

ВЛИЯНИЕ ДИФфуЗИОННОГО РАССЛОЕНИЯ НА ГОРЕНИЕ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ В ЛАМИНАРНОМ И ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов

1. Процесс горения однородной смеси в турбулентном потоке обычно анализируется с позиций так называемой «поверхностной» модели, т. е. предполагается, что горение происходит в тонких фронтах пламени. Турбулентные пульсации, искривляя фронт пламени, увеличивают его поверхность, а движение фронта пламени по нормали со скоростью нормального распространения пламени u_n приводит к уменьшению площади этой поверхности. Этот процесс должен, очевидно, характеризоваться двумя параметрами: пульсационной скоростью u' и величиной u_n .

При одинаковых значениях u_n и u' скорость турбулентного распространения пламени u_t в «богатых» и «бедных» смесях оказывается существенно различной. Для объяснения этого факта в работе [1] сделано предположение, что величина u_t должна также зависеть от толщины ламинарного фронта пламени δ . Эту зависимость удобно характеризовать с помощью эффективного коэффициента молекулярного переноса a , определяемого как произведение $u_n \delta$. Величина a находилась путем обработки опытных данных, в которых измерялись минимальная энергия искрового воспламенения, критический градиент скорости при проскоке пламени, гасящий диаметр и т. д. (методика определения величины a описана ниже).

Было установлено, что в пропано-воздушной смеси параметр a монотонно возрастает с увеличением коэффициента избытка воздуха α . Отмеченное увеличение оказалось весьма значительным. Так, при изменении α от 0,6 до 1,4 величина a возросла в четыре раза.

Зависимость $a(\alpha)$ использовалась в [1] для объяснения особенностей горения «богатых» и «бедных» смесей. В работе предложена модель, в которой существенную роль играет минимальный размер l возмущений, наблюдаемых на поверхности фронта пламени. Установлено, что чем меньше этот размер, тем больше поверхность фронта пламени и тем больше u_t . Величина l зависит от характеристик турбулентности и параметров u_n и a . При прочих равных условиях уменьшение a (а следовательно и δ) приводит к возрастанию u_t . В пропано-воздушных смесях при одинаковых значениях u_n величина a в «богатой» смеси меньше, чем в «бедной», поэтому значения u_t в «богатых» смесях больше, чем в «бедных».

В [1] показано также, что распространение фронта пламени в турбулентном потоке описывается двумя критериями

$$u^0 = u_t u_n (u' S / \nu)^{-1/3}; \quad \sigma^0 = u'^{3/4} \nu^{5/4} S^{-1/4} a^{-1} u_n^{-1}, \quad (1)$$

где S — масштаб турбулентности; ν — коэффициент кинематической вязкости. С помощью этих критериев удается хорошо обобщать экспериментальные данные.

Величина a , входящая в критерии (1), имеет важное значение для описания процессов турбулентного горения. Цель данной работы состоит в том, чтобы исследовать влияние различных факторов на эту величину и объяснить сильную зависимость ее от состава смеси.

Такая зависимость, по-видимому, обусловливается неравенством коэффициента молекулярной теплопроводности и коэффициентов

диффузии отдельных компонентов. Влияние этих факторов на процесс горения изучалось в работах [2, 3]. В [2] установлено, что основное влияние оказывает неравенство между коэффициентом температуропроводности смеси и коэффициентом диффузии горючего, а в [3] утверждается, что при критических для распространения фронта пламени условиях существенную роль играет соотношение между коэффициентами диффузии горючего и окислителя. Анализ этих факторов проведен ниже.

2. Для решения поставленной задачи проведена систематическая обработка большого количества экспериментальных данных, полученных в критических для распространения пламени условиях. Во всех опытах существенную роль играет толщина фронта пламени и, следовательно, процессы молекулярного переноса.

