

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО СМЕШЕНИЯ И ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ СТРУИ В КАНАЛЕ

Ю. Я. БУРИКО, А. Б. ЛЕБЕДЕВ

(Москва)

Турбулентное диффузионное горение дозвуковых струй в канале в отличие от горения факела в безграничном пространстве исследовано недостаточно. Имеющиеся в настоящее время немногочисленные экспериментальные данные по характеристикам смешения течений без горения и таких же течений при наличии горения весьма разноречивы и не позволяют выявить основные закономерности процесса смешения потоков в канале при наличии диффузионного горения.

В [1] отмечалось, что при горении профили избыточного импульса выравниваются медленнее, чем в потоке без горения. При этом, однако, профиль средней скорости в горящей струе может выравниваться быстрее, что связано с особенностями изменения плотности в поперечном сечении канала. Так как при прямом сравнении изменений наиболее характерных параметров течения (таких, как концентрация, скорость) в течениях с горением и без горения в [1] не приводится, то по имеющимся в этой работе данным трудно сделать определенный вывод о характере влияния горения на смешение в канале. В [2], где рассматривалось течение горящей струи в плоском канале, отмечается увеличение коэффициента массопереноса по длине канала. В то же время в [2] не приведено сравнения параметров течения с горением и без горения, так как смешение негорящих струй не исследовалось. В [3] указывается, что при горении увеличивается начальный участок струи и максимум относительной интенсивности турбулентности смещается вниз по потоку. При этом сравнение изменения осевых скоростей в горящем и холодном потоках показало, что горение не существенно влияет на характер смешения.

Подобная разноречивость экспериментальных данных делает весьма затруднительным и расчетно-теоретическое исследование таких течений, так как возникают трудности при сравнении полученных результатов с экспериментальными данными. Среди различных расчетных методов исследования процессов турбулентного смешения при наличии горения в канале наибольшее распространение получили подходы полуэмпирической теории турбулентности, использующие модельные уравнения для характеристик турбулентности (см., например, [4, 5]). Однако большинство работ этого направления связано с исследованием горения заранее перемешанной смеси. Расчетно-теоретическое исследование диффузионного горения струи в канале [6] показало, что имеются области течения, в которых при горении смешение существенно интенсифицируется. Однако в имеющихся экспериментальных исследованиях такой эффект не наблюдался. Поэтому для уточнения полученных в [6] результатов требовалось дальнейшее исследование таких течений как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

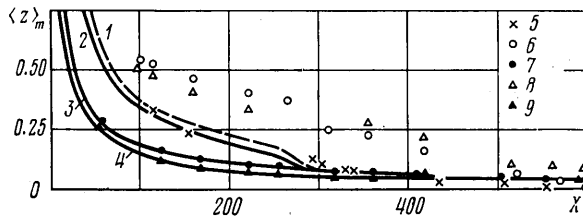
В настоящей работе сделана попытка более подробно изучить особенности турбулентного смешения реагирующих (пропан) и инертных струй (воздух и углекислый газ) в канале. Представлены результаты экспериментального исследования диффузионного горения в канале, которые сопоставляются с расчетными данными, полученными при использовании полуэмпирической теории турбулентности. Такое сопоставление позволяет оценить возможности применения этой теории для расчета характеристик диффузионного горения в канале.

1. Эксперименты проводились на установке, состоящей из центрального сопла с внутренним диаметром $2R_1=3$ мм (толщина стенок сопла 1 мм) и цилиндрического вертикального канала с внутренним диаметром $2R_2=40$ мм, выполненного из нержавеющей стали. Канал состоял из разъемных секций различной длины. Для предотвращения отрыва пламени от сопла использовался стабилизатор в виде кольца, которое надевалось на сопло вблизи выходного сечения. Кольцо было изготовлено из проволоки диаметром 1 мм и имело внутренний диаметр 5 мм. В экспериментах без горения в нескольких сечениях измерялись профили средней скорости, интенсивно-

сти турбулентности (в струе воздуха) и средней концентрации (в струе углекислого газа). При горении струи в канале в ряде сечений измерялись профили температуры и концентрации компонентов, по которым можно определить восстановленную концентрацию горючего, аналогичную концентрации пассивной примеси.

