

4. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская.— В сб. Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
5. А. Г. Мержанов. Теория безгазового горения. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка. 1973.
6. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1.
7. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1972, 204, 5.
8. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова и др. ФГВ, 1972, 8, 2.
9. Н. П. Новиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. Термодинамический анализ реакций самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. Препринт ОИХФ, Черноголовка, 1975.
10. Х. Дж. Гольдшмидт. Сплавы внедрения. Т. 2. М., «Мир», 1971.
11. В. И. Итин и др. Известия вузов. «Физика», 1975, 3, 133.

**ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ  
ДЛЯ УЧЕТА МОЛЕКУЛЯРНОГО СМЕШЕНИЯ  
ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ГОРЕНИИ НЕПЕРЕМЕШАННЫХ ГАЗОВ**

*В. Л. Зимонт, Е. А. Мещеряков, В. А. Сабельников*

(Москва)

Согласно [1], при турбулентном смешении перемешанных потоков горючего и окислителя перемешивание в среднем не означает перемешивания до молекулярной однородности, определяющей протекание химических реакций. Неоднородность смешения в каждой точке турбулентного потока при статистическом описании наиболее полно определяется плотностью распределения вероятности (ПРВ) мгновенных значений концентрации пассивной примеси. Поэтому ее определение — одна из основных задач при построении методов расчета турбулентных реагирующих потоков, учитывающих неоднородность смешения, и связанные с этим эффекты. В [2] установлено, что к задаче о диффузии пассивной примеси сводится задача о горении перемешанных газов при равенстве коэффициентов переноса концентраций и температуры, при скорости химического реагирования, намного превышающей скорость молекулярного смешения.

В литературе известны попытки построения ПРВ (или  $p(c)$ ), где  $c$  — мгновенное значение концентрации пассивной примеси), описывающих процесс молекулярного смешения нереагирующих и реагирующих струй как в рамках интегральных методов расчета [3]—[5] (в этих работах использовались кинематические представления о случайных перемещениях по пространству мгновенного слоя молекулярного смешения), так и при численном интегрировании осредненных дифференциальных уравнений переноса в турбулентных потоках [6], [7] (в этих работах функция  $p(c)$  восстанавливалась на основании известных значений средней концентрации и дисперсии). При этом либо пренебрегается явлением перемежаемости [1], [6], либо в случае ее учета предложенные для  $p(c)$  аппроксимации приводят к необходимости выполнения громоздких вычислительных операций на каждой расчетной ячейке [7].

В настоящей статье предлагается модель для определения ПРВ в каждой точке потока, конструируемая на основании известных значений средней концентрации  $\langle c \rangle$  и дисперсии  $\sigma^2$  пассивной примеси, определяемых из соответствующих полуэмпирических уравнений. Модель проста в вычислительном отношении и учитывает основные теоретические и экспериментальные результаты относительно молекуляр-

ного смешения в турбулентных потоках, включая перемежаемость.

Для ПРВ концентрации в турбулентных потоках в принципе можно получить уравнения и решать их наряду с уравнениями движения. Такие уравнения (в конечном счете полуэмпирические) для некоторых простейших случаев турбулентных течений несжимаемой жидкости получены в [8], [9] из точных уравнений гидромеханики, а в работах [10], [11] — из модельных уравнений Ланжевена для пульсирующих величин. Теоретический анализ этих уравнений даже в случае жидкости постоянной плотности возможен лишь в частных случаях (см., например, [8]—[10]), а численная реализация слишком сложна и трудоемка даже в простейших для целей турбулентного горения случаях. Поэтому на данном этапе более целесообразен подход, использующий приближенные модели для ПРВ, отражающие существенные особенности явления. При таком подходе ПРВ в каждой точке потока восстанавливается, исходя из знания нескольких первых моментов поля концентраций.

