ний. Если в момент, предшествующей выходу из депрессии, возмутить фронт локальной вспышкой, то вдоль прогретого слоя исходного фронта будет распространяться новый, нестационарный фронт горения. По мере выгорания прогретого слоя температура перед нестационарным фронтом падает, соответствующие его участки переходят в состояние депрессии с образованием нового прогретого слоя. В поперечном направлении нестационарный фронт распространяется либо до выхода на адиабатическую границу, либо до столкновения с другим нестационарным фронтом. Из-за наличия избытка энтальпии в нестационарном фронте во время столкновения происходит вспышка, вещество перегревается, образуется новое высокотемпературное возмущение с образованием «отраженного» нестационарного фронта горения, что приводит к неограниченному продолжению процесса (см. рисунок, *а*).

Следует указать на существование характерного размера неоднородности, который регулируется двумя факторами. Слишком малым он не может быть из-за диссипативных процессов (малые неоднородности успевают сгладиться), слишком большим не может быть из-за существования собственного периода одномерных пульсаций (время между двумя столкновениями нестационарного фронта должно быть меньше периода одномерной пульсации). С увеличением ширины пластины размер неоднородности увеличивается до определенного предела, затем происходит увеличение числа неоднородностей (количество внутренних столкновений). Размер неоднородности зависит от свойств горючего и условий горения. Сформулированная выше тенденция иллюстрируется на рисунке, *б*.

Поступила в редакцию
21/XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, **7**, 1, 19.
2. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1971, 5, 51.
3. Т. П. Ивлева, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский. Докл. АН СССР, 1977, **239**, 5, 1086.
4. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1977.
5. А. И. Вольперт, С. И. Худяев. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. М., Наука, 1975.
6. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 1.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.

ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ В КАМЕРЕ С ИСТЕЧЕНИЕМ

Л. К. Гусаченко
(Томск)

Известно, что многие унитарные (не нуждающиеся в окислителе) твердые топлива имеют довольно протяженную зону догорания в газовой фазе. Если за время пребывания в камере не успевает завершиться реакция догорания, изменяются характеристики истечения из камеры и давление в ней (см. [1]). Время пребывания зависит от конструкции камеры и расположения в ней топлива и должно вычисляться при конструировании, однако в настоящее время оно оценивается, как правило, весьма приближенно, что приводит к увеличению числа дорогостоящих экспериментов при отработке. В настоящей работе методами, применяемыми обычно для химических реакторов, вычисляется время пребывания для наиболее распространенного вида распределения топлива по камере.

1. Подходя к газогенератору, как к химическому реактору, покажем следующее: в стационарном режиме для произвольной конструкции камеры, при любом распределении в ней плотности газа (а также источников и стоков) справедливо выражение для среднего интегрального (по массовому расходу) времени пребывания

$$t_{\text{ср}} = M/M^*. \qquad (1)$$

Здесь M — масса газа в камере; M^* — общий массовый секундный расход газа (здесь и далее сепарация неоднородного потока, имеющая место, например, при закрутке, не учитывается). Для вывода (1) представим, что в течение времени $0<t<\delta t$, весьма короткого по сравнению с $t_{\text{ср}}$, поступавший в камеру газ (продукты сгорания) каким-то образом метился. В дальнейшем непрерывно измерялась масса δM меченого газа, еще оставшегося в камере. График $\delta M/\delta M_0=f(t)$ является характеристикой реактора: из способа его получения следует, что $f(t)$ есть доля, которую в общем расходе составляет газ со временем пребывания, большим t. Здесь $\delta M_0=\delta M(\delta t)$.

Теперь учтем, что в данный момент в камере газ с «возрастом» τ, введенный за промежуток времени $\delta\tau$ в количестве $\delta M_0=M^*\delta\tau$, остался в количестве $\delta M=f(\tau)M^*\delta\tau$. Суммируя массы газа всех «возрастов», получим общую массу газа в камере

$$M = M^* \int_0^\infty f(\tau)\,d\tau. \quad (2)$$

Из (2) следует ограниченность площади под кривой $f(\tau)$. Представим эту площадь в виде

$$M/M^* = \int_0^1 \tau(f)\,df. \quad (3)$$

Если учесть, что f можно понимать как соответствующую долю полного расхода, становится ясно, что правая часть (3) есть среднее интегральное по расходу времени пребывания, и (3) совпадает с (1).

2. Ценность для практики выражения (1) зависит от того, насколько зависимость $f(t)$ близка к ступеньке, характерной для реактора идеального вытеснения. Можно представить конструкцию, в которой 10% газа проходит через зону, которую можно назвать почти застойной, и имеет время пребывания в 10 превышающее время $t_р$, потребное для завершения реакций, а остальные 90% имеют время пребывания меньше $t_р$. Согласно (3), в этом случае получится $t_{ср}>t_р$, что может привести к ошибочным выводам. Поэтому желательно знать $f(t)$.

