

**О СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ
ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА**

Е. С. Щетинков

Развитие современной теории турбулентного горения газов происходило по двум, почти не связанным друг с другом направлениям: горение предварительно перемешанных и неперемешанных газов. Первый вид горения принято называть гомогенным, а второй — диффузионным¹.

Начало теории гомогенного турбулентного горения было положено работами Дамкелера и Щелкина, которые создали первые физические модели явления и на их основе вывели первые расчетные формулы для скорости горения. Дальнейшее развитие теории шло в основном по тому же пути: на основе экспериментальных наблюдений и теоретических соображений создавались более совершенные модели и предлагались конечные расчетные формулы и критерии для двух основных характеристик факела: скорости распространения пламени и ширины зоны горения. Численные методы расчета параметров волны гомогенного горения практически не разрабатывались.

Теория диффузионного горения, наоборот, развивалась в основном как теория численных методов расчета, начало которым было положено известной работой Бурке — Шумана. При этом как в теории, так и в эксперименте в качестве основных характеристик факела принимались длина и ширина зоны выгорания (при струйной подаче горючего). Понятие «скорости горения», или «скорости распространения пламени», к диффузионному факелу не применялось.

При этом следует отметить, что сложные численные методы, разрабатываемые в теории диффузионного горения, позволяют получить гораздо больше информации о факеле по сравнению с простыми алгебраическими формулами, предлагаемыми в теории гомогенного горения. На практике же во многих случаях эта добавочная информация оказывается излишней. Поэтому разработка и анализ простых интегральных характеристик диффузионного факела, сопоставимых с такими же характеристиками гомогенного факела, остаются, на наш взгляд, актуальной задачей.

Видимо, сам ход исторического развития двух рассматриваемых разделов теории горения предопределил независимость их результатов не только по методам, но и по конечным целям исследования. Такое положение нельзя признать нормальным. Основой как гомогенного, так

¹ Указанные два вида горения есть частные случаи более общего вида стационарного, стабилизированного горения потока газовой смеси с местными зонами избытка и недостатка окислителя.

и диффузионного горения является химическая реакция в турбулентной среде. Конечная утилитарная цель этих процессов также одинакова: максимальная теплонапряженность факела и полнота реакции, поэтому и описание их полезно выполнять в одинаковых терминах, чтобы можно было проводить сопоставление результатов, полученных в той и другой области.

Некоторой иллюстрацией сказанного может служить, например, существующая неопределенность в сравнительной оценке эффективности гомогенного и диффузионного факела. Действительно, сейчас без предварительного исследования трудно сказать, какой из двух факелов хуже или лучше другого, по каким параметрам и насколько. Если бы параметры гомогенного и диффузионного факела были общими, то такое сравнение получилось бы автоматически.

Целью настоящей работы является привлечение внимания исследователей к отмеченному недостатку развития теории горения газов. Кроме того, в работе делается попытка выбора такой характерной скорости горения, которая была бы пригодна как для гомогенного, так и для диффузионного факела.

Выбор скорости горения турбулентного диффузионного факела

За характерную скорость диффузионного горения можно было бы взять скорость распространения пламени по его осредненной передней границе. Однако против этого предложения можно выставить те же доводы, которые выдвигались против использования этой характеристики для гомогенного факела (см., например, [1, 2]). Кроме того, в диффузионном факеле есть две равноправные границы (в потоке горючего и окислителя) и непонятно, какой из них нужно отдать предпочтение.

Основным практическим назначением диффузионного горения, так же как и любого другого, является производство тепла или продуктов сгорания, поэтому представляется целесообразным связать характерную скорость диффузионного горения с темпом образования продуктов горения. Для этого по аналогии с понятием «восстановленной концентрации горючего» введем понятие «восстановленного потока горючей смеси». Под этим понятием будем понимать величину $\tilde{\rho}_{см} \tilde{u}_{см}$, где ρ — плотность, u — скорость, а индекс см означает стехиометрическую смесь, приведенную к начальным условиям перемешанных потоков горючего и окислителя (по скорости и температуре). Надстрочный знак означает операцию вычисления этих приведенных величин по известному содержанию продуктов сгорания в рассматриваемом сечении факела.