Авторы [4] экспериментально определяли минимальную энергию искрового воспламенения E и установили, что по порядку величины E равна энергии, содержащейся в продуктах сгорания, занимающих область с размером порядка δ , т. е. $E \sim c_p \rho \Delta T \delta^3$, где c_p и ρ теплоемкость и плотность продуктов сгорания, ΔT — разность между температурой продуктов сгорания и свежей смеси. Величина a определяется из выражения

$$a = u_n \delta \sim u_n (E/c_p \rho \Delta T)^{1/3}. \quad (2)$$

В этих же опытах измерялось расстояние гашения d (минимальное расстояние между электродами, при котором происходит воспламенение горючей смеси, поджигаемой искровым разрядом). Полагая $d \sim \delta$, получаем

$$a \sim u_n d. \quad (3)$$

В работе [5] определялся минимальный размер Λ очага продуктов сгорания, с помощью которого можно воспламенить горючую смесь. В этом случае величина a снова определяется формулой (3), где вместо d теперь должно стоять Λ .

В работе [6] приведены данные измерений критического градиента скорости g при проскоке пламени в бунзеновской горелке. В [7] представлены результаты измерений времени горения τ , которое связано с величиной g соотношением $\tau = g^{-1}$. Получаем

$$a \sim u_n^2/g = u_n \tau. \quad (4)$$

Формулы (2)—(4) позволяют по известным значениям u_n , E , d , Λ , g , τ определить величину a . Для расчетов использовались значения u_n (осредненные), приведенные в работах [8—12]. Результаты расчетов изображены на рис. 1 (a — пропано-воздушные смеси; b — метано-воздушные смеси; c — водородно-воздушные смеси). По оси ординат отложена величина a^0 — отношение текущего значения a к значению a в стехиометрической смеси. Такой вид обработки обусловлен тем, что формулы (2)—(4) определяют a с точностью до безразмерной постоянной, значение которой в различных типах экспериментов не одинаково. На рисунке точки соответствуют опытам, в которых определялись: 1 — минимальная энергия искрового воспламенения, 2 — расстояние гашения, 3 — минимальный размер очага продуктов сгорания, воспламеняющих горючую смесь, 4 — критический градиент скорости при проскоке пламени, 5 — время горения.

Приведенные данные свидетельствуют, что, несмотря на известный разброс, экспериментальные точки группируются вокруг единых кривых. На рис. 2 приведены результаты осреднения экспериментальных данных. Сплошные кривые соответствуют опытам с водородом (I), метаном (II), пропаном (III). При этом для сопоставления данных, соответствующих

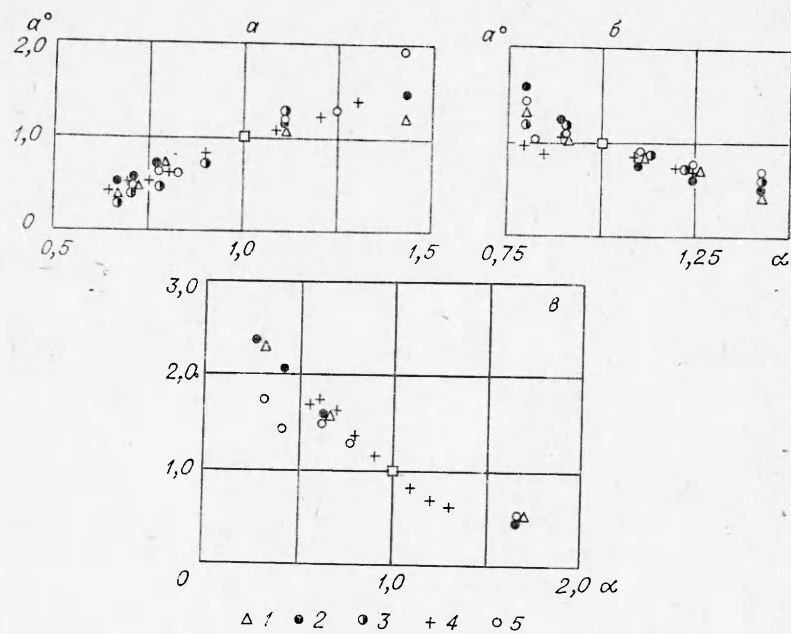


Рис. 1.

