

## ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ В СТЕНКУ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ПРИ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

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

Впервые измерены тепловые потоки в стенку проточной камеры сгорания различной геометрии в режимах непрерывной спиновой детонации топливно-воздушных смесей при нестационарном нагреве. Проведено сравнение полученных тепловых потоков с наблюдаемыми в режиме обычного турбулентного горения для одной и той же камеры сгорания. В качестве окислителя использовался воздух, горючее — ацетилен или водород. При одинаковых расходах топлива уровни тепловых потоков в стенку как при непрерывной спиновой детонации, так и при обычном горении близки и при выходе на стационарный режим в среднем составляют  $\approx 1 \text{ МВт/м}^2$  ( $\approx 0.5\%$  от потока энтальпии продуктов по сечению канала). Как при детонации, так и при горении максимальные тепловые потоки проникают в стенку в области смесеобразования (тепловыделения). При детонации в области тепловыделения (области распространения фронта детонационной волны) осуществляется регенеративное охлаждение стенок камеры потоком свежей смеси. Эффективность регенерации уменьшается вниз по потоку ввиду уменьшения времени контакта стенок с холодной смесью и увеличения времени касания стенок с горячими продуктами. Повышенный нагрев сохраняется и ниже фронта, где регенерация исчезает, но температура продуктов высока. Характер нагрева стенки в зоне вращения фронта спиновых детонационных волн зависит от их числа: с увеличением количества волн зона максимального тепловыделения сужается.

Ключевые слова: непрерывная спиновая детонация топлива, камера сгорания проточного типа, топливно-воздушные смеси, тепловые потоки в стенку.

### ВВЕДЕНИЕ

Знание величин тепловых потоков в стенку камеры необходимо для правильной организации в ней горения топлива и охлаждения стенок. Особый интерес представляют детонационные режимы сжигания топлив, которые начали активно изучаться лишь в последнее время. В работе [1] были выполнены измерения тепловых потоков в стенку камеры сгорания типа жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) при детонационном спиновом и обычном режимах горения топливно-кислородной смеси. Использовалась камера кольцевой цилиндрической геометрии диаметром 40 мм, в которую пропан и кислород подавались через форсунки, равномерно распределенные по окружности. Выяснилось, что в режиме детонации тепловые потоки меньше, чем при обычном горении. Цель данной работы — определить тепло-

вые потоки в стенку камеры проточного типа различной геометрии при непрерывной спиновой детонации и обычном горении топливно-воздушных смесей. В качестве горючего использовались ацетилен и водород.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Камера сгорания 1 представляла собой полузамкнутый кольцевой объем, образованный наружной цилиндрической стенкой 2, диаметр которой  $d_c = 306$  мм, а толщина  $b = 10$  мм, и внутренней вставкой 3, с помощью которой можно было изменять длину камеры  $L_c$  и конфигурацию канала — цилиндрическую или расширяющуюся. Воздух в камеру подавался из ресивера объемом  $V_{r,a} = 79.8$  л (на рисунке не показан) через кольцевой коллектор 4 и кольцевую щель 5 шириной  $\delta = 2$  мм, горючее — из ресивера объемом  $V_{r,f} = 13.3$  л (на рисунке не показан) через кольцевой коллектор 6 и форсунку 7 с равномерно распределенными по окружности камеры отверстиями. Для подачи ацетилена использовалась форсунка с

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).

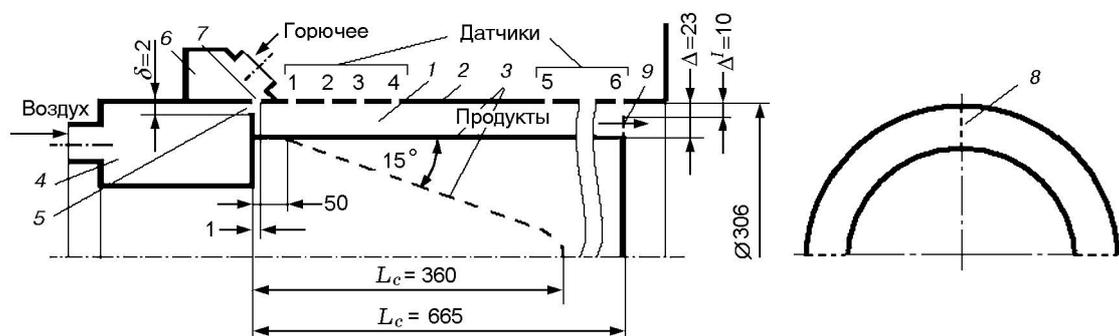


Рис. 1. Схема камеры сгорания:

