

**О ДВУХ РЕЖИМАХ ГОРЕНИЯ
В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ С ЗОНОЙ РЕЦИРКУЛЯЦИИ**

Б. Н. Дубинкин, М. С. Натанзон, А. Э. Чамьян

(Москва)

Цель настоящей работы — исследование влияния термических режимов зоны рециркуляции на режим горения в форсированных топочных устройствах. Особое внимание при этом уделяется режимам горения в области параметров, обеспечивающих самовоспламенение топлива в камере сгорания.

1. Задача рассматривается в простейшей постановке. Камера сгорания (рис. 1) состоит из трубы, в которую через смесительную головку подается предварительно подогретый газообразный окислитель (например, воздух) и жидкое горючее. Координату x вдоль оси камеры будем отсчитывать от сечения смесительной головки. Окислитель и горючее в камеру сгорания подаются в виде отдельных струй. Струи горючего при взаимодействии с потоком газа распадаются на капли. В дальнейшем предполагается, что расход горючего и окислителя равномерно распределен по сечению камеры сгорания. Будем считать, что истечение газа из камеры сверхкритическое.

Разобьем зону горения на две расположенные друг за другом по оси x зоны: рециркуляции, длиной l , и догорания. В зоне рециркуляции имеет место сложная и существенно неоднородная картина полей скоростей, температур и концентраций с весьма большими значениями градиентов всех этих величин в направлении, перпендикулярном оси камеры сгорания. Наличие больших градиентов приводит к интенсивному перемешиванию в поперечном направлении. С другой стороны, конвективные потоки, направленные к начальному сечению $x=0$, способствуют интенсивному перемешиванию вдоль оси x .

Учитывая интенсивное перемешивание и транспорт тепла и вещества продольными конвективными потоками, примем в качестве предельно схематизированной модели, что температура и состав газа в зоне рециркуляции могут быть описаны некоторыми средними значениями. Будем считать, что все параметры газового потока и капель жидкого горючего при переходе через границу зон меняются непрерывно. Геометрия зоны рециркуляции в подобной модели определяется единственным параметром — ее протяженностью, которая при расчетном анализе считается заданной. Грубая оценка значений этой величины может быть осуществлена на основе простейших гидродинамических соображений. Несмотря на приближенность, придающую теории качественный характер, такая модель зоны рециркуляции отражает главное свойство этой зоны — интенсивный перенос тепла и вещества из высокотемпературных зон к вновь поступающей горючей смеси.

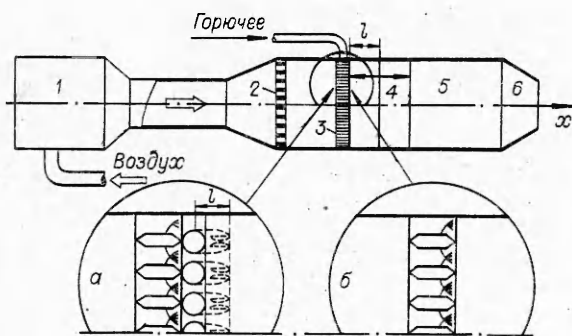


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и расчетная схема.

1 — подогреватель воздуха; 2 — перепаянная решетка; 3 — смешительная головка; 4 — зона горения; 5 — камера сгорания; 6 — сопло.
 а) элементы смешительной головки с рециркуляционными зонами;
 б) без рециркуляционных зон.

Рассматриваемая здесь модель аналогична схеме реактора идеального перемешивания, рассмотренного в свое время Зельдовичем, Вулисом, Франк-Каменецким [1—3].

Наличие движущихся вдоль оси x испаряющихся капель горючего приводит к тому, что модель зоны рециркуляции в отличие от модели реактора идеального перемешивания одномерна (переменные вдоль оси x параметры, характеризующие капли и расход газа).

Оценки, проведенные на основании работы [4], показывают, что для форсированных камер сгорания относительные скорости капель жидкого горючего и газа в зоне горения, возникающие за счет различной инерционности капель и газа, недостаточны, чтобы препятствовать образованию индивидуальных фронтов пламени около капель. Примем, в связи с этим, что химические реакции идут по всему межкапельному пространству. Предполагается, что суммарная кинетика химической реакции может быть описана одним кинетическим уравнением аррениусовского типа. Будем при этом считать, что характерное время испарения существенно больше характерного времени смешения в масштабе расстояния между каплями. Это эквивалентно предположению о том, что в каждом сечении камеры сгорания испарившееся горючее мгновенно перемешивается с продуктами сгорания и окислителем.

