

Поскольку сопоставляются бедные смеси метана и пропана (по понятным причинам аналогичные опыты в богатых смесях лишены смысла), значительное превышение турбулентных скоростей выгорания смесей метана как при равных температурах горения, так и при равных (или близких) нормальных скоростях является дополнительным подтверждением влияния критерия  $L$ .

Настоящая работа, проведенная с целью исследования влияния молекулярных свойств смеси на турбулентное горение, показала, что в условиях развитой турбулентности с большими скоростями горят смеси, для которых  $D/\kappa > 1$ . Объяснение диффузионно-тепловых явлений при  $D \neq \kappa$  было дано в [6]. Отметим, что ламинарные пламена исследованных смесей при  $D/\kappa > 1$  всегда имели характерную «ячеистую» структуру, усиливающуюся по мере распространения пламени. К сожалению, в настоящее время трудно четко представить детали такого влияния на турбулентное горение, экспериментальная проверка которого и была осуществлена проведенными опытами.

Авторы искренне благодарны Л. Н. Стесику и его сотрудникам за расчеты температур горения.

Поступила в редакцию  
1/XII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Карпов, Е. С. Северин. Докл. АН СССР, 1978, 239, 1, 123.
2. В. П. Карпов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1961, 141, 2, 393.
3. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1978, 14, 2, 33.
4. В. П. Карпов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1961, 138, 4, 874.
5. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1, 61.
6. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1944.

### РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПУТНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА

А. Б. Лебедев

(Москва)

В последние годы большое развитие получили исследования, посвященные турбулентным течениям при наличии горения. Среди различных расчетно-теоретических работ по турбулентному горению наибольшее распространение получили подходы, разработанные в [1—3] и связанные с использованием для описания характеристик турбулентности полуэмпирических дифференциальных уравнений. Применительно к диффузионному горению эти подходы нашли дальнейшее развитие в работах [4, 5]. В имеющихся расчетно-теоретических работах по исследованию течений с горением обычно указывается на необходимость специального подбора постоянных в модельных уравнениях при расчете каждого конкретного типа течения. Кроме того, как правило, возникают затруднения при задании начальных условий при расчете спутных турбулентных течений. Указанные особенности вызывают определенные трудности при исследовании турбулентных спутных течений при наличии диффузионного горения.

В данной работе предпринята попытка исследования течения в спутном факеле с использованием подхода, разработанного для затопленных струй и факелов [6].

1. Рассмотрим истечение с дозвуковой скоростью ( $M \ll 1$ ) струи топлива (водород) из осесимметричного сопла в спутный поток окислителя (воздух). Будем считать, что справедливы допущения, принятые при анализе диффузионного горения — между топливом и окислителем происхо-

дид простейшая одностадийная реакция: топливо + окислитель  $\rightarrow$  продукты сгорания, а скорость реакции бесконечно велика. При этом в силу подобия процессов тепло- и массопереноса все скалярные параметры течения однозначно выражаются через концентрацию пассивной примеси  $z$ . Так, для плотности  $\rho$  имеем [6]

$$\rho = (A_2 z + A_1) p / (A_4 z + A_3)(A_6 z + A_5). \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  и  $p$  — плотность и давление, отнесенные к плотности и давлению в начальном сечении; коэффициенты  $A_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ) — функции удельных теплоемкостей, молекулярных весов реагентов, стехиометрических коэффициентов, теплового эффекта реакции и начальных условий.

Если течение существенно дозвуковое, то единственное отличие между смешением нереагирующих газов и диффузионным горением заключается в различных зависимостях плотности от концентрации  $z$ , т. е. в уравнении состояния. Однако при описании диффузионного горения возникают дополнительные сложности, связанные с тем, что фронт пламени расположен вблизи края турбулентного потока, где наблюдается перемежаемость и пульсации скалярных параметров течения (плотности, температуры) велики. При расчете этой области течения возникает проблема осреднения скалярных параметров потока, что связано с нелинейной зависимостью их от концентрации пассивной примеси. Примем, следуя [7, 8], что функция распределения плотности вероятности описывается приближенной зависимостью

$$P(z) = (1 - \gamma)\delta(z) + \gamma\delta(z - \langle z \rangle_t), \quad \langle z \rangle_t = \langle z \rangle / \gamma, \quad (2)$$

