось, что в результате развертки кольцевой вращающейся картины на прямую полосу масштаб расстояний вдоль окружностей меньших радиусов растянут относительно масштабов вдоль максимальной окружности и радиуса.

На полученных снимках просматриваются сложные волновые комплексы, построенные из нескольких скачков с различной светимостью. Взаимное положение скачков не является строго стационарным, но можно выделить характерные конфигурации, которые мало меняются в течение нескольких оборотов волны. Это позволяет рассматривать их как квазистационарные. Кроме ударных разрывов на снимках видны пересекающие их траектории частиц (линии тока), различные благодаря неоднородности свечения разных частиц в реагирующем потоке. Наиболее характерные структуры течения, наблюдаемые на снимках, показаны на рис. 3. Реальная картина течения здесь деформирована, как на фотохронограммах. Свертка в плоское кольцо отрезка полосы, соответствующего на схеме одному периоду, позволяет восстановить истинную картину течения (рис. 4, соответствует рис. 3,б).

На схеме рис. 3,а присутствует трехударная маховская конфигурация, характерная и для обычной спиновой детонации в трубах [3]. Она достаточно четко видна на многих фотоснимках. Конфигурация включает в себя три основных элемента: опережающее волновое возмущение *AC* в средней зоне камеры («приходящая» волна [11]); ярко светящийся поперечный фронт *BC*, формально являющийся «ножкой» Маха при нерегулярном взаимодействии волны *AC* с цилиндрической стенкой, и косая отраженная волна *CD*. Фронт *BC* движется по клинообразной области топливной смеси *BCE* со скоростью, близкой к скорости детонации этой смеси. Яркое свечение указывает на протекание в нем интенсивной химической реакции. Поэтому *BC* можно считать волной поперечной детонации.

Другой тип наблюдаемых структур показан на схеме рис. 3,б. Здесь нет трехударной конфигурации. Приходящая из средней зоны камеры волна *AB* падает непосредственно на стенку и затем отражается сильной волной *BC*, приблизительно нормальной к натекающему потоку. В этой структуре фронт *BC* можно считать детонационным (ПДВ), так

как он имеет детонационную (хотя не идеальную, как и на предыдущей схеме) нормальную скорость и ярко светится, что свидетельствует о протекании химической реакции. Заметим, что на фоторазвертках при разных проходах перед окнами скачок AC в конфигурации a^{*1} появляется перед ПДВ с разным опережением и имеет неодинаковый наклон к стенке. С увеличением опережения и наклона «ножка» BC укорачивается. Сокращение ее до нуля, очевидно, приводит к переходу конфигурации a в b , если при этом горение не обрывается, а перемещается в прилегающий к стенке участок отраженной волны. Скачок AB в последней конфигурации является как бы предвестником ПДВ. Представляется, что его роль состоит не только в возбуждении отраженной волны, инициирующей реакцию, но и в предварительной подготовке, активации смеси, в увеличении ее детонационной способности за счет интенсификации перемешивания топливных компонентов и дробления капель (когда они есть).

В обеих структурах волна BC , рассматриваемая изолированно, не является в полном смысле самоподдерживающейся. Она существует как самосогласованный элемент в связи с другими скачками. Качеством самоподдерживающейся волны обладает лишь весь рассматриваемый сложный комплекс скачков, который есть все основания называть детонационной волной в данной неоднородной реакционноспособной системе. Этот комплекс сжигает исходную смесь, относительно которой движется со сверхзвуковой скоростью, и поддерживается самостоятельно за счет выделяющегося в зоне реакции тепла, т. е. имеет все признаки детонационной волны. А сложную и даже нестационарную внутреннюю структуру с несколькими скачками детонационные волны имеют, как известно, достаточно часто. Однако из соображений удобства и соответствия с ранее исследовавшимися в [1–6] похожими структурами мы сохраняем термин ПДВ в узком смысле для обозначения ударного скачка с наиболее интенсивной химической реакцией, распространяющегося по области исходной топливной смеси, т. е. для BC в обеих волновых конфигурациях. Описанная ситуация с ПДВ аналогична обычному «спину» в круглых трубах [3] и отличается от непрерывной детонации в кольцевых цилиндрических камерах без заужения выходного сечения [6], где впереди ПДВ нет приходящей волны, несущей информацию о состоянии потока сгоревшей смеси.

