

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА ТРУБЫ НА ПРЕДЕЛЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГОМОГЕННЫХ ГАЗОВЫХ ПЛАМЕН

*В. С. Бабкин, В. В. Заматицкий, А. М. Бадалян,
В. Н. Кривулин, Е. А. Кудрявцев, А. Н. Баратов*
(Новосибирск, Москва)

В проблеме пределов распространения газовых пламен обычно рассматривается вопрос о зависимости предельных условий от диаметра трубы, в которой изучается это явление. Вопрос имеет принципиальное значение и представляет интерес для многочисленных приложений.

По существующим представлениям явление предела определяется процессами химического тепловыделения в зоне пламени и теплообмена зоны с окружающей средой. Последний в общем случае зависит от диаметра трубы. Изменяя диаметр трубы, можно подобрать условия, при которых реализуется только определенный вид теплообмена. В узких трубках протекает кондуктивный теплообмен, при котором теплотери единицы объема зоны пламени обратно пропорциональны квадрату диаметра трубы. В широких трубах преобладает радиационный теплообмен, и теплотери зоны пламени без учета самопоглощения газа не зависят от диаметра. Таким образом, эффекты диаметра могут служить индикатором на вид доминирующего теплообмена и использоваться для проверки теории предела.

Однако эта традиционная точка зрения в настоящее время требует существенного уточнения. Оказалось, что кроме кондукции и излучения существенный вклад в суммарные теплотери на пределах может внести теплообмен, обусловленный свободной конвекцией. Кроме того, в определенных условиях этот вид теплообмена может стать преобладающим. В этом случае вопрос о влиянии диаметра трубы на пределы распространения пламени приобретает новый, конвективный аспект. Можно предположить, что важными элементами его должны быть: направление распространения пламени, процесс формирования конвекции, появление новых представлений о явлении критического диаметра и др. В связи с этим в настоящей работе исследуется влияние диаметра трубы на пределы распространения пламени в условиях, когда можно ожидать проявления конвективных факторов. Особое внимание при этом уделяется граничным условиям и направлению распространения пламени. Влияние ускорения и давления на пределы при доминировании свободноконвективного теплообмена исследовалось ранее [1, 2].

Распространение пламени по вектору силы тяжести

Наиболее простой, но принципиально важный случай гашения пламени в трубах — случай с распространением пламени по вектору силы тяжести. Опыты этой серии проводились с метано-воздушными смесями в вертикальных цилиндрических трубах при комнатной температуре (291—295 К) и атмосферном давлении. Использовался набор стеклянных труб следующих диаметров: 0,45; 0,55; 0,65; 0,75; 0,80; 0,84; 1,2; 2,2; 3,7; 5,7; 7,7; 10,7 и 16,7 см. Длина труб диаметром 0,45—2,2 см составляла 1 м, диаметром 3,7—16,7 см — 3 м. Смеси метана с воздухом готовились в смесителе СГ-15/50 по парциальным давлениям. Смеситель через вентиль соединялся с нижними концами труб. Трубы диаметром $d = 3,7 \div 16,7$ см перед наполнением исследуемой смесью откачивались форвакуумным насосом, а трубы меньших диаметров наполнялись после многократной прокачки смесью. Смеси зажигались у верхнего конца труб дежурным факелом или искрой в зависимости от схемы опыта. Дежурный

Рис. 1. Зависимость между диаметром трубы и нормальной скоростью на пределе распространения пламени сверху вниз в бедных метано-воздушных смесях.

1 — при зажигании смеси по схеме I; 2 — по схеме III; 3 — по схеме II; 4 — расчет по формуле (3); 5—7 — данные [3, 4, 5] соответственно; 8 — экспериментальные диапазоны изменения диаметра или концентрации метана, в которых находится предел.

Факел создавался с помощью диффузионной горелки. Устье горелки в виде круговой щели шириной 0,5 мм и средним диаметром, равным диаметру трубы, размещалось на верхнем срезе трубы. Искра зажигания генерировалась при разряде конденсатора. Энергия искры составляла около 5 Дж, длительность — около 100 мкс.

