

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.

г. Москва

Поступила в редакцию 6/II 1990

УДК 534.46

Ф. А. Быковский

ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ В СТЕНКИ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИОННОМ И ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМАХ ГОРЕНИЯ

Приведены измерения тепловых потоков в стенку кольцевой камеры в режимах горения и непрерывной детонации компонентов пропан — кислород. Показано, что удельные тепловые потоки в стенку камеры при детонационном сжигании существенно ниже, чем при обычном горении.

Вопросы нагрева и охлаждения стенок камер сгорания имеют важное значение в конструировании двигателей и химических реакторов, при этом особое внимание уделяется способам сжигания топлива. В работах [1—3] исследованы режимы сжигания газовых смесей в кольцевых цилиндрических камерах детонационного сгорания (КДС) с помощью поперечных детонационных волн (ДВ). В настоящей работе приведено сравнение тепловых потоков в стенку КДС при детонационном и обычном турбулентном горении в нестационарном тепловом режиме.

Постановка экспериментов

На рис. 1 схематично изображена КДС, образованная цилиндрической поверхностью, внутренней вставкой и головкой. Газовые компоненты (пропан и кислород) поступали в камеру отдельно через два ряда отверстий, равномерно распределенных по окружности головки, и перемешивались в узком слое. Процесс инициировали высоковольтным разрядом на выходе из канала. Для реализации режима обычного горения кольцевой канал разделяли четырьмя радиальными перегородками длиной 40 мм, а сечение канала высотой $\delta = 5$ мм делали уже на выходе до 1 мм. Фотосъемку проводили через продольное окно методом компенсации скорости, когда скорость и направление движения изображения совпадали со скоростью и направлением движения пленки.

Температуру внутренней стенки камеры измеряли четырьмя хромель-алюмелевыми термопарами, установленными от головки на расстоянии 6, 20, 50 и 90 мм (точки 1—4 соответственно). Концы термопарных проволок диаметром 0,3 мм зачеканивались в корпус датчика так, что расстояние от торца датчика до середины проволоки составляло 0,2 мм. Корпуса датчиков, как и стенки КДС, изготовлены из нержавеющей стали Х18Н10Т и вставлены заподлицо с внутренней стенкой камеры. Характеристика термопары практически линейна, поэтому точность измерения температуры T на глубине $x = 0,2$ мм во времени t зависела от профиля $T(x, t)$ и была выше при малых градиентах $\partial T/\partial x$. Характерное время нагрева стенки на толщине 0,2 мм составляло $\sim 0,01$ с, поэтому точность измерения температуры в течение процесса длительностью 0,3 с

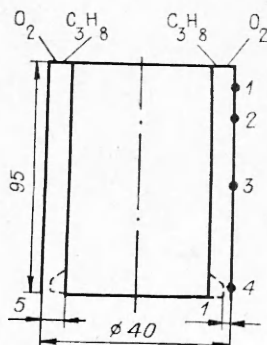


Рис. 1.

достаточно высока. Сигналы с датчиков поступали на осциллограф, отклонение луча которого тарировалось известным напряжением, подаваемым с места подсоединений измерительной цепи к датчикам.

Вычисление плотности теплового потока

Уравнение теплопроводности для нестационарного режима в цилиндрической системе координат и при отсутствии источников тепла имеет вид

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

где r, θ, z — полярные координаты; t — время; $a = \lambda/\rho c$, λ — коэффициенты температуро- и теплопроводности; ρ, c — плотность и удельная теплоемкость среды.