являющейся аппроксимацией решения уравнения, записанного для несжимаемой жидкости вблизи границы турбулентной и нетурбулентной жидкости [9]. Здесь  $\langle z \rangle_t$  — среднее значение концентрации, осредненное по турбулентной жидкости;  $\gamma$  — коэффициент перемежаемости. Для несжимаемой жидкости вблизи края струи справедлива приближенная зависимость [9]

$$\gamma = 1,3 \langle z \rangle^2 / (\langle z \rangle^2 + \sigma^2),$$

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

Таким образом, зная  $\langle z \rangle$  и  $\sigma$ , которые можно определить из уравнения диффузии и уравнения для пульсаций концентрации [8], можно определить  $\gamma$  и  $P(z)$ . Тогда плотность  $\langle \rho \rangle$  определяется из соотношения

$$\langle \rho \rangle = \int \rho P(z) dz = \gamma \langle \rho \rangle_t + (1 - \gamma)\rho(0),$$

где  $\langle \rho \rangle_t$  — осредненная по турбулентной жидкости плотность. Такое приближение дает погрешность порядка 10% для  $\langle \rho \rangle$  по сравнению с точным решением из [9].

Определяющая система уравнений, описывающая диффузионное горение двумерных турбулентных течений струйного типа, состоит из уравнений неразрывности, состояния, а также записанных в приближении пограничного слоя уравнений движения и диффузии. Для замыкания задачи используется двухпараметрическая модель турбулентности, состоящая из уравнений для кинетической энергии турбулентности и турбулентной вязкости. Уровень пульсаций концентрации вычисляется с использованием полуэмпирического уравнения для дисперсии концентрации [8]. Система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{1}{y} \frac{\partial \langle \rho \rangle \langle v \rangle_*}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$\langle \rho \rangle = \rho(\langle z \rangle, \theta), \quad (4)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v \rangle_* \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle y (\epsilon + \nu) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right\}, \quad (5)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v \rangle_* \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle y \left( \frac{\epsilon}{Sc_t} + \frac{\nu}{Sc} \right) \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} \right\}, \quad (6)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial e}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v \rangle_* \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle y (\kappa_1 \varepsilon + \nu) \frac{\partial e}{\partial y} \right\} + \langle \rho \rangle \varepsilon \left( \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right)^2 - \beta_1 \left( 1 + \frac{\varepsilon}{e} \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \right) \frac{\langle \rho \rangle e^2}{\varepsilon}, \quad (7)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v \rangle_* \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle y (\kappa_2 \varepsilon + \nu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right\} + \frac{\beta_2 \varepsilon^2 \langle \rho \rangle}{e} \left( \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right)^2 - \beta_3 \langle \rho \rangle \varepsilon \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right|, \quad (8)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \theta}{\partial x} + \langle \rho \rangle \langle v \rangle_* \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \langle \rho \rangle y \left( \kappa_3 \varepsilon + \frac{\nu}{Sc} \right) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\} + \frac{\langle \rho \rangle \varepsilon}{Sc} \left( \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} \right)^2 - \beta_4 \left( 1 + \frac{\varepsilon}{e} \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \right) \frac{\langle \rho \rangle \theta e}{\varepsilon}. \quad (9)$$

Здесь  $\theta = 1/2\sigma^2$ ;  $\langle v \rangle_* = \langle v \rangle + \langle \rho'v' \rangle / \langle \rho \rangle$ ;

$\langle \rho \rangle$  — осредненная плотность;  $\langle z \rangle$  — осредненная концентрация пассивной примеси;  $\langle u \rangle$  и  $\langle v \rangle$  — компоненты средней скорости;  $\varepsilon$  и  $\nu$  — турбулентная и молекулярная вязкость;  $e = 1/2 \sum_{i=1}^3 \langle u_i'^2 \rangle$  — энергия турбулентности;  $\theta$  — уровень пульсаций концентрации;  $\langle \rho'v' \rangle$  — корреляция пульсаций плотности и скорости. Ось  $x$  направлена вдоль потока, ось  $y$  — перпендикулярно к оси  $x$ . Начало координат находится на оси течения в плоскости среза сопла. В модельных уравнениях (7)–(9) эмпирические постоянные равны значениям, предложенным в [6, 8]:  $\kappa_1 = 2,4$ ,  $\kappa_2 = \kappa_3 = 1,2$ ,  $\beta_2 = 0,09$ ,  $\beta_3 = \beta_4 = 0,14$ ,  $Sc_t = Sc = 0,8$ ,  $\beta_1 = 0,07$ .