различным горючим, условно принято, что в стехиометрической пропано-воздушной смеси $a=1 \text{ см}^2/\text{с}$. Значения a для стехиометрических метано-воздушных и водородно-воздушных смесей определялись как отношение результатов измерений a в однотипных экспериментах для рассматриваемого горючего и пропана. Затем проводилось осреднение по всем типам экспериментов.

Вертикальные черточки на рис. 2 соответствуют среднеквадратичному отклонению. Средний разброс экспериментальных данных составляет для пропана 3, для метана — 2 и для водорода — 4%. С учетом разброса экспериментальных значений u_n точность определения величины a составляет 7,6; 3,8 и 5,7% соответственно для пропано-, метано- и водородно-воздушных смесей.

На величину a сильное влияние оказывает состав смеси (см. рис. 2). При возрастании α от 0,6 до 1,5 значения a меняются в три — пять раз в зависимости от вида горючего. Для пропано-воздушной смеси a возрастает при обеднении смеси, а для водородно-воздушных и метано-воздушных смесей a убывает при увеличении α .

Данные работ [4—7] позволяют определить зависимость величины a от температуры и давления. Установлено, что с приемлемой точностью для всех трех горючих выполняется зависимость

$$a \sim T^2/p.$$

Таким образом, a зависит от температуры и давления так же, как и обычный коэффициент молекулярного переноса.

3. Во всех рассмотренных опытах горение происходит в искривленном фронте пламени и после того, как кривизна фронта пламени достигает максимального значения, горение прекращается. Тот факт, что в самых разно-

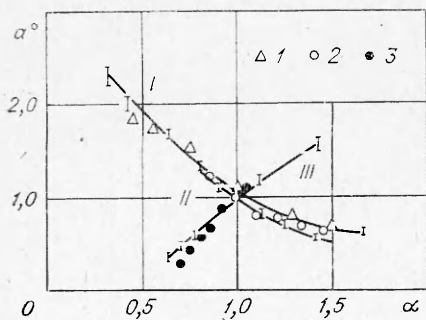


Рис. 2.

образных случаях характер поведения величины a с изменением состава смеси оказывается одинаковым, свидетельствует о том, что структура максимально искривленного фронта пламени является однопипной независимо от того, каким образом реализуется такое искривление. Поэтому для анализа влияния различных факторов на a достаточно рассмотреть наиболее простой случай — горение в стационарном сферическом фронте пламени.

В соответствии с результатами работы [3] предположим, что аномальное поведение эффективного коэффициента молекулярного переноса обуславливается диффузионным расслоением, т. е. процессом, который возникает при неравенстве коэффициентов диффузии горючего D_1 и окислителя D_2 . (Заметим, что в работе [13] содержится утверждение, что в сферически симметричном случае диффузионное расслоение отсутствует. Ниже будет показано, что это утверждение ошибочно.)

В общем случае следует также ожидать, что коэффициент температуропроводности κ не будет равен величинам D_1 и D_2 , что должно повлиять на процесс горения в искривленном фронте пламени. Однако, как будет показано ниже, в силу некоторых специфических особенностей у углеводородных горючих это отличие не играет существенной роли.

Рассмотрим стационарный сферический фронт пламени с радиусом r_0 . Пусть на бесконечности находится горючая смесь с коэффициентом избытка воздуха α_∞ , а продукты сгорания отводятся через точечный сток массы, находящийся в центре сферы, на которой расположен фронт пламени. При решении будем предполагать, что зона химических реакций имеет пренебрежимо малую толщину (приближение Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого [14]), а структура зоны химической реакции такая же, как и в плоском фронте пламени. Это обстоятельство дает возможность описывать характеристики этой зоны с помощью значений, полученных в опытах с нормальным фронтом пламени.

В рассматриваемом приближении зона химических реакций есть поверхность, на которой температура и концентрация горючего постоянны, а их производные по нормали имеют разрыв. Скачок производных по нормали не зависит от кривизны зоны химических реакций и определяется коэффициентами молекулярного переноса и скоростью нормального распространения пламени, рассчитываемой по составу в зоне химических реакций.