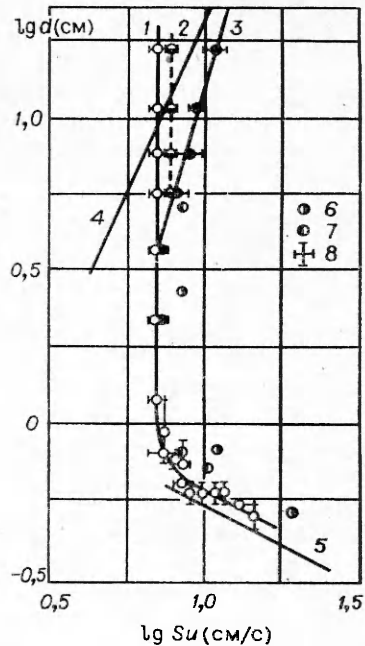
Опыты проводились по трем схемам: I — верхний конец трубы открыт, нижний закрыт фланцем, зажигание смеси постоянно действующим дежурным факелом; II — верхний конец открыт, нижний закрыт, зажигание дежурным факелом, гаснущим в момент остановки потока смеси; III — верхний конец закрыт, нижний открыт, зажигание искрой на оси трубы на расстоянии 3 см от верхнего фланца.

Процедура опыта по схеме I включала следующие последовательные операции: откачку трубы (на трубах большого диаметра), заполнение трубы исследуемой смесью из смесителя до атмосферного давления, удаление верхнего фланца, медленную прокачку трубы смесью, поджигание дежурного факела, установление конуса пламени на срезе трубы, медленное уменьшение скорости прокачки до полной остановки потока, регистрацию распространения пламени сверху вниз. Процедура опыта по схеме II отличалась от предыдущей только тем, что в момент остановки потока гасился дежурный факел (прекращалась подача водорода). В опытах III после откачки трубы и ее заполнения исследуемой смесью до атмосферного давления нижний конец трубы открывался и смесь воспламенялась искрой у верхнего закрытого конца. Распространение пламени наблюдалось визуально или фотографировалось скоростной кинокамерой. В качестве критерия предела принималось распространение пламени на всю длину трубы.

На рис. 1 приведены результаты измерений пределов в бедных по горючему метано-воздушных смесях, а также некоторые литературные данные¹. Видно, что в опытах I имеются две характерные области. При $d = 0,45 \div 2$ см в области кондуктивного теплообмена наблюдается сильная зависимость предельной нормальной скорости от диаметра трубы $S_{ul} \sim d^{-0,5}$. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с данными [3—5]. При $d = 2 \div 16,7$ см предел не зависит от диаметра. Этот результат согласуется с известными представлениями о пределах в трубах большого диаметра. Аномальная зависимость предела от диаметра получена в опытах II. При $d > 3,7$ см наблюдается сужение области воспламенения с увеличением диаметра трубы. В этом случае в трубах с $d < 3,7$ см воспроизводятся результаты опытов I.

В опытах III при $d = 5,7 \div 16,7$ см предел также не зависит от диаметра трубы. Из рис. 1 видно, что, хотя между пределами в опытах I и III разница мала, тем не менее прослеживается факт относительного затруднения распространения пламени по схеме III в широких трубах.

¹ Здесь предельную концентрацию горючего характеризует нормальная скорость пламени на пределе.



Так, если при $d > 3,7$ см в опытах I предельная концентрация $c_l = 5,65 + 0,05\%$ CH_4 , то в опытах III $c_l = 5,75 \div 0,05\%$ CH_4 .

Рассмотрим гашение пламени по схеме I. Вблизи предела пламя движется равномерно почти плоским фронтом, который колеблется и имеет крупные ячейки. Этот случай предела наиболее соответствует модели гашения плоского пламени, движущегося сверху вниз в длинной трубе [6]. Согласно этой модели, предельное условие имеет вид

$$\frac{8c \text{Nu}}{\text{Pe}^2} + \frac{8ck\sigma T_b^4 d^2}{\lambda_b \text{Pe}^2 (T_b - T_0)} + \frac{0,14c \text{Ra}^{1/3}}{\text{Pe}} = 1. \quad (1)$$

