

УДК 536.46

УТОЧНЕНИЕ КРИТЕРИАЛЬНОГО ОПИСАНИЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ ПРИ ГОРЕНИИ ГАЗОВЫХ СТРУЙ

В. К. Баев, А. Н. Бажайкин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
baev@itam.nsc.ru

Получена аналитическая зависимость в критериальном виде для длины отрыва диффузионного пламени при истечении топливной струи в атмосферу. Зависимость позволяет определять предельные значения параметров, при которых происходит срыв, более детально описать изменение длины отрыва на предсрывных режимах и хорошо коррелирует с ранними обобщениями экспериментальных данных. Выполненные эксперименты с горением пропан-бутана и природного газа подтверждают корректность предлагаемой формы аналитического обобщения, демонстрируют заметное влияние внешней формы газового сопла на параметры отрыва, свидетельствуют о медленном по сравнению с характерным временем горения развитии процесса срыва турбулентного диффузионного пламени.

Ключевые слова: топливная струя, характерное время горения, отрыв, длина отрыва, срыв.

ВВЕДЕНИЕ

Критериальное описание геометрии и устойчивости пламен заранее перемешанных топливоокислительных смесей дано в работах [1–5]. В работе [3] фактически сформулирована теория турбулентного горения, а в [5] представлены таблицы характерных времен для пяти видов топливоздушных смесей, составленные на основании экспериментального определения характерных времен горения по проскоку в канал при ламинарном течении.

Идея использования основных положений теории турбулентного горения гомогенных смесей для описания горения струи основана на предположении о локальной гомогенности состава и распределении концентраций топлива в зоне смешения в соответствии с газодинамической структурой потока (для струй топлива — в струйном пограничном слое). Эта идея с успехом была реализована для описания в критериальном виде условий отрыва пламени от сопла, расстояния до точки «поджога», параметров пульсаций в этих точках, срыва и общей длины пламени для различных топлив с использованием упомянутых выше таблиц характерных времен горения [6–9].

Наличие обобщающих критериальных зависимостей в принципе позволяет решать обратную задачу — по критическим явлениям и геометрии пламен находить характерные времена для различных топлив и окислителей. Од-

нако для того, чтобы найти характерное время горения как макрокинетическую характеристику соответствующей смеси, необходимо детально знать связь структуры потока и расположения пламени.

Актуальность подобных задач возникает, в частности, при анализе влияния балластирования топлива инертными газами [10].

Настоящее исследование посвящено в основном детализации поведения оторванных пламен при горении осесимметричных струй.

СХЕМА ТЕЧЕНИЯ И ПОЛУЧЕННЫЕ РАННЕЕ КРИТЕРИАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

Рассматриваемая схема течения изображена на рис. 1. Диффузионное пламя при горении осесимметричной струи располагается в ее по-

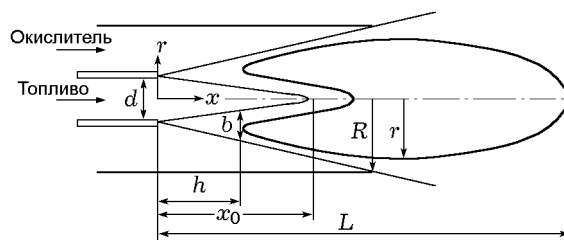


Рис. 1. Схема струйного смешения в спутном потоке:

h — длина отрыва, R — радиус струи в сечении x , r — радиус пламени в сечении x , L — длина пламени, x_0 — длина ядра струи, b — толщина пограничного слоя в точке поджога

граничном слое (слое смешения) так, что близкая к соплу точка (точка поджога) находится на поверхности (радиус r в сечении x), близкой к стехиометрической или, точнее, к поверхности, примерно соответствующей минимальному характерному времени горения данной пары топлива и окислителя. Расстояние от среза сопла до точки поджога h — длина отрыва. Если пламя стабилизировано на кромке сопла, $h = 0$. Толщина пламени меньше ширины пограничного слоя b .

При использовании теории турбулентного горения гомогенной смеси и с учетом соображений размерности получены следующие критериальные соотношения для случая горения затопленной струи ($u_i = 0$) [6].

Условие отрыва:

$$\text{Но}_{det} = c \frac{(1 + \alpha L_0)^2}{\text{Re}^m}, \quad (1)$$

где $\text{Но} = u_0 \tau / d$ — критерий гомохронности, u_0 — скорость истечения топлива из сопла, τ — характерное время горения по [5], d — диаметр сопла, c — коэффициент, α — коэффициент избытка воздуха, соответствующий минимальному значению τ , входящему в Но , L_0 — стехиометрический коэффициент, Re — число Рейнольдса.