### 1. Аппроксимация для плотности распределения вероятности

Согласно экспериментальным данным (см., например, [12, 13]), ПРВ в каждой точке потока в общем случае диффузии пассивной примеси имеет вид

$$p(c) = \gamma_0 \delta(c) + \gamma_1 \delta(c-1) + \gamma p_i(c). \quad (1.1)$$

Здесь  $0 \leq c \leq 1$  — концентрация пассивной примеси;  $\gamma_0, \gamma_1$  — вероятности наблюдения в данной точке пространства значений концентрации  $c=0, c=1$  соответственно;  $\gamma$  — коэффициент перемежаемости, вероятность наблюдения всех промежуточных концентраций, или, другими словами, слоев смещения;  $\delta(c)$  и  $\delta(c-1)$  — дельта-функции Дирака;

$p_i(c)$  — ПРВ в слое смещения. Из условия нормировки  $\int_0^1 p(c) dc =$

$$= \int_0^1 p_i(c) dc = 1 \text{ имеем } \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma = 1.$$

Если интенсивность пульсаций концентрации мала  $\sqrt{\langle c^2 \rangle} / \langle c \rangle \ll 1$ ,  $\langle c \rangle \leq 0,5$ , то, согласно [8, 9], функция  $p(c)$  близка к гауссовской кривой (нормальный закон),  $\gamma_0 \approx \gamma_1 \approx 0$  и  $p(c)$  определяется первыми двумя моментами — средней концентрацией  $\langle c \rangle$  и дисперсией  $\sigma^2$

$$\langle c \rangle = \int_0^1 c p(c) dc, \quad \sigma^2 = \langle (c - \langle c \rangle)^2 \rangle.$$

В другом гипотетическом предельном случае максимально больших значений  $\sigma^2 = \langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)$ , имеющих место при отсутствии молекулярного обмена (так называемое «черно-белое» смешение [3]), функция  $p(c)$  имеет вид  $p(c) = \gamma_0 \delta(c) + \gamma_1 \delta(c-1)$ ,  $\gamma_0 = 1 - \langle c \rangle$ ,  $\gamma_1 = \langle c \rangle$ .

В [8] при достаточно общих предположениях показано, что при  $\gamma \rightarrow 0$   $p_i(c)$  также асимптотически определяется через  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$ . При этом интенсивность пульсаций в слоях смещения  $(\sigma_i^2)^{1/2} / \langle c \rangle_i = \text{const} = 0,555$  (принято обозначение  $\langle f \rangle = \int f(c) p_i(c) dc$ ), что находится, как отмечалось в [8], в хорошем соответствии с экспериментальными значениями  $(\sigma_i^2)^{1/2} / \langle c \rangle_i$ , лежащими в диапазоне  $0,5 \div 0,7$  [14].

Рассмотрим наиболее простую аппроксимацию  $p(c)$ , которая сохраняет основные свойства ПРВ, перечисленные выше. Будем считать, что  $p(c)$  при отсутствии перемежаемости ( $\gamma = 1$ ) и  $p_i(c)$  при ее наличии

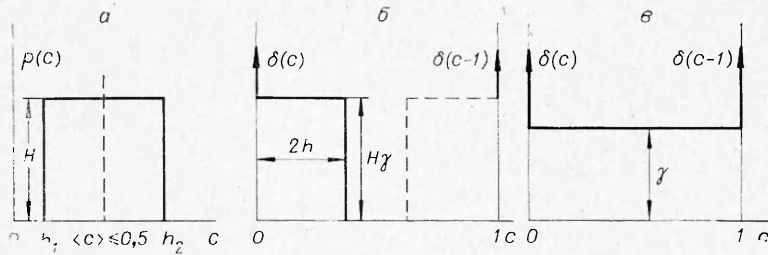


Рис. 1.

( $\gamma < 1$ ) — прямоугольники (рис. 1). Параметры прямоугольников и коэффициенты перемежаемости будут найдены из условия нормировки и совпадения значений  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$  при такой аппроксимации с их действительными значениями.

Для малых значений пульсаций концентрации функция  $p(c)$  имеет вид (рис. 1, а)

$$p(c) = H[\theta(c - h_1) - \theta(c - h_2)], \quad 0 \leq c \leq 1, \quad (1.2)$$

где  $\theta(x)$  — функция Хевисайда,  $\theta(x) = 1$  при  $x \geq 0$ ,  $\theta(x) = 0$  при  $x < 0$ ;  $H = (2\sqrt{3}\sigma)^{-1}$ ;  $h_1 = \langle c \rangle - \sigma\sqrt{3}$ ;  $h_2 = \langle c \rangle + \sigma\sqrt{3}$ . Выражение (1.2) справедливо при ограничениях  $\sigma/\langle c \rangle \leq 1/\sqrt{3}$  для  $\langle c \rangle \leq 0,5$  и  $\sigma/(1 - \langle c \rangle) \leq 1/\sqrt{3}$  при  $\langle c \rangle \geq 0,5$ . В тех случаях, когда имеет место знак равенства, прямоугольник достигает значений  $c = 0$  или  $c = 1$ .