Профили продольной компоненты средней скорости $\langle u \rangle$ и интенсивности турбулентности $\overline{v \langle u'^2 \rangle} / \langle u \rangle$ в опытах без горения измерялись с помощью аппаратуры фирмы DISA. Чувствительным элементом датчика термоанемометра являлась вольфрамовая нить диаметром 5 мкм и длиной 1 мм. Частотный диапазон аппаратуры составлял около 30 кГц. Концентрация продуктов сгорания определялась хроматографическим методом. Температура газов измерялась платино-платинородиевой (ПР30/6) термопарой диаметром 0,2 мм. При определении температуры вносились поправки на излучение от спая термопары.

Диффузионное горение и смешение струи в канале исследовалось при следующих значениях параметров истечения: скорость газа, истекающего



Фиг. 1

из сопла, $\langle u \rangle_1 = 16$ м/сек, скорость спутного потока $\langle u_2 \rangle = 5$ м/сек ($m = 0.32$) и $\langle u \rangle_2 = 2.5$ м/сек ($m = 0.16$).

Начальная температура реагирующих и инертных потоков была одинакова и равнялась 293° К. Давление в исходном сечении составляло $9.8 \cdot 10^4$ Па.

Полученные экспериментальные данные показывают (см. фиг. 1 — изменение максимальной концентрации пассивной примеси по длине канала $X = x/R_1$, эксперимент: $m = 0.32$ — 6 — с горением, 7 — без горения; $m = 0.16$ — 8 — с горением, 9 — без горения, 5 — затопленный факел; расчет: $m = 0.32$ — 1 — с горением, 3 — без горения; $m = 0.16$ — 2 — с горением, 4 — без горения), что длина диффузионного факела в канале (расстояние от среза сопла до точки на оси, где достигается в среднем стехиометрическое соотношение компонентов) существенно больше, чем длина затопленного факела, причем это различие возрастает при стремлении к единице коэффициента избытка окислителя.

При горении заметно увеличивается начальный участок струи в канале, поэтому вблизи сопла ($X = 200$) уровень максимального значения концентрации пассивной примеси расположен выше, чем в случае смешения инертных струй. Однако при горении наблюдается резкое уменьшение концентрации при $X = 240$ ($m = 0.32$, $\alpha = 2.55$) и $X = 300$ ($m = 0.16$, $\alpha = 1.25$). Такая интенсификация смешения приводит к тому, что в конце факела ($X \geq 600$) при $m = 0.32$ ($\alpha = 2.55$) продольные профили концентрации пассивной примеси для горячей и негорящей струи пересекаются.

Таким образом, приведенные на фиг. 1 данные указывают на то, что на небольших расстояниях от среза сопла горение замедляет смешение, что соответствует экспериментальным данным из [1, 3], а на значительных расстояниях горячие струи смешиваются более интенсивно, чем струи без горения.

Другая особенность процесса смешения горячих струй в канале связана с тем, что при увеличении коэффициента избытка воздуха кривые, характеризующие распределение максимальных значений концентрации

пассивной примеси вдоль канала, пересекаются при $X=300$ и ниже по потоку от этого сечения среднее значение концентрации пассивной примеси при $\alpha=2.55$ меньше, чем при $\alpha=1.25$, т. е. смешение интенсифицируется.

Результаты измерения осевой температуры также свидетельствуют о некотором увеличении длины факела в канале при уменьшении параметра спутности m и коэффициента избытка воздуха α .