Здесь $\text{Pe} = dc_p \rho_b S / \lambda_b$, $\text{Ra} = d^3 g (T_b - T_0) \beta / d_b \nu_b$, $\text{Nu} = \alpha d / \lambda_b$ — критерии Пекле, Рэлея, Нуссельта, отнесенные к продуктам сгорания: $c = E (T_b - T_0) / RT_b^2$; E — энергия активации; T_b — адиабатическая температура пламени; d — диаметр трубы; k — коэффициент затухания излучения в среде; T_0 — начальная температура; S — скорость распространения пламени относительно стенок трубы; g — ускорение свободного падения; β — термодинамический коэффициент расширения; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; λ_b , a_b , ν_b , ρ_b — теплопроводность, температуропроводность, кинетическая вязкость и плотность продуктов сгорания; α — коэффициент теплоотдачи; σ — постоянная Стефана — Больцмана. Слагаемые в уравнении (1) отвечают соответственно кондуктивным, радиационным и свободноконвективным теплотерям зоны пламени. Поскольку радиационные и конвекционные теплотери не зависят от d , возникает вопрос: какие из них доминируют в широких трубах при нормальных условиях. В связи с этим в предложениях [2] определен вклад каждого члена уравнения (1) в суммарные теплотери. Для трубы с $d = 5,7$ см и 5,65%-ной метано-воздушной смеси вклад конвективных теплотер оказался равным 77,5%, радиационных — 15,5 и кондуктивных — 7,1%. Далее в предложении, что наблюдаемый предел является конвективным ($R_{\text{конв}} \gg R_{\text{рад}}, R_{\text{конд}}$), определены теоретические и экспериментальные значения комплекса:

$$\text{Pe} \cdot \text{Fr} = S^3 / a_0 g = (0,14 c)^3 (T_b - T_0) \beta / \text{Pr}. \quad (2)$$

Отнесенные к условиям свежей смеси, они оказались равными 1,63 и 2,25, т. е. в приемлемом согласии. (В расчете принято $T_b = 1610$ К, $\rho_0 = 1,17$ кг/м³, $c_p = 1,05$ кДж/(кг · К), $\lambda_0 = 26,1 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м · К), $E = 167,5$ кДж/моль, $E_i = 5,50$.) Здесь ρ_0 , λ_0 , a_0 — плотность, теплопроводность и температуропроводность свежей смеси; E_i — коэффициент объемного расширения. На основании этих оценок и сопоставлений с экспериментом можно заключить, что наблюдаемый предел в широких трубах конвективный. Конвективные теплотери составляют большую часть общих теплотер.

При $d < 1$ см ориентация трубы практически не приводит к различию в пределах, и предел определяется главным образом кондуктивными теплотерями. Правда, на пределе в кондуктивной области $S_{ul} \sim d^{-0,5}$ (см. рис. 1) вместо $S_{ul} \sim d^{-1}$, как следует из (1), а критерий Пекле изменяется от 50 до 25 при переходе от быстрогорящих смесей к медленногорящим. Это, возможно, связано с некоторым изменением отношения площади фронта пламени к сечению трубы при изменении диаметра.

Своеобразная зависимость предела в опытах II предположительно обусловлена развитием свободной конвекции горячих продуктов сгорания в области среза трубы. Наличие свободного пространства создает здесь иную гидродинамическую обстановку горения, чем в условиях ограниченного пространства внутри трубы, и более эффективно затрудняет распространение пламени сверху вниз. Явление по своей природе аналогично конвективной неустойчивости сферического очага пламени

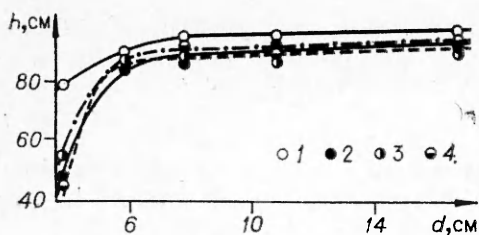


Рис. 2. Длина участка распространения пламени сверху вниз при зажигании у закрытого конца трубы.

1 — 5,6% CH_4 + воздух; 2 — 5,6% CH_4 + 10% N_2 + воздух; 3 — 5,6% CH_4 + 15% N_2 + воздух; 4 — 5,7% CH_4 + воздух.

[7]. Сферическое пламя не может распространяться вниз как целое, если число Фруда

$$\text{Fr} = S_u^2 E_i^2 / gd < 0,1 \div 0,2, \quad (3)$$

где S_u — нормальная скорость. На рис. 1 приведена граница конвективной неустойчивости сферического пламени, рассчитанная по формуле (3). Видно, что она располагается вблизи наблюдаемой зависимости $d(S_{ul})$. Можно ожидать, что по мере смещения источника зажигания в глубь трубы наблюдаемый срыв пламени ($\text{Fr} \approx \text{const}$) будет постоянно трансформироваться в явление гашения пламени ($\text{Pe} \cdot \text{Fr} = \text{const}$).