1 — камера сгорания, 2 — наружная цилиндрическая стенка, 3 — внутренняя вставка, 4, 6 — кольцевые коллекторы, 5 — кольцевая щель, 7 — форсунка, 8 — радиальные перегородки, 9 — кольцевая перегородка

200 попарно-встречными отверстиями сечением  $1 \times 1$  мм, водород вводился в камеру сгорания через 200 отверстий сечением  $0.5 \times 0.4$  мм. В серии экспериментов в кольцевой цилиндрической камере устанавливались четыре радиальные перегородки 8, полностью перекрывающие кольцевой зазор шириной  $\Delta = 23$  мм по всей длине. В ряде опытов этой же серии выходное сечение канала частично перекрывалось кольцевой перегородкой 9, образующей с наружной стенкой камеры зазор  $\Delta^I = 10$  мм.

Поступающие в камеру компоненты топлива перемешивались, и в образующейся смеси инициировалась детонационная волна с помощью электродетонатора с массой взрывчатого вещества 0.2 г, который находился на расстоянии 150 мм от торца камеры (на рисунке не показан). В зависимости от геометрии камеры в ней развивалось спиновое детонационное или обычное горение. Продукты выбрасывались через открытый конец камеры в атмосферу. Время протекания процесса составляло  $0.5 \div 0.6$  с.

Расходы воздуха  $G_a$  и горючего  $G_f$  определялись по методике, изложенной в работе [2], и в течение одного эксперимента для смеси воздух — ацетилен изменялись в диапазонах  $G_a = 2.12 \div 1.03$  кг/с и  $G_f = 0.207 \div 0.1$  кг/с (удельный расход смеси  $g_\Sigma = (G_a + G_f)/S_c = 114 \div 55.5$  кг/(с · м<sup>2</sup>), где  $S_c = 204.4$  см<sup>2</sup> — площадь поперечного сечения кольцевого канала шириной  $\Delta = 23$  мм), для смеси воздух — водород —  $G_a = 2.8 \div 1.2$  кг/с и  $G_f = 0.103 \div 0.034$  кг/с ( $g_\Sigma = 142 \div 60.4$  кг/(с · м<sup>2</sup>)). Коэффициент избытка горючего для смеси воздух — ацетилен сохранялся примерно постоянным —  $\Phi \approx 1.3$ , а для смеси воздух — водород  $\Phi = 1.27 \div 0.98$ .

Оптическая регистрация процесса велась через окна из оргстекла шириной 10 мм и длиной 45 мм, разделенные непрозрачными промежутками длиной 15 мм. Для подсветки детонации или горения ацетиленовоздушной смеси выше первого окна впрыскивалась струйка ацетилена, а для водородовоздушной смеси — струйка ацетилена с коаксиальной стружкой кислорода. Расход подсвечивающего газа составлял доли процента от основного расхода смеси, поэтому не оказывал влияния на протекание процесса. Оптическая регистрация проводилась фоторегистратором с падающим барабаном [3], пленка в котором вращалась в направлении, перпендикулярном длинной стороне окон, и одновременно перемещалась вдоль оси камеры. При этом весь процесс фиксировался на спиральную дорожку, спиновые детонационные волны регистрировались с компенсацией скорости изображения [4], а светящиеся объемы продуктов, в том числе и при обычном горении, — на развертку.

Температура стенки камеры регистрировалась хромель-алюмелевыми термопарами, зачеканенными в корпуса из стали X18H10T и установленными заподлицо с наружной цилиндрической стенкой на расстоянии от закрытого конца камеры 55, 105, 155, 205, 360 и 665 мм (см. рис. 1, точки 1–6 соответственно). Диаметр проволоки термопар 0.3 мм, в зачеканенном состоянии центры проволок находились на расстоянии 0.2 мм от поверхности стенки. Предполагалось, что на этой глубине и проводилась регистрация температур. Ошибка измерения установившейся температуры при тарировке термопары средней части шкалы милливольтметра составляла  $\pm 1\%$ , а среднеквад-

ратичная погрешность системы измерения не превышала  $\pm 1.2\%$ . Наибольшая ошибка измерения возникла в начале эксперимента. Время переходного процесса нагрева термопары оценивалось по соотношению  $t^* = x^2/a$ , где  $x = 0.2$  мм — расстояние от поверхности стенки до середины спая термопары,  $a = \lambda/\rho c$  — температуропроводность,  $\lambda$  — теплопроводность,  $\rho$  — плотность,  $c$  — удельная теплоемкость материала стенки. Для стали Х18Н10Т в области температур  $T = 20 \div 200$  °С имеем  $\lambda = 16$  Вт/(м·°С),  $c = 5 \cdot 10^2$  Дж/(кг·°С),  $\rho = 8 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> и  $a = 4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, откуда  $t^* \approx 0.01$  с. Без знания распределения токов в узле термопары при ее существенно неравномерном нагреве невозможно оценить вырабатываемую ЭДС и погрешность измерения. Отметим, что примерно такова же длительность переходного процесса установления детонации или горения в камере. Поэтому в данной работе этот промежуток времени не рассматривался. В дальнейшем градиенты температур выравнивались и погрешность измерения приближалась к указанному выше значению.