Полученные в эксперименте данные позволяют оценить уровень пульсаций концентрации на оси течения. Для этого по результатам химического анализа в точках, где производились измерения, определялась пол-

$$m=0.32$$

$\eta, \%$	5.1	6.0	6.7	8.9	9.5	17.7	19.7	36.5	78.1	86.6	93.5
X	96	116	156	216	256	316	356	416	516	556	595

$$m=0.16$$

$\eta, \%$	5.2	5.8	6.9	10.1	11.6	12.7	15.7	23.2	44.3	53.9	64.6
X	96	116	156	216	256	316	356	416	516	556	596

нота сгорания на оси факела при значениях параметра спутности $m=0.32$ ($\alpha=2.55$) и $m=0.16$ ($\alpha=1.25$). В рамках модели диффузионного горения, когда предполагается, что скорость химической реакции бесконечно велика, полнота сгорания, обычно определяемая в эксперименте, составляет $\eta = (\langle z \rangle - \langle z \rangle_1) / \langle z \rangle$ ($\langle z \rangle_1$ — весовая концентрация горючего). Откуда $\langle z \rangle_1 = \langle z \rangle (1 - \eta)$.

Так как в рассматриваемой модели горения концентрация компонентов смеси выражается через концентрацию пассивной примеси z , то $\langle z \rangle_1 = \int z_1(z) P(z) dz$. Здесь $P(z)$ — функция распределения плотности вероятности концентрации пассивной примеси. Предполагая, что $P(z)$ близка к нормальной (что справедливо вблизи оси струи [7]) и зная полноту сгорания, можно оценить интенсивность пульсаций концентрации. Рассмотрим точку на оси струи, в которой $\langle z \rangle = z_s$, где z_s — концентрация горючего в стехиометрической смеси. В рамках рассматриваемой модели

$$z_1 = (z - z_s) / (1 - z_s), \quad z_s \leq z \leq 1, \quad z_1 = 0, \quad 0 \leq z \leq z_s.$$

Следовательно,

$$\langle z \rangle_1 = \int_{z_s}^{\infty} (z - z_s) \exp\{-(z - z_s)^2 / 2\sigma^2\} \times \\ \times \{(1 - z_s) \sqrt{2\pi\sigma}\}^{-1} dz = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}(1 - z_s)}$$

где $\sigma = \sqrt{\langle (z - z_s)^2 \rangle}$ — дисперсия концентрации.

Используя выражение, в котором $\langle z \rangle_1$ связано с полнотой сгорания, получим для точки, где $\langle z \rangle = z_s$:

$$z_s(1 - \eta) = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}(1 - z_s)}$$

Отсюда $\sigma/z_s = \sqrt{2\pi}(1 - z_s)(1 - \eta)$. Из таблицы и фиг. 1 видно, что при $m=0.32$ ($\alpha=2.55$) в точке $\langle z \rangle = z_s$, $\eta=78.1\%$. Следовательно, $\sigma/z_s=0.56$.

Таким образом, оценка показывает, что интенсивность пульсаций концентрации на оси факела составляет 56%.

2. Остановимся на некоторых особенностях и результатах расчетного исследования смешения струи в канале. Будем предполагать, что между топливом и окислителем происходит необратимая одностадийная реакция $A+B \rightarrow C$ (A, B, C — топливо, окислитель, продукты сгорания соответственно) и в каждой точке потока имеет место термодинамическое равновесие. Если коэффициенты молекулярной диффузии реагирующих веществ равны коэффициенту температуропроводности, а число Маха мало, то имеет место подобие процессов теплопереноса [8, 9]. Тогда описание турбулентного диффузионного горения сводится к определению поля концентрации пассивной примеси z . При этом температура, плотность, концентрации реагирующих веществ выражаются через концентрацию пассивной примеси. В рамках такого приближения влияние диффузионного горения на процесс смешения проявляется только в различной зависимости среды от концентрации пассивной примеси [10].