Обобщение собственных данных для водорода при диаметре сопла $d = 1.1 \div 6.32$ мм и литературных данных для метана и бутана при $d = 4 \div 12$ мм дало единую зависимость типа (1):

$$\text{Но}_{det} = 0.078 \frac{(1 + \alpha L_0)^2}{\text{Re}^{0.25}}. \quad (1')$$

Для длины отрыва пламени при тех же значениях α и $\tau = \tau_{\min}$ получена критериальная зависимость, описывающая экспериментальные данные для пропана, метана и водорода с точностью $\pm 15\%$:

$$H = 1.1 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_1}} \text{Но}_{\min}. \quad (2)$$

Здесь $H = h/d$, ρ_0 , ρ_1 — плотность топлива и окислителя соответственно.

Срыв пламени в этом рассмотрении наступает, когда длина отрыва пламени H достигает длины струи $X = x/d$, на котором стехиометрическая поверхность пересекает ось струи. Срывное значение критерия гомохронности определяется по формуле

$$\overline{\text{Но}} = \frac{(\alpha L_0 + 1)^2}{4X_0^2}, \quad (3)$$

где $X_0 = x_0/d$.

Приведенные критериальные зависимости вполне могут быть использованы для оценки соответствующих характеристик диффузионных пламен, но для получения сведений о макрокинетической характеристике τ они могут оказаться недостаточно точными в силу весьма приближенного представления о структуре течения при определении их вида.

Более того, несмотря на хорошую корреляцию данных по частоте и амплитуде пульсаций точек поджога с характерными временем горения и длиной отрыва, эти данные [9] скорее демонстрируют отклонение от принятой модели при больших значениях H .

Можно также предполагать влияние условий истечения на распределение скоростей и концентраций, по крайней мере, в области, близкой к соплу, и, как следствие, на условие стабилизации пламени в струйном пограничном слое.

СТРУКТУРА СТРУИ И НОВЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ

Очевидно, что для осесимметричной струи, истекающей в спутный поток окислителя при условии постоянного давления, можно записать

$$G_0 u_0 + G_1 u_1 = G u, \quad (4)$$

где G_0 , G_1 — расходы топлива и окислителя, G — суммарный расход, или

$$\varphi \rho_0 u_0^2 + \rho_1 u_1^2 (1 - \varphi) = \rho u^2,$$

где $\varphi = r^2/R^2$ — отношение площади сечения стехиометрической поверхности к площади сечения струи радиусом R , u_1 — скорость истечения окислителя. Перепишем последнее уравнение в безразмерном виде:

$$\frac{\varphi \rho_0}{\rho} + m^2 = \frac{\rho}{\rho_1} \bar{u}^2. \quad (5)$$

Здесь $\bar{u} = u/u_0$ — относительная средняя скорость в сечении струи x ; $m = u_1/u_0$ — параметр спутности.

Средняя массовая концентрация топлива в сечении x определяется по формуле

$$K = \frac{G_0}{G} = \frac{\rho_0 u_0 \varphi}{\rho u} = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\varphi}{\bar{u}}.$$

Связь скорости \bar{u} с геометрией и параметром спутности задает выражение (5), а связь с концентрацией K можно установить из уравнения (4). Для этого представим его в виде

$$K(1 - m) + m = \bar{u}$$

или

$$K = \frac{\bar{u} - m}{1 - m}. \quad (6)$$

Для определения положения точек поджога необходимо найти связь K с координатами τ и x . Этой поверхности должна соответствовать вполне определенная относительная скорость, равная по абсолютной величине (турбулентной) скорости распространения пламени.

Для большей наглядности дальнейшее рассмотрение проведем для случая затопленной струи, т. е. при $m = 0$.