Давления в ресиверах воздуха ( $p_{r,a}$ ) и горючего ( $p_{r,f}$ ), в коллекторах воздуха ( $p_{m,a}$ ) и горючего ( $p_{m,f}$ ), а также статические давления в камере  $p_c$  на расстоянии 15 мм от торца ( $p_{c1}$ ), 100 мм от торца ( $p_{c2}$ ) и в конце камеры ( $p_{c3}$ ) измерялись тензометрическими датчиками с полупроводниковым чувствительным элементом. Измерялось также давление торможения на выходе из камеры  $p_{0c3}$ . Поверхности мембран датчиков, соприкасающихся с холодным газом, покрывались слоем солидола, а с горячим газом — водой, которая заполняла всю внутреннюю полость датчика. Разрешение датчиков было не хуже 1 мс. Сигналы с датчиков при тарировке и во время опыта регистрировались, а затем обрабатывались на компьютере.

Для вычисления плотности теплового потока в стенку рассматривалось уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

где  $r, \theta, z$  — полярные координаты,  $t$  — время.

В связи со спецификой постановки и протекания процесса детонации и горения уравнение (1) упрощалось, исходя из следующих факторов:

- 1)  $\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$ , так как характерная толщина прогрева стенки за время эксперимента ( $t = 0.55$  с)  $\Delta r = \sqrt{at} = 1.5$  мм мала по сравнению с радиусом камеры  $r = 153$  мм;
- 2)  $\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} = 0$ , средняя температура стенки камеры в каждом поперечном сечении не зависит от угловой координаты;
- 3)  $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$ , так как  $\frac{\partial T}{\partial z} \ll \frac{\partial T}{\partial r}$ .

В результате этих допущений уравнение теплопроводности сводится к одномерному случаю с заменой  $r$  на  $x$ :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right). \quad (2)$$

Для времени работы камеры  $t = 0.55$  с число Фурье соответствует нерегулярному режиму теплопроводности —  $Fo = at/b^2 = 4 \cdot 10^{-6} \times 0.5/10^{-4} = 0.022 \ll 0.3$  [5], поэтому можно использовать решение задачи теплопроводности для полупространства [6]. Совместное решение (2) с уравнением для плотности теплового потока  $q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$  дает выражение

$$q(t) = \frac{\lambda}{\sqrt{a\pi}} \int_0^t \frac{dT(\tau)}{d\tau} \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} d\tau. \quad (3)$$

Поскольку кривые  $T(\tau)$ , полученные экспериментально, не описываются простой аналитической функцией, значения  $q(t)$  находили с помощью кусочно-линейной аппроксимации экспериментальных зависимостей [7]:

$$q(t) = \frac{\lambda}{\sqrt{a\pi}} \sum_{i=0}^n \frac{T_{i+1} - T_i}{\sqrt{t - \langle \tau_i \rangle}},$$

где  $T_i$  и  $T_{i+1}$  — температуры в начале ( $\tau_i$ ) и конце ( $\tau_{i+1}$ )  $i$ -го временного интервала осциллограммы  $T(\tau)$ ,  $\langle \tau_i \rangle = (\tau_i + \tau_{i+1})/2$ . По значениям  $q(t)$ , определенным для 12 фиксированных моментов времени  $t$ , строились зависимости  $q(\tau)$ . Расчеты величины  $q(t)$  по дискретному аналогу формулы (3) проводились на компьютере с шагом дискретизации  $\Delta\tau = 0.2 \cdot 10^{-3}$  с. Для монотонно изменяющегося процесса нагрева длительностью  $t = 0.5$  с такое разбиение

практически эквивалентно аналитическому решению уравнения (3). Следует отметить, что имеется небольшая погрешность определения  $q(t)$  на первых шагах разбиения температурных кривых, которую невозможно оценить без аналитического представления функции  $T(\tau)$ .

Доля тепла  $q$ , уходящего в стенку, от плотности энергии потока  $Q$  через поперечное сечение канала  $S_c$  находилась по формуле  $q^* = q/Q = q/(HG_f\Phi/S_c)$ , где  $H$  — теплотворная способность горючего. При  $\Phi > 1$  (богатая смесь) в расчетах принималось  $\Phi = 1$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РАСЧЕТОВ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В СТЕНКУ КАМЕРЫ

Детонационные режимы осуществлялись в камерах кольцевой цилиндрической геометрии и в камере с расширением кольцевого канала. В камерах с перегородками и с дополнительным заужением выходного сечения (см. рис. 1) детонация подавлялась и реализовывались режимы турбулентного горения.