Часто между падающей и отраженной волнами наблюдаются одна или несколько дополнительных косых ударных волн (см. CD'' , $C'D'$ на рис. 3, б). Они, как и AB , являются «приходящими» из средней или центральной зоны камеры и взаимодействуют с отраженной волной, вызывая ее изломы. Эти волны нестационарны и, по-видимому, могут замещать первичную падающую волну AB , когда она ослабевает или, отрываясь от рассматриваемого комплекса, уходит вперед в виде звуковой волны (надо иметь в виду, что радиальные скорости потока в большей части камеры дозвуковые, а окружные — во вращающейся вместе с ПДВ системе координат — должны иметь переход через звуковую скорость). Перед ПДВ на расстоянии порядка $1/3$ окружности иногда просматривается косая волна (MN на рис. 4). Она затормаживает перерасширенный поток в радиальном направлении. Из приведенных схем течения видно, что большая часть продуктов детонации после ПДВ проходит дополнительно через косой скачок CD на следующем обороте волны и лишь после этого вытекает наружу. Можно предполагать дожигание части несгоревшего топлива в этом скачке.

Типичные экспериментальные данные по расходам топлива, измеренным давлениям и скорости ПДВ в ТВС с разными горючими при $d_2 = 50$ мм представлены в таблице. Здесь

^{*1}Далее вместо слов «конфигурация, представленная на рис. 3, а (3, б)» будем писать «конфигурация a (б)».

Серия опытов	Горючее	p_f	p_a	G_f	G_a	φ	p_{cc}	p_{cd}	D , м/с
		10 ⁵ Па		кг/с			10 ⁵ Па		
1	Керосин	82	100	0,5	4,3	1,7	50	32	2000 (1780)
2	Дизельное топливо	83	100	0,5	4,3	1,7	50	30	1940 (1690)
3	Метан	100	100	0,31	4,1	1,3	57	35	2000 (1730)
4	Водород	67	68	0,035	2,7	0,44	34	25	1880 (1780)

p_f , p_a и G_f , G_a — давления подачи и расходы горючего и воздуха соответственно; φ — коэффициент избытка горючего; p_{cc} и p_{cd} — средние давления в камере до инициирования детонации (при протокe холодной смеси) и во время детонационного горения соответственно; D — скорость ПДВ относительно окружности $d_1 = 204$ мм. Все значения величин даны для начала процесса, кроме скорости ПДВ, для которой приведены максимальные и минимальные (в скобках) измеренные значения в течение всего процесса. С уменьшением давления газов в ресиверах расходы газов и давление в камере уменьшались, при этом величина φ увеличивалась в опытах 1–3 и уменьшалась в опытах 4.

Во всех случаях сжигание ТВС происходило в одной ПДВ. Ширина детонирующего слоя свежей смеси перед волной $h \simeq 25$ мм равнялась радиальному размеру ПДВ при схеме течения по рис. 3,а. Сопоставление этой величины с имеющимися данными об автоколебательных ячейках фронта детонации газовых смесей дает соотношение

$$h/a \simeq 3, \quad (1)$$

где a — размер детонационной ячейки соответствующей смеси в широкой трубе при начальном давлении, равном среднему давлению в камере. В данных условиях величина h имеет смысл критической толщины детонирующего слоя смеси. В отношении к a она оказывается на порядок меньше, чем для свободного (без оболочки) заряда газовой смеси в воздухе [12]. Соотношение (1) может быть использовано при априорных оценках минимального размера камеры, так как величина h , в свою очередь, связана приблизительно постоянным отношением с ее диаметром:

$$\pi d_1/h \simeq 25. \quad (2)$$

Обращает на себя внимание следующий результат: при продувке камеры топливной смесью в отсутствие горения давление в ней вблизи цилиндрической стенки выше, чем в «горячей» камере, когда идет процесс детонационного горения при том же расходе смеси. Такая закономерность отмечена во всех экспериментах. Резкий спад давления при возбуждении горения и его обратный подъем при срыве горения четко показывает осциллограмма (рис. 5). Непривычное поведение этого параметра объясняется специфическим действием поля центробежных сил, возникающего при вращении топливной смеси в камере (см. ниже).