В рассматриваемом случае концентрации горючего и окислителя внутри сферы, на которой расположен фронт пламени, постоянны. Поэтому при $r=r_{0+0}$ имеем

$$LD_1(\partial c_1/\partial r) = D_2(\partial c_2/\partial r); \quad (5)$$

$$-D_1(\partial c_1/\partial r) = cu_n(c). \quad (6)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к горючему и окислителю, L — стехиометрический коэффициент. Предполагается, что коэффициент избытка воздуха α_0 в зоне химических реакций больше единицы. В (6) величина c не совпадает с концентрацией горючего на бесконечности $c_{1\infty}$, так как вследствие диффузионного расслоения в сферическом фронте пламени α_0 не совпадает с коэффициентом избытка воздуха на бесконечности α_∞ . Величина a определяется только значением α_0 .

Рассмотрим случай, когда $D_1=D_2=\kappa$. При этом $\alpha=\alpha_0$, $c=c_{1\infty}$. Распределения концентраций и температуры подобны, и поэтому достаточно рассмотреть лишь распределение радиальной скорости

$$u = -q/\rho r^2, \quad (7)$$

где r — расстояние от стока; $q > 0$ — постоянная; ρ — плотность. В области $r > r_0$ поток горючего постоянен и, следовательно,

$$D_1 \rho r^2 (\partial c_1/\partial r) + qc_1 = \text{const}. \quad (7)$$

Если $\alpha_0 > 1$, то во фронте пламени $c_1 = 0$. Учитывая это условие и предполагая $D_1 \rho = \text{const}$, из (7) получаем

$$c_1 = c_{1\infty} [\exp(g_1/r) - \exp(g_1/r_0)] / [1 - \exp(g_1/r_0)]; \quad g_1 = q/D_1 \rho. \quad (8)$$

Из (6) и (8) находим условие для определения фронта пламени

$$u_n = (D_1 g_1 / r_0^2) [\exp(g_1/r_0)] / [1 - \exp(g_1/r_0)]. \quad (9)$$

Из (9) видно, что функция $r_0(g_1)$ монотонно возрастает при увеличении g_1 . Минимально возможное значение r_0 получается при $g_1 = 0$ ($q = 0$). Из физических соображений ясно, что такая ситуация будет иметь место и при $D_1 \neq D_2$. Поскольку наибольший интерес представляет случай, когда кривизна фронта максимальна, то в дальнейшем будем предполагать, что $q = 0$, т. е. конвективная скорость среды отсутствует, а горючие компоненты подводятся к фронту пламени только за счет молекулярной диффузии.

Проанализируем процесс диффузии горючих компонентов при $D_1 \neq D_2$. При постоянной скорости среды и градиенте давления, равном нулю, система уравнений многокомпонентной диффузии имеет вид [15]

$$\text{grad } p_i = \Sigma [(RT)^2 / p D_{ik}] (c_i \vec{j}_k - c_k \vec{j}_i); \quad i, k = 1, \dots, n. \quad (10)$$

Здесь p_i , c_i , \vec{j}_i — парциальное давление, молярная концентрация и удельный поток i -го компонента смеси, R — универсальная газовая постоянная, T — температура, n — число компонентов в смеси, D_{ik} — бинарный коэффициент диффузии вещества i в вещество k , p — давление.

Из (10) видно, что в плоском и сферически симметричном фронте пламени при одних и тех же значениях концентраций на бесконечности соотношения между потоками веществ будут разными. В плоском случае удельные потоки \vec{j}_i постоянны. На достаточно большом удалении от фронта пламени концентрации отдельных компонентов постоянны, а градиенты их парциальных давлений экспоненциально стремятся к нулю. При этом уравнение (10) удовлетворяется, если выполняется соотношение $c_i \vec{j}_k - c_k \vec{j}_i = 0$, в которое не входят коэффициенты диффузии.