Сказанное удобнее всего пояснить на конкретном примере струйного горения в спутном плоском потоке (рис. 1). Пусть струя горючего площадью $b_{гн}$ расположена в центре (индекс г), а окислитель содержится во внешнем потоке (индекс в). Будем предполагать, что из эксперимента или из численного расчета в каждом сечении известно значение интегральной полноты сгорания

$$\varphi(x) = \frac{\int_0^{\infty} (I \rho u dy)_x - \int_0^{\infty} (I_n \rho u dy)_{x=0}}{Q \rho_g u_g b_{гн}},$$

где I и I_n — термодинамическая энтальпия единицы массы газа соответственно в текущем и начальном сечении; Q — тепловой эффект горючего и dy — элемент площади поперечного сечения. Для сечения x диффузионного факела проведем следующую мысленную операцию: соберем

Из уравнения состояния и уравнения сохранения энтальпии при смешении³ находим восстановленную плотность

$$\tilde{\rho}_{см} = (1+L_0)/(1+L_0/n). \quad (4)$$

Из уравнения сохранения массы при смешении с помощью (1)—(4) находим площадь восстановленного потока

$$\begin{aligned} \tilde{b}_{см} &= G_{см}/\tilde{\rho}_{см}\tilde{u}_{см} = b_{гн}(1+L_0/n) \times \\ &\times (1+L_0)/(1+mL_0) \cdot \varphi(x). \end{aligned} \quad (5)$$

При этом, очевидно, $\tilde{b}_{см} \neq \tilde{b}_г + \tilde{b}_в$, поскольку способ приведения $\tilde{b}_{см}$ отличается от приведения $\tilde{b}_г$ и $\tilde{b}_в$.

В случае плоского факела величине $\tilde{b}_{см}$ можно приписать размерность длины. Эта величина, которую назовем «восстановленной шириной диффузионного пламени», монотонно возрастает по длине факела. Ее численное значение в данном сечении можно рассматривать как характерный поперечный размер диффузионного факела, однозначно связанный с полнотой сгорания.

Для характерной поперечной скорости диффузионного горения u_d естественно выбрать скорость изменения восстановленной ширины по времени

$$u_d = d\tilde{b}_{см}/dt = \tilde{u}_{см} \cdot d\tilde{b}_{см}/dx. \quad (6)$$

Подставив (3) и (5) в (6), получим для плоского факела

$$u_d(x) = b_{гн}u_r(1+L_0/n) \cdot d\varphi/dx. \quad (7)$$

Если кривую $\varphi(x)$ заменить прямой, то из (7) при $\varphi=1$ можно получить среднюю по плоскому факелу скорость диффузионного горения

$$u_{д.ср} = u_r \cdot b_{гн}/L_\phi \cdot (1+L_0/n), \quad (8)$$

где L_ϕ —длина факела от сопла до конца горения.

Для осесимметричного факела расчетные формулы приобретают несколько другой вид. «Схема восстановления», изображенная на рис. 1, может быть использована и для этого случая. Обозначим радиус трубки горючего через $R = b_{гн}$. Тогда ширина $\tilde{b}_г$ кольца сгоревшего газа определится из формулы, аналогичной (1):

$$\tilde{b}_г(2R - \tilde{b}_г) = \varphi R^2, \quad (9)$$

Ширина $\tilde{b}_в$ стехиометрического кольца окислителя вычислится из

$$\tilde{b}_в(2R + \tilde{b}_в) = L_0/mn \cdot \varphi R^2, \quad (10)$$

а восстановленная ширина сгоревшей смеси $b_{см}$ из

$$\tilde{b}_{см}[2(R - \tilde{b}_г) + b_{см}] = R^2(1+L_0/n) \cdot (1+L_0)/(1+mL_0) \cdot \varphi(x). \quad (11)$$

Зная $\tilde{b}_{см}$ из (11) и $\tilde{u}_{см}$ из (3), можно вычислить местную радиальную скорость горения по формуле (6). Однако представить формулу в решенном виде, аналогично (7), здесь не удастся.

Скорость горения, средняя по длине осесимметричного факела, может быть определена из формулы, аналогичной (8):

$$u_{д.ср} = u_r \cdot R/L_\phi \cdot [(1+L_0/n) \cdot (1+mL_0)/(1+L_0)]^{1/2}. \quad (12)$$

³ Теплоемкость и молекулярный вес компонентов факела предполагаются одинаковыми.

