

## ВЛИЯНИЕ ГОРЕНИЯ НА МАСШТАБ ТУРБУЛЕНТНОСТИ СТРУЙ, СГОРАЮЩИХ В АТМОСФЕРЕ

### АННОТАЦИЯ

Измерения высоты пламени не являются простым, так как вследствие турбулентности течения пламя нестационарно, а его мгновенная форма имеет «рваный» вид. «Куски» горящего газа отделяются от основного пламени и летят вверх, уменьшаясь в размерах. Большинство измерений высоты пламени, известных из литературы, выполняется «на глаз», и точность их невелика.

Определенную ценность могут представлять не результаты одиночных испытаний, а обобщения большого числа данных, в широком диапазоне определяющих параметров. Сбором именно такой информации и занимается наш коллектив, что обеспечивает достоверность сделанных обобщений.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Отличительной особенностью турбулентных затопленных струй является отсутствие твердых границ, а следовательно, и ламинарного подслоя, что дает возможность полностью пренебречь влиянием молекулярной вязкости.

На внешней границе струи при ее движении возникают вихри, вследствие которых происходит выброс конечных масс жидкости (молей) или турбулентный обмен с окружающей средой. У этого явления есть много признаков, родственных с турбулентным пограничным слоем, образующимся на поверхности тела, обтекаемого равномерным потоком. Но есть и принципиальные различия, главное из которых сводится к характеру изменения масштаба турбулентности или длины пути смещения « $\ell$ ». Если в пограничном слое  $\ell = 0$  на твердой поверхности обтекаемого тела, то на некотором расстоянии от нее  $\ell = ky$  (что является неплохим допущением, тем более, что  $k \approx 0,4$  – постоянная Кармана, остающаяся одинаковой для многих типов течения).

Применительно к свободным струям такой закон изменения масштаба турбулентности  $\ell$  не выполняется, что намного осложняет решение прикладных задач и построение фундаментальных законов турбулентного горения.

### 2. АНАЛИЗ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ДИФфуЗИОННЫХ ПЛАМЕНАХ

Форма диффузионного пламени, в частности, его высота дает возможность получить важную информацию о процессах гомогенного горения и о влиянии на них турбулентности.

Доказано, что число Рейнольдса является определяющим, но не единственным критерием, от которого зависит безразмерная высота факела  $L/d_0$ . Вторым критерием подобия выступает отношение диаметра сопла  $d_0$  к «пороговому» значению  $d_* = 3 \cdot 10^{-3}$  м. При  $d_0 \leq d_*$  и достаточно больших числах Рейнольдса ( $Re_0 > 10^4$ ) безразмерная высота подчиняется общей (единой) зависимости от  $Re_0$ :

$$(L/d_0) \sim Re_0^{-0,2},$$

где  $Re_0 = \frac{\rho_0 u_0 d_0}{\eta_0}$ . Для всех  $d_0 > d_*$  зависимость

высоты факела от  $Re_0$  расслаивается, пропорционально корню квадратному из отношения  $(d_0/d_*)$ .

Такое различие критериальных закономерностей приводит к заключению о нарушении равновесия между процессами генерации и диссипации турбулентной энергии.

Это утверждение, по крайней мере, качественно согласуется с оценкой границ ламинарно-турбулентного перехода в диффузионных пламенах. Если при  $d_0 \leq d_*$  эти границы соответствуют величинам  $Re_{lr,1} = 2300$  и  $Re_{lr,2} = 5000$ , то при увеличении отношения  $(d_0/d_*)$  до 10 границы ламинарно-турбулентного перехода оказываются в 2-3 раза ближе.

Анализ опубликованных работ [1, 2] по струйно-факельному горению газов показал, что ядром проблемы турбулентного горения является несомненно вопрос о масштабе.

На основании этих результатов вычислены корреляционные функции  $R(\tau) = u(t+r)u(t)/u'^2$ , по которым рассчитан интегральный масштаб турбулентности

$$\ell = \bar{u} \int_0^{\tau_0} R(\tau) d\tau. \quad (1)$$

На рис. 1, 2 представлена динамика изменения этого масштаба как вдоль оси  $L$ , так и по радиусу  $r$ , измеренному перпендикулярно оси в двух поперечных сечениях на расстоянии  $L = 60$  и  $L = 90$  мм от среза сопла.

По этим результатам обработки экспериментальных исследований работы [3] можно сделать следующие выводы:

1) по отношению к радиусу сопла  $r_0 = 2,5$  мм макромасштаб  $\ell$  в струе без горения монотонно

возрастает как с увеличением расстояния  $L$ , так и поперек струи с ростом радиуса  $r$  от ее оси;

2) наличие горения на периферии струи приводит к резкому увеличению температуры и, как следствие, к росту масштаба  $\ell$ .

3) наложение профилей функций  $\ell(r)$  и  $T(r)$  показывает, что в первом приближении они подобны.

