

УДК 533.656:662.969

О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПРЕДЕЛАМИ СТАБИЛИЗАЦИИ ОБРАЩЕННОГО ПЛАМЕНИ И ГРАДИЕНТОМ СКОРОСТИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ СТАБИЛИЗАТОРА

Ю. Л. Шошин, Л. П. Х. де Гозй

Технический университет Эйнховена, 5600MB Эйнховен, Нидерланды, y.s.shoshin@tue.nl

Проведены эксперименты, которые позволили оценить кондуктивные теплопотери из основания бедного метановоздушного обращенного пламени, стабилизированного на срезе тонкого стержня. Полученные результаты свидетельствуют, что теплопотери в стабилизатор играют решающую роль при стабилизации и срыве пламени. Сделанные простые оценки указывают, что корреляция между составом смеси и градиентом скорости вблизи стабилизатора, при котором происходит срыв, обычно рассматриваемая как доказательство справедливости теории срыва пламени вследствие его растяжения, может быть объяснена без привлечения этой теории. Предложено новое объяснение, основанное на предположении, что теплопотери в стабилизатор определяют поведение обращенного пламени при срыве, и на подобии между механизмами диффузии тепла и импульса в газах ($P_r \approx 1$).

Ключевые слова: обращенное пламя, стабилизация пламени, срыв пламени, градиент скорости.

DOI 10.15372/FGV20150502

ВВЕДЕНИЕ

Предварительно перемешанное обращенное пламя, стабилизированное на срезе тонкого стержня или пластины, установленных вдоль потока горючей смеси, часто используют для изучения механизма стабилизации пламени. Такие пламена симметричны и свободны от влияния окружения в месте расположения пламени, что упрощает интерпретацию экспериментальных результатов и моделирование.

По результатам экспериментов [1] со стабилизированными на стержне обращенными бедными пламенами смеси природного газа с воздухом авторами получено условие срыва пламени с достаточно тонких стержней:

$$K = \frac{dU}{dx} \frac{\eta_0}{S_L} = g_b \frac{\eta_0}{S_L}, \quad (1)$$

где $g_b = \frac{dU}{dx}$ — радиальный градиент аксиальной компоненты скорости U вблизи боковой поверхности непосредственно перед срезом стабилизатора при срыве пламени, η_0 — тепловая толщина пламени, S_L — нормальная скорость плоского адиабатического пламени. Найденные в [1] значения K варьировались от 1 до

2 при различных значениях соотношения эквивалентности и практически не зависели от диаметра проволоки при его значениях $\lesssim 2$ мм.

Измерения [2], проведенные при срыве бедных и богатых обращенных метановоздушных пламен, стабилизированных на тонкой пластине, установленной в середине плоского канала, показали, что с уменьшением толщины стабилизирующей пластины значение K уменьшается. На самой тонкой пластине (0.3 мм), использованной в [2], срыв пламени происходил почти при постоянном, близком к единице значении K . Это позволило авторам сделать заключение, что корреляция, вероятно, только улучшится, если использовать еще более тонкую пластину. Далее в работе [3] они получили условия срыва бедных пропано-, бутано- и этиленовоздушных обращенных пламен, стабилизированных на пластине толщиной 0.3 мм: $K \approx 0.95$. Нормальные скорости распространения адиабатических плоских пламен, исследованных в [2, 3], лежат в диапазоне $8 \div 60$ см/с.

Соотношение (1) получено в [1] из предложенной в [4] формулы для скорости растяжения пламени в потоке с градиентом скорости, в качестве оценки числа Карловица у основания пламени вблизи предела стабилизации пламени. Таким образом, по мнению авторов [1], срыв пламени обусловлен достижением критическо-