Найдем $f(t)$ для двух работающих в стационарном режиме последовательно соединенных реакторов, имеющих соответственно характеристики $f_1(t)$ и $f_2(t)$. Последовательное соединение означает, что во второй реактор газ поступает только из первого. В момент $t=0$ (точнее, за время δt) в реакторе I появилась масса меченого газа δM_0, к моменту t этого газа в нем останется $\delta M_1=f_1(t)\delta M_0$. Все это время на каждом интервале $d\tau$ в реактор II поступала меченая масса $(\delta M_1)'d\tau = -\,\delta M_0 f_1'(\tau)\,d\tau$, и ко времени t в реакторе II масса меченого газа определится из формул

$$\begin{gathered} \delta M_2 = -\int_0^t \delta M_0 f_1'(\tau)\, f_2(t-\tau)\,d\tau, \\ f(t) = (\delta M_1+\delta M_2)/\delta M_0 = f_1(t) - \int_{\tau=0}^{t} f_2(t-\tau)\,df_1(\tau). \end{gathered} \quad (4)$$

В приведенном выводе следует полагать $\delta t\ll d\tau$. Рассмотрим случай, когда в реакторе II происходит идеальное перемешивание. Тогда (приводим без вывода)

$$f_2(t) = \exp(-tM^*/M_c), \quad (5)$$

где M_c — масса газа в реакторе II. Предполагаем, что течение в реакторе I можно описать в одномерной постановке, считая идеальным поперечное перемешивание и пренебрегая продольным. В нестационарном случае каждая линия тока, приходя в конец реактора ($x=L$), «приносит» свою функцию $f_1(t)$. Для газовой частицы, вошедшей в поток в сечении x, время пребывания

$$t = \int_x^L dx/v \quad (6)$$

(здесь v — скорость). Доля в общем расходе (в конце траектории) газа с временем пребывания, большим t, т. е. $f_1(t)$ находится как

$$f_1 = M^*(x)/M^*(L), \quad M^*(x) = \int_0^x m\,dS(x) \quad (7)$$

(S — поверхность горения; m — массовая скорость горения). Интегралы в (6), (7) берутся вдоль траектории. Формулы (6), (7) дают параметрическую зависимость $f_1(t)$ с параметром x. Зависимости (6), (7) взаимно однозначные, поэтому найденную численно (7) можно представить в виде $x(f_1)$, тогда из (4)—(6) следует

$$t(f_1) = \int\limits_{x(f_1)}^{L} dx/v,$$

$$f = f_1 + \int\limits_{f_1}^{1} \exp\left\{-[M^*(L)/M_c] \int\limits_{x(f_1)}^{x(\varphi)} dx/v\right\} d\varphi. \qquad (8)$$

Уравнения (8) задают параметрическую зависимость $f(t)$ с параметром f_1.

В стационарном случае можно ввести функцию ψ зависимости относительной массы газа в газодинамическом тракте $M(x)/M(L)$ от $f_1 = M^*(x)/M^*(L)$, тогда (8) примет вид

$$t(f_1) = [M(L)/M^*] \int\limits_{\sigma=f_1}^{1} [d\psi(\sigma)/\sigma],$$

$$f = f_1 + \int\limits_{\varphi=f_1}^{1} \exp\left\{-[M(L)/M_c] \int\limits_{\sigma=f_1}^{\varphi} [d\psi(\sigma)/\sigma]\right\} d\varphi. \qquad (9)$$

В наиболее простом случае, когда плотность ρ и массовую скорость m газовыделения всюду можно считать одинаковыми, входящая в (9) величина ψ становится геометрической характеристикой реактора I: это зависимость относительного объема газодинамического тракта $W(x)/W(L)$ от относительной поверхности горения $S(x)/S(L)$. Если при этом в реакторе I горение идет по поверхности цилиндрического канала, из (9) можно получить $f(t)$ в явном виде:

$$f = \left[\frac{M(L)}{M_c} \exp\left(-\frac{M^*}{M(L)} t\right) - \exp\left(-\frac{M^*}{M_c} t\right)\right] \Big/ \left[\frac{M(L)}{M_c} - 1\right]. \qquad (10)$$

Зависимость (9) предлагается для использования при проектировании камер сгорания. Эксперименты по проверке (9) (за исключением описанных в [1], выявивших лишь качественную картину явления) не проводились ввиду сложности количественного измерения $f(t)$. О степени недогорания можно судить и по тяге, но для достижения необходимой точности требуется довольно большой массовый расход.

Поступила в редакцию
10/VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Гусаченко, Л. Н. Ревягин, А. В. Филиппов. ФГВ, 1979, 15, 6.

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ФАКЕЛА ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ

Б. П. Устименко, О. С. Ткацкая, С. С. Игликов
(Алма-Ата)

Активное воздействие на процесс горения и управление факелом с помощью регулируемой начальной закрутки потока [1, 2] широко применяется в топочной технике, хотя и недостаточно изучено. Для получения недостающих данных в настоящей работе проведены измерения полного и статистического давления, температуры и концентрации компонентов газа во всем поле течения закрученного газового факела, образованного при истечении в спутный поток воздуха струи топлива (однородной смеси пропан — бутана и воздуха). Коэффициент избытка воздуха изменялся в пределах $0{,}3 \leqslant \alpha \leqslant 1{,}25$, а начальная температур смеси $T_0 \approx 300$ К.

Горючая смесь из специального смесителя истекала через профилированное сопло с выходным диаметром 20 мм при поджатии, равном 20. Скорость истечения менялась в пределах от 20 до 85 м/с, число Рейнольдса $\mathrm{Re} = 22 \cdot 10^3$. Параметр спутности $m = \left(\rho v_x^2\right)_n / \left(\rho v_x^2\right)_0$ (отношение импульсов аксиальных компонентов скорости струи на выходе из сопла и скорости потока) варьировался в интервале $0 \leqslant m \leqslant 2{,}5$, а ин-