По сравнению со спокойным распространением пламени в опытах I в опытах III (распространение от закрытого конца) движение и гашение пламени отличается гораздо большей сложностью. Сначала пламя движется вниз с большой скоростью, при этом фронт пламени сильно вытягивается вдоль трубы. Затем движение пламени замедляется, а площадь фронта пламени резко сокращается. Наконец, наблюдается движение в противоположную сторону, фронт пламени приобретает форму колокола и исчезает. На рис. 2 приведена длина участка распространения пламени до момента остановки в зависимости от диаметра трубы. Видно, что при $d > 5,7$ см длина практически не зависит от диаметра (слабая тенденция к увеличению). Описанная картина нестационарного процесса гашения характеризуется резкими изменениями скорости тепловыделения и теплоотвода, появлением турбулентных пульсаций и колебаний [2, 8]. Интенсификация тепло- и массообмена зоны пламени в результате появления гидродинамических возмущений является, по-видимому, причиной небольшой разницы в пределах в опытах I и III. Однако эта интенсификация не характерна для стационарного процесса и вызвана особенностью граничных условий иницирования пламени в опытах III.

Таким образом, при распространении пламени сверху вниз в широких трубах механизм гашения пламени бедных метано-воздушных смесей нельзя считать радиационными. Важная роль в теплообмене зоны пламени принадлежит свободной конвекции. Существенное значение имеют такие граничные условия иницирования пламени, которые определяют появление осложняющих факторов, таких как колебательные процессы, турбулизация смеси и т. д. Заметим, что развиваемые здесь соображения о причинах гашения пламени принципиально отличаются от представлений, изложенных в работах [5, 9—11].

Коснемся вкратце вопроса о критическом диаметре. Как известно, величина критического диаметра d_i определяется из условия гашения пламени в результате потерь, обусловленных кондукцией, т. е. первым членом соотношения (1):

$$d_i = \text{const} \cdot a_0 / S_u. \quad (4)$$

Следовательно, понятие критического диаметра эквивалентно понятию предела распространения пламени по одному из параметров (в данном случае диаметру трубы) и, таким образом, является частным вопросом общего условия гашения пламени. Согласно (4), величина d_i не зависит от направления распространения пламени. Это обстоятельство оправдывает существующие методы определения d_i , в которых не учи-

тывается направление распространения пламени по трубе. Действительно, в большинстве случаев направление распространения пламени практически не влияет на величину критического диаметра [12]. Вместе с тем ряд наблюдений указывает на существенное значение направления распространения пламени [13—15].

В работе [13] при исследовании зависимости $d_c(p)$ в смеси $H_2 + Br_2$ найдено, что в случае 55—64% Br_2 и распространении пламени сверху вниз зависимость $d_c(p)$ в области $p = 10 \div 20$ кПа носит аномальный характер: $d_c \sim p^0$. В [14] исследована эта зависимость в ацетилене и показано, что предельное давление не изменяется при применении труб диаметром от 7 до 10 см, и имеется тенденция к увеличению предельного давления для труб больших размеров. Согласно (4), в первом случае следовало ожидать $d_c \sim p^{-0,73}$, так как барический показатель степени нормальной скорости для этих смесей $n = -0,27$ [16], а во втором случае $d_c \sim p^{-2}$, так как $n = 1$ [14].

Эти аномальные эффекты находят естественное объяснение на основе представлений о конвективном механизме гашения пламени. Если гашение связано с тепловыми потерями, обусловленными свободной конвекцией, то предельное условие, как отмечалось, определяется формулой (2), особенность которой состоит в том, что она не содержит зависимости от диаметра. Следовательно, в этих случаях не существует предела по диаметру и понятие критического диаметра теряет смысл. Из (2) следует, что если у системы $n > -1/3$, то при уменьшении давления имеется возможность перейти предел области воспламенения не в кондуктивной или радиационной областях, а в конвективной [2]. В последнем случае $d_c \sim p^0$. Заметим, что пересечение границы области воспламенения при опытным определении критического диаметра возможно не только при изменении давления, но и других параметров — состава, температуры и пр. Нельзя, например, признать корректным использование метода останковки потока (наблюдение за проскоком пламени, стабилизированного на горелке, при внезапной остановке потока) [17—19] при исследовании медленногорящих смесей, при перегрузках и так далее, т. е. в условиях, где возможна реализация конвективного механизма гашения пламени (2) или условий конвективного срыва (3). Подобные ситуации могут иметь место не только вблизи концентрационных пределов, но и в стехиометрических смесях. Например, пламя аммиачно-воздушной смеси в нормальных условиях не способно распространяться вниз по трубе диаметром 5 см. Однако это не означает, что для этой смеси $d_c > 5$ см. Само определение критического диаметра в данном случае теряет смысл в силу несоответствия экспериментальных условий формуле (2) [15, 20].