При  $\langle c \rangle < 0,5$  и  $1/\sqrt{3} < \sigma/\langle c \rangle \leq \sqrt{2/3} \cdot 1/\langle c \rangle - 1$

$$p(c) = \gamma H[\theta(c) - \theta(c - 2h)] + (1 - \gamma)\delta(c), \quad (1.3)$$

где  $h = \langle c \rangle/\gamma$ ;  $H = 1/2h$ ;  $\gamma = 4/3 \frac{\langle c \rangle^2}{\sigma^2 + \langle c \rangle^2}$ ;  $\sigma_i^2 = \frac{1}{3} \frac{\langle c \rangle^2}{\gamma^2}$ . При  $1 \geq \langle c \rangle \geq 0,5$  и  $1/\sqrt{3} < \sigma/(1 - \langle c \rangle) \leq \sqrt{2/3} \cdot 1/(1 - \langle c \rangle) - 1$

$$p(c) = \gamma H[\theta(c - 1 - 2h) - \theta(c - 1)] + (1 - \gamma)\delta(c - 1), \quad (1.4)$$

где  $h = \frac{1 - \langle c \rangle}{\gamma}$ ;  $H = \frac{1}{2h}$ ;  $\gamma = 4/3 \frac{(1 - \langle c \rangle)^2}{\sigma^2 + (1 - \langle c \rangle)^2}$ ;  $\sigma_i^2 = \frac{1}{3} \frac{(1 - \langle c \rangle)^2}{\gamma^2}$ .

Вид  $p(c)$  согласно (1.3) и (1.4) показан на рис. 1, б, соответственно сплошной линией и штрихом. В тех случаях, когда знак неравенства заменяется знаком равенства, прямоугольник распределения достигает значений  $c = 1$  или  $c = 0$ .

При  $\sqrt{2/3} \frac{1}{\langle c \rangle} - 1 \leq \frac{\sigma}{\langle c \rangle} \leq \sqrt{\frac{1}{\langle c \rangle} - 1}$  для  $0 \leq \langle c \rangle \leq 0,5$

и при  $\sqrt{2/3} \frac{1}{(1 - \langle c \rangle)} - 1 \leq \frac{\sigma}{1 - \langle c \rangle} \leq \sqrt{\frac{1}{1 - \langle c \rangle} - 1}$  для  $0,5 \leq \langle c \rangle \leq 1$

$$p(c) = \gamma_0 \delta(c) + \gamma_1 \delta(c - 1) + \gamma[\theta(c - 0) - \theta(c - 1)], \quad 0 \leq c \leq 1, \quad (1.5)$$

где  $\gamma_0 = 1 - \langle c \rangle - 3[\langle c \rangle(1 - \langle c \rangle) - \sigma^2]$ ;  $\gamma_1 = \langle c \rangle - 3[\langle c \rangle(1 - \langle c \rangle) - \sigma^2]$ ;  $\gamma = 6[\langle c \rangle(1 - \langle c \rangle) - \sigma^2]$ ;  $\sigma_i^2 = 1/12$ . Вид  $p(c)$  согласно (1.5) показан на рис. 1, в.

Выражения (1.2) — (1.5) при изменении значений  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$  описывают непрерывный переход между распределениями, показанными на рис. 1. При наличии перемежаемости интенсивность пульсаций в слоях смешения согласно (1.3) — (1.5)  $\sigma_i/\langle c \rangle_i = 1/\sqrt{3} \approx 0,58$ , что близко к отмеченным выше теоретическим и экспериментальным значениям.