го значения скорости растяжения пламени в его основании, связанного, в свою очередь, с градиентом скорости смеси у боковой поверхности стабилизатора. Однако, как отмечалось в [5], формула для скорости растяжения пламени получена в [4] при условии $U \gg S_L$ и распространение формулы на случай $U = S_L$, который имеет место у основания «перевернутого» пламени, неоправданно. Дополнительным свидетельством того, что уравнение (1) дает, скорее всего, неправильные значения числа Карловица у основания пламени, являются экспериментальные данные [6] и численные расчеты [7], выполненные для бедных метановоздушных обращенных пламен. В работах [6, 7] локальное число Карловица у основания пламени оказалось почти на порядок меньше, чем дает уравнение (1). Есть еще одно обстоятельство, заставляющее сомневаться в том, что причиной срыва является критический градиент скорости газа, задаваемый уравнением (1). Согласно последним результатам теории растяжения пламени, уменьшение температуры пламени при положительной скорости растяжения возможно только для смесей с $Le > 1$ [8, 9], тогда как корреляция с уравнением (1) наблюдалась, в частности, для бедных метановоздушных смесей ($Le \approx 0.96$).

Таким образом, ни оценка числа Карловица по соотношению (1), ни интерпретация срыва обращенных пламен как следствия достижения критического значения числа Карловица не кажутся оправданными, а хорошая корреляция экспериментальных данных с параметром K , близким к единице, остается необъясненной. Более того, в литературе нет убедительных свидетельств того, что эта корреляция действительно связана с растяжением пламени, и в то же время отсутствуют какие-либо альтернативные объяснения этой корреляции.

Несмотря на то, что в работе [1] причиной срыва обращенного пламени авторы считали его растяжение, они рассматривали гасящий эффект стабилизатора как ключевой фактор стабилизации пламени. Предложены два механизма, обеспечивающие гашение пламени: теплотери в стабилизатор и гибель носителей цепей. Численное моделирование гашения на холодной стенке метановоздушного пламени, выполненное в [10], показало, что рекомбинация радикалов на холодной поверхности не так важна, как рекомбинация в холодном газе вблизи стенки. Следовательно, гасящий эф-

фект возможен только при значительных локальных потерях тепла из пламени в стабилизатор. Качественное объяснение механизма стабилизации обращенного пламени, основанного на гасящем эффекте стабилизатора, следующее. Скорость пламени относительно свежей смеси у его основания противоположна по направлению и равна по абсолютной величине локальной скорости газа. Пламя устойчиво, если его малые смещения в направлении к стабилизатору или от него приводят к перемещению основания пламени в противоположном начальному смещению направлении, т. е. к положению равновесия. Из-за того что основание пламени находится в ускоряющемся потоке, изменение скорости пламени при его смещении должно быть больше по абсолютной величине, чем изменение скорости потока газа. Изменение скорости горения, требуемое для стабилизации пламени, обеспечивается изменением теплотери вследствие смещения основания пламени. Согласно этому объяснению гашение пламени из-за растяжения не является необходимым условием его срыва. При возрастании скорости потока смеси расстояние от основания пламени до стабилизатора увеличивается и тепловой поток в стабилизатор уменьшается. В некоторый момент изменение теплотери при смещениях пламени становится слишком малым для того, чтобы обеспечить стабилизацию пламени.

В [11, 12] приведены результаты детального численного моделирования пламени бедной метановоздушной смеси, стабилизированного на перфорированной пластине. Установлено, что изменение локальной скорости горения в основании пламени при малых его смещениях вызвано главным образом изменением теплотери из основания пламени к стабилизатору, в то время как растяжение пламени играет вторичную роль. Измерения, проведенные в [13] для обращенного бедного метановоздушного пламени, стабилизированного на срезе стержня диаметром 3.0 мм, показали, что тепловые потоки к стабилизатору достаточны для того, чтобы оказывать заметное влияние на локальную скорость горения даже вблизи срыва пламени. Результаты [11–13] подтверждают гипотезу о теплотерях как о ключевом элементе в механизме стабилизации/срыва пламени. Однако эксперименты, которые позволяют оценить тепловой поток от пламени к тонкому стабилизатору, все еще представляют интерес,

так как 3-миллиметровый стержень, используемый в [13], находится уже в диапазоне, в котором критический граничный градиент скорости зависит от диаметра стержня.