Распространение пламени против вектора силы тяжести

Опыты этой серии проводились на смесях аммиака, пропана и бромистого этила с воздухом. Использовались трубы с $d = 1,9; 6,2$ и 25 см. Длина первых двух составляла 1,5 м, последней — 2 м. Трубы перед опытом откачивались и наполнялись смесью из отдельного смесителя. Опыты проводились по следующей схеме: верхний конец закрыт, нижний открыт, смесь зажигалась электрической искрой на оси на 10 см выше нижнего среза. Длительность искры составляла несколько миллисекунд, энергия — около 32 Дж. Скорость распространения пламени в трубах S измерялась с помощью двух термопар диаметром 10 мкм на базе 80 см (в трубах с $d = 1,9$ и 6,2 см) и методом киносъёмки (в трубе диаметром 25 см). Термопары располагались на оси трубы и служили также для измерения температуры пламени на пределе. Остальные условия экспериментов аналогичны описанным выше.

На рис. 3 приведены результаты опытного определения пределов в аммиачно- и пропано-воздушных смесях, а также некоторые литера-

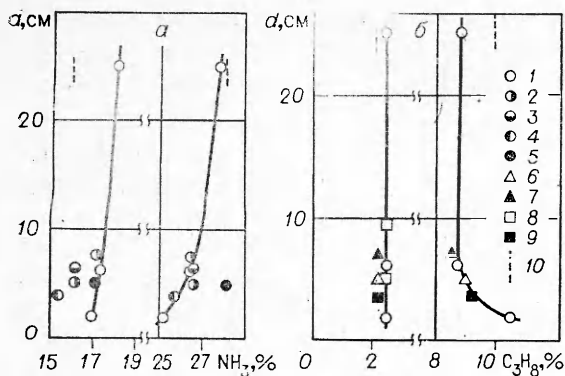


Рис. 3. Зависимость пределов распространения пламени аммиачно- (а) и пропано-воздушных (б) смесей от диаметра трубы.

1 — результаты настоящей работы; 2 — 6 — данные [21—25] соответственно; 7 — [26] при $p_0 = 50$ кПа; 8 — [27]; 9 — [1]; 10 — граница частичного распространения пламени.

при $d = 1,9$ см до 18% NH_3 при $d = 25$ см. С богатой стороны, наоборот, область расширяется с 25,2% NH_3 до 27,8% NH_3 . В пропано-воздушных смесях значение предела на бедной стороне области воспламенения при изменении диаметра остается практически постоянным (2,3—2,4% C_3H_8), а на богатой стороне наблюдается сужение области с 10,4 до 8,8% C_3H_8 при увеличении диаметра от 1,9 до 6,2 ÷ 25 см. Характерно, что по мере приближения к пределу со стороны горючей смеси наблюдается сильное увеличение длины «языка» пламени и общей площади фронта, особенно в аммиачно-воздушных смесях.

За пределами распространения пламени имеются области концентраций, в которых распространение пламени происходит только по части трубы у открытого конца. На рис. 4 приведена типичная картина затухания пламени в области частичного распространения. Очаг пламени, инициированный искрой, поднимается вверх и деформируется как в свободном пространстве [7] ($t = 0,1 \div 0,48$ с). Затем фронт пламени принимает своеобразную форму в условиях ограниченного пространства ($t = 0,62 \div 0,71$ с). Далее нижняя часть очага пламени быстро распространяется вниз, а верхняя — продолжает подниматься вверх, вытя-