В сферически симметричном случае удельные потоки $\vec{j}_i \sim 1/r^2$, а на достаточно большом расстоянии от фронта пламени, как видно из (8), $\text{grad } p_i \sim \text{grad } c_i \sim 1/r^2$. При этом в (10) левая и правая части имеют один порядок малости, и, следовательно, соотношения между потоками будут зависеть от коэффициентов диффузии. Из этих рассуждений видно, что в работе [13] сделано ошибочное заключение об отсутствии диффузионного расслоения в сферически симметричном случае.

Наличие диффузионного расслоения особенно наглядно демонстрируется в приближении сильного разбавления, когда в смеси в большом количестве находится инертное вещество. Это приближение с хорошей точностью пригодно при анализе процессов горения углеводородных горючих в воздухе, когда содержание азота в смеси достаточно велико (порядка 80%).

В приближении сильного разбавления система (10) заметно упрощается [15] и поток i -го вещества приобретает вид

$$\vec{j}_i = -D_i \rho \text{ grad } c_i; \quad D_i = (1 - c_i) / (\Sigma c_k / D_{ik}). \quad (11)$$

Эти формулы пригодны только для описания диффузии веществ, присутствующих в малых количествах.

В сферически симметричном случае $\vec{j}_i \sim r^{-2}$. Тогда, предполагая, что $\rho D_i = \text{const}$, из (11) получаем

$$c_i = a_i + b_i / r.$$

Если $\alpha_0 > 1$, то во фронте пламени $c_1 = 0$. Выражение для концентрации горючего приобретает вид

$$c_1 = c_{1\infty} (1 - r_0/r). \quad (12)$$

На достаточно большом удалении от фронта пламени концентрация окислителя $c_{2\infty} = (1 - c_{1\infty})\Delta$, где Δ — отношение концентрации окислителя к сумме концентраций окислителя и инертного разбавителя (для воздуха $\Delta = 0,21$). В зоне химических реакций $c_{20} = (1 - c)\Delta - Lc$. Учитывая это равенство, получаем выражение для концентрации окислителя

$$c_2 = (1 - c_{1\infty})\Delta + r_0/r [(c_{1\infty} - c)\Delta - Lc]. \quad (13)$$

Условия (5) и (6) с учетом соотношений (12) и (13) приобретают вид

$$c = c_{1\infty} \cdot (Ls_D + \Delta) / (L + \Delta); \quad cu_n(c) = c_{1\infty} D_1 (1/r_0); \quad s_D = D_1/D_2. \quad (14)$$

В этом случае

$$a = u_n r_0 = (L + \Delta) / (Ls_D + \Delta) \cdot D_1 \cdot [u_n(c_{1\infty})] / [u_n(c)]. \quad (15)$$

Если $\alpha_0 < 1$ ($c > \Delta / L + \Delta$), то связь между c и $c_{1\infty}$ дается формулой

$$c = [s_D - 1 + (1 + s_D L/\Delta) c_{1\infty}] / [s_D (1 + L/\Delta)]. \quad (16)$$

При этом выражение (15) не меняется.

Пользуясь формулами (14) — (16), можно рассчитать зависимость величины a от α_∞ . Результаты расчета в виде отдельных точек приведены на рис. 2 (1 — водород, 2 — метан, 3 — пропан). В расчетах использовались значения коэффициентов диффузии, вычисленные при нормальных условиях по методике [16] (см. таблицу).

Из сравнения данных рис. 2 видно, что результаты расчета (точки) и экспериментальные кривые согласуются удовлетворительно. В водородно- и метано-воздушных смесях $D_2 < D_1$, в пропано-воздушных смесях $D_2 > D_1$. При данной конфигурации фронта пламени это приводит к тому, что в водородно- и метано-воздушных смесях в зоне химических реакций состав смещается в богатую область, а в пропано-воздушных смесях — в «бедную» область. В результате с обеднением смеси величина a у водорода и метана падает, а у пропана возрастает.

Если зависимость u_n от температуры и давления описывается степенными законами с одинаковыми показателями при разных α (что обычно имеет место), то из (15) следует, что величина a зависит от T и p так же, как обычный коэффициент молекулярного переноса. Этот факт согласуется с результатами проведенной выше обработки.