Также близки оказались кривые изменения этих параметров вдоль оси струи.

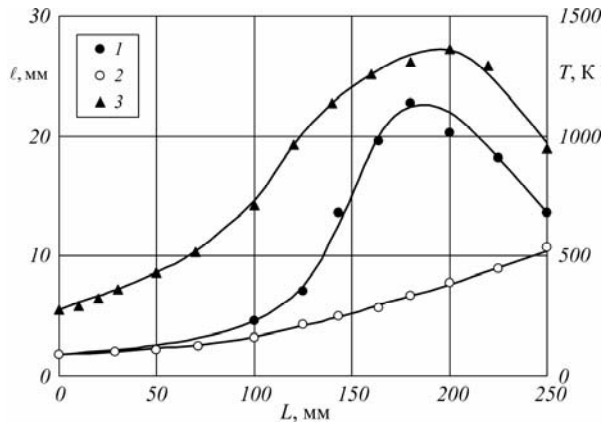


Рис. 1. Осевые профили масштаба турбулентности  $\ell$  и температуры  $T$  факела в зависимости от его длины  $L$ ,  $Re_0 = 4200$ :

1 –  $\ell$  (с горением); 2 –  $\ell$  (без горения); 3 – температура

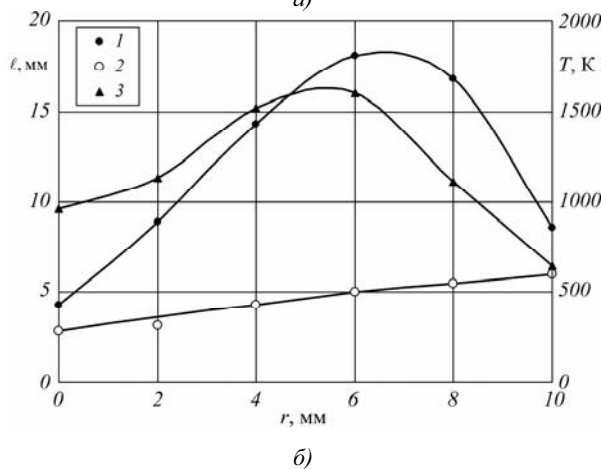
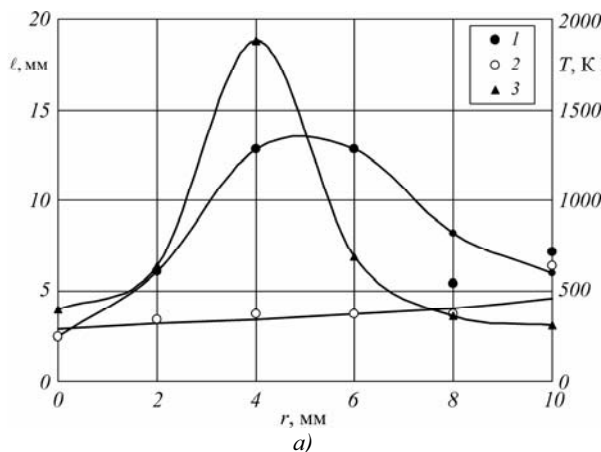


Рис. 2. Радиальные профили масштаба турбулентности  $\ell$  и температуры  $T$  факела при  $L = 60$  мм (а) и при  $L = 90$  мм (б)  $Re_0 = 4200$ :

1 –  $\ell$  (с горением); 2 –  $\ell$  (без горения); 3 – температура

Если в изотермической струе макромасштаб  $\ell$  почти вдвое меньше толщины струи  $\delta$ , то при наличии горения оказалось, что масштаб  $\ell$  во много раз превышает гидродинамическую толщину струи  $\delta$ , (т.е. измеренную по профилю скорости). Это ставит под сомнение классическую интерпретацию масштаба  $\ell$  как некоего диаметра турбулентного моля жидкости.

Не останавливаясь далее на особенностях визуальной интерпретации, полученных в работе [2] результатов, перейдем к оценке правомерности модели турбулентности, предложенной Л. Прандтлем в 1925 году и уточненной им же в 1945 году.

Как известно, Л. Прандтль сделал два фундаментальных предположения.

1. Амплитуда пульсаций скорости в потоке имеет порядок

$$(\overline{u'}) \sim \ell \left( \frac{du}{dr} \right).$$

2. Величина напряжения турбулентного трения, в свою очередь, пропорциональна

$$(\overline{u'v'}) \sim \ell^2 \left( \frac{du}{dr} \right) \left| \frac{du}{dr} \right|. \quad (2)$$

Обобщая на случай анизотропной турбулентности соотношения (1) и (2), следует записать их в виде функции от энергии турбулентных пульсаций

$$K = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}):$$

$$(\overline{u'v'}) = C_\mu \ell \sqrt{K} \left( \frac{du}{dr} \right), \quad (3)$$

где  $\sqrt{K} = C_k \ell \left( \frac{du}{dr} \right)_{\max}$  (4)

Здесь учитывается то обстоятельство, что согласно экспериментальным данным, в том числе и полученным в работе [2], на оси струи пульсации скорости  $u'$ , а также кинетическая энергия  $K$  отличны от нуля, тогда как градиент скорости  $\left( \frac{du}{dr} \right)_{r=0} = 0$  и турбулентное трение  $(\overline{u'v'}) = 0$ .