Испарение капель предполагается послойным, т. е. все тепло, подводимое к капле, идет на прогрев и испарение поверхностного слоя жидкости. Это эквивалентно предположению, что теплопроводность жидкого горючего $\lambda_{ж} = 0$. Такое предположение оправдано при значениях числа Фурье

$$Fo = a\tau/r^2 < 0,1 \div 0,2,$$

где $a = \lambda_{ж}/c_{ж}\rho_{ж}$ — коэффициент температуропроводности капли; τ — время существования капли; r — радиус капли; $c_{ж}$ — теплоемкость жидкого горючего; $\rho_{ж}$ — плотность жидкого горючего.

2. Для капли жидкого горючего можно записать следующие дифференциальные уравнения:

Уравнение движения капли

$$dV/dx = F/mV, \quad (1)$$

где $F = c_x \cdot \rho (U - V) |U - V| / 2 \cdot \pi r^2$; V , U — скорость капли и газа; m — масса капли; ρ — плотность газа; c_x — коэффициент сопротивления капли; уравнение испарения капли

$$dm/dx = -M/V, \quad (2)$$

где $M = 2\pi r \mu \cdot (v_k - v_\infty) / (1 - v_k) \cdot Nu$ — скорость испарения единичной капли (масса вещества, испаряющаяся с капли в единицу времени); μ — вязкость газа, средняя по пограничному слою капли; v_k — относительная концентрация паров на поверхности капли; v_∞ — относительная концентрация испаряющегося вещества вдали от капли, т. е. в межкапельном пространстве; Nu — число Нуссельта, являющееся функцией числа Re и концентраций v_k , v_∞ и определяемое по формуле (2.155) работы [5].

Уравнение сохранения вещества имеет вид

$$d(\rho U)/dx = g, \quad (3)$$

где ρU — плотность потока газа, усредненная по поперечному сечению камеры; g — скорость газообразования ($g = M \cdot n$, n — плотность капель — число капель в единице объема). Изменением давления вдоль зоны горения пренебрегаем, в связи с чем уравнение количества движения не выписывается.

Скорость горения по межкапельному пространству определяется как объемная скорость образования продуктов сгорания

$$g_x = K \rho^2 v_0 v_r \sqrt{T} \exp[-E/R_v T]. \quad (4)$$

Здесь K — предэкспоненциальный множитель; v_0 , v_r — относительные массовые концентрации окислителя и паров горючего; T — температура газовой фазы; E — энергия активации; R_v — универсальная газовая постоянная (скорость реакции имеет первые порядки по окислителю и горючему). В этом случае $1/(1+k_0) \cdot g_x$ — скорость выгорания паров горючего, $k_0/(1+k_0) \cdot g_x$ — скорость убыли окислителя (k_0 — стехиометрический коэффициент).

В сечении $x=0$ задаются граничные условия:

$$m = m_0, \quad V = V_0, \quad \rho U = (\rho U)_0. \quad (5)$$

Термический режим зоны рециркуляции, а также концентрированный состав в этой зоне могут быть определены из условий баланса тепла и вещества в этой зоне.

Тепло, поступающее в зону рециркуляции Q_I , складывается из двух частей: тепла, выделяющегося за счет химической реакции $\int_0^l H_0 g_x dx$, где H_0 — теплотворная способность топлива, и тепла, поступающего в зону с потоком окислительного газа. Таким образом

$$Q_I = \int_0^l H_0 g_x dx + (\rho U)_0 c_p T_0, \quad (6)$$

где c_p — теплоемкость газа; T_0 — температура окислительного газа, поступающего в камеру сгорания.

Тепло, отводящееся из рассматриваемой зоны Q_{II} , также состоит из двух частей: тепла, идущего на прогрев и испарение капель жидкого горючего $\int_0^l B g dx$, где B — удельный поток тепла к капле, и тепла, выносимого из зоны рециркуляции конвективным потоком. Таким образом,

$$Q_{II} = \int_0^l B g dx + (\rho U)_l c_p T^*, \quad (7)$$

где T^* — температура газа в зоне рециркуляции.