При увеличении d_2 и сохранении остальных условий эксперимента детонационное горение в камере удавалось получить только после обогащения воздуха кислородом. Так, при $d_2 = 70$ и 100 мм детонация возбуждалась, если в воздух добавляли 10 % O_2 (по объему). При этом в случае $d_2 = 100$ мм и продувке одного обогащенного воздуха с расходом

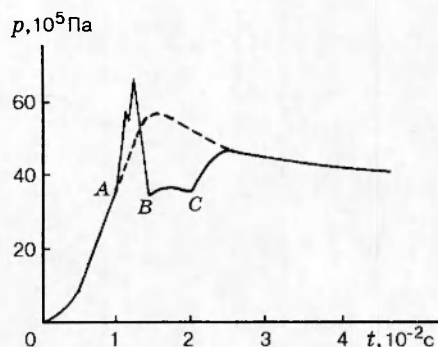


Рис. 5. Оциллограмма среднего давления в камере:

A и *C* — точки инициирования и обрыва детонации соответственно, *B* — окончание переходного процесса; штриховая линия — то же без детонации

$G_a = 3,1$ кг/с давление в камере составляло 1 МПа. Дополнительная подача керосина с расходом $G_f = 0,36$ кг/с ($\varphi \simeq 1,7$) и возбуждение детонационного горения снижали давление до 0,8 МПа.

АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ

Важной особенностью течения, возникающего в камере, является его закрученный (вихревой) характер. Закрутка вызвана вдувом под острым углом к окружности воздуха, составляющего основную массу потока. Вычислим распределение давления в камере в рамках модели стационарного адиабатического течения идеального газа, где скорость потока имеет только радиальную и окружную компоненты, v и u соответственно, и все параметры течения зависят только от радиальной координаты r . Такое течение описывается следующей системой алгебраических уравнений:

$$ur = u_1 r_1, \quad \frac{v^2 + u^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma - 1} = Q + \frac{c_0^2}{\gamma_0 - 1}, \quad \rho v r = \frac{G}{2\pi H}, \quad \left(\frac{c}{c_2}\right)^2 = \left(\frac{\rho}{\rho_2}\right)^{\gamma-1}, \quad c^2 = \frac{\gamma p}{\rho}, \quad (3)$$

где c , ρ , p и γ — скорость звука, плотность, давление и отношение теплоемкостей газа соответственно; Q — теплота реакции; индексом 1 помечены значения величин у цилиндрической стенки ($r_1 = d_1/2$), индексом 2 — на краю отверстия ($r_2 = d_2/2$), индексом 0 — в исходном состоянии в ресивере. Уравнения (3) выражают сохранение момента импульса, полной энтальпии и энтропии в любой частице газа, причем все частицы считаются одинаковыми. Особенности этого течения известны [13], его называют также свободным вихрем [14]. В нем компонент скорости u зависит только от r , поэтому связанная с ней кинетическая энергия формально может рассматриваться как потенциальная; с учетом последней величина v меняется, как в безвихревом течении. Направленное к центру течение может быть только дозвуковым по радиальной скорости ($v \leq c$) и ограничено радиусом r_{\min} , на котором $v = c$. Константы G , u_1 , Q , c_0 , γ_0 , γ и H считаем заданными. Для однозначного нахождения всех неизвестных величин в любой точке камеры естественно выбрать условие истечения в виде $v_2 = c_2$ при $r_2 = r_{\min}$, если p_2 окажется порядка или выше внешнего атмосферного давления.