Будем полагать, что на основном участке струи профили скоростей и концентраций подобны и для осесимметричной струи распределение по радиусу линейно [11]. Тогда средняя скорость зависит от максимальной (на оси) скорости \bar{u}_m следующим образом:

$$\bar{u} = \int_0^R u_m \left(1 - \frac{r}{R}\right) 2\pi r d^2 dr / (\pi R^2) = \frac{1}{3} \bar{u}_m. \quad (7)$$

Соответственно из (6) находим

$$K = \bar{u}. \quad (6')$$

Полагая $\rho \approx \rho_1$, из (5) получаем

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_1}} \varphi. \quad (5')$$

Чтобы найти $K = \bar{u} = f(r, x)$, запишем

$$\bar{u}_r = \bar{u}_m \left(1 - \frac{r}{R}\right) \quad (8)$$

и аналогично

$$K_r = K_m \left(1 - \frac{r}{R}\right). \quad (9)$$

Из (8) и (9) имеем

$$\bar{u}_r = K_r. \quad (10)$$

Причем если горение протекает с максимальной скоростью при коэффициенте избытка воздуха α , то

$$\bar{u}_r = \frac{1}{\alpha L_0 + 1}. \quad (11)$$

Для того чтобы связать геометрию пламени с макрокинетической характеристикой — характерным временем горения τ , введем допущение, что толщина турбулентного пламени в этих условиях равна

$$\Delta_t = \frac{r}{n}. \quad (12)$$

Но так как $\Delta_t/u_t = \tau$, $au_r = u_t$, то

$$\frac{\bar{\Delta}_t}{\bar{u}_r} \frac{d}{u_0} = \tau.$$

Следовательно,

$$\text{Но} = \frac{\bar{r}}{n \bar{u}_r}. \quad (13)$$

Исходя из (10) и (11), запишем

$$\bar{u}_r = K_2 = \frac{1}{\alpha L_0 + 1}.$$

С другой стороны, для \bar{u}_r имеем (8), поэтому

$$\frac{\bar{r}}{R} = 1 - \frac{1}{(\alpha L_0 + 1) \bar{u}_m}.$$

В результате получаем функциональную зависимость

$$\text{Но} = \frac{\bar{R}}{n} \left(\alpha L_0 + 1 - \frac{1}{\bar{u}_m} \right). \quad (14)$$

Из (7) следует, что

$$\bar{u}_m - 3 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \varphi = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{1}{R}. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14) и принимая границы струи прямолинейными, получаем

$$\text{Но} = \frac{cH}{n} \left(\alpha L_0 + 1 - \frac{2cH}{3} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} \right). \quad (16)$$

Величина n является, вообще говоря, не постоянной, а функцией параметров и структуры потока в районе зоны стабилизации пламени. Возможно, что она могла бы быть найдена из расчета толщины зоны концентраций по пределам воспламенения, но ясно, что $n > 1$ и, вероятно,

ее можно принять постоянной с учетом сделанных выше оговорок. Для анализа экспериментальных данных, описываемых ниже, принято $c = 0.27$, $n = 3\sqrt{\rho_0/\rho}$. При этих значениях зависимость (16) принимает следующий вид:

$$\text{Но} = 0.09 \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} H \left(\alpha L_0 + 1 - 0.18 \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} H \right). \quad (16')$$

Структура зависимости (16) показывает, что существуют максимальное значение Но и соответствующая ему длина отрыва H_{lim} . Очевидно, что это можно считать условием срыва диффузионного пламени. Нетрудно показать, что

$$\text{Но}_{lim} = \frac{(\alpha L_0 + 1)^2}{8}, \quad (17)$$

$$H_{lim} = \frac{3}{40} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} (\alpha L_0 + 1). \quad (18)$$

Выражение (17) находится в полном соответствии с (3) при $X = \sqrt{2}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема использованной установки приведена на рис. 2.

В качестве топлива использовался сжиженный газ зимней заливки (70 % пропана + 30 % бутана) и сжатый природный газ плотностью (при нормальных условиях) 0.72 кг/м^3 , содержащий 92 ÷ 95 % метана. Расходы топлива определялись по давлению перед соплом

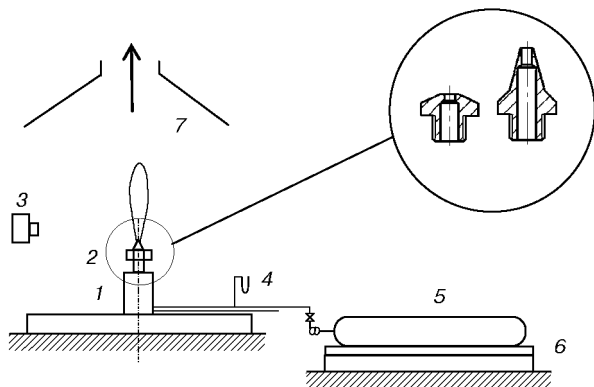


Рис. 2. Схема установки:

1 — форкамера, 2 — сопло, 3 — фотокамера, 4 — перепадодмер на сопле, 5 — газовый баллон, 6 — весы, 7 — вентиляция

и весовым способом. Сопла тарировались с определением массового и объемного (с помощью газового счетчика) расходов, что позволяло определять и их плотность. Киносъемка осуществлялась цифровой камерой.