Термический режим зоны рециркуляции определяется условием $Q_I = Q_{II}$ или

$$\int_0^l H_0 g_x dx - \int_0^l B g dx + (\rho U)_0 c_p T_0 - (\rho U)_l c_p T^* = 0. \quad (8)$$

Аналогичные балансы соотношения можно составить для концентраций паров горючего и продуктов сгорания:

$$\int_0^l g dx - \frac{1}{1+k_0} \int_0^l g_x dx - (\rho U)_l v_r^* = 0, \quad (9)$$

$$\int_0^l g_x dx + (\rho U)_0 v_{п0} - (\rho U)_l v_{г}^* = 0, \quad (10)$$

где $v_{п}$ — относительная массовая концентрация продуктов сгорания, $v_{г}^*$, $v_{п}^*$ — соответствующие концентрации в зоне рециркуляции. При этом всегда выполняется условие

$$v_{п} + v_{г} + v_{с} = 1. \quad (11)$$

При заданном давлении P в камере сгорания система дифференциальных уравнений (1) — (3) с граничными условиями (5) и балансные уравнения (8) — (10) определяют значения T^* , $v_{г}^*$, $v_{п}^*$.

На рис. 2 представлен результат одного из расчетов, когда для различных длин зоны рециркуляции l определялись величины Q_I и Q_{II} в зависимости от температуры T^* газовой фазы в этой зоне. Расчеты осуществлялись на ЭВМ методом итераций по переменным T^* , $v_{г}^*$, $v_{п}^*$, значения которых на каждом шаге итерации подставлялись в правые

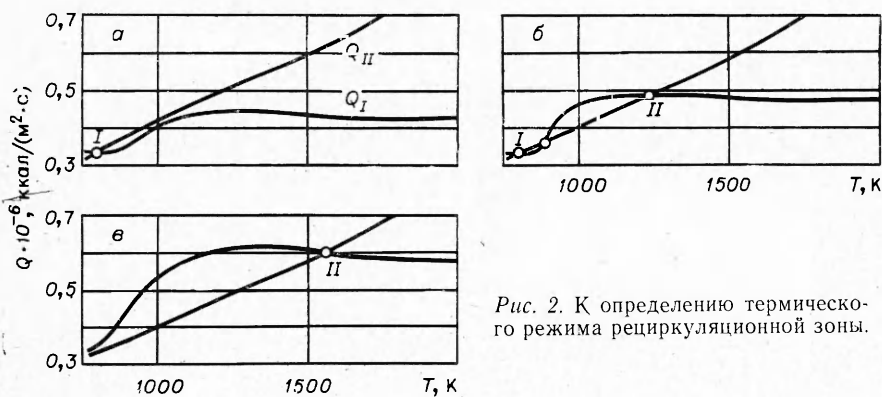


Рис. 2. К определению термического режима рециркуляционной зоны.

части дифференциальных уравнений (1) — (3), а после интегрирования этих уравнений уточнялись по балансным соотношениям (8) — (10).

Пересечение кривых Q_I и Q_{II} определяет термический режим зоны рециркуляции. На рис. 2 видно, что при некоторых значениях l существует только один термический режим в зоне рециркуляции. Например, при $l=10$ мм (рис. 2, а) реализуется низкий термический режим, при $l=25$ мм (рис. 2, в) — высокий термический режим. При промежуточной длине $l=15$ мм (рис. 2, б) возможно существование трех термических режимов. Существование трех режимов представляется вполне естественным в силу уже отмечавшейся аналогии между принятой одномерной моделью зоны рециркуляции и схемой реактора идеального перемешивания.

Роль времени пребывания τ , имеющего определяющее значение для реактора идеального перемешивания, для зоны рециркуляции играет ее длина $l = \int_0^{\tau} U d\tau'$. Характер пересечения кривых Q_I и Q_{II} , представленных на рис. 2, показывает (см. по этому поводу [1, 2]), что в случаях, когда в системе реализуется один режим (рис. 2, а, в), он устойчив, а когда три режима (рис. 2, б), то верхний и нижний режимы статически устойчивы, а средний — неустойчив. В связи с этим в дальнейшем будем говорить о двух термических режимах в зоне рециркуляции.