#### Ацетиленовоздушная смесь

На рис. 2 представлены фрагменты фоторегистрограмм, относящиеся к детонации в камере кольцевой цилиндрической геометрии (рис. 2, *a*) и в камере с расширением кольцевого канала (рис. 2, *б*). Видно, что в кольцевом цилиндрическом канале распространяются устойчивые поперечные (спиновые) детонационные волны (ДВ) первого типа (фронт горения примыкает к ударному), а в камере с расширением — второго типа (фронт горения отстает от ударного) [8]. Отметим, что при детонации данной смеси всегда реализовывались одноволновые режимы ( $n = 1$ ), в которых волна двигалась в одном направлении (на фоторегистрограммах слева направо). При горении наблюдалась тангенциальная неустойчивость в виде регулярных звуковых возмущений. В камере с добавочным заужением кольцевого канала осуществить горение не удалось ввиду проникновения детонации в ресивер с ацетиленом после инициирования скопившейся в камере смеси. На всех фотографиях темные полосы соответствуют непрозрачным промежуткам между окнами. Расстояние между темными полосами, равное 60 мм, можно использовать в качестве масштаба.

Давления в тракте подачи топливных компонентов в течение эксперимента для конкрет-

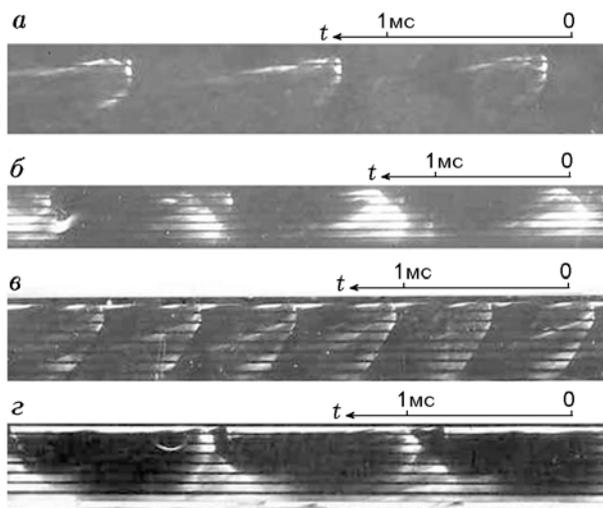


Рис. 2. Фрагменты фоторегистрограмм процессов:

ацетиленовоздушная смесь: *a* — детонация в кольцевой цилиндрической камере,  $D = 1500$  м/с,  $n = 1$ ,  $h_1 \approx 180$  мм, *б* — детонация в камере с расширением кольцевого канала,  $D = 1300$  м/с,  $n = 1$ ,  $h_1 \approx 360$  мм; водородовоздушная смесь: *в* — детонация в кольцевой цилиндрической камере,  $D = 1480$  м/с,  $n = 2$ ,  $h_2 \approx 120$  мм, *г* — детонация в камере с расширением кольцевого канала,  $D = 1390$  м/с,  $n = 1$ ,  $h_1 \approx 300$  мм

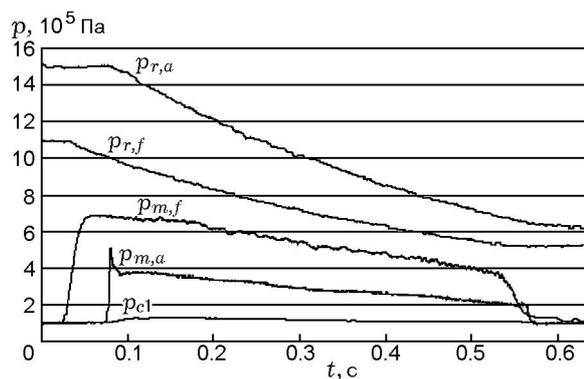


Рис. 3. Измеренные в течение эксперимента давления в тракте подачи топливных компонентов и в камере кольцевой цилиндрической геометрии при детонации (соответствует рис. 2, *a*)

ной смеси и расхода изменялись практически одинаково при всех конфигурациях камер (рис. 3). Давления в камере зависели от ее конструкции и расхода компонентов. При одинаковых расходах в камере кольцевой цилиндриче-

ской геометрии как при детонации, так и при горении давления были близки (см. рис. 3, кривая  $p_{c1}$ ). В камере с расширением кольцевого канала давления понижались и при данных расходах были на уровне и ниже давления окружающей среды.