В настоящей работе для того, чтобы дополнительно проверить гипотезу о теплотерях как о главном факторе механизма стабилизации/срыва пламени, были проведены эксперименты с целью оценить тепловые потоки из основания обращенного пламени в стабилизатор для бедного метановоздушного пламени, стабилизированного на латунном стержне диаметром 1 мм.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Пламя стабилизировалось на срезе латунного стержня диаметром 1 мм, расположенного вдоль оси симметрии трубки длиной 32 см, изготовленной из пирекса, внутренний диаметр трубки 12.5 мм. Выбранный диаметр стержня находится в пределах диапазона, для которого наблюдается хорошее согласование условий срыва обращенного пламени с соотношением (1) [1]. Смесь приготавливали из баллонного технического метана чистотой 99.5 % и сухого сжатого воздуха. В метановую и воздушные линии устанавливали по одному контроллеру расхода фирмы «Bronkhorst». После смешения потоков метана и воздуха смесь протекала через буферный сосуд, с тем чтобы уменьшить флуктуации эквивалентного отношения, вызванного небольшой нестабильностью контроллеров. Поскольку точность последних уменьшается при небольших расходах, в экспериментах газовые потоки составляли больше половины максимального значения, на которое рассчитан контроллер расхода. Для контроля потока смеси через трубку использовались игольчатый вентиль и ротаметр. Избыточный поток смеси направлялся в обход системы напуска. Подробное описание экспериментальной установки можно найти в [13].

1.1. Измерение потока тепла

Измерения выполнены для бедных метановоздушных смесей с эквивалентными соотношениями $\phi = 0.7$ и 0.75 . Примеры обращенных стабилизированных пламен показаны на рис. 1. На рис. 2 приведена схема установки, используемой для оценки тепловых потоков. Температуру боковой поверхности стержня измеряли

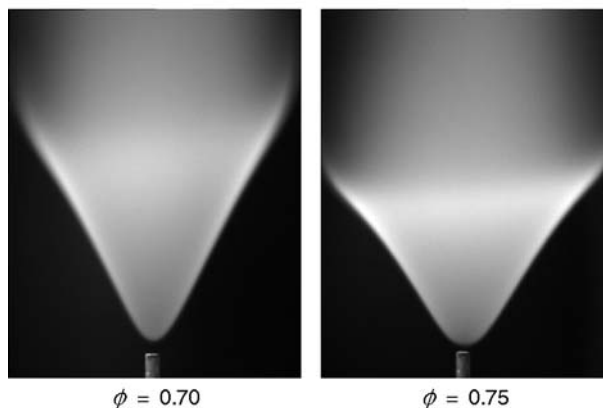


Рис. 1. Обращенные метановоздушные пламена, стабилизированные на срезе стержня (скорость смеси $U = 120$ см/с)

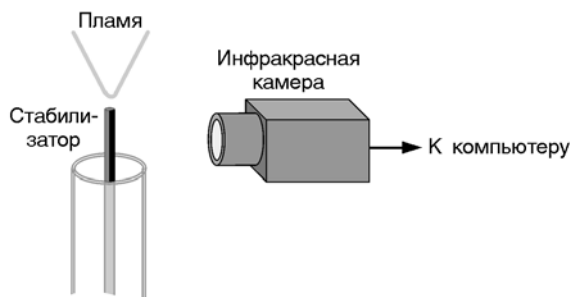


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

с помощью инфракрасной камеры ThermoCam FLIR PM 575, работающей в диапазоне длин волн $7.5 \div 13$ мкм и оснащенной увеличивающей линзой. Стержень был установлен так, что его конец располагался на ≈ 10 мм выше среза трубки, чтобы обеспечить оптический доступ к боковой поверхности конца стержня. Половина этой боковой поверхности, направленная в сторону камеры, была покрыта слоем сажи для увеличения излучательной способности поверхности. В соответствии с рекомендациями фирмы производителя камеры степень черноты слоя сажи полагалась равной 0.95. Температурные профили вдоль стержня получены путем осреднения температуры по горизонтальным линиям. Затем из этих профилей определяли градиенты температуры.