Постоянство значений T^* , $v_{г}^*$, $v_{п}^*$ по длине зоны рециркуляции эквивалентно предположению о бесконечно большом значении продольных

диффузионных потоков тепла и вещества. В отличие от этого вне зоны рециркуляции будем пренебрегать продольными диффузионными потоками тепла и вещества по сравнению с конвективными. Тогда в зоне догорания систему дифференциальных уравнений необходимо дополнить дифференциальными уравнениями для T , v_r , v_n в следующем виде:

$$\begin{aligned} d/dx \cdot (\rho U c_p T) &= H_0 g_x - B g, \\ d/dx \cdot (\rho U v_r) &= g - 1/(1+k_0) \cdot g_x, \\ d/dx \cdot (\rho U v_n) &= g_x. \end{aligned} \quad (12)$$

Значения T^* , v_r^* , v_n^* , m_i , V_i и $(\rho U)_i$ в сечении $x=l$ являются граничными условиями для дифференциальных уравнений в зоне догорания.

3. На рис. 3 представлены полученные расчетным путем зависимости температуры T^* в зоне рециркуляции от ее длины l для ряда значений начальной температуры T_0 газообразного окислителя. Обращает на себя внимание наличие неоднозначности в зависимости T^* от l . Эта неоднозначность исчезает при достаточно большой начальной температуре (см. кривую с $T_0=900$ К) и проявляется в некотором диапазоне длин зоны рециркуляции. Так, например, из рис. 3 видно, что для $T_0=775$ К при $l=12 \div 20$ мм возможно существование двух режимов. Штриховые участки кривых на рис. 3 в области неоднозначности соответствуют статически неустойчивым режимам. Все расчеты проводились при $E=40000$ кал/моль. Приведена также зависимость T^* от l для $T_0=775$ К при $E < 10000$ кал/моль (штрихпунктирная линия), которая характеризуется отсутствием неоднозначности.

На рис. 4 представлены результаты расчетов, полученные для тех же условий, что и на рис. 2, при фиксированных значениях T_0 . Из рис. 2 и 3 видно, что при $l < 12$ мм и $l > 20$ мм в зоне рециркуляции возможен лишь один термический режим (в первом случае — низкотемпературный, во втором — высокотемпературный). При промежуточных значениях l в зависимости от условий зажигания и других обстоятельств, предшествовавших рассматриваемому моменту времени, возможно существование одного из двух режимов в зоне рециркуляции.

Рассмотрим характер изменения температуры вдоль зоны горения. Режим горения при короткой зоне рециркуляции характеризуется наличием достаточно протяженного низкотемпературного участка, по окончании которого температура газа, как это видно из типичного примера, представленного на рис. 4, а, весьма быстро достигает максимального значения¹. Начало интенсивного горения в этом случае определяется условиями самовоспламенения, на что, в частности, указывает тот факт, что изменение длины зоны рециркуляции в диапазоне $l=12 \div 0$ мм не оказывает какого-либо влияния на температурную кривую, представленную на рис. 4, а.

Аналогичная зависимость для достаточно протяженной зоны рециркуляции, соответствующая высокотемпературному термическому режиму в зоне рециркуляции, представлена на рис. 4, в. Видно, что в зоне

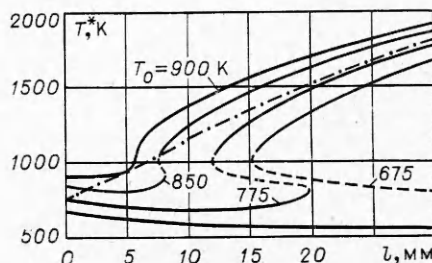


Рис. 3. Зависимость T^* в зоне рециркуляции от длины зоны.

¹ Перегиб температурной кривой после начала интенсивного горения обусловлен эффектом повторного дробления капель, который принимался во внимание при расчетах.