В условиях опытов имело место критическое или близкое к нему истечение газов из форсуночных отверстий. Поэтому для струй воздуха можно принять $u_1 = (2/(\gamma_0 + 1))^{0,5} c_0 \cos 30^\circ$. Возьмем $\gamma_0 = 1,4$, $d_2 = 100$ мм, $G = 4$ кг/с, $c_0 = 340$ м/с. Рассчитанные для этих данных распределения плотности и давления в камере показаны на рис. 6. Кривые 1 получены в предположении отсутствия горения ($Q = 0$, $\gamma = 1,4$), 2 —

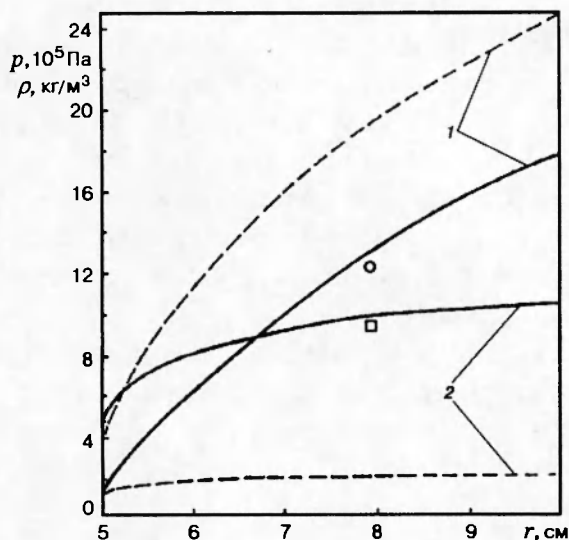


Рис. 6. Распределения давления (сплошные линии) и плотности (штриховые) в камере, рассчитанные по модели потенциального вихря при $d_2 = 10$ см: 1 — для холодной смеси без горения, 2 — для сгоревшей смеси; о — измеренное давление без горения, □ — с горением

при адиабатическом сгорании всей смеси ($Q = 2$ МДж/кг, $\gamma = 1,3$) непосредственно у цилиндрической стенки с сохранением величины u_1 . В «холодной» камере плотность смеси много больше и расчетное давление быстро растет в направлении стенки за счет центробежных сил; на большей части радиуса, в том числе в точке измерения, оно выше, чем в «горячей» камере. У края выходного отверстия картина обратная: расчетное давление в холодной камере в 3,6 раза ниже, чем в горячей. Поэтому реактивная сила газовой струи, вытекающей из горячей камеры, будет, конечно, выше. Полный расчет распределения давления на стенках в области отверстия для определения величины реактивной силы представляет значительно более сложную задачу. Значками о и □ на рис. 6 показаны экспериментальные величины давления в холодной и горячей камерах соответственно, приведенные к одинаковому с расчетом полному расходу движущейся среды $G = 4$ кг/с. Как видим, расхождение расчета с экспериментом в пределах 7%, что подтверждает правомерность применения модели в данных условиях.

Таким образом, при $d_1/d_2 = 2$ использованная модель течения позволяет объяснить необычное поведение давления в глубине камеры при возбуждении и срыве горения и дает приблизительно правильное предсказание величины среднего давления. Важным следствием повышения давления на периферии холодной камеры в закрученном потоке является существенное улучшение условий инициирования детонации, так как необходимая для этого энергия меняется с давлением как $1/p$ (инициирующую взрывную волну в камере приближенно можно считать цилиндрической) [15].