В качестве примера на рис. 3 показан измеренный профиль температуры вдоль поверхности стержня. Видно, что он нелинейный на ко-

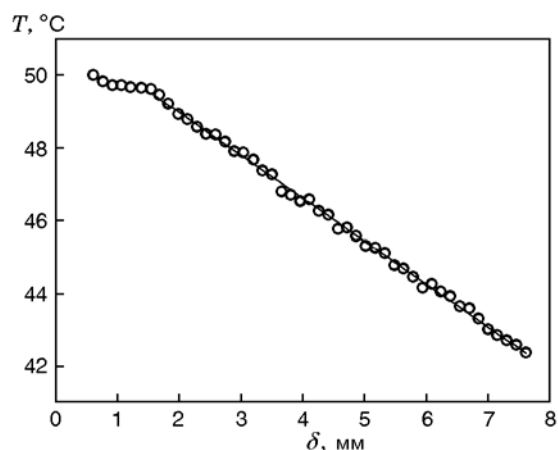


Рис. 3. Измеренный профиль температуры вдоль поверхности стержня и его аппроксимация ($\phi = 0.75$, $U = 170$ см/с)

ротком участке ($\delta \approx 1$ мм) вблизи среза стержня. Отклонение от прямой, возможно, вызвано тем, что теплоперенос от пламени к стержню происходит не только через верхнюю плоскую поверхность стержня, но и через боковую поверхность. Поэтому этот участок не входил в расчет, а для оценки теплового потока использовался расположенный ниже участок, температурный профиль которого близок к линейному на длине ≈ 5.5 мм. Потоки тепла можно оценить по профилю температуры, если известны диаметр и теплопроводность стержня. Предполагалось, что изменение температуры в поперечном сечении стержня незначительно, что обеспечивалось большим отношением теплопроводности стержня к теплопроводности газа. Для получения температурного градиента использовалась линейная аппроксимация. В сравнении с линейной, полиномиальная аппроксимация температурного профиля приводила к большему разбросу оцененных температурных градиентов, не изменяя их средних значений. Стандартное отклонение наклона подогнанных прямых не превышало 3 % во всех экспериментах.

На рис. 4, *a* показаны результаты вычисления тепловых потоков \dot{q}_{loss} от пламени к стержню, полученные по данным экспериментов, на рис. 4, *б* — тепловые потоки, нормированные на скорость выделения тепла в плоском метановоздушном пламени, интегрированном по сегменту фронта, равному площади поперечного сечения A стержня: $\dot{Q} = \dot{q}_{loss} / q_{CH_4} Y_{CH_4} S_b A$, где q_{CH_4} — теплота сгорания метана (на еди-

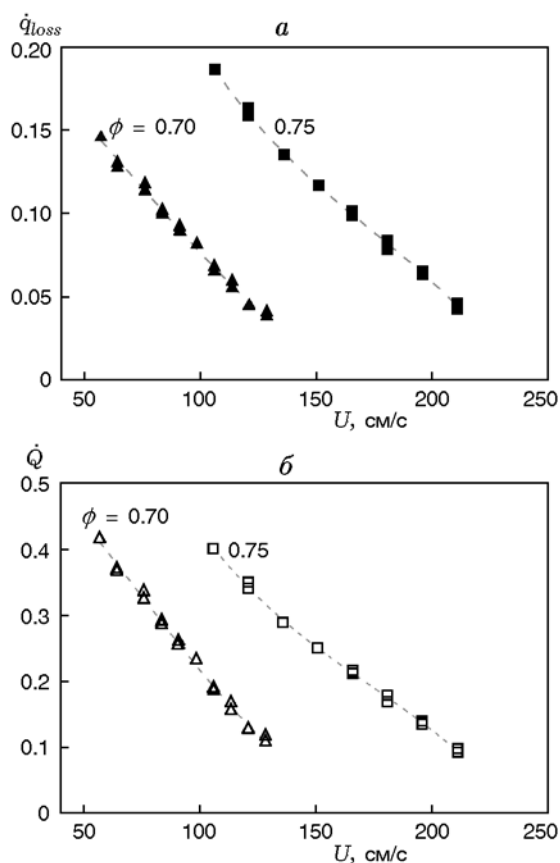


Рис. 4. Экспериментальные зависимости потоков тепла к стабилизатору (*a*) и этих потоков, отнесенных к скорости тепловыделения во фронте пламени соответствующей площади (*б*), от скорости смеси

ницу объема), Y_{CH_4} — объемная доля метана в свежей смеси, S_b — скорость горения плоского пламени соответствующей смеси. Нормированный тепловой поток определялся с использованием экспериментальных значений скорости горения [14] и теплоты горения соответствующих смесей.