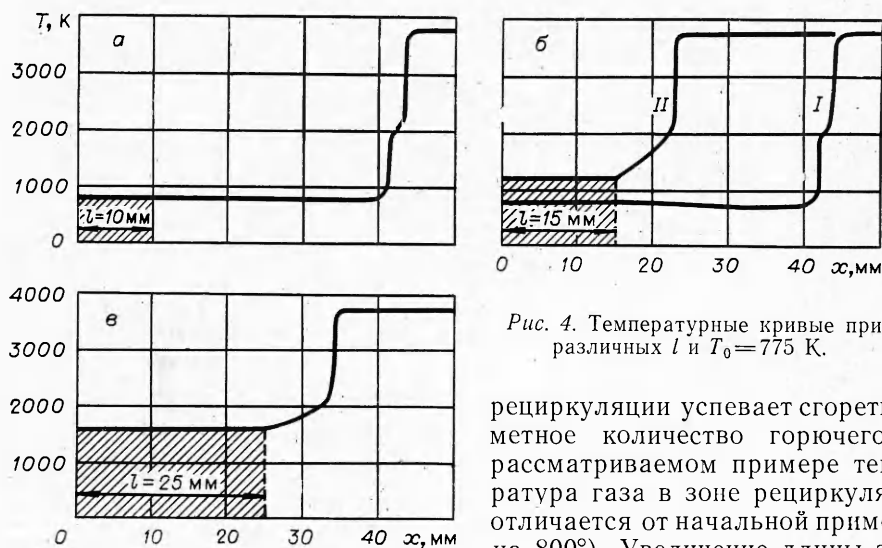


Рис. 4. Температурные кривые при различных l и $T_0 = 775$ К.

рециркуляции успеваеет сгореть заметное количество горючего (в рассматриваемом примере температура газа в зоне рециркуляции отличается от начальной примерно на 800°). Увеличение длины зоны рециркуляции, как это видно из

рис. 3, приводит в этом случае к росту температуры в ней.

На рис. 4, б представлены результаты расчета для некоторой промежуточной длины зоны рециркуляции, когда в зависимости от предыстории процесса возможна реализация высокотемпературного (II) или низкотемпературного (I) термического режима в зоне рециркуляции. В обоих случаях полнота сгорания на достаточно больших расстояниях от сечения $x=l$ практически одинаковая, в то время как характер горения на начальном участке существенно различен. Из этого, в частности, следует, что в подобного рода ситуациях в одной и той же камере сгорания при одинаковых значениях расходов и начальных температур окислителя и горючего и измеряемых значениях полноты сгорания, иными словами при внешне полностью идентичных режимах работы, условия горения на начальном участке, а следовательно, и динамические свойства процесса горения могут иметь совершенно различный характер в зависимости от предыстории процесса (например, особенностей запуска). Это явление может приводить к невоспроизводимости динамических свойств процесса горения (например, устойчивости по отношению к различного рода колебаниям), если об идентичности условий работы камеры сгорания на стационарном режиме судить по обычному комплексу параметров (расходы и начальные температуры компонентов, давление, полнота сгорания). Практически одинаковая полнота сгорания в конце камеры (если последняя имеет достаточную длину) для рассмотренных двух режимов горения является характерной особенностью рассматриваемой ситуации в отличие от случая реактора идеального перемешивания.

При начальных температурах окислительного газа, необеспечивающих самовоспламенение, низкотемпературному термическому режиму в зоне рециркуляции соответствует отсутствие горения в камере сгорания. При достаточно большой длине зоны рециркуляции в ней наряду с этим режимом возможен высокотемпературный термический режим, обеспечивающий практически полное сгорание в зоне догорания. Режимы горения с высокотемпературной зоной рециркуляции могут быть реализованы при достаточной длине зоны рециркуляции и при условии принудительного поджигания практически в неограниченном диапазоне температур T_0 . На рис. 3 приведена зависимость T^* от l при температуре окислительного газа $T_0 = 675$ К, не обеспечивающей самовоспламе-

нения. Видно, что при $l = 20 \div 30$ мм возможно существование высокотемпературного термического режима в зоне рециркуляции при условии принудительного поджигания при $T_0 < 675$ К. Такая ситуация обычно имеет место в различного рода топках, когда температура окислительного газа не обеспечивает условий самовоспламенения.

4. Возможность существования двух термических режимов в зоне рециркуляции может приводить к явлению гистерезиса. На рис. 5 представлена зависимость T^* в зоне рециркуляции от коэффициента избытка окислителя α , характеризующего соотношение расходов окислителя и горючего ($\alpha = 1/k_0 \cdot G_0/G_r$, где G_0 и G_r — расходы окислителя и горючего соответственно). Эта зависимость в некоторых диапазонах значений α , лежащих слева и справа от $\alpha = 1$, неоднозначна. Штриховые участки кривой соответствуют стационарно неустойчивым режимам. При изменении α в направлении, указанном на рис. 5 стрелками, в некоторый момент (при $\alpha = 3,5$ и $\alpha = 0,3$) происходит самовоспламенение, причем в зоне рециркуляции реализуется низкотемпературный термический режим.