На рис. 4 приведена схема поперечной ДВ и течение в ее окрестности в камере кольцевой цилиндрической геометрии (см. рис. 2, а), тонкими горизонтальными линиями прочерчены радиальные плоскости, в которых располагались датчики температуры (не путать с толстыми линиями на фоторегистрограммах, природа которых указана выше). На рис. 5 представлена типичная осциллограмма изменения температур во времени. Термопары 1–3 попали в зону смесеобразования (вращения фронта по-

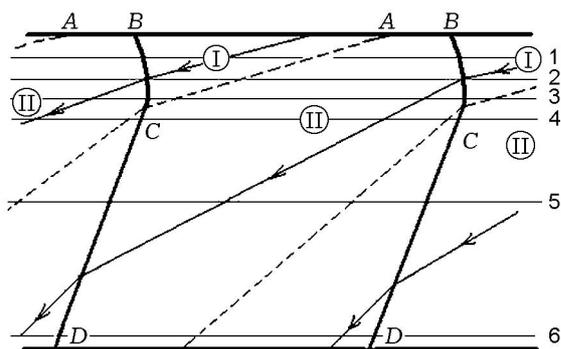


Рис. 4. Схема поперечной ДВ и течение в ее окрестности в системе волн:

горизонтальными тонкими линиями обозначены радиальные сечения, в которых находятся термопары 1–6; I — область течения свежей смеси, II — область течения продуктов

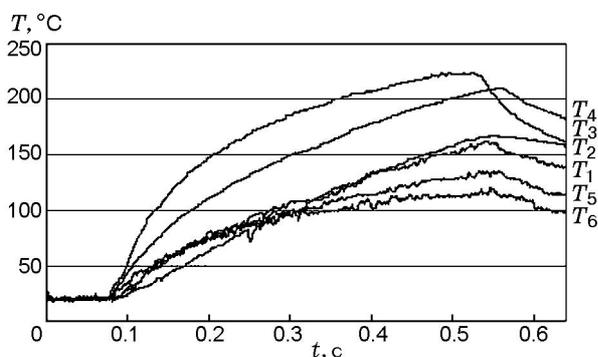


Рис. 5. Типичная осциллограмма изменения температуры стенки в точках 1–6 во времени (соответствует режиму, отображенному на рис. 2, а, рис. 3 и рис. 4)

перечной ДВ), термопары 4–6 — в область движения продуктов. Температуры нагрева стенок достаточно неравномерны по длине камеры и начали выходить на стационарный уровень в конце эксперимента. За время  $t = 0.5$  с на глубине 0.2 мм стенки нагревались от 115 до 225 °С, причем максимальные температуры зафиксированы в области тепловыделения вблизи нижней части фронта (точки С). В камере с расширением канала максимальная температура регистрировалась термопарой 3 ( $T = 240$  °С), находящейся в области соприкосновения переднего ударного фронта с фронтом горения (см. рис. 2, б). При горении максимум нагрева стенок также находился в области термопары 3, т. е. на расстоянии примерно 155 мм от торца камеры. Температура стенки в этой области близка к измеренной при детонации.

На рис. 6 темными точками представлены максимальные расчетные значения тепловых потоков в стенку камер различной геометрии при детонации и горении. Во время нестационарного нагрева стенки они находятся в диапазоне  $q = 2.7 \div 0.7$  МВт/м<sup>2</sup> и существенно между собой не отличаются.

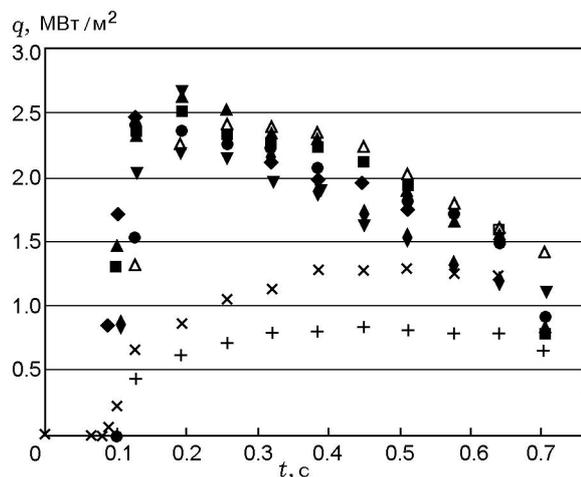


Рис. 6. Тепловые потоки в стенку камеры:

◆ — максимальные при детонации, ● — при горении ацетиленовоздушной смеси в камере кольцевой цилиндрической геометрии; ▲, △ — максимальные при детонации водородовоздушной смеси в камере кольцевой цилиндрической геометрии (▲ — при  $n = 2$ , △ — при  $n = 3$ ), ■ — в камере с расширением канала; ◆ — максимальные при горении ацетиленовоздушной смеси в камере без заужения, ▼ — с заужением канала; + — минимальные на выходе из камеры (детонация водородовоздушной смеси), × — в начале камеры (детонация ацетиленовоздушной смеси)