На основе того же определения скорости диффузионного горения можно вычислить u_d для сферической бомбы. Этот случай представляет интерес ввиду простоты обработки результатов эксперимента: как известно, скорость выделения тепла (или dq/dt) в бомбе независимо от механизма выделения тепла есть однозначная функция давления, измеряемого по времени.

Ход расчета можно себе представить из схемы, изображенной на рис. 2. Пусть горючее, будучи мысленно собранным до горения около центра бомбы, в начальный момент времени занимает сферу радиуса r_n , а окислитель — объем $4\pi(R^3 - r_n^3)/3$. При этом начальная температура горючего и окислителя не обязательно должна быть одинаковой. По измеренному давлению можно вычислить восстановленное количество сгоревшего горючего, т. е. толщину сферического кольца горючего b_r , кольца окислителя \tilde{b}_n , а также приведенную к одной начальной температуре толщину кольца смеси $\tilde{b}_{см}$. Отсюда вычисляется скорость горения

$$u_d = db_{см}/dt = f[p(t)].$$

На основе принятого физического определения скорости горения можно вычислить u_d и для других видов диффузионного горения, таких как встречные струи или короткие, сильно турбулизованные факелы типа рис. 1, но с большим наклоном фронта пламени к оси потока, когда формулы (6) — (8) могут дать существенную ошибку.

Перейдем к рассмотрению применения введенного определения скорости диффузионного горения к другим видам горения: ламинарному и турбулентному гомогенному.

Скорость ламинарного горения u_d определяется как скорость перемещения фронта пламени относительно свежей смеси по нормали к фронту. Из рис. 3, где изображен прямой бунзеновский конус, видно, что при малом наклоне фронта к оси и при малой толщине пламени

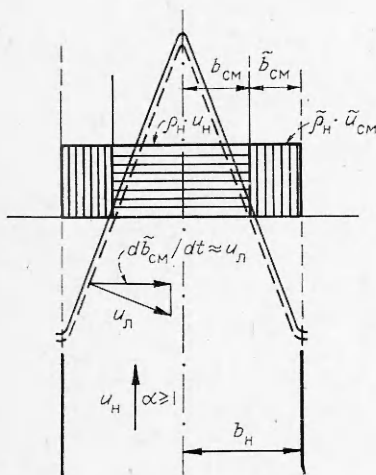


Рис. 3. К определению скорости ламинарного горения гомогенной смеси.

$$u_d \approx d\tilde{b}_{см}/dt = u_n db_{см}/dx = -u_n \cdot db_{см}/dx,$$

где $\tilde{b}_{см}$ вычисляется по тем же правилам, что и для диффузионного факела.

Несколько сложнее обстоит дело с турбулентным гомогенным факелом. Выше уже указывалось, что введенная Дамкелером и Щелкиным скорость распространения пламени $u_{то}$, по перемещению его передней границы обладает рядом недостатков, анализ которых здесь был бы излишним.

В работе [1] было предложено измерять скорость турбулентного гомогенного пламени по скорости движения границы мысленно отсортированных из зоны горения молекул несгоревшей смеси и приведенных к начальным условиям, т. е.

$$u_T = -db_{см}/dt. \quad (13)$$

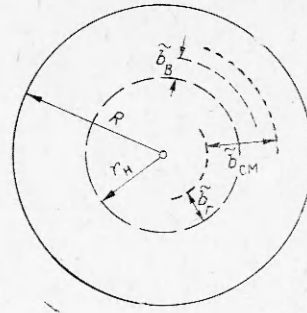


Рис. 2. К определению «восстановленной ширины» турбулентного диффузионного пламени в сферической бомбе.

**Результаты обработки
некоторых экспериментальных данных
по диффузионному и гомогенному горению**

В [3] проведены подробные измерения полей избыточного теплосодержания для турбулентного спутного диффузионного факела. Струя горячего газа, состоявшего в основном из смеси метана с азотом и продуктами сгорания, при температуре 1000—1200 К вытекала из сопла \varnothing 20 мм со скоростью 55—60 м/с. Скорость спутного воздушного потока варьировалась от 2 до 35 м/с и m соответственно изменялось от 0,04 до 0,65. Кривые избыточного интегрального теплосодержания факела, отнесенные к избыточному теплосодержанию потока при $\bar{x} = 1$, воспроизведены на рис. 5, б.