Для упрощения решения (1) принимались следующие допущения:

1) $\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$, так как характерная толщина прогрева стенки $\Delta r = \sqrt{at}$ мала по сравнению с радиусом камеры $r_k = 20$ мм;

2) $\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} = 0$ — температура стенки камеры в каждом поперечном сечении имеет одинаковую величину;

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 координаты r на x :

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

Совместное решение (2) с уравнением для плотности теплового потока через заданную поверхность $q = -\lambda \cdot \partial T / \partial x$ дает [4]

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

Коэффициенты a и λ считаются постоянными. Однако в имеющемся в экспериментах диапазоне температур a изменяется на $\pm 2,5\%$, λ — на $\pm 12\%$ от средних значений, что делает выражение (3) приближенным. Окончательно величина $q(t)$ в месте установки термопар находилась с помощью кусочно-линейной аппроксимации кривой $T(t)$ [5]:

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

где индексом i обозначены значения λ, a, T в начале i -го отрезка времени τ ; $\langle \tau_i \rangle = \tau_{i+1} + \tau_i/2$, значения a и λ брались в соответствии с температурой стали, поэтому частично компенсировалась погрешность, введенная при решении уравнения теплопроводности в допущении постоянства a и λ .

Доля тепла q , отходящая в стенку, от плотности энергии потока Q через поперечное сечение канала f_k (или $f_{кр}$ в критическом сечении) находилась по формуле

$$\bar{q} = \frac{q}{Q} = \frac{q}{HG_r \alpha \cdot 1/f_k}.$$

Здесь H, G_r, α — теплотворная способность горючего, его расход и коэффициент избытка окислителя. При $\alpha > 1$ (обедненная смесь) в расчетах принималось $\alpha = 1$.

Нестационарный нагрев камеры вносит трудности в теоретические оценки тепловых потоков в стенке, так как в процессе нагрева изменяются температура стенки $T_{ст}$, градиенты температур в стенке $\partial T/\partial x$ и в пограничном слое движущихся продуктов $\partial T/\partial n$, коэффициенты теплопроводности стенок $\lambda_{ст}$ и пограничного слоя $\lambda_{п}$. Кроме того, в режиме детонационного сжигания происходит взаимовлияние температуры стенки на структуру поперечных ДВ и течения в ее окрестности. В эксперименте главные закономерности нагрева выявляются достаточно надежно.

Структура поперечных ДВ

На рис. 2 приведена типичная фотография поперечных ДВ, снятая методом полной компенсации скорости, а на рис. 3 изображены наиболее общие элементы развернутой на плоскость ДВ и течения в ее окрестности в системе волны. Детонационный фронт BC распространяется по области натекания свежей смеси I . К нему примыкает шлейф CD — ударная волна в области продуктов детонации II , которые выносятся из камеры на срезе $D-D$. Кривыми со стрелками показаны линии тока, штриховыми — контактные разрывы, штрихпунктирными — границы дозвуковой ($M_z < 1$) и сверхзвуковой ($M_z > 1$) зон (M_z — осевая составляющая числа Маха потока M). Горизонтальные прямые — радиальные



Рис. 2.

плоскости, в которых находились датчики температуры. В данных экспериментах на компонентах пропан — кислород реализовывалась одна поперечная ДВ, распространяющаяся с $D = 2100 \div 2200$ м/с, общий расход газов 60—80 г/с, среднее давление в камере $p_k = 2 \div 2,5$ атм.

Что касается режима горения, то структура турбулентного пламени достаточно хорошо изучена и в данной работе не рассматривалась.

Анализ экспериментальных результатов

Параметры типичных режимов детонации и горения, а также рассчитанные максимальные доли тепла (%), уходящие из потока в стенку камеры в различное для каждой области время, представлены в таблице.

Графики изменения тепловых потоков во времени изображены на рис. 4, а по длине камеры — на рис. 5. Сплошные линии соответствуют режиму детонации, а штриховые — горению. Зависимости $q(L)$ подобны $T(L)$, поэтому для качественной оценки тепловых потоков достаточно рассмотреть осциллограмму $T(t)$ для нескольких датчиков, установленных по длине камеры. Зависимости $\bar{q} = q/Q$ подобны $q(t)$ и $q(L)$ для

Режим	p_k , атм	G_T , г/с	G_D , г/с	α	D , м/с	f_k , см ²	$f_k/f_{кр}$	$Q \cdot 10^{-8}$, Вт/м ²	\bar{q}_{max} (%) в точках			
									1	2	3	4
Детонация	2,27	15	58	1,06	2140	5,5	1	12,2	1,88	2,06	1,24	0,82
Горение	6,57	7,9	40	1,39	—	5,5	4,4	6,4 * 28,2 **	1,61	7,71	3,14	1,46

* Область камеры сгорания.
** Область критического сечения.