1.2. Измерение расстояния между пламенем и срезом стержня

Использовались изображения пламен, регистрируемые с помощью CCD-камеры Pike F-032. Смещение пламени относительно стержня (Δ) определялось из вертикального, полученного по изображениям профиля интенсивности излучения пламени (I) (рис. 5). Профиль не имеет максимума в области основания пламени. При этом можно выделить два характерных участка на зависимости: резкое изменение

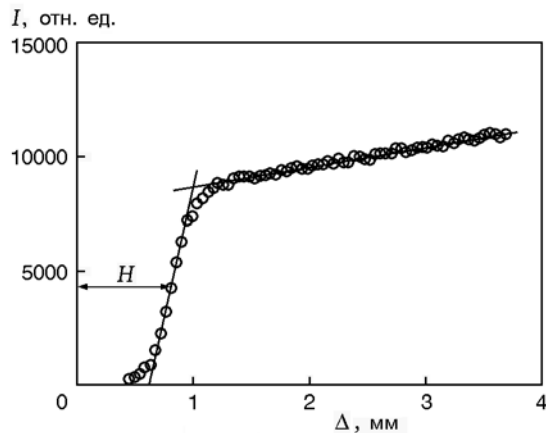


Рис. 5. Профиль интенсивности свечения пламени, полученный по изображениям, иллюстрирующий методику определения расстояния H от основания пламени до среза стержня

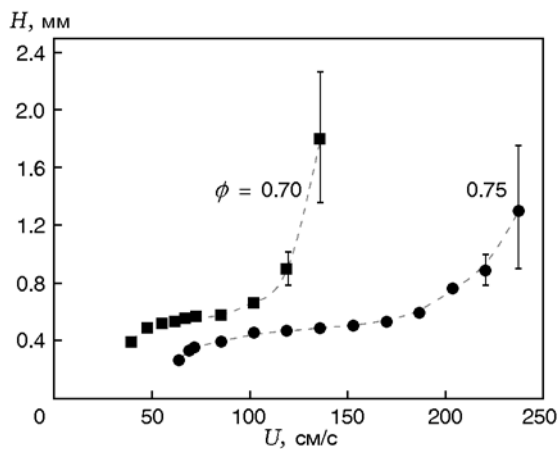


Рис. 6. Зависимость расстояния между основанием пламени и срезом стержня от скорости смеси:

для скоростей смеси, близких к срыву пламени, указаны осредненные по времени значения

интенсивности, которое можно отождествить с фронтом пламени, и постепенное ее изменение. Оба участка аппроксимируются прямыми, и расстояние, на котором интенсивность излучения достигает половины от величины, соответствующей пересечению прямых, принималось за положение основания пламени. Зависимость положения пламени от скорости смеси показана на рис. 6. Скорость смеси определялась делением расхода газа на площадь поперечного сечения трубки.

Вблизи предела стабилизации наблюдаются

вертикальные колебания пламени относительно его среднего положения. Вертикальными линиями на рис. 6 показан диапазон изменения положения фронта при его флуктуациях. Видно, что смещение пламени относительно стержня значительно увеличивается при приближении к срыву. Заметный рост начинается при скорости смеси, равной $\approx 80\%$ от критической величины, соответствующей срыву. Вблизи срыва пламя может стабилизироваться на расстояниях, значительно превосходящих тепловую толщину пламени. В то же самое время тепловой поток в стержень остается заметным даже при скоростях газа, соответствующих срыву. Это можно объяснить наличием вихря между основанием пламени и срезом стержня: теплоперенос становится более интенсивным из-за конвективного переноса в вихре. Численное моделирование [12] для стабилизатора диаметром 1.0 мм показало, что размер вихря мал при низких скоростях смеси, но он резко возрастает при приближении скорости газа к скорости срыва. Таким образом, быстрое увеличение расстояния от пламени до среза стержня при приближении к пределу стабилизации можно ассоциировать с увеличением размера вихря.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Как видно из рис. 4, срыв пламени происходит при малых, но все еще заметных кондуктивных теплопотерях в стержень. Измеренная мощность теплопотерь при срыве составляет $8 \div 10\%$ от скорости тепловыделения плоского адиабатического пламени соответствующей площади. Эти результаты не согласуются с выводами авторов [5, 15] о том, что вблизи предела стабилизации теплопотерями из основания пламени в стабилизатор можно пренебречь. В [5] обращенные бедные метановоздушные пламена стабилизировались за срезом металлической пластины толщиной 0.5 мм и шириной 44 мм. Температуру измеряли за пластиной и на ее передней кромке. Вывод авторов [5] о том, что теплопотери в стабилизатор играют незначительную роль в процессе стабилизации пламени, основан на малом различии двух измеренных вблизи срыва температур (≈ 10 К). Достоверность этого вывода, однако, вызывает вопросы, так как количественную оценку тепловых потоков в работе [5] не проводили.