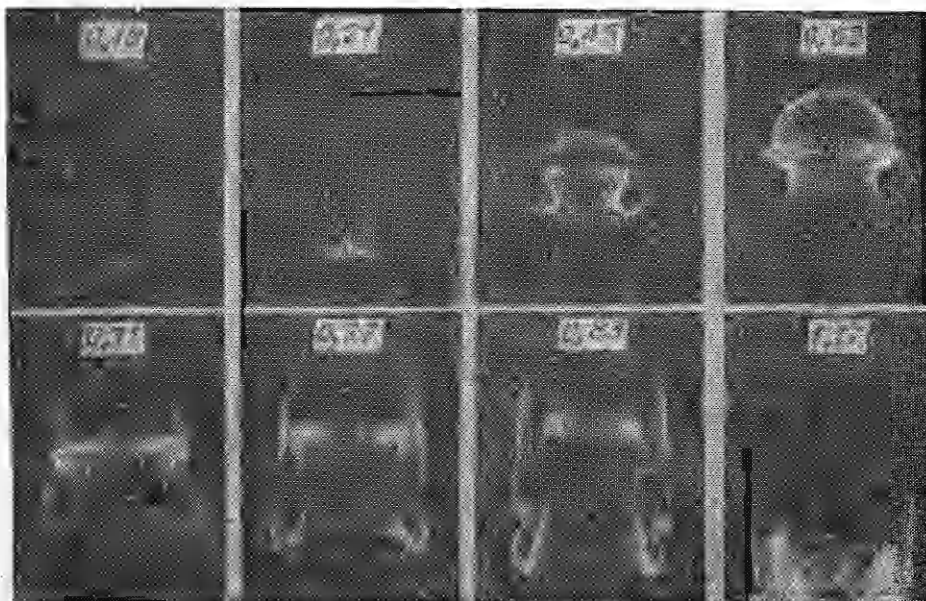


Рис. 4. Затухание пламени в трубе: 18,1% $\text{NH}_3 + \text{воздух}$, $d = 25$ см (цифры на кадрах — время в с).

d , см	c_l , %	S , см/с	S_u , см/с	T_b , К	c_l , %	S , см/с	S_u , см/с	T_b , К	S_c , см/с
1,9	16,9	11,3	2,25	1534	25,2	11,9	6,4	1534	14,2
	2,34	14,2	9,0	1353	10,4	11,4		1253	14,2
6,2	17,3	25,2	2,7	1556	26,4	25,1	5,5	1578	25,6
	2,36	27,7	9,3	1540	8,7	24,7	2	1368	25,6
25,0	18,0	48,4	3,4	—	27,8	56,6	3,8	—	51,4
	2,36	48,1	9,3	—	8,8		2	—	51,4

Примечание. Числитель — значение для смеси аммиак — воздух, знаменатель — пропан — воздух.

гиваясь вдоль трубы и принимая форму параболоида вращения. Верхняя центральная часть пламени без видимой причины начинает бледнеть и исчезает ($t = 0,77 \div 0,83$ с). Наконец, все пламя выталкивается из трубы ($t = 1,17$ с). Так как на ранних стадиях развития очага пламени в горючей и запредельной смесях происходит одинаково, то по начальному участку нельзя судить, будет ли пламя распространяться на всю длину трубы или нет.

На рис. 3 приведены границы частичного распространения пламени. Их сравнение с пределами распространения пламени в больших объемах [28, 29] показало, что они практически совпадают. Исключения составляют богатые пропано-воздушные смеси, горящие в трубке диаметром 1,9 см. Пока трудно объяснить это явление.

Исследования смесей бромистого этила с воздухом показали, что эти смеси в трубах не горят, тогда как в сосуде объемом 8 м³ область воспламенения составляет 5,8—9,5% C₂H₅Br. В трубах с $d = 1,9$ и 6,2 см пламя затухает вблизи электродов. В трубе диаметром 25 см наблюдается описанная выше картина гашения и «выталкивания» пламен.

В таблице приведены результаты изменений предельных концентраций c_l , скоростей распространения пламени относительно стенок трубы S , температур T_b и данные [30] по нормальным скоростям вблизи пределов S_u . Видно, что S практически не зависит от рода топлива, состава смеси и нормальной скорости, но зависит от диаметра трубы. Ранее аналогичный результат получен в [27] на бедных метано-пропано-воздушных пламенах в трубах диаметром 5,1 и 9,5 см. В работе [27] также показано, что на пределе скорость пламени хорошо описывается формулой Девиса — Тейлора [31] для конвективного подъема воздушного пузыря в вертикальных трубах, наполненных жидкостью:

$$S_c = 0,328(gd)^{1/2}. \quad (5)$$

Как видно из таблицы, значения скорости, рассчитанные по формуле (5), действительно хорошо согласуются с экспериментальными значениями S .