Предположим также, что течение осесимметричное и описывается системой уравнений динамики вязкой жидкости, записанной в приближении пограничного слоя. Определяющая система уравнений состоит из уравнений неразрывности, движения и диффузии. Для вычисления неизвестной турбулентной вязкости ϵ использовалась двухпараметрическая модель турбулентности, состоящая из уравнений для турбулентной вязкости и кинетической энергии турбулентности $\epsilon = \frac{1}{2} \sum \langle u_i'^2 \rangle$ (u' — пульсационная составляющая скорости, $i=1, 2, 3$).

Эта система уравнений в безразмерном виде приведена в [10]. Отличие используемой здесь системы уравнений от предложенной в [10] состоит в форме записи уравнений движения. В данной работе вид уравнений движения следующий:

$$(2.1) \quad \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v \rangle \cdot \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = - \frac{d \langle p \rangle}{dx} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \times \\ \times \left\{ \langle \rho \rangle y (\epsilon + \nu) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right\}$$

где

$$\langle v \rangle_* = \langle \rho' v' \rangle / \langle \rho \rangle + \langle v \rangle$$

Описанная выше система уравнений замыкается уравнением состояния $\langle \rho \rangle = \rho(\langle z \rangle, \Theta)$, где плотность $\langle \rho \rangle$ зависит от средней концентрации и пульсаций концентрации. Для учета влияния пульсаций концентрации на скалярные параметры течения (плотность, температуру и т.д.) предполагалось, что для $P(z)$ имеет место [6]

$$(2.2) \quad P(z) = (1 - \gamma) \delta(z) + \gamma \delta(z - \langle z \rangle_t), \quad \langle z \rangle_t = \langle z \rangle / \gamma$$

$\langle z \rangle_t$ — среднее значение концентрации в турбулентной жидкости, γ — коэффициент перемежаемости [7].

В [7] было показано, что вблизи границы турбулентной и нетурбулентной жидкости для γ справедлива приближенная зависимость $\gamma = 1.3 \langle z \rangle^2 / (\langle z \rangle^2 + 2\Theta)$. Для определения уровня пульсаций концентрации использовалось полуэмпирическое уравнение для пульсаций концентрации в виде, предложенном в [11]. Значения эмпирических постоянных в модельных уравнениях брались из [11].

Граничные условия для задачи о смешении негорящих струй и диффузионного горения струи в канале задавались следующим образом:

$$(2.3) \quad y=0: \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \langle v \rangle = 0$$

$$(2.4) \quad y = \frac{R_2}{R_1}: \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \langle v \rangle = 0$$

Здесь R_2 — радиус канала.

Граничные условия (2.3) — условия на оси течения — очевидны. Граничные условия (2.4) — условия на стенке канала — ставятся вместо граничных условий типа условия прилипания.

Такое приближение возможно при описании смешения струй в канале, когда пограничный слой незначительно влияет на характеристики течения в ядре потока. Граничное условие (2.4) для поперечной скорости $\langle v \rangle$, эквивалентное условию сохранения расхода, позволяет определить неизвестный градиент давления $d\langle p \rangle/dx$.

Определяющая система уравнений интегрировалась численно с использованием двухслойной безусловно монотонной неявной схемы первого порядка точности. Конечно-разностный аналог этих уравнений с граничными условиями (2.3), (2.4) решался методом прогонки. Профиль поперечной скорости и продольный градиент давления определялись из условия «совместности» для уравнений параболического типа [10].

При решении задачи о спутных турбулентных потоках большое значение имеет достаточно точное моделирование начальных условий. Выбранная в данной работе определяющая система уравнений справедлива только для расчета течений без зон рециркуляции. Описанное в предыдущем разделе экспериментальное исследование диффузионного горения струи в канале проведено со стабилизатором, создающим застойные зоны. Однако в данном случае, как показывают оценки, относительная длина зоны рециркуляции невелика ($X < 5$). Поэтому возможен расчет этого течения с использованием системы уравнений, записанной в приближении пограничного слоя [10], если считать, что начальное сечение расположено в конце зоны рециркуляции.