Система уравнений (3)–(9) обезразмеривается следующим образом: все линейные размеры отнесены к радиусу сопла  $R_1$ ,  $\langle u \rangle$  и  $\langle v \rangle$  — к продольной компоненте скорости на оси сопла в начальном сечении  $\langle u \rangle_1$ ,  $\langle \rho \rangle$  — к плотности на оси сопла в начальном сечении  $\langle \rho \rangle_1$ ,  $\varepsilon$  и  $\nu$  — к  $\langle u \rangle_1 R_1$ ,  $e$  — к  $\langle u \rangle_1^2$ . Граничные условия для задачи о диффузионном горении струй имеют вид

$$y = 0: \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad (10)$$

$\langle v \rangle = 0$  — условие симметрии,

$$y \rightarrow \infty: \langle u \rangle = \langle u \rangle_2, \langle z \rangle = \varepsilon = e = \theta = 0. \quad (11)$$

Для решения задач о спутных турбулентных течениях большое значение имеет достаточно точное задание начальных условий, моделирующих условия истечения в эксперименте. При этом необходимо детальное моделирование начальных условий как для средних, так и для пульсационных параметров течения. Эта процедура вызывает существенные трудности, связанные с аппроксимацией больших градиентов параметров течения, имеющих место, например, в окрестности кромки сопла. Особые трудности вызывает моделирование начальных данных при течениях у стабилизаторов. Дополнительные сложности возникают при задании начальных условий в течениях с горением, имеющих в окрестности стабилизатора зоны рециркуляции вблизи начального сечения. В этом случае возможно влияние тепловыделения на начальные профили параметров течения, и использование при расчетах течения с горением экспериментальных данных, полученных в изотермических течениях, становится некорректным.

Наиболее детальное экспериментальное исследование диффузионного факела водорода в спутном потоке воздуха было проведено в [10], где расчетные данные сопоставляются с экспериментом. При задании начальных условий учитывается, что в экспериментах течение происходило без зон рециркуляции, уровень турбулентности очень мал (0,2%), погранич-

ный слой на внешней границе сопла «толстый» —  $\delta/R_1 = 4$ . Тогда, следуя оценкам из [11], для максимального уровня турбулентной вязкости можно получить

$$\varepsilon_{\max}/\langle u \rangle_1 R_1 \approx 0,003 \langle u \rangle_2 \delta / \langle u \rangle_1 R_1 = 0,003 m \delta / R_1, \quad (12)$$

где  $\delta$  — толщина пограничного слоя. Оценка для энергии турбулентности имеет вид  $e_{\max}/\langle u \rangle_1^2 \approx m^2 \cdot 10^{-2}$ .

Профиль энергии турбулентности задается аппроксимацией экспериментальных данных для интенсивности турбулентности [10], а профиль турбулентной вязкости — из условия равенства диссипативного слагаемого и члена с порождением в модельном уравнении (8), т. е.  $\varepsilon \sim e |\partial \langle u \rangle / \partial y|^{-1}$ . Такой баланс осуществляется в развитых турбулентных течениях. Оценка для максимальной турбулентной вязкости (12) позволяет выбирать градиент средней скорости в окрестности кромки сопла. Профиль пульсаций концентрации задается из условия равенства между собой членов с порождением и диссипацией в модельном уравнении (9). Таким образом,  $\theta \sim \varepsilon^2 (\partial \langle z \rangle / \partial y)^2 e^{-1}$ . Коэффициент пропорциональности равен  $(\beta_4 \cdot Sc_t)^{-1}$ .

При задании начальных профилей для средних параметров течения используется аппроксимация экспериментальных данных из [10]. Система уравнений (3)–(9) интегрировалась численно. Для уравнений (5)–(9) использовалась двухслойная безусловно монотонная неявная схема первого порядка точности [6]. Конечно-разностный аналог этих уравнений с граничными условиями (10), (11), записанными по первому порядку точности, решался методом прогонки. Профиль поперечной скорости определялся из условия «совместности» для уравнений параболического типа.