В [15] кондуктивные теплопотери в стабилизатор оценивались для бедного обращенного пропановоздушного пламени, стабилизированного над срезом стержня диаметром 0.7 мм. Основываясь на измеренной разнице между температурой газа в фиксированной точке и температурой стержня, авторы оценили тепловой поток вблизи срыва пламени: менее 0.3 % от скорости тепловыделения пламени соответствующей площади. Расхождение с результатами настоящей работы можно объяснить тем, что в оценке [15] не учитывался конвективный теплоперенос к стабилизатору, вызванный возникшим вихрем. В то же время конвективный перенос может играть решающую роль при стабилизации обращенных пламен вблизи срыва [12].

Как видно из рис. 4, теплопотери из основания пламени в стержень непрерывно уменьшаются с ростом скорости смеси вплоть до срыва. В то же время расстояние между пламенем и срезом стержня непрерывно увеличивается с ростом скорости смеси (см. рис. 6). Эти наблюдения находятся в согласии с гипотезой о стабилизации пламени за счет теплового потока в стержень. При увеличении скорости смеси и удалении пламени от среза стержня тепловой поток в стержень уменьшается. В некоторый момент влияние теплопотерь на локальную скорость горения становится недостаточным для стабилизации пламени и происходит срыв.

Нужно подчеркнуть, однако, что наличие теплопотерь в стабилизатор не означает, что растяжение пламени не влияет на условия его срыва. Из-за растяжения пламени могут изменяться скорость горения и температура пламени вблизи его основания и, как следствие, критическая скорость, при которой теплопотери в стабилизатор становятся слишком малыми для того, чтобы стабилизировать пламя.

Используемый в работе диаметр стержня 1.0 мм лежит в диапазоне, в котором соотношение (1) не зависит от диаметра стержня [1]. Как уже обсуждалось во введении, в литературе нет неопровержимого доказательства того, что это соотношение есть результат влияния растяжения пламени. Учитывая, что наши измерения, так же как и результаты [11–13], говорят в пользу того, что теплопотери в стержень являются главным фактором в механизме стабилизации/срыва пламени, разумно попытаться объяснить соотношение (1) исходя из данного механизма, что мы и делаем ниже.

3. АЛЬТЕРНАТИВНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СРЫВОМ ОБРАЩЕННОГО ПЛАМЕНИ И ГРАДИЕНТОМ СКОРОСТИ

В экспериментах в качестве стабилизатора использовался тонкий стержень, однако для простоты оценки выполнены для тонкой пластины. Механизмы стабилизации обращенного пламени на стержне и на пластине обычно считают одинаковыми, что на качественном уровне подтверждается хорошей корреляцией с соотношением (1) для обоих видов стабилизаторов [1–3].

На рис. 7 приведена схема, согласно которой были выполнены оценки. Множители порядка единицы, которые возникают из-за осреднения или по другим причинам, опущены, поскольку нам интересны только оценки по порядку величины. Сделаны следующие предположения.

1. Температуропроводность α и кинематическая вязкость ν газа постоянны (равны средней величине) и близки ($Pr = \nu/\alpha \approx 1$) во всей зоне подогрева в пламени.