При задании начальных условий использовались аппроксимационные зависимости для профилей средней скорости и энергии турбулентности, полученные экспериментально в данной работе. Для нахождения уровня турбулентной вязкости при течениях в канале рассмотрим задачу о слое смешения. В слое смешения безразмерная турбулентная вязкость линейно возрастает по мере удаления от среза сопла по закону $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-2} (\langle u \rangle_1 - \langle u \rangle_2)^2 x / (\langle u \rangle_1 + \langle u \rangle_2)$, а ширина слоя смешения меняется следующим образом [13]:

$$b/R_1 = 0.2 |\langle u \rangle_1 - \langle u \rangle_2| x / (\langle u \rangle_1 + \langle u \rangle_2) R_1$$

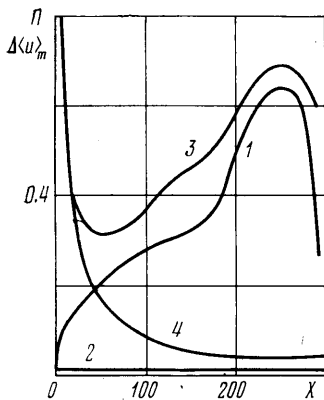
Тогда приближенные оценки дают

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 10^{-2} b (1-m) = 10^{-2} n \Delta y (1-m) \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| / \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right|_m \approx \\ &\approx 10^{-2} b^2 \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \end{aligned}$$

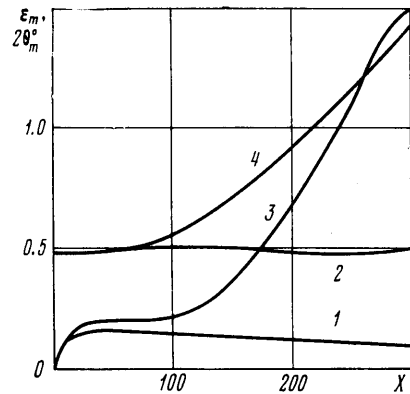
В этой формуле полагалось, что $|\partial \langle u \rangle / \partial y| \approx (1-m)b$, n — количество точек, выбранное при «размазывании» слоя смешения, Δy — шаг расчетной ячейки в направлении оси y . Таким образом, $\varepsilon = 10^{-2} (n \Delta y)^2 |\partial \langle u \rangle / \partial y|$. Профиль пульсаций концентрации задавался из условия равенства между собой диссипативного слагаемого и слагаемого, отвечающего за порож-

дение в модельном уравнении для дисперсии концентрации ($\theta \sim \varepsilon^2 (\partial \langle z \rangle / \partial y)^2 e$) [11].

Для выяснения возможности использования при расчете горения струи в канале модели турбулентности из [6, 11] прежде всего были проведены расчеты затопленных и спутных факелов в безграничном пространстве. Оказалось, что средние значения параметров течения, полученные в рас-



Фиг. 2



Фиг. 3

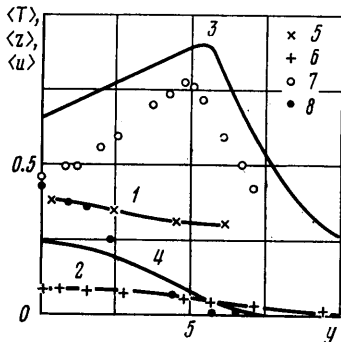
четах, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными из [12, 13].

При расчетном исследовании параметры m и R_2/R_1 , были такие же, как в эксперименте. Расчеты проводились как в квазиламинарной постановке, т. е. без учета пульсаций концентрации в уравнении состояния, так и с учетом пульсаций концентрации. При этом использовалась формула осреднения (2.2).