Топливо-воздушная смесь	α	D_1 , см ² /с	D_2 , см ² /с	κ , см ² /с	s_D	s_κ
Пропан — воздух	0,7	0,113	0,199	0,190	0,57	1,04
	1,0	0,114	0,200	0,196	0,57	1,02
	1,5	0,114	0,203	0,203	0,53	1,00
Метан — воздух	0,7	0,223	0,210	0,206	1,06	1,02
	1,0	0,226	0,211	0,216	1,07	0,98
	1,5	0,224	0,211	0,215	1,06	0,98
Водород — воздух	0,63	0,823	0,322	0,515	2,55	0,62
	1,0	0,827	0,286	0,417	2,90	0,68
	1,67	0,821	0,258	0,351	3,06	0,73

До сих пор предполагалось, что температура в зоне химических реакций такая же, как и при адиабатическом сгорании смеси с коэффициентом избытка воздуха α_0 . Это предположение дало возможность пользоваться при расчете значениями u_n , полученными в опытах с плоским фронтом пламени. В сферически симметричном случае при $\kappa \neq D_{1,2}$ температура в зоне химических реакций, вообще говоря, не равна $T(\alpha_0)$. Оценим этот эффект.

При отсутствии конвективной скорости распределение температуры имеет вид

$$T = T_\infty + (T_0 - T_\infty)/r \cdot r_0,$$

где T_∞ — температура на бесконечности; T_0 — температура во фронте пламени. Количество отводимого тепла равно $\rho c_p \kappa (T_0 - T_\infty)/r_0$. Выше предполагалось, что структура зоны химической реакции такая же, как и в плоском фронте пламени, где количество выделяемого тепла есть $\rho c_p u_n [T(\alpha_0) - T_\infty]$. Следовательно,

$$\kappa (T_0 - T_\infty)/r_0 = u_n [T(\alpha_0) - T_\infty].$$

Воспользовавшись (15), получаем

$$T_0 = T_\infty + s_\kappa [T(\alpha_0) - T_\infty]; \quad s_\kappa = [(L + \Delta)/(L s_D + \Delta)] D_1/\kappa.$$

Таким образом, при $s_\kappa > 1$ температура во фронте пламени будет выше, чем при адиабатическом сгорании смеси с коэффициентом избытка воздуха α_0 . Для углеводородных горючих $L = 3 \div 4$, $s_D = 0,6 \div 1,1$, $\Delta = 0,21$, поэтому выражение для параметра s_κ с хорошей степенью точности приобретает простой вид: $s_\kappa = D_2/\kappa$. Следовательно, если коэффициент диффузии окислителя равен коэффициенту температуропроводности, то в искривленном фронте пламени температура горения такая же, как и при адиабатическом сгорании смеси с составом, реализующимся в зоне химических реакций.

Как видно из таблицы, величина s_κ для метано- и пропано-воздушных смесей близка к единице, следовательно, несмотря на неравенство величин D_1 и κ , температура во фронте пламени не изменяется. Для водородно-воздушной смеси $D_2/\kappa < 1$, поэтому при рассматриваемой конфигурации фронта пламени температура в нем меньше чем $T(\alpha_0)$.

В этом случае применение значений u_n , полученных в опытах с плоским фронтом пламени, уже не правомерно. По-видимому, ошибки, вызванные использованием таких значений, частично компенсируются тем, что в расчетах берется приближение сильного разбавления. Это приближение для таких смесей довольно грубое, когда концентрация водорода доходит до 40—50%.

4. В литературе [17, 18] отмечается, что при одинаковых значениях u_n в богатых смесях водорода и метана с воздухом величина u_n ниже, чем у бедных. У пропано-воздушных смесей наблюдается противоположная картина. Отмеченное обстоятельство естественно связать с поведением эффективного коэффициента молекулярного переноса при изменении состава смеси. В связи с этим напомним, что при увеличении α параметр a в первом случае уменьшается, а во втором возрастает. Такой эффект обусловлен диффузионным расслоением, т. е. неравенством коэффициента диффузии окислителя и горючего.