2. Расчеты спутного факела водорода и спутной негорящей струи водорода в воздухе проведены при  $m = 0,1$  и  $m = 0,5$ . Рассмотрим некоторые результаты расчета.

Как и в случае затопленного факела, спутный факел оказывается значительно более дальнобойным, чем негорящая струя. Несмотря на то, что факела более дальнобойны, чем негорящие струи при одинаковых числах  $m$ , при горении увеличивается и ширина струи. На рис. 1 приведены профили безразмерной концентрации в различных сечениях факела. По мере удаления от среза сопла факел становится шире, чем негорящая струя. Такой характер изменения геометрических характеристик факела может быть объяснен тем, что в горящих струях распределение плотности существенно отличается от распределения плотности в струях без горения. Из рис. 2 следует, что при горении плотность по всей ширине факела существенно ниже, чем в инертной струе. С увеличением  $m$  ширина факела возрастает (рис. 1, 1, 3). Полученные результаты не соответствуют предположениям, обычно принимаемым в интегральных методах расчета диффузионного факела (см. например, [12]) и нуждаются в экспериментальной проверке.

Расчеты показали, что с увеличением параметра  $m$  ( $m < 1$ ) дальнобойность факела увеличивается, что связано с уменьшением дефекта скорости и, следовательно, с уменьшением турбулентной вязкости. Турбулентная вязкость в спутном факеле значительно больше, чем в негорящей струе. В отличие от турбулентной вязкости кинетическая энергия турбулентности, отнесенная к местной скорости, в спутных струях и факелах по мере увеличения  $m$  растет. Такая же картина наблюдается и в поведении относительного уровня пульсаций концентрации. На рис. 3 приведено изменение уровня пульсаций концентрации на оси струи при  $m = 0,1$  (1, 2) и  $m = 0,5$  (3, 4).

С ростом параметра  $m$  в негорящей струе происходит увеличение  $\theta_{\max}^0 = \sqrt{2\theta_{\max}} / \langle z \rangle_{\max}$ . Так, например, при  $x/R_1 = 150$   $\theta_{\max}^0 \approx 35\%$

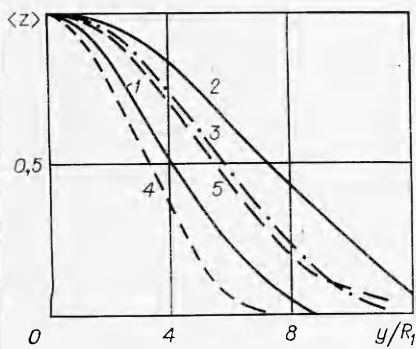


Рис. 1. Профили концентрации в различных сечениях факела.

Факел,  $m \sim 0,1$ : 1 —  $x/R_1 = 55$ , 2 — 160;  $m = 0,5$ : 3 —  $x/R_1 = 55$ . Негорящая струя,  $m = 0,1$ : 4 —  $x/R_1 = 55$ , 5 — 160.

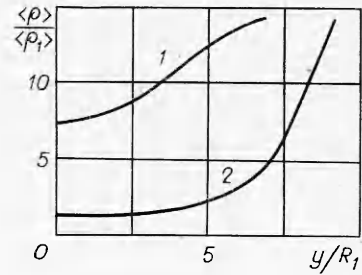


Рис. 2. Профили относительной плотности в струе (1) и в факеле (2);  $m = 0,1$ .

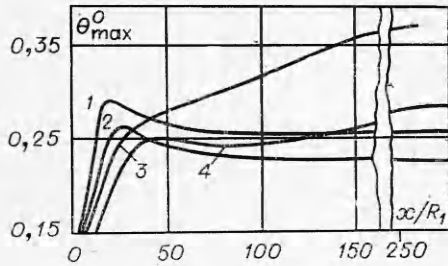


Рис. 3. Изменение уровня пульсаций концентрации на оси течения. 1, 3 — струя; 2, 4 — факел.