На рис. 5, а изображены кривые скорости турбулентного диффузионного горения u_d , вычисленные по формулам (3), (6) и (9) — (11). При этом полнота сгорания ϕ определялась по кривым теплосодержания рис. 5, б при заданной массовой концентрации горячего газа в центральной струе c_r и при $c_p = 0,29$. Стехиометрический коэффициент и теплотворная способность газовой смеси в центральной струе вычислялись соответственно из $L_0 = 15 c_r$ и $H_u = 10000 c_r$ ккал/кг = 41900 c_r кДж/кг.

Из 5, а видно, что максимум диффузионной скорости горения приходится на среднюю часть факела и его значение зависит от степени спутности. Видимо, так же как и в гомогенном горении, сильное влияние на скорость диффузионного горения оказывает пульсационная скорость u' в пограничном слое струи горячего. Этим обстоятельством можно объяснить некоторую ступенчатость кривых u_d при коэффициентах спутности 0,52 и 0,66. Действительно, в этих двух случаях конец факела, как видно из рис. 5, а, уже выходит из ромба постоянных пульсационных скоростей внешней струи \varnothing 250 мм, длина которого, как известно, составляет 1—1,5 калибра, т. е. в нашем случае (12—18) d_r . Таким образом, горение происходило в области повышенной турбулизации, чем и объясняется дополнительный «всплеск» кривой $u_d(x)$. По этой причине эти два эксперимента рассматривать не будем.

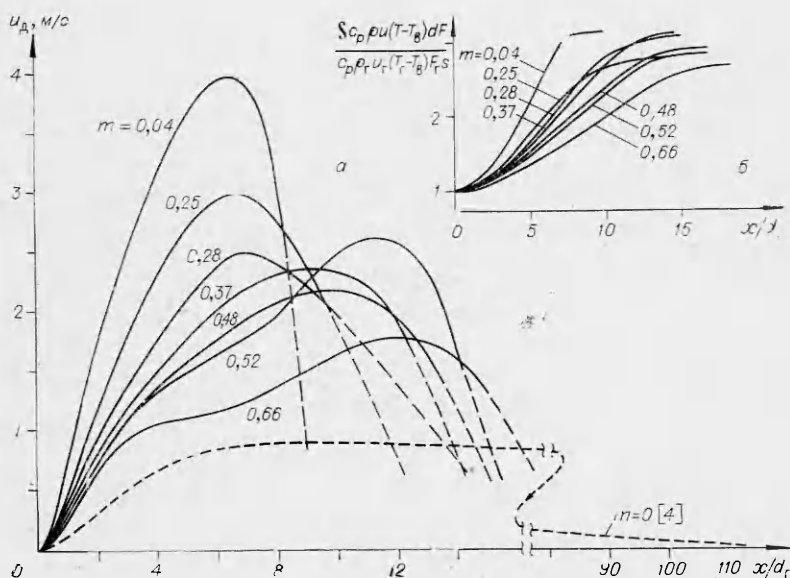


Рис. 5. Скорость турбулентного гомогенного горения по данным [3].

Номер опыта	d_{Γ} , мм	u_{Γ} , м/с	T_{Γ} , К	$H_{\text{нл}} \cdot 10^{-3}$, ккал/кг	L_0	m	n	L_{Φ} / d_{Γ}	$u_{\text{д.сп.}}$, м/с	$u_{\text{д.сп.}} / u'_{\text{max}}$	Состав горючего газа	Литература
1	20	58	1180	0,56	0,83	0,04	3,70	8	3,00	0,260	СН ₄ +продукты сгорания	[3]
2	20	56	1060	0,48	0,72	0,25	3,50	24	2,12	0,320	Т ₀ же	[3]
3	20	57	1130	0,61	0,92	0,28	3,75	30	1,71	0,270	»	[3]
4	20	57	1110	0,66	0,99	0,37	3,70	28	1,89	0,330	»	[3]
5	20	57	1110	0,62	0,93	0,48	3,66	32	1,73	0,340	»	[3]
6	10	100	~300	6,70	10	0	2,00	120	0,31	0,028	Городской газ	[4]
7	3,18	150	~300	28,8	34,5	0	14,5	120	0,19	0,005	Водород	[6]
8	3,18	50	~300	11	15,7	0	0,67	280	0,11	0,010	Пропан	[6]
9	6,36	40	~300	~1,3	1,5	0	~1,1	50	0,36	0,037	Город. газ+воздух	[6]
10	0,7	18	~300	28,8	34,5	0,50	14,5	200	0,20	0,140	Водород	[5]
11	0,7	57	~300	28,8	34,5	0,50	14,5	200	0,64	0,140	Т ₀ же	[5]

Примечание. В опытах 10 и 11 вместо d_{Γ} взято L_{Φ} / d_{Γ} и вместо L_{Φ} / d_{Γ} — L_{Φ} / d_{Γ} .