Рассмотренная аппроксимация хорошо описывает распределение коэффициента перемежаемости  $\gamma$  в поперечных сечениях изотермической струи. На рис. 2 представлено такое сопоставление с данными

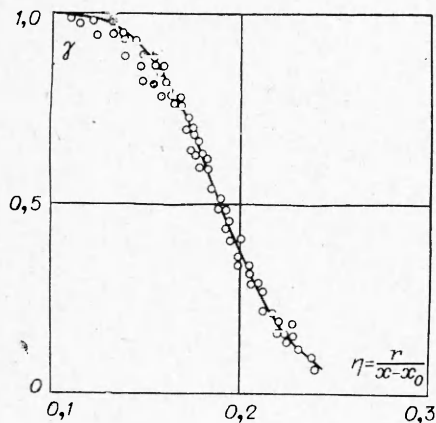


Рис. 2.

работы [14] для автомодельного участка. Из этой работы взяты также значения  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$  ( $r_0$  — начальный радиус струи;  $r, x$  — поперечная и продольная координата; кривая — расчет; точки — эксперимент [14];  $x_0 = 4,8 r_0$ ).

## 2. Уравнения для средней концентрации и дисперсии

Соотношения (1.2) — (1.5) можно рассматривать как аппроксимирующую функцию, выражающую  $p(c)$  через первые два момента  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$ . Поскольку уравнение для  $p(c)$  (для несжимаемой жидкости) известно [8]:

$$\frac{\partial p(c, \vec{x}, t)}{\partial t} + \langle u_\alpha \rangle \cdot \frac{\partial p(c, \vec{x}, t)}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \times [q_\alpha / \sigma^2 \cdot (c - \langle c \rangle) p(c, \vec{x}, t)] = -\langle N \rangle \cdot \partial^2 p_i / \partial c^2, \quad (2.1)$$

где  $q_\alpha = \langle (u_\alpha - \langle u_\alpha \rangle) (c - \langle c \rangle) \rangle$  — поток веществ;  $\langle N \rangle = 2D_m \langle (\partial c / \partial x_\alpha)^2 \rangle$  — скалярная диссипация, характеризующая скорость молекулярного смешения, то для определения  $p(c)$  можно воспользоваться методом моментов. С помощью аппроксимирующих функций можно получить из (2.1) уравнение для  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \langle u_\alpha \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial q_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial t} + \langle u_\alpha \rangle \frac{\partial \sigma^2}{\partial x_\alpha} = \underbrace{-2q_\alpha \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_\alpha}}_I - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left[ \frac{q_\alpha}{\sigma^2} \langle (c - \langle c \rangle)^3 \rangle \right]}_{II} - \underbrace{\langle N \rangle}_{III}, \quad (2.3)$$

где момент  $\langle (c - \langle c \rangle)^3 \rangle$  выражается через  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$  при использовании выражений (1.2) — (1.5). (По повторяющимся индексам подразумевается суммирование.)

Используя известные выражения для  $q_\alpha$ , например, в виде  $q_\alpha = -D_T \cdot \partial \langle c \rangle / \partial x_\alpha$ , где  $D_T$  — коэффициент турбулентной диффузии, и полуэмпирические соотношения для  $\langle N \rangle$ , получим замкнутые уравнения. Предположения работы [8], при которых было получено уравнение (2.1) приводят согласно (1.2) — (1.5) к результату: диффузионный член II в уравнении (2.3) отличен от нуля лишь при наличии перемежаемости (поскольку при  $\gamma = 1$  согласно (1.2)  $\langle (c - \langle c \rangle)^3 \rangle = 0$ ).

На практике выражение для  $\sigma^2$  записывается обычно без использования уравнения для  $p(c)$  непосредственно как уравнение баланса для пульсаций концентрации с использованием градиентной аппроксимации потоков [7]:

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial t} + \langle u_\alpha \rangle \frac{\partial \sigma^2}{\partial x_\alpha} = 2D_T \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_\beta} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_\beta} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( D_T \frac{\partial \sigma^2}{\partial x_\alpha} \right) - \langle N \rangle, \quad (2.4)$$