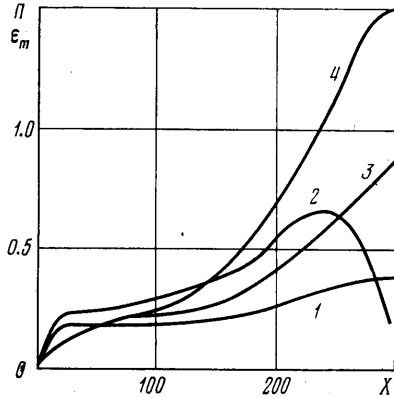
Приведем сначала некоторые результаты расчетов, выполненных в квазиламинарном приближении. Отметим, что наиболее ярко различные эффекты, связанные с влиянием горения на смешение, проявились при $m=0.32$ ($\alpha=2.55$). Анализ данных, представленных на фиг. 1–3, показывает, что при горении в канале возникает ряд качественно новых эффектов, которые при горении в свободных струях не проявляются. Отметим два наиболее существенных эффекта, возникающих при горении струи в канале. Во-первых, из-за тепловыделения при горении возникает существенный отрицательный градиент давления, приводящий к увеличению скорости потока, причем отношение $\varepsilon/\langle u \rangle$ уменьшается, что приводит к затягиванию смешения. В опытах данной работы, как отмечалось выше, такая ситуация имеет место на небольших удалениях от среза сопла. Во-вторых, холодные и горячие области потока приобретают под действием отрицательного градиента давления различное ускорение. При этом разница скоростей смешивающихся потоков существенно увеличивается (см. фиг. 2 — изменение относительного продольного градиента давления $\Pi = -d\langle p \rangle / dx (\langle \rho \rangle_1 \langle u \rangle_1^2)^{-1}$ и дефекта скорости $\Delta \langle u \rangle_m = 1 - \langle u \rangle_2 / \langle u \rangle_1$, по длине канала $m=0.32$: без горения — 2 — $10^4 \Pi$, 4 — $\Delta \langle u \rangle_m$, с горением — 1 — $10^3 \Pi$, 3 — $\Delta \langle u \rangle_m$), так как плотность в горячей струе намного меньше плотности окружающего струю холодного воздуха на значительных расстояниях от среза сопла. На всем участке течения из-за отрицательного градиента давления и разницы плотностей на оси струи и на периферии течения поддерживается большой дефект скорости. Если горение отсутствует, это отличие скоростей за счет смешения быстро исчезает. Суще-

ствование при горении заметного дефекта скорости на больших расстояниях от среза сопла приводит к росту турбулентной вязкости и быстрому перемешиванию (см. фиг. 3 — изменение максимальной турбулентной вязкости ϵ_m и относительного уровня пульсаций концентрации $\theta_m^\circ = \sqrt{2\theta}/\langle z \rangle_m$ по длине канала; $m=0.32$: без горения — 1 — $50\epsilon_m$, 2 — θ_m° , с горением — 3 — $10\epsilon_m$, 4 — θ_m° . Этот эффект далее будем называть эффектом автотурбулизации.

Таким образом, при горении в канале имеется ряд эффектов, которые могут приводить к сильному и противоположно направленному воздей-



Фиг. 4



Фиг. 5

ствию на процесс смешения. Отметим, что в [2, 3] исследования проводились при условиях, когда радиус канала существенно больше радиуса внутреннего сопла (в [2] $R_2/R_1=20$, в [3] — 40). При таких условиях увеличение градиента давления при горении невелико и его влияние на картину течения может быть незначительным. В этом случае течение в канале сходно с течением в факеле в безграничном пространстве, где, как известно, горение затягивает смешение [14, 10].