Учитывая сказанное выше, нетрудно объяснить наблюдаемые на опыте длинные «языки» пламени в смесях с низкой нормальной скоростью в широких трубах. Если F_f — площадь фронта пламени, F_t — сечение трубы, то $SF_t = S_u F_f$. Принимая $S = S_c$, получим $F_f \sim g^{1/2} d^{5/2} / S_u$. С другой стороны, общее тепловыделение $Q^+ = qF_f S_u \sim g^{1/2} d^{5/2}$, т. е. тепловыделение не зависит от нормальной скорости, но зависит от ускорения и диаметра трубы. Эти факты вместе с наблюдениями конвективных особенностей очага пламени на ранних стадиях горения (деформация и всплывание очага) свидетельствуют о сильном влиянии свободной конвекции на пределы распространения пламени. На пределе свободная конвекция контролирует скорость пламени и суммарное тепловыделение.

Результаты настоящих экспериментов демонстрируют также наличие «трубных» эффектов, т. е. особенностей, обусловленных ограниченностью пространства стенками трубы. В отличие от свободного пространства скорость пламени, площадь поверхности фронта и тепловыделение в трубах, как отмечалось, зависят от диаметра. Очаг пламени в начальной стадии наряду с конвективными особенностями, характерными для свободного пространства, имеет свои специфические черты (см. рис. 4). Сравнение пределов в трубах и больших объемах показывает, что «трубные» эффекты в общем случае сужают область воспламенения, обуславливая, таким образом, появление областей концентраций с частичным распространением пламени.

Предположительно конвективное гашение пламени при движении снизу вверх происходит следующим образом. В результате горения и конвекции в трубе формируется объем горячих продуктов сгорания в форме обтекаемого тела, движущегося со скоростью, равной скорости конвективного подъема S_c . Площадь и форма передней поверхности этого объема (фронта пламени) зависит от величины нормальной скорости пламени, ускорения, диаметра трубы и, возможно, других факторов. Поскольку конвективная скорость на пределе значительно больше нормальной, можно полагать, что движение горячих продуктов сгорания будет эквивалентно движению непроницаемого твердого тела. В системе координат, движущейся с фронта пламени, поток свежего газа обтекает объем горячих продуктов сгорания, охлаждая и размывая его. При реализации достаточно интенсивного тепло- и массообмена горение во фронте пламени прекращается.

Определим условие гашения пламени, полагая, что критической для гашения является лобовая точка обтекаемого объема продуктов сгорания. Запишем баланс тепла для зоны пламени в этой точке:

$$c_p \rho_b S (T_b - T_0) = c_p \rho_b S (T_b^* - T_0) + q_c \delta, \quad (6)$$

где T_b и T_b^* — адиабатическая и реальная температуры пламени; δ — толщина зоны пламени; $g_c = \text{Nu}_c \lambda_b / \delta d (T_b^* - T_0)$ — теплотери единицы объема, обусловленные потоком холодного свежего газа вдоль поверхности пламени.

Полагая, что гашению пламени отвечает понижение температуры на один характеристический интервал $T_b - T_b^* = RT_b^2/E$ и принимая для Nu_c закон охлаждения шара в ламинарном потоке газа [32]

$$\text{Nu}_c = 2 + 0,6 \text{Re}_c^{1/2} \text{Pr}^{1/3},$$

из (6) получим $\text{Re} = 2c + 0,6c \text{Re}_c^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$, где $\text{Re}_c = Sd/\nu$ — число Рейнольдса; $S = S_c = 0,328(gd)^{1/2}$, $c = E(T_b - T_0)/RT_b^2$. При относительно больших числах Re_c из последнего соотношения следует, что на пределе $\text{Re} \sqrt{\text{Gr}} \sim \text{const}$, а предельная нормальная скорость $S_{ul} \sim g^{1/4} a^{1/2} / d^{1/4}$.

Поступила в редакцию 11/XI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Кривулин, Е. А. Кудрявцев и др. ФГВ, 1981, 17, 1.
2. А. М. Бадалян, В. С. Бабкин и др. ФГВ, 1981, 17, 3.
3. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
4. H. F. Coward, G. W. Jones. US Bureau of Mines Bull. 503, Washington, 1952.
5. J. Jarosinski, R. A. Strehlow. Lean Limit Flammability Study of Methane — air Mixtures in a Square Flammability Tube. AAE Technical Report 73-3, UILU — Eng 78-0503, University of Illinois, 1978.
6. В. С. Бабкин, А. М. Бадалян, В. В. Никулин. — В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черногоровка, 1977.
7. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок и др. Archivum Thermodynamiki i Spalania, 1975, 6, 1.
8. В. А. Попов. Изв. АН СССР. ОТИ, 1956, 3.