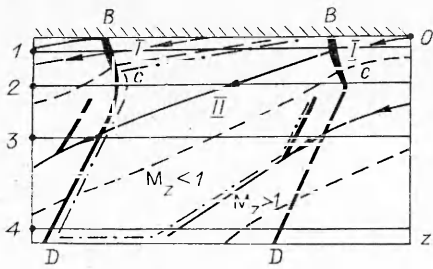


Рис. 3.

канала постоянного сечения в предположении $Q = \text{const}$. В реальных случаях Q несколько снижается вниз по потоку из-за тепловода в стенки. В критическом сечении камеры с заужением $Q_{кр} = Q \cdot f_k / f_{кр}$. Кривые $q(L)$ строились по четырем точкам, которых недостаточно для построения точной зависимости. Однако для наглядности и сравнения режимов удобнее изобразить зависимости графически, не претендуя на точность хода кривой между зафиксированными значениями.

Абсолютная величина q растет с расходом компонентов, а относительное \bar{q} во многом зависит от условий горения или структуры ДВ. Кривые $q(t)$ имеют максимум и уменьшение q идет за счет повышения температуры стенки и понижения градиентов $\partial T / \partial x$ и $\partial T / \partial n$. Зная величину q и используя выражение $q = -\lambda \cdot \partial T / \partial x$, по известной $T_{0,2}$ в месте установки термпар на расстоянии $\Delta x = 0,2$ мм от поверхности стенки, можно приближенно определить температуру стенки камеры

$$T_{ст} \approx T_{0,2} + \Delta T = T_{0,2} + q / \lambda_{ст} \cdot \Delta x.$$

В детонационном режиме с параметрами, приведенными в таблице, максимальная температура стенки в точке 2 составляла ~ 870 К. В режиме горения в критическом сечении (точка 4) максимальная температура стенки ~ 1370 К.

Характер распределения q по длине камеры для детонации в начале процесса и при горении близок. В начале камеры (точка 1) отмечается регенеративное охлаждение стенок. При детонации — это зона максимального тепловыделения, поэтому эффективность регенерации здесь выше. В точке 2 в обоих случаях имеет место q_{max} . Для горения это обусловлено максимумом тепловыделения в этой зоне, а для детонации — отсутствием регенерации, большими флуктуациями скорости потока за шлейфом поперечных ДВ и малой толщиной пограничного слоя. По мере формирования последнего в точке 3 происходит спад q , а затем его возрастание (точка 4). Для режима горения это обусловлено увеличением плотности потока ρu и уменьшением пограничного слоя в критическом сечении. В режиме детонации $\rho u = \text{const}$ (если не считать эффекта вытеснения потока пограничным слоем) и рост q даже при увеличении пограничного слоя объясняется ростом сверхзвуковой области вниз по потоку, имеющей большую температуру за косым скачком CD , чем область $M_z < 1$ до скачка. С течением времени стенки нагреваются и зона $M_z > 1$ сужается [3], что приводит к уменьшению потоков в стенку со снижением градиентов $\partial T / \partial x$ и $\partial T / \partial n$. Следует отметить, что подъем q за зоной распространения детонационного

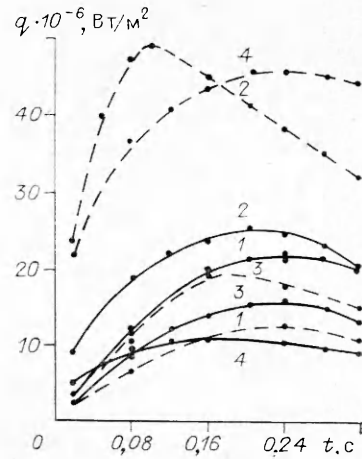


Рис. 4.