а диссипативный член берется из соображений размерности в виде

$$\langle N \rangle = b \sigma^2 E / D_T, \quad (2.5)$$

где  $E = \langle u'_\alpha u'_\alpha \rangle / 2$ ;  $u'$  — пульсационная скорость;  $b$  — эмпирическая постоянная, значение которой по экспериментальным данным [15, 16] лежит в диапазоне 0,18 — 0,23. Физически более корректно диссипативный член записывать в форме

$$\langle N \rangle = b\gamma\sigma_i^2 E/D_T. \quad (2.6)$$

Это следует из результатов работы [8], поскольку в этом случае осуществляется предельный переход к «черно-белому» смешению при  $\gamma=0$ . Предельный случай «черно-белого» смешения в случае записи диссипативного члена в виде (2.5) осуществляется лишь асимптотически при  $E/D_i \rightarrow 0$  (или при  $D_i \sim \sqrt{EL}$ , где  $L$  — масштаб турбулентности, при  $L \rightarrow \infty$ ). Ниже в численном примере рассматриваются обе аппроксимации  $\langle N \rangle$ .

Уравнения для  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$  должны быть дополнены полуэмпирическими уравнениями, определяющими динамическую часть задачи  $E$  и  $D_i$  (см., например, [7]).

### 3. Пример расчета с использованием аппроксимаций для ПРВ

В качестве примера использования полученных выше формул рассмотрим следующую модельную задачу. В стационарном однородном турбулентном потоке с параметрами  $E$  и  $D_i = K\sqrt{EL}$  ( $K = \text{const}$ ), средняя скорость которого равна нулю, на расстоянии  $H$  одна от другой расположены две проницаемые пластины. Через одну из них (левую) стационарно подается окислитель, через другую — горючее. Между плоскостями имеет место изотермическое (малый теплоподвод, плотность постоянная) диффузионное горение. Эта задача моделирует диффузию и горение в слое смешения двух полубесконечных потоков (см., например, [11]).

Необходимо определить распределение  $\sigma^2$ ,  $\langle c \rangle$ ,  $\gamma$  концентраций горючего  $\langle c_T \rangle$ , окислителя  $\langle c_{ок} \rangle$  и полноты сгорания  $\langle \eta \rangle$  между пластинами:

$$\begin{aligned} \langle c_T \rangle &= \frac{1}{L_0} \int_{1/(1+L_0)}^1 [(1+L_0)c - 1] p(c) dc, \\ \langle c_{ок} \rangle &= \int_0^{1/(1+L_0)} [1 - c(1+L_0)] p(c) dc, \\ \langle \eta \rangle &= \langle c \rangle - \frac{1}{L_0} \int_{1/(1+L_0)}^1 [(1+L_0)c - 1] p(c) dc, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где  $L_0$  — коэффициент стехиометрии суммарной реакции горения легко связать с  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$  [2].

Уравнения (2.2) и (2.4) в данном случае принимают вид

$$d/dx \cdot (D_T \cdot d\langle c \rangle/dx) = 0, \quad (3.2)$$

$$2D_T(d\langle c \rangle/dx)^2 - \langle N \rangle + d/dx \cdot (D_T \cdot d\sigma^2/dx) = 0, \quad (3.3)$$

где  $\langle N \rangle$  определяется соотношением (2.5) или (2.6). К (3.2) и (3.3) необходимо добавить краевые условия:

$$\begin{aligned} \text{при } x=0 & \quad \langle c \rangle = \sigma^2 = 0, \\ \text{при } x=H & \quad \langle c \rangle = 1, \quad \sigma^2 = 0, \\ \text{при } x=H/2 & \quad d\sigma^2/dx = 0. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Связь  $\gamma$  и  $\sigma_i^2$  с  $\langle c \rangle$  и  $\sigma^2$  находится по формулам (1.2) — (1.5) в зависимости от значения  $\sigma/\langle c \rangle$ . Решение (3.2), удовлетворяющее условиям (3.4), есть  $\langle c \rangle = x/H$ ,  $0 \leq x \leq H$ . Введем переменную  $\bar{x} = x/H$ , опуская

в дальнейшем черточку над  $x$ , тогда (3.3) и (3.4) принимают вид

$$2 - \langle N \rangle H^2 / D_T + d^2 \sigma^2 / dy^2 = 0, \quad (3.5)$$

$$\text{при } x=0 \quad \sigma^2=0,$$

$$\text{при } x=1 \quad \sigma^2=0, \quad (3.6)$$

$$\text{при } x=1/2 \quad d\sigma^2/dx=0.$$

Уравнение (3.5) линейно, если  $\langle N \rangle$  задано формулой (2.5). Подстановка в (3.5) выражения для  $\langle N \rangle$  из (2.6) и соотношений для  $\gamma$  и  $\sigma^2$  из (1.2)–(1.5) показывает, что во всех случаях уравнение для  $\sigma^2$  также линейно. Это позволяет проанализировать его решение.