Если отнести $u_{\text{д.сп.}}$ к u'_{max} , наблюдаемому в зоне смешения нераагирующей струи со спутным потоком [9], то кривые значительно сближаются. Это можно видеть из таблицы, где приведены соответствующие цифры. Здесь же приведены значения абсолютных и относительных средних скоростей горения, вычисленные по (12). Цифры получились, естественно, значительно меньше, но примерное постоянство относительных скоростей $u_{\text{д.сп.}} / u'_{\text{max}}$ сохранилось. В таблице даны также результаты обработки опытов [4], где выгорание затопленной струи городского газа $\varnothing 10$ мм определялось по химическому анализу факела. Пульсационные скорости измерялись для изотермической струи ($u'_{\text{max}} \approx 11$ м/с). Расчет $u_{\text{д.сп.}}$ проводился по формулам (6), (11) и (12).

В работе [5] оптическим способом измерялось выгорание $\varphi(x)$ плоской спутной струи водорода в канале сечением 45 на 45 мм при избытке воздуха $\alpha = 17,5$. Обработка проводилась по формулам (7), (8). Кроме того, в таблице приведены результаты расчета средних скоростей горения (12) для экспериментов [6], относящихся к затопленным струям пропана, водорода и смеси городского газа с воздухом.

Из рассмотрения таблицы можно сделать следующие предварительные выводы:

1) при варьировании коэффициента спутности m скорость диффузионного горения существенно изменяется. Однако отношение скорости горения к максимальной пульсационной скорости холодного течения остается примерно постоянным, что говорит об определяющем влиянии последней на процесс горения;

2) при варьировании скоростей горючего и окислителя так, что коэффициент спутности остается постоянным, скорость горения изменяется пропорционально скорости потоков, но так, что ее отношение к пульсационной скорости остается постоянным (ср. опыты 10 и 11): Этот результат согласуется с известным выводом о том, что для частного случая затопленной струи

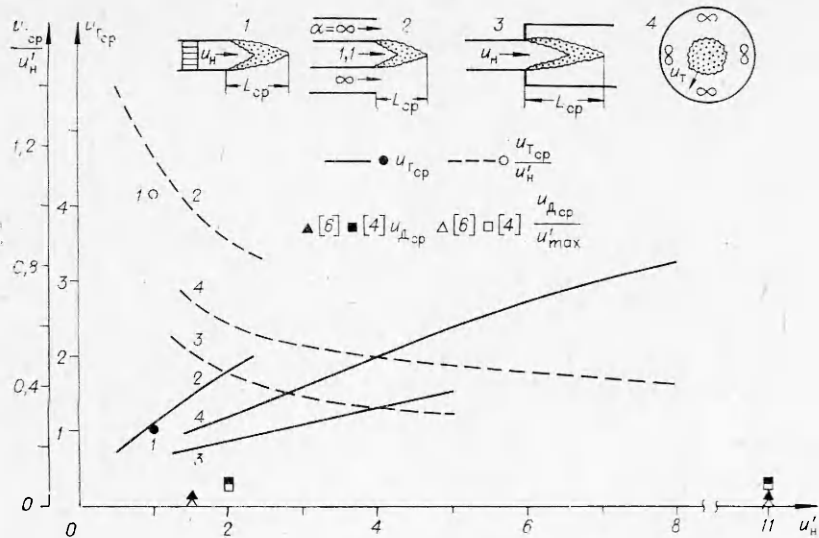


Рис. 6. Сопоставление скоростей турбулентного гомогенного и диффузионного горения.