9. А. И. Розловский. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия, 1980.
10. B. Bregeon, A. S. Gordon, F. A. Williams. Comb. Flame, 1978, 33, 1.
11. M. Hertzberg. The Theory of Flammability Limits. Natural Convection. R18127. Washington, US Bureau of Mines, 1976.
12. K. Wohl. Fourth Symp. (Intern.) on Combustion. Baltimore, 1953.
13. A. E. Potter, E. Anagnostac. Seventh Symp. (Intern.) on Combustion. London. Butterworths. 1959.
14. Б. А. Иванов, С. М. Когарко. ПМТФ, 1964, 2.
15. В. Ф. Заказнов и др. ФГВ, 1975, 11, 2.
16. I. Dzamouranis, J. Combourieu. C. r. Acad. Sci., 1962. 255, 16.
17. A. G. Gaydon, H. G. Wolfhard. Flames, their Structure; Radiation and Temperature. Chapman and Hall. London, 1953.
18. A. L. Berlad, A. E. Potter. Fifth Symp. (Intern.) on Combustion, N. Y., 1955.
19. J. R. Grove. Comb. Flame, 1966, 10, 3.
20. J. R. Grove. Third Symp. on Chem. Process Hazards with Special Reference to Plant Design. London, 1967.
21. A. G. White. J. Chem. Soc., 1922, 121, 1688.
22. J. P. Burgoyne, R. F. Neall. Fuel, 1953, 32, 5.
23. W. L. Buckley, H. W. Husa. Chem. Ind. Progr., 1962, 58, 81.
24. В. Т. Монахов. Методы исследования пожарной опасности веществ. М.: Химия, 1972.
25. G. W. Jones, G. Scott. Bureau of Mines, R13908, 1946.
26. R. F. Simmons, N. Wright. Comb. Flame, 1972, 18, 203.
27. A. Levy. Proc. Roy. Soc. (London), 1965, A283, 1392, 134.
28. В. П. Кривулин, А. А. Ловачев и др. ФГВ, 1975, 11, 6.
29. В. П. Кривулин, Е. А. Кудоявцев и др. ФГВ, 1978, 14, 6.
30. В. Ф. Заказнов, Л. А. Куршева, З. И. Федина. ФГВ, 1978, 14, 1.
31. R. M. Davies, G. I. Taylor. Proc. Roy. Soc. (London), 1950, A200, 385.
32. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М.: ИЛ, 1958.

УДК 532.46

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ

В. Р. Кузнецов
(Москва)

Турбулентное горение смеси горючих газов широко используется в технике, что обусловило интенсивные исследования этого процесса. Предложен ряд моделей и критериев, описывающих скорость распространения турбулентного пламени u_t и протяженность зоны горения L_z в направлении, нормальном осредненным изотермам [1—7]. Предприняты также попытки описания горения с помощью полуэмпирической теории турбулентности [8—10].

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в этих работах, в теории горения существует ряд трудностей. Например, известно, что при вариации состава смеси максимальные значения u_t и u_n достигаются при разных α^0 [3—5, 11] (u_n — скорость распространения нормального пламени, α — коэффициент избытка воздуха, верхний индекс 0 и далее употребляемый индекс b относятся к свежей смеси и продуктам реакции). Далее, известно, что u_t , как правило, заметно превышает u^0 ($(u^0)^2 = \langle (u_b^0 - \langle u_b^0 \rangle)^2 \rangle$, u_b — скорость среды). Так, измерения [3—5] показывают, что $u_t/u^0 \sim 3$. Еще большие значения u_t получены в [12, 13] ($(u_t - u_n)/u^0 \sim 10$). Наконец, установлено, что при увеличении u^0 значения u_t сначала растут, а затем при $u^0 > u_{cr}$ либо не меняются, либо уменьшаются [11].

Насколько известно автору, объяснение этих закономерностей отсутствует. Поэтому в работе предложена качественная схема процесса горения. Основные элементы этой схемы известны [6, 14—17]. Задача состоит в том, чтобы соединить их в единое целое и привлечь внимание к