В экспериментах использованы две конфигурации сопел (выноска на рис. 2) с целью выявить, как условия смещения в ближней области влияют на условия стабилизации и геометрические характеристики (условно ниже называются плоскими и коническими соплами). В экспериментах с пропаном использовались сопла диаметром $d = 1.6$ и 2.5 мм, в опытах с метаном — $d = 2.5$ мм.

Измерение расходов проводилось с точностью не хуже 1 %. Основной источник погрешностей — нестабильность положения точки поджога и некоторый произвол в определении ее координаты. Учитывая, что амплитуда пульсаций не превышает ≈ 10 % определяемой величины, точность определения H оценивалась ± 5 %.

Результаты анализа данных, полученных в экспериментах с пропаном и метаном, и их сопоставление с приведенными выше аналитическими зависимостями и критериальными обобщениями представлены на рис. 3.

Совершенно очевидно, что внешняя форма сопел оказывает существенное влияние, особенно при больших значениях Но (и H соответственно). Это хорошо заметно для пропана при диаметре сопла $d = 1.6$ мм (точки при $\text{Но} > 30$ на рис. 3,а) и в меньшей степени для метана при $d = 2.5$ мм (при одинаковом в обоих случаях диаметре плоской части 6 мм).

Из рис. 3 видно хорошее соответствие вновь полученных данных ранним обобщениям в виде зависимости (2) для конических сопел, но следует отметить, что расчет по (16') дает более близкие к эксперименту результаты и описывает резкое возрастание H при приближении к срыву. Физически это означает уменьшение ширины зоны горения и приближение точки поджога к оси струи. Пламя перед срывом существенно уменьшается в объеме и принимает форму, близкую к конической с вершиной на оси струи.

Следует отметить, что срыв происходит не мгновенно, а развивается за время, много большее характерного времени горения. На рис. 4 приведено изменение длины отрыва во времени при срывном режиме, полученное по кадрам киносъемки. При этом переход от го-

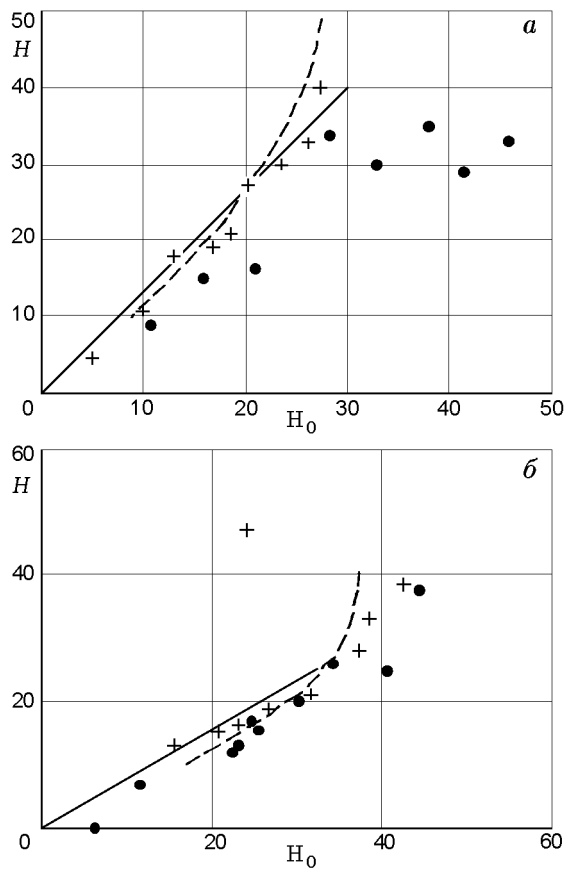


Рис. 3. Длина отрыва пламени пропан-бутана (а) и метана (б):

штриховая линия — расчет по (2), сплошная — по (16'), + — коническое сопло, ● — плоское

рения к срыву происходил без изменения параметров истечения струи.

Условия отрыва и обратной «посадки» пламени на кромку сопла специально в настоящем исследовании не изучались, было лишь проверено примерное соответствие режимов отрыва обобщению (1'). Как и следовало ожидать, для конических сопел это соответствие было лучше. Вообще же, для изучения течения вблизи сопел различной внешней конфигурации и стабилизации пламени на них необходимы дальнейшие исследования.