В уравнение (3.5) при обеих аппроксимациях для  $\langle N \rangle$  входит безразмерный параметр

$$R = \left( \sqrt{b \frac{EH^2}{D_T^2}} \right)^{-1} = \left( \sqrt{b \frac{EH^2}{K^2 EL^2}} \right)^{-1} = \left( \sqrt{\frac{b}{K^2}} \sqrt{\frac{H^2}{L^2}} \right)^{-1},$$

пропорциональный отношению масштаба турбулентности к расстоянию между пластинами. В зависимости от значения  $R$  имеем различные решения краевой задачи (3.5), (3.6) и выражения для  $p(c)$  (1.2)–(1.5) в различных областях потока.

Проанализируем некоторые результаты расчетов для случая аппроксимации  $\langle N \rangle$  по формуле (2.6). При  $0 \leq R \leq 0,194$  функция  $p(c)$  в областях  $0 \leq x \leq x_1$ ,  $1-x_1 \leq x \leq 1$  имеет вид (1.3) и (1.4), а в области  $x_1 \leq x \leq 1-x_1$  — вид (1.2). Зависимость  $x_1$  от  $R$  приведена на рис. 3 (сплошная кривая). При  $0,194 \leq R \leq 0,225$   $p(c)$  в областях  $0 \leq x \leq x_2$ ,  $1-x_2 \leq x \leq 1$  имеет вид (1.3) и (1.4), а в области  $x_2 \leq x \leq 1-x_2$  — вид (1.5). Зависимость  $x_2$  от  $R$  приведена на рис. 3 (сплошная кривая). При  $R > 0,225$  смешение до молекулярного уровня отсутствует, реализуется «черно-белое» смешение и  $p(c)$  имеет вид (1.5) при  $\gamma=0$ . (Если взять для константы  $b$  значение 0,19, а для  $K$  0,2 [16], то предельному значению  $R$  соответствует величина физического масштаба  $L/H=0,5$ .) Характерной особенностью решения с использованием диссипативного члена в виде (2.6) является, таким образом, наличие конечного и вполне определенного значения масштаба, при котором достигается «черно-белое» смешение. Распределение  $\sigma^2$ ,  $\gamma$ , полноты выгорания, средних концентраций горючего и окислителя для двух значений  $R$  (0,104 и 0,223 соответственно) приведено на рис. 4, 5 (сплошные кривые). Расчеты выполнялись для  $L_0=1,0$ . Полнота выгорания относилась к ее квазиламинарному значению  $\eta_k$ , которое вычислялось согласно (3.1) при  $\sigma \rightarrow 0$ . В силу симметрии кривых  $\gamma$ ,  $\sigma^2$ ,  $\langle \eta \rangle$  относительно  $x/H=1/2$  показаны только половины графиков (за исключением кривой для  $\langle c_T \rangle$ ). Кривая для  $\langle c_{ок} \rangle$  не приведена на рисунке, так как она является (для  $L_0=1,0$ ) зеркальным отражением относительно  $x/H=1/2$  кривой  $\langle c_T \rangle$ .

Анализ представленных кривых показывает значительное влияние пульсаций концентраций на полноту выгорания, особенно при больших масштабах. Это проявляется

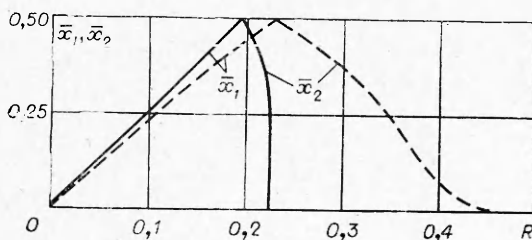


Рис. 3.