1 — 4% C_3H_8 , $\epsilon_H = 8\%$, $\varnothing 30$ мм, $u_H = 13$ м/с [12]; 2 — бензин, $u_H = 30$ см/с, $\epsilon_H = 5\%$, 40×40 мм [11]; 3 — городской газ, $\alpha = 1,1$, $\varnothing 18$ мм, $\epsilon_H = 5\%$ [10]; 4 — сферическая бомба, $CH_4 + 2O_2 + 4,93N_2$, $u_H = 70$ см/с [8].

($m=0$), длина факела оказывается слабо зависящей от скорости струи. Тогда из (8) и (11) следует, что при этом должно быть $u_{д.ср} \sim u_r$;

3) одновременное варьирование химического состава, спутности и нагрева струи приводит к сильному изменению как абсолютных, так и относительных скоростей горения. Для установления каких-либо эмпирических закономерностей в этом случае, видимо, необходимо проведение специальных экспериментальных исследований или сопоставление с имеющимися обобщениями опубликованных экспериментов (см. [7]).

Интересно только отметить, что опыты 5 и 11, проведенные при существенно разных условиях ($H_u = 600$ и 28750 , $L_0 = 0,93$ и $14,5$, $d_r = 20$ мм и $h_r = 0,7$ мм), но при одинаковых скоростях струй горючего (57 м/с) и спутностях ($m \approx 0,5$), дали известное совпадение максимальных значений абсолютной и относительной скорости горения. Однако относительные длины факелов, а следовательно продольные координаты и средние скорости горения получились при этом существенно различными.

В заключение остается сопоставить вычисленные экспериментальные значения скоростей диффузионного горения со скоростями турбулентного гомогенного горения, чтобы можно было сравнить интенсивность процесса горения в этих двух случаях.

К сожалению, в подавляющем большинстве опытов с гомогенным горением измерялась скорость распространения передней границы пламени $u_{т0}$, которая имеет мало общего с u_r , вычисляемой по (13). Однако для прямых турбулентных факелов (т. е. при поджигании у периферии) средняя по факелу скорость гомогенного горения в первом грубом приближении может быть вычислена по формуле (13), если допустить, что средняя скорость движения газа на оси факела равна скорости смеси u_H на срезе сопла. Тогда из (13) получим

$$u_{тср} = u_H \frac{d}{2L_\Phi},$$

где L_Φ — длина факела от среза сопла до конца горения.

На рис. 6 дана зависимость $u_{т.ср}$ от пульсационной скорости на срезе сопла $u'_н$ для трех серий опытов [10—12], а также приведены аэродинамические схемы опытов каждой серии и кривые относительных скоростей горения $u_{т.ср}/u'_н$.

Из диаграммы можно видеть, что согласование между собой как абсолютных, так и относительных скоростей горения, вычисленных по разным источникам, неудовлетворительно. Видимо, это объясняется различиями в схемах опытов и сделанным допущением о постоянстве скорости потока на оси. В этой связи нужно отметить, что указанное допущение, видимо, лучше всего выполняется для условий опытов [11].

Проведем сравнение с диффузионным горением. Для этого выберем опыты 6 и 8, где, как и в опытах рис. 6, применялось углеводородное горючее в затопленной струе. При сопоставлении возникают сомнения, в каком месте по оси абсцисс следует разместить точки $u_{д.ср}$ и $u_{д.ср}/u_{max}$. На рис. 6 это сделано в двух вариантах: слева экспериментальные точки помещены на абсциссу, соответствующую турбулентности потока в насадке, т. е. $u'_н = (0,02 \div 0,03) u_{н}$. Справа — на абсциссу, соответствующую u_{max} . Как видно из диаграммы, и в том и в другом случае экспериментальные точки для диффузионного горения располагаются значительно ниже кривой, соответствующей самому медленному гомогенному пламени.

Таким образом, несмотря на большой разброс экспериментальных данных по гомогенному горению, можно определенно утверждать, что скорость гомогенного горения углеводородов по крайней мере в несколько раз превышает скорость диффузионного. Этот вывод согласуется с умозрительным утверждением об определяющем значении двухкомпонентного смешения микрообъемов для гомогенного горения (объемы свежей смеси и продуктов сгорания) и трехкомпонентного — для диффузионного (объемы горючего, окислителя и продуктов сгорания). Естественно, что статистический первый процесс должен протекать значительно быстрее чем второй, что и подтверждается проведенным выше сравнением.