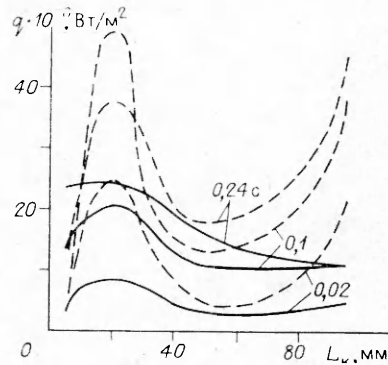


Рис. 5.

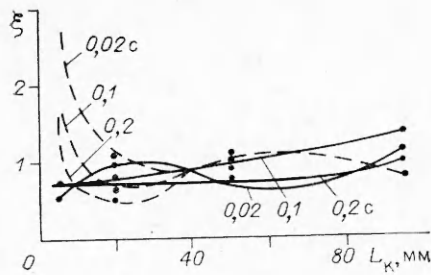


Рис. 6.

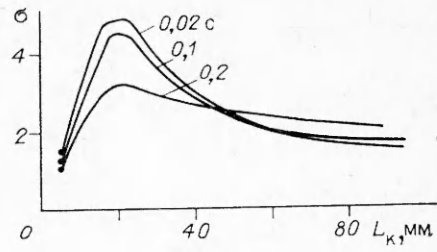


Рис. 7.

фронта BC характерен для детонационного процесса, а подъем q в конце канала — характерная особенность сильных поперечных ДВ. В случае горения максимум q внутри камеры определяется смесеобразованием и может занимать различные положения.

В ракетных двигателях с пристеночным охлаждением при установившихся режимах тепловые потери в стенки пропорциональны p_K^{ξ} ($\xi \approx 0,8$ [6, 7]). В рассматриваемом случае нестационарного теплового нагрева величина ξ существенно изменяется во времени и по длине канала, а для детонационного процесса — дополнительно от структуры ДВ и течения в ее окрестности. С учетом данных по детонационному и обычному сжиганию других топливных компонентов выявлено, что для горения ξ приближается к 0,8 только вблизи критического сечения, где произошло сгорание исходных компонентов. В области смесеобразования $\xi \approx 1,5 \div 3$, а в области максимума тепловыделения $\xi \approx 0,5 \div 1,0$, приближаясь в стационарном режиме к 0,5 (рис. 6). В случае детонации изменение ξ имеет противоположный характер — растет по длине канала и в конце стабилизируется, приближаясь к 1,1—1,27. Большая нестационарность и крутой рост ξ в конце канала наблюдаются вначале процесса, когда явно выражены сверхзвуковые зоны на выходе из камеры.

Отношение потоков в точках 3 и 4 при горении подчиняется закону $q_K/q_{кр} = (f_K/f_{кр})^{0,9}$ [7], а в точках 1 и 2 относительно точки 4 этому закону не подчиняется, так как в этих областях потоки в стенку существенно зависят от смесеобразования.

Сравним относительные тепловые потоки в стенки при горении и детонации, обозначив $\sigma = \bar{q}_r/\bar{q}_d$. Из рис. 7 видно, что при горении значение \bar{q} в среднем в 2,5—3 раза выше, причем σ меняется со временем, а в начале процесса, когда температура стенки невелика, σ в точке 2 больше приведенных средних значений. С ростом $T_{ст}$ σ падает, поэтому принудительное охлаждение стенок камеры явно показывает преимущество детонационного сжигания топлива в отношении нагрева. В конце канала $\sigma \approx 2$. Однако если взять абсолютные значения тепловых потоков при одинаковых расходах, что наиболее важно в практике, то они отличаются в 5—8 раз (см. рис. 4, 5). Это обстоятельство также указывает на преимущество детонационного сжигания, особенно при охлаждении стенок.