в отличии относительной полноты выгорания  $\langle \eta \rangle / \eta_k$  от 1 и в перекрытии кривых  $\langle c_T \rangle$  и  $\langle c_{ок} \rangle$ . Влияние масштаба пульсаций наглядно демонстрируется на рис. 6, где представлена зависимость суммарной полноты выгорания между пластинами  $\bar{\eta} / \eta_k$  от масштаба  $R$



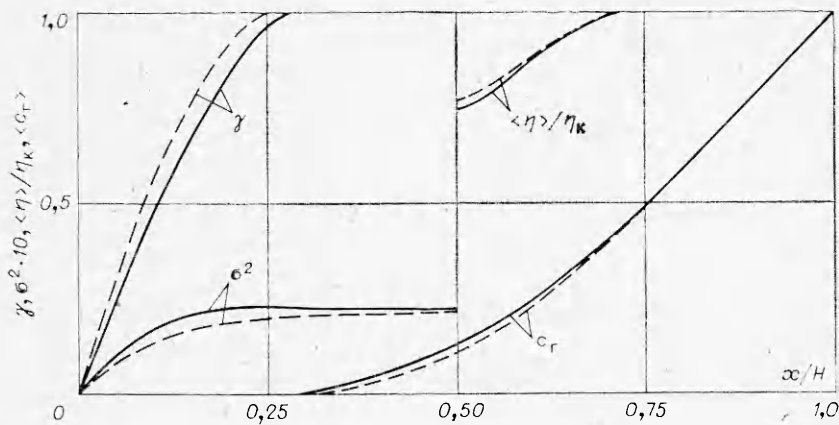


Рис. 4.

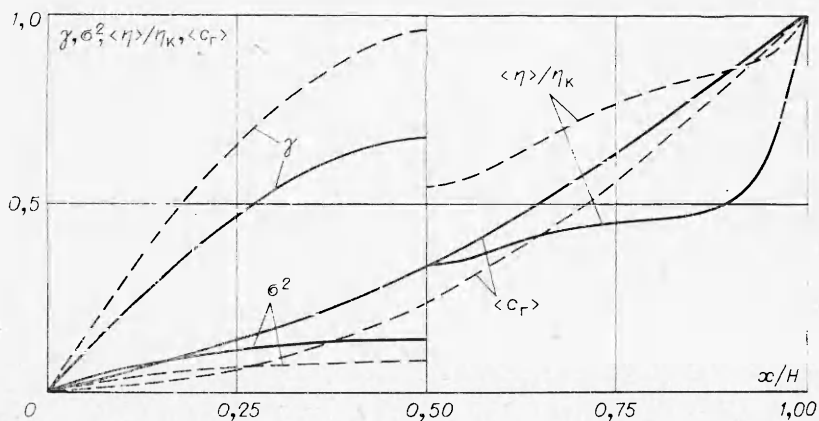


Рис. 5.

(сплошная кривая). При предельном значении  $R=0,223$  горение вообще отсутствует. Сравним результаты расчетов для случая аппроксимации  $\langle N \rangle$  по формуле (2.5) с соответствующими результатами для формулы (2.6) (штриховые кривые на рис. 3—6).

«Черно-белое» смешение при больших  $R$  (см. рис. 3) достигается лишь асимптотически, но достаточно быстро. Отличие результатов по первому и второму варианту при малых  $R$  ( $R=0,15$ ) незначительно (см. рис. 3) и проявляется сильно при больших масштабах (см. рис. 5, 6).

Результаты проведенного анализа показали что представленная модель для ПРВ концентраций хорошо соответствует экспериментальным данным для изотермических струй. Анализ идеализированной задачи горения между пластинами позволяет сделать вывод, что

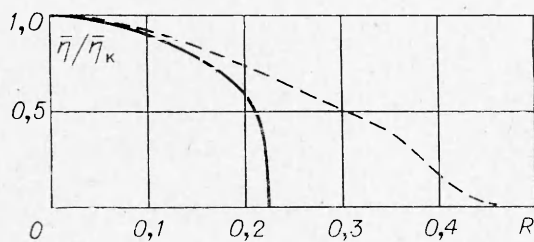


Рис. 6.