ВЫВОДЫ

1. Предположение о пропорциональности толщины турбулентного пламени радиусу поверхности, близкой к стехиометрической концентрации (точнее, соответствующей минимальному значению характерного времени горения), позволяет более конкретно описать

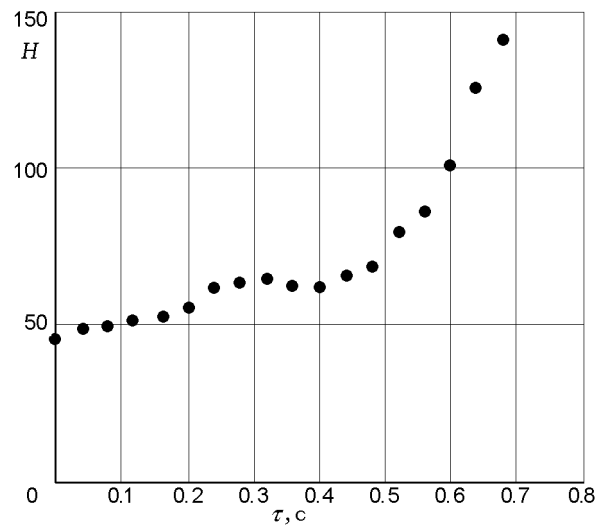


Рис. 4. Изменение длины отрыва при срыве пламени:

метан, $u_0 = 47$ м/с, сопло плоское диаметром $d = 2.5$ мм

длину отрыва диффузионного пламени осесимметричной затопленной струи, чем это было выполнено ранее в предположении пропорциональности толщине структурного пограничного слоя.

2. На предсрывных режимах увеличение длины отрыва H сильно нелинейно зависит от критерия гомохронности H_0 , и эти величины достигают своих предельных значений при срыве.

3. Дополнительно выполненные экспериментальные исследования с двумя видами топлива и двумя формами внешней конфигурации сопел позволили подтвердить установленную аналитическую закономерность и получить дополнительную информацию о развитии процесса срыва, а также о возможном влиянии условий эксперимента на результаты наблюдений.

4. Скорректированные зависимости могут быть использованы для определения характерных времен горения различных газовых смесей, но при тех же условиях эксперимента, при которых получены опорные зависимости для ранее исследованных смесей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баев В. К. Критериальное описание геометрии пламени гомогенной смеси // ПМТФ. — 1965. — № 4. — С. 145–149.
2. Баев В. К., Третьяков П. К. Расчет положения пламени в турбулентном потоке // Изв. СО

- АН СССР. Сер. техн. — 1969. — № 3, вып. 1. — С. 32–37.
3. **Баев В. К., Третьяков П. К.** Критериальное описание устойчивости горения в турбулентном потоке гомогенной смеси // Физика горения и взрыва. — 1972. — Т. 8, № 1. — С. 46–51.
 4. **Баев В. К., Константиновский В. А., Сидоров И. В., Третьяков П. К.** Об устойчивости горения в спутных струях при возникновении зон рециркуляции // Теория и практика сжигания газа и резервного топлива. — М.: Недра, 1981. — Ст. VII, л-д.
 5. **Баев В. К., Третьяков П. К.** Характерные времена горения топливовоздушных смесей // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т. 4, № 3. — С. 367–376.
 6. **Баев В. К., Ясаков В. А.** Исследование устойчивости диффузных пламен // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. — 1969. — № 1. — С. 32–38.
 7. **Баев В. К., Ясаков В. А.** О характере влияния подъемных сил на длину диффузионных пламен // Физика горения и взрыва. — 1974. — Т. 10, № 6. — С. 835–841.
 8. **Баев В. К., Ясаков В. А.** Влияние спутной скорости на геометрические характеристики диффузионного пламени // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 11, № 1. — С. 138–142.
 9. **Баев В. К., Ясаков В. А.** Устойчивость диффузионных пламен в затопленных и спутных струях // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 11, № 2. — С. 163–178.
 10. **Yiesheng Min, Francoise Baillet.** Experimental investigation of the flame extinction processes of nonpermixed methane flames inside an air co-flow diluted with CO₂, N₂, or Ar // Combust. Flame. — 2012. — V. 159. — P. 3502–3517.
 11. **Гиневский А. С.** Теория турбулентных струй и следов. — М.: Машиностроение, 1969.

Поступила в редакцию 5/III 2013 г.