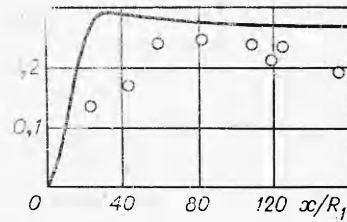


Рис. 4. Изменение энергии турбулентности на оси течения (кривая — расчет, точки — эксперимент).

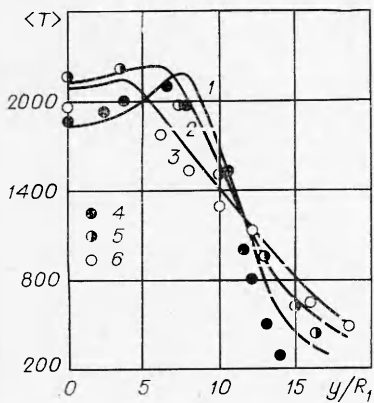


Рис. 5. Профили температуры в различных сечениях факела.  $m = 0,1$  (кривые — расчет, точки — эксперимент).  $x/R_1$ : 1, 4 — 160, 2, 5 — 240, 3, 6 — 320.

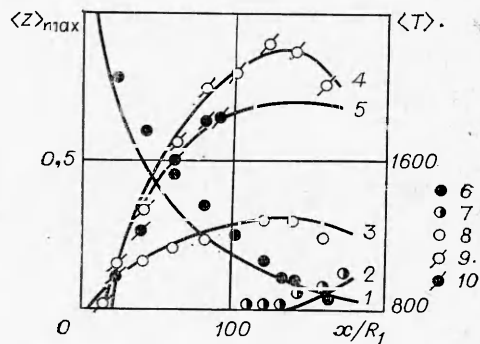


Рис. 6. Изменение температуры и мольных концентраций компонентов в факеле (кривые — расчет, точки — эксперимент). Концентрация при  $m = 0,1$ : 1, 6 — водорода, 2, 7 — кислорода, 3, 8 — воды; 4, 9 —  $\langle T \rangle$ .  $m = 0,5$ : 5, 10 —  $\langle T \rangle$ .

( $m = 0,5$ ), а при  $m = 0,1$   $\theta_{\max}^0 \simeq 25\%$ . Несколько ниже уровень  $\theta_{\max}^0$  в горящих струях, однако он выше, чем в случае затопленного факела.

Прежде чем перейти к непосредственному сравнению расчетных и опытных данных, необходимо отметить некоторые особенности экспериментального исследования [10], где отмечалось, что только режим с  $m = 0,1$  являлся полностью турбулентным; при всех остальных режимах истечения возможен был переход от ламинарного течения к турбулентному. Кроме того, во всех случаях пограничные слои на внешней кромке сопла были очень толстые, что не позволило в [10] выявить влияние  $m$  на некоторые характеристики факела. Так, не удалось получить увеличение длины факела с ростом  $m$ , не определялась интенсивность турбулентности при  $m > 0,1$  и т. д. Определяющая система (3)—(9) позволяет описывать только развитые турбулентные течения, поэтому в настоящей работе проведено сравнение в основном с опытными данными из [10] при  $m = 0,1$ .

На рис. 4 приведено сравнение расчетных и опытных данных для энергии турбулентности  $e_{\max}^0 = \sqrt{e_{\max}}/\Delta \langle u \rangle_{\max}$  ( $\Delta \langle u \rangle_{\max} = \langle u \rangle_1 - \langle u \rangle_2$ ) в факелах при  $m = 0,1$ . При  $x/2R_1 > 25$  совпадение можно считать вполне удовлетворительным. Средние характеристики течения описываются с более высокой точностью. На рис. 5 приведены профили температуры в трех поперечных сечениях факела. Профиль температуры при  $x/R_1 = 160$  имеет ярко выраженный максимум, соответствующий положению фронта горения, который по мере увеличения  $x/R_1$  приближается к оси течения. Эти данные демонстрируют эффект влияния пульсаций концентрации на изменение максимальной температуры  $\langle T \rangle_{\max}$  в факеле. Как и в случае затопленного факела [8], максимальная температура по длине факела растет. Вблизи конца факела, замыкающегося на оси течения, где уровень пульсаций концентрации минимален, максимальная температура в факеле приближается к адиабатической. На рис. 6 показано изменение температуры и мольных концентраций компонентов вдоль оси факела. При увеличении  $m$  осевая температура растет менее интенсивно и достигает максимума дальше от среза сопла.