Дальнейшее изменение α в направлении к $\alpha = 1$ приводит к скачкообразному переходу на новый термический режим (в точках α'_1 и α''_1). Если теперь двигаться в направлении от $\alpha = 1$, высокотемпературный режим будет существовать вплоть до значений $\alpha = \alpha'_2$, α''_2 , после чего произойдет срыв горения. Рис. 5 наглядно показывает, каким образом характер изменения α (например, в процессе запуска камеры сгорания) может оказать влияние на реализацию того или иного стационарного режима горения в камере сгорания.

Аналогичная картина имеет место при изменении температуры окислительного газа, что следует из зависимостей рис. 3. Таким образом, изменение коэффициента избытка окислителя или температуры окислительного газа приводит к гистерезису T^* .

5. Для экспериментальной проверки основных закономерностей, полученных расчетным путем, была создана установка по схеме, приведенной на рис. 1. Камера сгорания представляет собой трубу диаметром 150 и длиной 600 мм, стенки которой охлаждались водой.

В качестве окислительного газа использовался воздух, подогреваемый до нужной температуры путем сжигания в нем некоторого количества жидкого горючего — этанола. После выравнивания полей температур и скоростей воздух подавался в камеру сгорания в виде плоских струй через смесительную головку — решетку плоских трубок, через отверстия в стенках которых в поток воздуха под углом 45° подавалось жидкое горючее в виде струй диаметром ~ 1 мм. Набегающий поток воздуха дробил эти струи, создавая факел мелкодисперсных капель. При помощи малоинерционных вольфрам-ренийевых термопар можно было измерять температуру газовой фазы непосредственно в камере сгорания на различных расстояниях от места подачи горючего. В конце камеры сгорания устанавливалось сопло диаметром 90 мм, благодаря которому в камере можно было поддерживать давление от 5 до 15 атм (в зависимости от расхода через камеру).

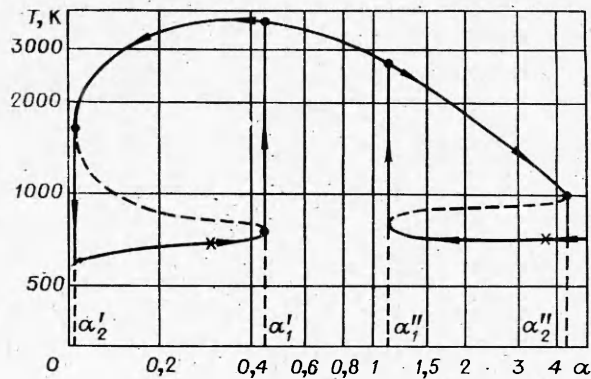


Рис. 5. Явление гистерезиса в зоне рециркуляции при изменении α ($l = 15$ мм, $T = 710$ К).

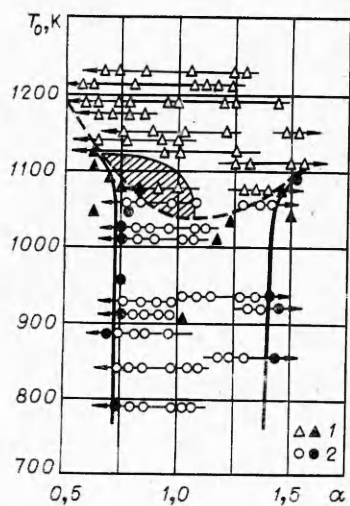


Рис. 6. Границы срыва горения.
1 — без турбулизирующей решетки; 2 — с турбулизирующей
решеткой и принудительным поджиганием.

Система подачи горючего позволяла регулировать его расход и изменять тем самым коэффициент избытка окислителя α . Расход воздуха и его температура в течение одного запуска были постоянными. При достаточно равномерных полях температур и скоростей воздуха на входе в зону горения и достаточно равномерном распределении жидкого горючего по сечению камеры сгорания можно было ожидать, что процесс в камере сгорания будет близок к одномерному, для которого и производились расчеты.

Чтобы создать зону рециркуляции, за решеткой плоских трубок устанавливалась турбулизирующая решетка, за которой реализовались рециркуляционные зоны. Размерами и конфигурацией трубок турбулизирующей решетки можно было менять интенсивность и геометрические размеры зон рециркуляции.