В таблице представлены измеренные в двух сечениях ( $L = 60$  и  $L = 90$  мм) максимальные значения ряда пульсационных параметров, а также градиент осредненной составляющей скорости  $\left( \frac{du}{dr} \right)_{\max}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена физически наглядная модель диффузионного горения топливной струи в пространстве, заполненном окислителем, которая базируется на предположении о квазиполициндрической форме пламени. Кстати, это не просто формальное допущение, а экспериментальный факт, подтвержденный фотографиями с достаточно малыми временами экспозиции. Интересно отметить, что на подоб-

Таблица 1. Анализ экспериментальных данных по параметрам турбулентности в водородных струях, истекающих в воздух

	Размерность	Без горения		С горением	
		$L = 60$ мм	$L = 90$ мм	$L = 60$ мм	$L = 90$ мм
$(u'v')_{\max}$	$\text{м}^2/\text{с}^2$	1,23	0,67	1,96	1,97
$u'$	м/с	1,85	1,42	2,54	2,64
$v'$	м/с	1,53	1,14	1,42	1,41
$w'$	м/с	1,57	1,18	1,82	1,60
$K$	м/с	4,12	2,35	5,90	5,76
$(du/dr)_{\max}$	1/с	1436,00	563,00	3570,00	2466,00
$\ell$ – измеренное по (1)	м	0,00333	0,00429	0,01254	0,0166
$u_{\max}$	м/с	12,60	9,62	22,06	19,22
$C_{\mu} = (u'v'/K)^2$		0,09	0,08	0,11	0,12
$C_{\mu}$ среднее		0,10			
$\ell = u'v'/((du/dr)K^{0,5}C_{\mu})$	м	0,00425	0,00779	0,00228	0,00336
$\delta$	м	0,011	0,014	0,006	0,007
$\ell/\delta$		0,39	0,56	0,38	0,48
$\ell/\delta$ среднее		0,45			
$C_k = K^{0,5}/(\ell(du/dr))$		0,33	0,35	0,30	0,29
$C_k$ среднее		0,32			

ных фотографиях обнаружен еще один важный процесс — гидродинамическая неустойчивость горящих струй. Амплитуда этих колебаний составила несколько калибров, что, возможно, послужило причиной последующих расхождений в оценке интегрального масштаба турбулентности.

Рассмотрены экспериментальные данные, в частности, результаты прямых измерений масштаба турбулентности  $\ell$  и установлено, что масштаб турбулентности  $\ell$  в турбулентных струях, рассчитанный на основании автокорреляционных функций, имеет принципиально различный функциональный вид при наличии горения и без него, а в изотермических струях практически подобен толщине слоя смещения  $\delta$ , которая линейно возрастает с удалением от среза сопла.

А также важно отметить, что отношение масштаба турбулентности  $\ell$  к толщине слоя смещения  $\delta$  остается приблизительно тем же в струях с горением и без него.

### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$d$  – диаметр, м;  
 $C_k$  – константа пропорциональности в (4);  
 $C_{\mu}$  – константа пропорциональности в (3);  
 $K$  – кинетическая энергия, Дж;  
 $k$  – постоянная Кармана;

$L$  – высота пламени, м;  
 $\ell$  – масштаб турбулентности, м;  
 $R$  – автокорреляционный коэффициент;  
 $r$  – радиус, м;  
 $T$  – температура, К;  
 $u$  – линейная скорость, м/с;  
 $y$  – координата;  
 $Re$  – число Рейнольдса;  
 $\delta$  – гидродинамическая толщина струи, м;  
 $\eta$  – коэффициент вязкости, кг/(м·с);  
 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\tau$  – время, с.  
 Индексы:  
 max – максимальная;  
 tr – переход;  
 0 – начальная;  
 \* – характерное значение.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hideaki Kobayashi, Teppei Nakashime, Takashi Tamure, Kaory Maruta and Takashi Nioka.** Turbulence Measurements and Observations of Turbulent Premixed Flames of Elevated Pressures up to 3 MPa // Combustion and Flame. 1997. Vol. 108. P. 104–117.
2. **Toshimi Takagi, Hyun-Dong Shin and Akira Ishio.** Properties of Turbulence in Turbulent Diffusion Flames. // Combustion and Flame. 1981. Vol. 40. P. 121–140.
3. **Законы горения** / Под общ. ред. Ю.В. Полежаева. М.: Энергомаш, 2006. 352 с.