Однако использованная простейшая модель течения игнорирует реально существующие поперечные волны в горячей камере, а также процессы переноса энергии и импульса между слоями потока и к стенкам. Роль последних факторов увеличивается при движении к центру вследствие роста скорости и ее производной по радиусу. Модель оказывается уже совершенно неприменимой для описания течения в камере с отношением $d_1/d_2 = 4$, экспериментальные данные по которой приведены в таблице. Когда при указанных выше условиях вдува воздуха $d_1/d_2 \geq 2,83$, то проток через холодную камеру, согласно модели, полностью запирается центробежными силами даже при полном вакууме снаружи камеры, т. е. радиальная скорость и расход обращаются в нуль. В действительности же в наших опытах при увеличении d_1/d_2 от 2 до 4 и сохранении давления в ресиверах не замечено

снижения расхода G как при горении, так и в его отсутствие. В горячей камере рассмотренная модель дает решение с протоком газа и при $d_1/d_2 = 4$, но при этом расчетное давление оказывается почти в два раза выше измеренного. Кроме того, модель предсказывает во вращающейся вместе с волной системе координат прохождение через нуль с изменением знака окружной составляющей скорости газа при $r = r_1(u_1/D)^{0,5} \simeq 3,7$ см. То есть по модели поток вблизи внутреннего края окон должен вращаться быстрее волны в ту же сторону, что противоречит данным фоторегистраций. К сожалению, теоретический анализ течения вязкого газа в камере аналогичной геометрии проводился только для малых радиальных скоростей [14] и неприменим к нашему случаю.

Обмеры фотоснимков позволяют сделать некоторые оценки реальных параметров течения в камере в окрестности ПДВ при структуре течения, изображенной на рис. 3, а. При $G = 4$ кг/с, $D = 1960$ м/с, $h = 2,5$ см, $H = 1,5$ см и параметрах перед ПДВ $w_- = D - u_1 = 1700$ м/с, $c_- \simeq 300$ м/с получаем плотность смеси $\rho_- \simeq G_-/(Hhw_-) \simeq 6,3$ кг/м³, давление $p_- = \rho_- c_-^2/\gamma_0 \simeq 0,4$ МПа; за ПДВ $w_* = c_* \simeq D\gamma/(\gamma + 1) \simeq 1100$ м/с, $\rho_* = \rho_-(\gamma + 1)/\gamma \simeq 11$ кг/м³, $p_* = \rho_* c_*^2/\gamma \simeq 11$ МПа, $p_*/p_- \simeq 27$. Далее, используя величины в критической точке потока (обозначены звездочкой), по формулам стационарного изэнтропического течения в расширяющейся трубке тока находим параметры течения продуктов детонации под контактном разрывом EC вблизи ПДВ, где $p = p_-$, $r/r_1 \simeq 0,75$. При этом в стандартное уравнение энергии добавляем член $0,5D^2(1 - r^2/r_1^2)$, учитывающий потенциальную энергию среды в поле центробежных сил. Получаем $M = 2,6$, $w = Mc = 1980$ м/с, $f = \rho_* w_*/\rho w = 7,2$. Последняя величина выражает относительное расширение поперечной площади трубки тока, начинающейся от верхнего края предшествующей ПДВ. Ее кажущееся экспериментальное значение, измеряемое на фотоснимках по расхождению линий тока, оказывается существенно меньше: $f \simeq 3$. Полученная выше оценка давления p_- также не согласуется со средним давлением, измеренным в камере в зоне нижнего края ПДВ (см. таблицу). Она представляется сильно заниженной, так как при найденных p_* и p_- расчет вдоль трубки тока с линейно увеличивающейся площадью сечения (по угловой координате) дает верхнее возможное значение среднего давления $\langle p \rangle = 1,4$ МПа.