### Водородовоздушная смесь

Максимальные значения теплового потока в камерах различной геометрии при детонации и горении близки к соответствующим значениям для ацетиленовоздушной смеси. При этом не зафиксировано существенных различий зависимостей  $q(t)$  в режиме горения в камере с перегородками и в режиме горения в камере с дополнительным сужением канала на выходе, который, как и в камере без сужения, сопровождался тангенциальной неустойчивостью (см. рис. 6). В отличие от ацетиленовоздушной смеси, при детонации данной смеси в камере кольцевой цилиндрической геометрии реализовывалось два режима: с  $n = 2$  (рис. 2, в) и  $n = 3$ . В камере с расширением реализовывалась также одна поперечная ДВ (рис. 2, г). С увеличением числа поперечных ДВ высота детонационного фронта уменьшалась примерно пропорционально их числу —  $h_n \approx h_1/n$ . При  $n = 2$  термопара 3 попадала в область течения продуктов и термопара 2 оказывалась в области точки  $C$ , а при  $n = 3$  в зоне вращения поперечной ДВ оставалась одна термопара 1, расположенная вблизи точки  $C$  (см. рис. 4). Термопары, попавшие в окрестность точки  $C$ , показывали повышенную температуру, которой соответствовали максимальные тепловые потоки (см. рис. 6).

На рис. 6 для сравнения выборочно приведены также зависимости  $q(t)$ , рассчитанные по показаниям крайних термопар 1 и 6. Видно, что тепловые потоки на выходе из камеры при детонации минимальны. В режиме горения в камере без сужения они практически идентичны, а с сужением — завышены на  $5 \div 30\%$ , причем большее значение соответствует началу переходного процесса нагрева (более холодным стенкам). Тепловые потоки в начале камеры при  $n = 1$  и  $n = 2$  занимают промежуточные положения, принимая максимальные значения при  $n = 3$ .

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Корректное сравнение тепловых потоков при детонации и горении возможно только для камер одной и той же геометрии при одинаковой системе подачи топливных компонентов и их расходов. В настоящей работе все эти условия были выполнены. Кроме того, необходимо во всех случаях обеспечить полное сгора-

ние топлива. Выполнение этого условия проверялось по критической скорости истечения продуктов из открытого торца камеры —  $v^* = D_{CJ}/(1 + \gamma)$ , где  $\gamma \approx 1.3$  — показатель изоэнтропы продуктов [9],  $D_{CJ}$  — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге для данного соотношения компонентов топлива [10]. По известным значениям  $D_{CJ}$  и  $\gamma$  вычислялось значение  $v^*$ , которое сравнивалось с экспериментальным, определенным по развертке движения светящихся продуктов вдоль продольного окна камеры.

Тепловые потоки в стенку при близких удельных расходах в камере  $g_{\Sigma}$  оказались на порядок ниже, чем при детонации топливно-кислородных смесей [1, 11]. Этого следовало ожидать из-за более низких температур и скоростей потоков продуктов детонации топливно-воздушных смесей. Следует отметить, что для организации обычного турбулентного горения пропанокислородной смеси в камере длиной  $L_c = 100$  мм установки четырех радиальных перегородок оказалось недостаточно [1]. Детонационный режим удалось устранить, однако на длине 100 мм топливная смесь сгорала не полностью. Для осуществления полного сгорания пропанокислородной смеси выходное сечение камеры было дополнительно уменьшено в 4.4 раза, поэтому процесс турбулентного горения при тех же расходах топлива происходил при повышенном давлении в камере. Вследствие этого тепловые нагрузки в стенки были выше, чем при детонации. В настоящей работе установка радиальных перегородок в камере длиной  $L_c = 665$  мм оказалась достаточной для полного перемешивания и сжигания топливной смеси (как ацетиленовоздушной, так и водородовоздушной), что проявилось по равенству средних давлений в камере и давлений торможения в выходном сечении. Поэтому уменьшение выходного сечения камеры до  $\Delta I = 10$  мм с точки зрения повышения полноты сгорания топлива было излишним, однако позволяло проводить сравнение параметров процесса горения с другими случаями.

Как при детонации, так и при обычном горении, наибольший нагрев стенок наблюдался в зоне смесеобразования. В том и другом случае здесь осуществлялось тепловыделение за счет химической реакции в смеси. Максимум регистрируемой температуры при детонации находился в области нижней части детонационного фронта (точки  $C$  на рис. 4), а при горении —

в зоне окончания тепловыделения. С увеличением количества поперечных ДВ зона максимального тепловыделения сужалась. Если в режиме  $n = 1$  ширина поперечной ДВ составляла  $h_1 \approx 18$  см, то при  $n = 2$  она равнялась  $h_2 \approx 12$  см, а при  $n = 3$  —  $h_3 \approx 8$  см. Соответственно передвигалось вверх по течению и положение максимума температуры стенки.