Полнота сгорания исходных компонентов в данной работе специально не исследовалась. Однако по степени нагрева стенок и характеру распределения $q(L)$, степени заужения канала $f_K/f_{кр} = 4,4$, характерном для ракетных двигателей [7], по хорошему перемешиванию можно говорить о достаточно полных химических превращениях в камере, что подтверждается и значениями удельных импульсов потока, измеренных в этих камерах ранее.

Полученные результаты противоречат некоторым данным по испытаниям ракетных двигателей, когда при возникновении неустойчивости горения наблюдалось повышение q в 1,5—2 раза [7]. Это, по-видимому, связано с разрушением пристеночного слоя охлаждения, а также с увеличением полноты сгорания при возникновении волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Быковский Ф. А., Клопотов И. Д., Митрофанов В. В. Спиновая детонация газов в цилиндрической камере // Докл. АН СССР.— 1975.— 224, № 5.— С. 1038—1041.
2. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В. Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // ФГВ.— 1980.— 16, № 5.— С. 107—117.
3. Быковский Ф. А. О некоторых свойствах потока при непрерывной детонации в кольцевой цилиндрической камере: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Ташкент, 1986.— С. 16—19.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1953.
5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.— М.: Наука, 1977.— С. 274.
6. Мелькумов Т. М. и др. Ракетные двигатели.— М.: Машиностроение, 1968.— С. 511.
7. Баррер и др. Ракетные двигатели.— М.: Оборонгиз, 1962.— С. 799.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 7/III 1990

УДК 662.536.46

С. Н. Черепнин

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ДОБАВОК И ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГОРЕНИЕ И ОКИСЛЕНИЕ

На основе теории о распространении пламени сделана попытка экспериментально объяснить влияние электрического поля на процессы горения и окисления. Установлено, что с помощью внешнего электрического поля возможно контролировать и управлять процессами зарядки металлических элементов, находящихся в пламени.

Один из важных вопросов — интенсификация процесса горения — решается различными путями, но наиболее перспективен метод воздействия электрического поля на пламя. В настоящее время существуют три вероятных механизма влияния электрического поля на процесс горения [4]: ионный ветер, обусловленный движением ионов и электронов под действием электрического поля, и увеличение ими нейтральных частиц к противоположно заряженному электроду; превращение энергии электрического поля в тепловую в объеме пламени; прямое воздействие электрического поля на развитие химических реакций. Тем не менее механизм влияния электрического поля на горение до сих пор не вполне ясен.

В настоящей работе сделана попытка оценить влияние ионизирующей добавки (раствора NaCl) на собственное электрическое поле пламени и изменения электрического потенциала металлического образца, вводимого в область догорания, при наложении внешнего электрического поля на область подготовки (область перед фронтом пламени). Эксперименты проводили на установке, представленной на рис. 1. На горелке 6 сжигалась смесь пропан-бутан — воздух, подаваемая в горелку из баллона 15, через редуктор 14 и ротаметр 13. Окислитель (воздух) поступал от компрессора 16, через ротаметр 12 и распылитель 8. Растворы солей NaCl различной концентрации, подавались с постоянным расходом 1 см³/мин из сосуда 7 в распылитель 8. Электрический потенциал пламени измеряли с помощью пассивного одноэлектродного зонда 5 (нхромовая проволока диаметром 0,09 мм, запаянная в кварцевый капилляр с наружным диаметром 0,3 мм). Капилляр размещен в направляющей кварцевой трубке. Рабочая часть зонда выдвинута из капилляра на 0,4 мм. Зонд располагался по оси горелки и мог перемещаться в вертикальном направлении с помощью специального координатного устройства 9. Для обеспечения жесткого крепления направляющей керамики и герметизации горелки один ее конец заглушен фторопластовым стака-