Качественные соображения о том, что диффузионное расслоение может существенно влиять на скорость распространения пламени в развитом турбулентном потоке, содержатся в работе [19]. На первый взгляд такие представления кажутся малоправдоподобными, так как хорошо известно, что структура развитой турбулентности и процессы турбулентного переноса практически не зависят от чисел Рейнольдса

и Пекле. Однако следует иметь в виду, что в турбулентном потоке горение происходит в узких зонах, сильно искривленных турбулентными пульсациями. При увеличении числа Рейнольдса появляются все более мелкие вихри, которые должны все сильнее и сильнее искривлять фронт пламени и тем самым увеличивать диффузионное расслоение.

Несмотря на то, что механизм этого явления в турбулентном потоке не вполне ясен, полученные значения эффективного коэффициента молекулярного переноса позволяют обобщать данные измерений величины u_t в турбулентных потоках различных газов.

В качестве примера на рис. 3 представлены результаты обработки данных [18], которые получены при измерении u_t в сферической бомбе. Турбулентность создавалась вращением мешалок, расположенных на стенках бомбы. Использовались смеси водорода, метана и пропана с воздухом. В опытах с метаном и пропаном коэффициент избытка воздуха (α) составлял 0,7—1,4, пульсационная скорость — 4,2—5,6 м/с. В опытах с водородом $\alpha = 0,4—1,4$, а $u' = 4,2$ м/с. Масштаб турбулентности равнялся 1 см. На рис. 3 по осям координат отложены полученные в [1] критерии u^0 и σ^0 . Эти критерии даются формулами (1). Точки соответствуют: 1 водороду, 2 метану, 3 пропану. Расположение экспериментальных точек вокруг единой кривой свидетельствует о том, что диффузионное расслоение при горении в турбулентном потоке можно хорошо описать с помощью введенного коэффициента молекулярного переноса.

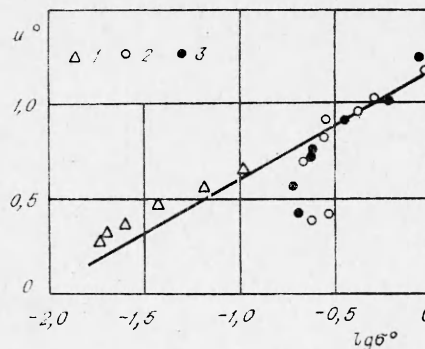


Рис. 3.

Центральный институт
авиационного моторостроения им. П. И. Баранова,
Москва

Поступила в редакцию
2/IV 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Р. Кузнецов. Материалы Четвертого всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., «Наука», 1975.
2. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М., Изд-во АН СССР, 1944.
3. G. von Elbe, M. Mentser. J. Chem. Phys., 1945, 13, 89.
4. Г. Эльбе. Четвертый международный симпозиум по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
5. Дж. Арнольд, Р. Шербурн. Четвертый международный симпозиум по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
6. M. E. Haggis, S. Grunser a. o. 3-th Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena. Baltimore, 1949, p. 80.
7. В. К. Баев, П. К. Третьяков. ФГВ, 1968, 4, 3.
8. G. von Elbe, V. Lewis. 7-the Symposium on Combustion. London, 1959, p. 342.
9. G. Jahn. Der Zündvorgang in Gasgemischen. Berlin, 1934.
10. A. R. T. Dannel, W. I. Huff. J. Am. Chem. Soc., 1940, 62, 3054.
11. S. D. Raetzger, H. I. Olsen. Combustion and Flame, 1962, 6, 4.
12. W. Jost. Explosions und Verbrennung vorgänge in Gasen, Berlin, 1939.
13. Дж. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М., «Мир», 1968.
14. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. Докл. АН СССР, 1938, 693.
15. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
16. К. Бретшнайдер. Свойства газов и жидкостей. М., «Химия», 1966.
17. К. Воль, Л. Шор и др. Четвертый международный симпозиум по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
18. В. П. Карпов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1961, 138, 4.
19. K. Whol, I. Shor. Ind. Eng. Chem., 1955, 47, 828.