процесс смешения до молекулярного уровня в турбулентных сдвиговых течениях сильно зависит от отношения масштаба турбулентности к ширине слоя смешения. С увеличением этого отношения скорость смешения молекулярного уровня падает.

Поступила в редакцию 15/XI 1976,  
после доработки — 16/III 1977

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Гауссори, Д. Уиддел, Г. Хоттел.— В кн.: Вопросы горения. Ч. 1. М., ИЛ, 1953.
2. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, XIX, 10.
3. А. Г. Прудников, В. И. Сагалович.— В кн.: Кинетика и аэродинамика горения. М., «Наука», 1969.
4. В. Л. Зимонт.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Т. V. Л., «Недра», 1972.
5. В. Л. Зимонт, Е. А. Мешеряков. ФГВ, 1972, 8, 2.
6. R. P. Rhodes, P. T. Harsha, C. E. Peters. Acta Astronautica. 1974, 1, 3.
7. F. C. Lockwood, A. S. Naguib. Combustion and Flame, 1975, 24.
8. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. «Механика жидкости и газа», 1972, 5. стр. 85—91.
9. C. Dorazo. Phys. Fluids, 1975, 18, 4.
10. В. Р. Кузнецов, В. А. Фрост. Изв. АН СССР. «Механика жидкости и газа», 1973, 2.
11. P. M. Chung. Phys. Fluids, 1970, 13, 5.
12. I. LaRue, P. A. Libby. Phys. Fluids, 1974, 17.
13. R. W. Bilger. Combust. Sci., 1976, 1.
14. H. A. Becker, H. C. Hottel, G. C. Williams. J. Fluid. Mech., 1967, 30, 2.
15. P. Freymuth, M. S. Uberoi. Phys. Fluids, 1971, 14, 12.
16. P. Freymuth, M. S. Uberoi. Phys. Fluids, 1973, 16, 2.

## ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ В ЛАМИНАРНЫХ ГОМОГЕННЫХ ГАЗОВЫХ СТРУЯХ

*К. Е. Джаугаштин, А. Л. Ярин*

(Ленинград)

1. Приближенные методы расчета газового факела позволяют выявить некоторые закономерности развития ламинарных пламен. Полное исследование аэродинамической структуры факела может быть выполнено только при численном интегрировании системы уравнений на ЭВМ. Такой расчет применительно к плоскому гомогенному факелу, распространяющемуся в спутном потоке, содержится в работе [1]. Ниже изложены результаты исследования структуры осесимметричного затопленного факела при различных условиях его стабилизации.

Рассмотрим задачу о горении осесимметричной ламинарной струи однородной газовой смеси топлива, окислителя и инертного газа, вытекающей из круглого сопла. Будем считать, что процесс химического реагирования описывается одной реакцией с суммарным порядком, равным двум, а температурная зависимость скорости реакции определяется законом Аррениуса. Примем также, что физические свойства компонентов смеси и их зависимость от температуры одинаковы, термо- и бародиффузия незначительна, а число Маха мало ( $M \ll 1$ ).

При сделанных допущениях исследуемая задача сводится к интегрированию системы уравнений пограничного слоя химически реагирующего газа

$$\begin{aligned} \rho u \cdot \partial L / \partial x + \rho v \cdot \partial L / \partial y &= 1/k \cdot 1/y \cdot \partial / \partial y (\mu y \cdot \partial L / \partial y) + s_x, \\ \partial / \partial x \cdot (\rho u y) + \partial / \partial y \cdot (\rho v y) &= 0, \quad \rho T = 1 \quad \mu = T^n. \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнения (1) записаны для безразмерных величин, причем черта над ними опущена. Значения  $L$ ,  $k$ ,  $s$  для уравнений импульса, энергии и диффузии топлива и окислителя приведены в табл. 1. Здесь и далее приняты следующие обозначения:  $x$ ,  $y$  — продольная и поперечная координаты в физической плоскости;  $u$ ,  $v$  — продольная и поперечная компоненты скорости;  $T$  — температура;  $C$ ,  $C'$  — массовые концентрации топлива и окислителя;  $\rho$  — плотность;  $\mu$  — коэффициент вязкости;  $\nu$  —