Как следует из фиг. 1, при отсутствии тепловыделения полученные в расчетах данные для осевой концентрации пассивной примеси хорошо соответствуют экспериментальным результатам. При горении расчетные и экспериментальные значения $\langle z \rangle_m$ заметно различаются между собой. Однако в расчетах качественно удается описать особенности поведения концентрации при горении, обнаруженные в опытах. Так, явно видна область автотурбулизации течения, где происходит резкое уменьшение концентрации пассивной примеси. Отметим, что кривые 1 и 2 на фиг. 1, характеризующие поведение $\langle z \rangle_m$ при разных значениях m и α , пересекаются примерно на таком же удалении от среза сопла, как и по экспериментальным данным.

Сравним теперь радиальные профили параметров течения, полученные в опыте и в расчете. Как в случае смешения струй одинаковой плотности, так и при смешении разноплотных струй в канале, по мере увеличения параметра спутности m ширина зоны смешения растет. Совпадение расчетных и опытных данных по средним характеристикам течения при смешении негорящих струй вполне удовлетворительное (см. фиг. 4 — профили средних параметров течения при смешении негорящих струй воздуха и углекислого газа, а также горения струи пропана в канале: $m=0.32$: расчет — 1 — $\langle u \rangle$ — струя воздуха, $x=116$, 2 — $\langle z \rangle$ — струя углекислого газа, $x=216$, 3 — $\langle T \rangle = \langle T \rangle^\circ / T$, 4 — $\langle z \rangle$ — горение пропана,

$x=200$; эксперимент: 5 — $\langle u \rangle$ — струя воздуха, $x=116$, 6 — $\langle z \rangle$ — струя углекислого газа, $x=216$, 7 — $\langle T \rangle = \langle T \rangle^\circ / T$, 8 — $\langle z \rangle$ — горение пропана, $x=200$, $Y=y/R_1$, $\langle T \rangle^\circ$ — размерная температура, $T=2300^\circ \text{K}$ — адиабатическая температура).

В случае смешения горящих струй в канале согласование расчетных и опытных данных для средних значений параметров течения хуже, чем для струй без горения. Несмотря на существенное расхождение в абсолютных величинах между расчетными и опытными данными, расчет позволяет качественно описать поведение параметров течения. Так, расчетные профили $\langle z \rangle$ и $\langle T \rangle$ удовлетворительно согласуются по ширине с экспериментальными данными.

Значительное расхождение расчетных и опытных данных для горящих струй указывает на необходимость всестороннего исследования возможных погрешностей методики расчета, которые могут количественно изменить полученные результаты. К числу таких возможных погрешностей следует прежде всего отнести пренебрежение пульсациями концентрации при осреднении плотности и других скалярных параметров течения. Как видно из результатов расчета (см. фиг. 4), относительный уровень пульсаций при возникновении автотурбулизации особенно высок. Так, на оси струи интенсивность пульсаций концентрации достигает 60–70%, что согласуется с экспериментальными данными. Из физических соображений ясно, что учет пульсаций концентрации должен приводить к уменьшению полноты сгорания и, следовательно, к уменьшению ускорения потока из-за тепловыделения. Это обстоятельство в свою очередь может ослабить эффекты автотурбулизации.

Поэтому кроме расчетов, выполненных в квазиламинарной постановке, были проведены расчеты с учетом пульсаций концентрации. Влияние пульсаций концентрации на некоторые параметры течения (градиент давления, турбулентную вязкость, уровень пульсаций концентрации) существенно. Во всех примерах расчета, где учитывались пульсации концентрации, максимум градиента давления смещается вниз по потоку, а его абсолютный уровень оказывается меньше, чем при расчете по квазиламинарной модели (см. фиг. 5 — изменение градиента давления и максимального уровня турбулентной вязкости по длине канала: $m=0.32$, расчет по модели с осреднением по формуле (2.2) — 1 — 10^3 П , 3 — ε_m ; расчет по квазиламинарной модели — 2 — 10^3 П , 4 — ε_m). Турбулентная вязкость растет по мере удаления от среза сопла, но по квазиламинарной модели этот рост происходит значительно интенсивнее, чем при расчете с учетом влияния пульсаций концентрации. Так, при горении струи пропана в спутном потоке воздуха при $m=0.32$ ($\alpha=2.55$) в сечении $x/R_1=290$ турбулентная вязкость, рассчитанная по модели с осреднением по формуле (2.2), в 2 раза меньше, чем по квазиламинарной модели. Примерно так же отличаются уровни пульсаций концентрации, рассчитанных по квазиламинарной модели и по модели с осреднением по формуле (2.2). Отметим, что уровень относительной энергии турбулентности меняется слабее, чем другие характеристики турбулентности течения. Подчеркнем, что в расчетах с учетом пульсаций концентрации эффект автотурбулизации сохраняется, хотя и несколько ослабевает. Однако учет пульсаций концентрации в рамках рассматриваемой модели осреднения, так же как и в случае квазиламинарного приближения, не позволил добиться удовлетворительного согласования расчетных и опытных данных.