При одинаковых давлениях в камере ширина фронта определяется химической активностью, степенью перемешивания компонентов и геометрией камеры [8]. В камере кольцевой цилиндрической геометрии ацетиленовоздушная смесь сжигалась в одной поперечной ДВ, а водородовоздушная — в двух или трех. И это несмотря на то, что смесь ацетилена с воздухом химически более активна, чем водорода с воздухом (при стехиометрии в стандартных условиях размер детонационной ячейки для первого случая в 1.5 раза меньше, чем для второго [12]). Этот экспериментальный факт указывает на то, что одним из определяющих факторов является качество смесеобразования, которое вследствие большей разницы скоростей водорода и воздуха оказалось лучше для образования их смеси. При этом датчики, попавшие в область детонационного фронта  $BC$  ближе к точке  $B$ , регистрировали достаточно умеренные температуры, несмотря на то, что тепловыделение в их окрестности было максимальным. Естественно предположить, что в области распространения фронта поперечной ДВ происходит регенеративное охлаждение стенок свежей смесью (см. рис. 2 и рис. 4). Каждый участок стенки испытывает периодическую смену воздействия высоких температур и давлений непосредственно за фронтом поперечной ДВ и соприкасается с поступающей свежей смесью. Вниз по потоку (от точки  $B$  к точке  $C$  фронта поперечной ДВ) эффективность регенерации уменьшается ввиду снижения продолжительности контакта холодной смеси со стенкой и увеличением контакта с ней горячих продуктов. Регенерация отсутствует, если смесь поджигается со стороны стенок или если участок стенки попадает в зону вихревого движения продуктов, которое сохраняется на протяжении всего периода времени между смежными поперечными ДВ. В этом случае во всей области вращения фронта поперечной ДВ наблюдаются повышенные тепловые потоки в стенку камеры [11]. Высокая температура регистрируется и в небольшой окрестности ниже точ-

ки  $C$ , где участок шлейфа  $CD$  достаточно интенсивен. Этот результат коррелирует с данными, полученными для пропанокислородной смеси [1].

Нестационарный режим нагрева стенки на некоторой глубине характеризуется тем, что зависимости  $q(t)$  проходят через максимум. Вначале рост  $q$  обусловлен повышением градиентов температур, а затем, по мере роста температуры стенок, их понижением в пограничном слое продуктов и в материале стенки. Расчеты показали, что в условиях данных экспериментов уровни максимальных тепловых потоков в стенку как при детонации, так и при обычном горении близки —  $q = 2.5 \pm 0.2$  МВт/м<sup>2</sup>, а при выходе на стационарный режим составляют  $q \approx 1.5$  МВт/м<sup>2</sup>. Потoki энтальпии через проходное сечение канала  $\Delta = 23$  мм в течение опыта для ацетиленовоздушной смеси составляли  $Q = 450 \div 225$  МВт/м<sup>2</sup>, для водородовоздушной —  $Q = 720 \div 240$  МВт/м<sup>2</sup>. Таким образом, максимальные относительные тепловые потери в стенку камеры  $q^*$  не превышали 0.6 %. При выходе на стационарный нагрев среднее значение  $q$  по длине камеры равнялось  $\approx 1$  МВт/м<sup>2</sup>, а  $q^* \approx 0.45$  %. Для двух стенок кольцевого канала значения  $q^*$  удваиваются. Полученные данные хорошо коррелируют с тепловыми потерями в стенки камер прямооточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД), где они, как правило, не превышают 1 % [13]. Таким образом, уровень тепловых потерь в стенки камеры соизмерим с точностью измерения температур стенок, давлений в камере, скоростей детонации и потока, поэтому при оценке этих параметров в инженерных расчетах и физико-математических моделях течения тепловыми потерями в стенки можно пренебречь. Что касается сжигания топливно-кислородных смесей, то эти потери при необходимости нужно учитывать. Несмотря на то, что тепловые потоки в стенку со временем уменьшаются, при конечной толщине стенок температура их поверхности будет расти, приближаясь к температуре продуктов, превышающей температуру плавления материала стенки (стальной в данном случае). Поэтому при длительных режимах работы стенки требуют принудительного охлаждения.