В расчете получена характерная для диффузионного турбулентного горения область, в которой одновременно присутствуют топливо и окислитель. Такой результат, наблюдаемый во всех экспериментальных исследованиях диффузионного горения, не может быть описан в «квазиламинарной» (без учета пульсаций концентрации) постановке и является следствием использования осреднения по формуле (2).

Таким образом, предложенный в [6, 8] метод расчета затопленных турбулентных струй и факелов позволяет описывать течение в спутном факеле с приемлемой для турбулентных течений точностью.

Поступила в редакцию  
24/XI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. B. E. Launder, D. B. Spalding. Mathematical models of turbulence. Academic Press, London, 1972.
2. D. B. Spalding. Chem. Eng. Sci., 1974, 26, 95.
3. D. B. Spalding. Report HTS/75/1. Dept. of mech. eng. Imperial College, London, 1975.
4. F. C. Lockwood. Comb. and Flame, 1977, 29, 2.
5. R. W. Bilger. Prog. Energy Comb. Sci., 1976, 1.
6. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. Изв. АН СССР. МЖТ, 1977, 1.
7. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черногоровка, ОИХФ АН СССР, 1977.
8. А. Б. Лебедев. Изв. АН СССР. МЖТ, 1978, 5.
9. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР, МЖТ, 1972, 5.

10. J. H. Kent, R. W. Bilger. XIV-th Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, 1973.
11. Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашенинников и др. Турбулентное смешение газовых струй. М., Наука, 1974.
12. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Наука, 1960.

## СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ГАЗОВЗВЕСЯХ ЧАСТИЦ МАГНИЯ

*В. Г. Шевчук, С. В. Горошин, Л. А. Клячко, Н. Д. Агеев,  
Е. Н. Кондрагьев, А. Н. Золотко  
(Одесса)*

Интерес к изучению распространения пламени в газовзвесах твердых частиц обусловлен как практикой использования дисперсных материалов в различного рода энергосиловых установках и техникой безопасности, так и развитием самой теории горения.

В теоретических работах последних лет зачастую рассматриваются альтернативные механизмы процесса распространения пламени в газовзвесах, отличающиеся способом передачи тепла из зоны горения в предпламенную зону: кондуктивный [1] и радиационный [2]. Предсказываемые этими теориями зависимости скорости пламени от размера частиц газовзвеси различаются как по качественному виду, так и по абсолютным значениям скоростей. Так, в случае кондуктивного режима скорость пламени уменьшается, а в случае радиационного — растет с увеличением размера частиц.

Задача распространения пламени с учетом прогрева предпламенной зоны как теплопроводностью, так и излучением от зоны горения рассматривалась в [3]. Расчет, проведенный для аэровзвесей угля, показал наличие минимума в зависимости скорости от размера частиц. В связи с изложенным очевидна важность результатов экспериментального исследования распространения пламени в широком диапазоне размеров и концентраций частиц взвеси, сопоставление которых с расчетными зависимостями позволило бы выбрать адекватный механизм распространения пламени. Приходится, однако, констатировать отсутствие подобного рода систематических исследований.

В случае распространения пламени в аэровзвесах частиц металлов необходимо учитывать ряд специфических особенностей их горения, в первую очередь малые времена горения и большое количество конденсированных продуктов горения. В силу малости времен горения, как показывают оценки радиационного режима по модели [2], радиационные потоки от собственно горящих частиц невелики и не способны обеспечить стационарное распространение пламени. С другой стороны, излучение высокотемпературных мелкодисперсных окисных частиц может оказать существенное влияние на режим распространения пламени во взвеси [4].

В связи с этим в настоящей работе экспериментально исследуется процесс распространения ламинарного пламени в аэровзвесах частиц магния и предпринимается попытка построения теоретической модели, качественно объясняющей полученные результаты.

Для исследования распространения пламени в аэровзвесах частиц магния использовалась установка, созданная по схеме вертикальной закрытой сверху трубы со свободным оттоком продуктов горения. Преимущества такой схемы обсуждены в [5]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.