Значительная погрешность сделанных оценок может быть связана с выбором величины c_- , которая взята равной критической скорости звука вдуваемых струй воздуха. В действительности в зоне смесеобразования к вдуваемым компонентам могут подмешиваться находящиеся рядом горячие продукты, повышая температуру смеси перед ПДВ в 2–3 раза [6]. Введя этот фактор (k), получим увеличенное в то же число раз значение p_- . Другой вероятный источник ошибок содержится в величине hH поперечной площади потока перед и за ПДВ. Часть этой площади (до половины) может быть занята застойной вихревой зоной в углу между стенками, заполненной в основном продуктами сгорания, оставшимися после предшествующего прохода ПДВ. В таком случае детонирующий поток имеет сечение $k'hH$, где $k' < 1$. Наличие около стенки с форсуночными отверстиями горячих застойных зон отмечалось и ранее [6], оно подтверждается наблюдающимся иногда свечением и опережающим распространением сильного возмущения в узкой полосе у стенки. Приняв разумные значения $k = 2,5$, $k' = 0,7$, тем же путем получаем поправленные оценочные параметры течения в окрестности ПДВ: $\rho_- \simeq 9$ кг/м³, $p_- \simeq 1,4$ МПа, $\rho_* \simeq 16$ кг/м³, $p_* \simeq 15$ МПа, $p_*/p_- \simeq 10,5$, c_* не изменяется; ниже контактного разрыва $M \simeq 2,2$, $w \simeq 1820$ м/с, $c \simeq 850$ м/с, $f \simeq 4,5$, $\langle p \rangle \simeq 3,3$ МПа. Рассчитанное среднее давление при сделанных допущениях близко к измеренному. Видимая на снимках величина f после деления на k' также хорошо согласуется с расчетной.

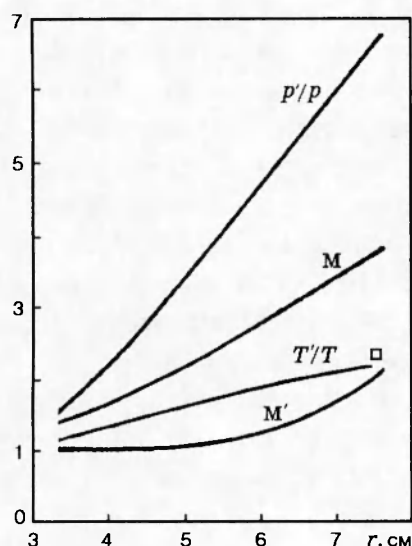


Рис. 7. Параметры течения, рассчитанные по изломам линий тока на косом скачке перед ПДВ:
 □ — оценка числа М по расширению трубки тока в структуре течения *a*

Числа Маха M вблизи стационарных косых ударных волн могут быть определены по фотоснимкам независимым от предыдущих оценок путем. При прохождении через косые скачки траектории частиц (линии тока) претерпевают излом, видимый на снимках. Измерение углов α и α' , образованных скачком с входящей в него и выходящей траекториями соответственно, позволяет вычислить все безразмерные параметры скачка из известных выражений:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\rho}{\rho'} = \frac{\gamma - 1 + 2/M^2 \sin^2 \alpha}{\gamma + 1}, \quad \frac{p'}{p} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M^2 \sin^2 \alpha - 1),$$

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'}{p} \frac{\rho}{\rho'}, \quad M'^2 = M^2 \rho p \sin^2 \alpha / \rho' p' \sin^2 \alpha', \tag{4}$$

где величины без штриха относятся к состоянию перед скачком, со штрихом — к состоянию за скачком.

Измерения углов проводили вдоль косого скачка-предвестника AB структуры течения b (см. рис. 4), в которой линии тока более отчетливо видны на снимках. Для этого по увеличенным снимкам реконструировали в масштабе природы плоскую вращающуюся картину течения в кольцевом пространстве против окон. Замеры углов удалось выполнить только в области $3 < r < 7,5$ см, так как в слое исходной смеси при $r > 7,5$ см траектории плохо различимы. Результаты вычислений представлены на рис. 7. Погрешности полученных величин, обусловленные неточным измерением углов, не превышают 10%. Дополнительные погрешности, которые не оценивались, могли появиться из-за нестационарных эффектов. Приходящая из центральной области волна-предвестник усиливается с ростом радиуса. В области $r < 6$ см поток за скачком околосвуковой, перед ним, естественно, всюду сверхзвуковой. Обращают на себя внимание высокие значения числа M в окрестности $r \approx 7$ см по сравнению с полученной выше оценкой для структуры течения a , отмеченной точкой □ на рис. 7, и близость M' к этой точке. Однако присутствия волны-предвестника перед структурой a не замечено.