Проведенное численное исследование показывает, что для количественного описания смешения горящих струй в канале потребуются дальнейшее уточнение модели расчета диффузионного горения. В частности, возможно использование более физически реальной модели осреднения,

а также учет в определяющей системе уравнений членов, связанных с пульсациями плотности.

Следует отметить, что необходимо также уточнение при горении начальных распределений параметров течения в области зоны рециркуляции за стабилизатором, так как правильное моделирование условий истечения также может способствовать существенному уточнению расчета.

Авторы благодарят В. Р. Кузнецова и А. Н. Секундова за большое внимание к работе и обсуждение результатов и В. И. Расщупкина за помощь в проведении экспериментов.

Поступила 2 III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Строкки В. Н., Клячко Л. А. Турбулентное диффузионное горение газа в цилиндрической камере. Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 3.
2. Vranos A., Faucher J. E., Curtis W. E. Turbulent mass transport and rates of reaction in a confined hydrogen air diffusion flame. 12th Sympos. (Internat.) on Combustion. Poitiers, 1968. Abstrs papers. Pittsburgh, Pa, Combust. Inst., s. a., 1969.
3. Wang J. C. F., Gerhold B. W. Measurements on turbulent hydrogen flames in a circular air duct. AIAA Paper, 1977, No. 48.
4. Edelman R. B., Harsha P. T. Some observation on turbulent mixing with chemical reactions. AIAA Paper, 1977, No. 142.
5. Khalil E. E., Spalding D. B., Whitelaw J. H. The calculation of local flow properties in two-dimensional furnaces. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1975, vol. 18, No. 6.
6. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Влияние пульсаций концентрации на диффузионное горение. В сб. Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
7. Кузнецов В. Р. Вероятность концентрации пассивной примеси в турбулентных потоках с поперечным сдвигом. Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 5.
8. Шваб В. А. Связь между температурными и скоростными полями газового факела. В сб. Исследование процессов горения натурального топлива. М.—Л., Госэнергоиздат, 1948.
9. Зельдович Я. Б. К теории горения неперемешанных газов. Ж. техн. физ., 1949, т. 19, вып. 10.
10. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Расчет турбулентного диффузионного факела горения с учетом пульсаций концентрации и архимедовых сил. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1.
11. Лебедев А. Б. Применение уравнения для пульсаций концентрации при расчете турбулентных течений струйного типа. Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 5.
12. Kent J. H., Bilger R. W. Turbulent diffusion flames. 14th Symposium (Internat.) on Combustion. Pennsylvania State Univ., Pennsylvania 1 1972. Pittsburgh Pa, Combust. Inst., 1973.
13. Bilger R. W., Beck R. E. Further experiments on turbulent jet diffusion flames. 15th Sympos. (Internat.) on Combustion, Tokyo, Japan, 1974, Pittsburgh, Pennsylvania, 1975.
14. Kremer H. Mixing in a plane free-turbulent-jet diffusion flame. 11th Sympos. (Internat.) on Combustion. Berkeley, Calif., 1966. Pittsburgh, Pa, Combust. Inst., 1967.