Заключение

Проведенное исследование показало, что скорость поперечного расширения «восстановленного» потока продуктов сгорания может быть использована в качестве характерной скорости диффузионного горения; а ширина этого потока — в качестве линейного размера, характеризующего степень выгорания.

Физическая основа скорости диффузионного горения полностью согласуется с известными в литературе представлениями о скорости ламинарного и турбулентного гомогенного горения, поэтому возможно сопоставление интенсивности всех трех видов горения. При экспериментальных исследованиях турбулентного гомогенного горения полезнее измерять не скорость распространения пламени по его передней границе, как это обычно делается, а скорость горения, однозначно связанную со скоростью выделения тепла.

Проведенное предварительное сравнение скоростей диффузионного и гомогенного горения говорит о значительном уменьшении интенсивности выделения тепла в диффузионном факеле по сравнению с гомогенным, что, видимо, объясняется усложнением процесса смешения, предшествующего химической реакции.

В заключение автор выражает благодарность Ш. А. Ершину, А. И. Мальцеву и В. Ф. Соколенко за помощь в анализе экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Прудников.— В сб.: Вопросы турбулентного горения. М., «Оборонгиз», 1960.
2. Е. С. Шетинков. Физика горения газов. М., Физматгиз, 1965.
3. Ш. А. Ершин. Докт. дис. КазНИИ энергетики, Алма-Ата, 1972.
4. R. Guenther, H. Simon. XII-th Symposium on Combustion (International, 1969, p. 1069—1079).
5. В. Ф. Соколенко. Канд. дис. ИХКиГ, Новосибирск, 1974.
6. Б. Гаусгорн и др.— В сб.: Вопросы горения. Т. 1. М., ИЛ, 1953.
7. В. К. Баев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1975, 11, 1, 138.
8. В. П. Карпов и др. Докл. АН СССР, 1960, 32, 1341.
9. А. С. Гиневский и др. МЖГ, 1966, 4, 88.
10. В. И. Андреев.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Л., «Недра», 1964.
11. С. М. Ильяшенко, А. В. Талантов. Теория и расчет прямооточных камер сгорания М., «Машиностроение», 1964.
12. Ю. В. Игнатенко, В. Ф. Соколенко. ФГВ, 1971, 7, 4, 585.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СОСТАВНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛАМЕН

В. А. Коваленко, Л. П. Ярин

1. В развитие выполненных ранее исследований [1—3] рассмотрим структуру составных турбулентных пламен, образующихся при горении системы факелов неперемешанных газов или однородной смеси. Предварительно обсудим некоторые закономерности распространения составных турбулентных струй, отражающие специфику рассматриваемых типов струйных течений.

Измерения показывают, что в поле течения составной струи, истекающей из системы осесимметричных сопел, расположенных вдоль некоторой окружности, можно выделить четыре характерных участка. На первом из них, расположенном в окрестности плоскости среза сопел, профили скорости имеют следующий вид. Вблизи оси симметрии — зоне, ограниченной внутренними границами струй, — продольная составляющая средней скорости практически равна нулю. В пределах элементарных струй распределение $\langle u \rangle$ аналогично распределению средней скорости в затопленных струях.

При слиянии элементарных струй формируется единый профиль скорости с характерным провалом вблизи оси. При удалении (по потоку) от точки слияния пограничных слоев провал на профилях $\langle u \rangle$ вырождается. Концу второго участка отвечает типичное для свободных струй распределение с максимумом $\langle u \rangle$ на оси и монотонным уменьшением ее к периферии. Третья зона — участок трансформации трехмерного струйного движения в двумерное осесимметричное. В конце ее профили скорости приобретают вид профилей, отвечающих автомодельному струйному движению. Четвертый участок — область двумерного (в среднем) автомодельного течения. В этой зоне составная струя полностью вырождается в осесимметричную.

Отмеченные особенности аэродинамики составных струй характерны и для газовых пламен. В обоих случаях наблюдается существенное искривление условных границ в пределах первого и второго участков, увеличение скорости вдоль оси течения и т. д.

Исследование аэродинамики составного турбулентного диффузионного факела проводилось на прямоугольной многосопловой горелке с регулируемым расстоянием между осью и центрами сопел. При четырех- и шестисопловой компоновке отношение r/R изменялось от 0,2 до