Полученные значения $M \approx 4$ перед волной AB структуры течения b труднообъяснимы. Расчеты изоэнтропического течения в расширяющейся трубке тока, аналогичные описанным выше, с учетом дополнительного сжатия смеси перед ПДВ для структуры b не

дают значений $M > 3$. В зоне под контактными разрывом EC должны находиться горячие продукты детонации с величиной $c > 700$ м/с, получаемой при расширении из состояния за ПДВ, а скорость течения относительно волны при всех разумных предположениях не получается больше 2000 м/с. Следовательно, либо в оценках параметров течения по изломам линий тока имеются значительные погрешности, связанные с нестационарностью скачков, либо поток в области $r \simeq 7$ см гораздо холоднее, чем в оценках. Более холодный поток, в принципе, может образоваться при неполном сгорании смеси в ПДВ или при достаточно интенсивном тепло- и массообмене между слоями течения через контактную границу EC . Наличие же последнего не позволяет использовать адиабатический закон расширения в трубках тока большого удлинения при оценке параметров ниже EC . Вопрос требует дальнейшего исследования. Оценки чисел Маха по изломам линий тока за косыми скачками CD'' , $C'D'$ дают значения $M' < 1$, что свидетельствует в пользу их нестационарности. Причиной появления этих волн могут быть колебания истекающего потока вблизи отверстия.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Впервые реализованы режимы непрерывного детонационного сжигания ТВС в проточной камере сгорания.

2. Показано, что за счет вращательного движения топливной смеси можно значительно повышать давление на периферии дискообразной камеры, снижая порог возбуждения детонации.

3. Во всех экспериментах сжигание ТВС происходило в одной вращающейся поперечной детонационной волне. Ее радиальный размер составляет около $1/25$ длины окружности камеры и оценивается величиной порядка 3 характерных размеров детонационной ячейки соответствующей смеси в широкой трубе при начальном давлении, равном среднему давлению в камере.

4. По щелевым фоторазверткам процесса восстановлена двумерная квазистационарная структура течения в камере. Одна из характерных волновых конфигураций имеет близкое сходство с течением в поперечном сечении трубы при обычной спиновой детонации. Другая отличается наличием косоугольного ударного предвестника и детонационным горением в отраженной волне без маховской «ножки».

5. Получены оценки основных параметров течения в окрестности поперечной детонационной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-02-19121 и 93-013-17360).

ЛИТЕРАТУРА

1. Войцеховский Б. В. Стационарная детонация // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 6. С. 1254–1256.
2. Войцеховский Б. В. Спиновая стационарная детонация // ПМТФ. 1960. № 3. С. 157–164.
3. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск.: Изд-во СО АН СССР, 1963.
4. Михайлов В. В., Топчян М. Е. К исследованиям непрерывной детонации в кольцевом канале // Физика горения и взрыва. 1965. Т. 2, № 4. С. 20–23.

5. **Edwards V. D.** Maintained detonation waves in an annular channel: a hypothesis which provides the link between classical acoustic combustion instability and detonation waves // 16th Sympos. (Int.) on Combustion. Pittsburgh, PA: Inst. of Combust., 1976.
6. **Быковский Ф. А., Митрофанов В. В.** Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 107–117.
7. **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.
8. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Непрерывное детонационное сжигание кольцевого слоя газовой смеси // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 5. С. 17–20.
9. **Мардашев А. М.** Численное моделирование стационарных детонационных течений слоистой структуры. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук / Ин-т гидродинамики СО РАН. Новосибирск, 1993.
10. **Быковский Ф. А.** Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии. 1981. № 2. С. 85–89.
11. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
12. **Васильев А. А., Зак Д. В.** Детонация газовых струй // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 82–88.
13. **Современное состояние аэродинамики больших скоростей /** Под ред. Л. Хоурта. М: Изд-во иностр. лит., 1955.
14. **Гольдштик М. А.** К теории эффекта Ранка (закрученный поток газа в вихревой камере) // Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение. 1963. № 1. С. 132–137.
15. **Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 21, № 5. С. 109–131.

Поступила в редакцию 13/II 1996 г.