Зная величину  $q$  и используя выражение  $q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$ , по измеренной температуре на рас-

стоянии  $\Delta x = 0.2$  мм от поверхности стенки ( $T_{0.2}$ ) можно приближенно определить температуру стенки камеры:

$$T_0 \approx T_{0.2} + \Delta T = T_{0.2} + (q/\lambda)\Delta x.$$

В режиме детонации ацетилено- и водородовоздушной смесей за время  $t = 0.5$  с в области распространения фронта поперечной ДВ максимальная температура поверхности стенки камеры превышала измеренную на  $\Delta T = 22$  °С и достигала 240 °С. Отметим, что расход водородовоздушной смеси был на 25 % выше, чем ацетиленовоздушной. По-видимому, в случае детонации водородовоздушной смеси эффективность регенерации выше, чем при детонации ацетиленовоздушной смеси, несмотря на то, что массовая доля горючего в обеих смесях незначительна (3 и 7 % соответственно). Минимальная температура стенки достигалась в середине длины кольцевой цилиндрической камеры или на конце камеры с расширением (точка 5) — около 120 °С. На выходе из цилиндрической камеры (точка 6) в случае звукового истечения продуктов в окружающую среду температура на несколько градусов возрастает, по-видимому, за счет повышенного теплообмена с продуктами. При проникновении скачка уплотнения в канал скорости потока уменьшаются и температура стенки понижается на несколько градусов.

В ЖРД с охлаждаемыми стенками в установившихся тепловых режимах потери в стенке пропорциональны  $p_c^\xi$ , где  $\xi \approx 0.8$  [14]. В данной работе для проточного варианта камеры сгорания и использования воздуха в качестве окислителя при обычном горении наблюдалась слабая зависимость  $q(p_c)$ . При двойном увеличении давления в камере за счет заужения выходного сечения потери в стенке к выходу на стационарный нагрев возросли не более чем на 10 %. Для детонации зависимость  $q(p_c)$  в зоне смесеобразования и конкретных сечениях стенки зависит также от количества волн. Для определения этой зависимости требуются дополнительные исследования.

## ВЫВОДЫ

1. В проточных камерах сгорания, в которых в качестве окислителя используется воздух, уровни тепловых потоков в стенке как при непрерывной спиновой детонации, так и при обычном горении близки и при выходе

на стационарный режим в среднем составляют  $\approx 1$  МВт/м<sup>2</sup> ( $\approx 0.5$  % от потока энтальпии продуктов по сечению канала). Однако необходимо принудительное охлаждение стенок при длительных режимах работы.

2. Как при детонации, так и при горении максимальные тепловые потоки наблюдались в области смесеобразования (тепловыделения). При детонации в области тепловыделения (области распространения фронта детонационной волны) осуществляется регенеративное охлаждение стенок камеры потоком свежей смеси. Эффективность охлаждения уменьшается вниз по потоку ввиду уменьшения времени контакта стенок с поступающей холодной смесью и увеличения времени касания стенок с горячими продуктами. Повышенный нагрев стенок сохраняется и ниже фронта, где регенерация исчезает, но продукты имеют еще высокую температуру.

3. Характер нагрева стенки в зоне вращения фронта поперечной ДВ зависит от количества волн. Чем их больше, тем уже зона максимального тепловыделения. Ниже детонационного фронта или зоны обычного горения тепловые потоки в стенке уменьшаются и приобретают в рассмотренных точках близкие значения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Быковский Ф. А.** Тепловые потоки в стенке камеры сгорания при детонационном и турбулентном режимах горения // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 1. С. 72–75.
2. **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.
3. **Быковский Ф. А.** Высокоскоростной ждущий фоторегистратор // Журн. науч. и приклад. фотографии и кинематографии. 1981. № 2. С. 85–89.
4. **Ракинова Х. А., Трошин Я. К., Щелкин К. И.** Спин у пределов детонации // ЖЭТФ. 1947. Т. 17, № 12. С. 1409–1410.
5. **Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.** Теплопередача. М.: Энергия, 1975.
6. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
7. **Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газах** / Г. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева, Ю. П. Лагутов, В. Н. Ляхов, Ю. М. Фаресов, В. П. Фокеев. М.: Наука, 1986.
8. **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.
9. **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.
  10. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
  11. **Даню Э., Фалемпа Ф., Гети Н., Быковский Ф. А., Ждан С. А.** Детонационный двигатель для космических приложений // Импульсные детонационные двигатели / Под ред. С. М. Фролова. М.: Торус Пресс, 2006. С. 557–568.
  12. **Vasil'ev A. A.** Cell size as main geometric parameter of a multifront detonation wave // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22, N 6. P. 1245–1260.
  13. **Зуев В. С., Скубачевский Л. С.** Камеры сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Оборонгиз, 1958.
  14. **Ракетные двигатели** / М. Баррер, А. Жомотт, Б. Ф. Вебек, Ж. Ванденкеркхове. М.: Оборонгиз, 1962.

*Поступила в редакцию 17/XII 2007 г.,  
в окончательном варианте — 22/VII 2008 г.*

---