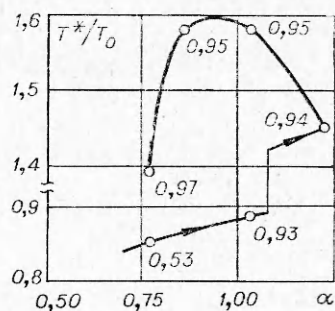
В эксперименте проводились замеры температуры газовой фазы в камере сгорания и фиксировались режимы воспламенения и срыва горения. Эксперименты проводились как с турбулизирующей решеткой, так и без нее. Установлено, что при отсутствии турбулизирующей решетки (т. е. при практическом отсутствии зон рециркуляции) горение в камере сгорания возможно только при условии самовоспламенения. Измерение температур на этих режимах показало наличие довольно протяженной (порядка 30÷50 мм) зоны, температура газа в которой была ниже температуры воздуха, поступающего в камеру сгорания.

Установка турбулизирующей решетки значительно расширяет область существования горения в плоскости параметров T_0 , α . При этом появляются области, где горение возможно только при принудительном поджигании. Область самовоспламенения при наличии зон рециркуляции осталась практически такой же, как и при отсутствии зон рециркуляции. На рис. 6 приведены экспериментальные границы срыва горения в координатах T_0 , α . Штриховой линией показана граница срыва горения, полученная без турбулизирующей решетки; она практически совпадает с границей самовоспламенения. Сплошной линией показаны границы срыва при наличии турбулизирующей решетки. При $T_0 < 1050$ К горение возможно при наличии турбулизирующей решетки и при принудительном поджигании. Линиями соединены экспериментальные точки, соответствующие замерам в процессе одного запуска. Стрелки указывают направление изменения α в процессе одного запуска. Зачерненные точки соответствуют погасанию (срыву горения).

Замеры температуры в зоне рециркуляции показали, что в некотором диапазоне температур T_0 при значениях T_0 и α , соответствующих условиям самовоспламенения, наблюдаются гистерезисные явления. На рис. 6 область проявления гистерезиса заштрихована.

Температура в процессе запуска фиксировалась непрерывно по времени. Расходы, давление и α замерялись дискретно на установившихся режимах в соответствии с дискретным изменением расхода горючего. Ход эксперимента был следующим. Камера сгорания запускалась при $\alpha = 0,6 \div 0,7$ в режиме самовоспламенения. Далее α увеличивалось и термопара фиксировала при этом температуру газовой фазы, меньшую T_0 . Полнота горения при этом соответствовала практически полному сго-

Рис. 7. Результаты измерений температуры в зоне рециркуляции (гистерезис по α).



ранию. При некотором значении α (вблизи $\alpha=1$) температура, фиксируемая термпарой в зоне рециркуляции, скачком возрастала на $500 \div 600^\circ$ и при дальнейших изменениях α как в сторону возрастания, так и в сторону уменьшения, оставалась на высоком уровне. Зависимость T от α на рис. 7 получена путем совмещения непрерывной записи температуры с дискретными значениями α . На этой зависимости отмечены значения полноты сгорания, определенные по замерам давления в камере сгорания.

Проведенные эксперименты подтверждают, что в определенном диапазоне значений T_c и α возможно существование двух термических режимов в рециркуляционных зонах, реализация которых зависит от предыстории процесса. Обычно измеряемые параметры камер сгорания (расходы и температуры компонентов, давление, полнота сгорания) не позволяют при достаточной длине камеры сгорания определить характер термического режима в рециркуляционной зоне, оказывающего существенное влияние на динамические свойства рабочего процесса.

Поступила в редакцию 9/X 1976,
после доработки — 22/XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1941, XI.
2. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., ГЭИ, 1954.
3. А. Д. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
4. Л. А. Клячко, А. В. Кудрявцев. ПМТФ, 1963, 6.
5. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964.

ИЗУЧЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В БОЛЬШИХ ОБЪЕМАХ. II. СМЕСИ ПРОПАНА С ВОЗДУХОМ

В. Н. Кривулин, Е. А. Кудрявцев, А. Н. Баратов,
И. С. Глухов, В. Л. Павлова

(Москва)

Известно [1, 2], что существуют горючие газовые смеси, пламя по которым неспособно распространяться в стандартной трубе. При воспламенении таких смесей в больших объемах [2] возможно их частичное или полное выгорание. Факторы, влияющие на пределы воспламенения и степень выгорания при распространении пламени в околопредельных смесях, рассмотрены в [1—5]. Некоторые из них до сих пор малоизучены. Возникновение турбулентного горения, вызванное ис-