2. Градиент продольной компоненты u скорости смеси вблизи среза стабилизатора постоянен вдоль поперечной оси x . Это предположение подтверждается экспериментальным фактом, полученным для тонких стабилизаторов: соотношение (1) для обращенного стабилизированного пламени выполняется при различных начальных профилях скорости, но при одинаковых градиентах скорости на боковой поверхности стабилизатора. Это возмож-

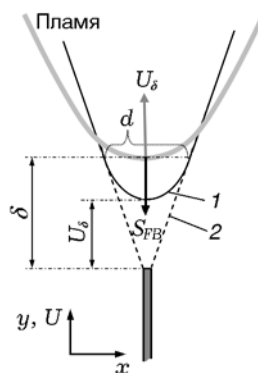


Рис. 7. Схема обращенного пламени и основные параметры, используемые при оценках:

1 — профиль $U(x)$ при $y = \delta$, 2 — профиль $U(x)$ в окрестности стабилизатора пламени

но, только когда течение вблизи стабилизатора, где градиент скорости близок к константе, влияет на срыв пламени.

3. Влиянием растяжения пламени на скорость горения пренебрегается, поскольку, как показали расчеты [7, 12], при изменении скорости газа на входе локальная скорость горения в основании пламени зависит прежде всего от теплопотерь из пламени в стабилизатор.

4. Стабилизатор является таким тонким, что вихрь, формирующийся выше его среза, очень мал, поэтому его размером можно пренебречь по сравнению с диффузионной толщиной пламени. Мы рассматриваем предельный случай очень тонкого стабилизатора, для которого, предположительно, соотношение (1) выполняется лучше всего [2, 3]. Предполагается, что локальная скорость горения в основании пламени S_{FB} при срыве близка к скорости горения адиабатического плоского пламени соответствующей смеси, $S_{FB} \approx S_L$. Это предположение основано на том факте, что срыв пламени происходит при малых теплопотерях в стабилизатор.

В соответствии с предположением о малой толщине стабилизирующей пластины, профиль продольной компоненты y скорости вдоль оси x имеет острый минимум над срезом пластины (см. рис. 7). Из-за вязкости газа профиль скорости смеси сглаживается в некоторой области вблизи плоскости симметрии вниз по потоку. Характерный поперечный размер этой области на расстоянии δ от среза пластины можно оценить по формуле

$$d \sim \sqrt{\nu t_\delta}, \quad (2)$$

где t_δ — характерное время движения частиц газа на расстояние δ . При сглаживании профиля происходит «осреднение» скорости газа на характерном размере d области. Оценка по порядку величины компоненты y скорости газа по оси симметрии на расстоянии δ от среза может быть получена осреднением начального профиля скорости газа, показанного на рис. 7, на расстоянии d :

$$U_\delta \approx g_b d, \quad \text{т. е. } d \approx U_\delta / g_b. \quad (3)$$

Время движения частиц газа на расстояние δ оценивается по средней скорости, которая изменяется от 0 при $y = 0$ до U_δ при $y = \delta$:

$$t_\delta \approx \delta / U_\delta. \quad (4)$$

Подставляя d и t_δ из уравнений (3) и (4) в уравнение (2), получаем

$$\frac{U_\delta}{g_b} \approx \sqrt{\frac{\delta \nu}{U_\delta}}. \quad (5)$$

Приближенные уравнения (2)–(4) являются физически прозрачными, хотя и получены нестрогой. Разумно проверить эти оценки на более строгой основе. В соответствии с уравнением (5) компонента y скорости газа U может быть записана следующим образом:

$$U \approx \sqrt[3]{g_b^2 \nu y}. \quad (6)$$

Распределение скорости газа (компонента y) за бесконечно тонкой пластиной длиной l в однородном потоке газа получено в [16] в виде степенного ряда по расстоянию вдоль пластины с дробными показателями степени и численно рассчитываемыми коэффициентами. Для потока на центральной линии решение выглядит так:

$$U = U_\infty \sum_{i=0}^{\infty} \alpha_i \left(\sqrt[3]{\frac{y}{4l}} \right)^{1+3i}, \quad (7)$$

где U_∞ — скорость газа перед пластиной, y — расстояние от среза пластины. В предположении, что граничный градиент скорости постоянен на срезе пластины, т. е. при небольших значениях $y/4l$, для оценки скорости газа можно учитывать только первый член ряда (при найденном в [16] значении $\alpha_0 = 1.2262$):

$$U = 1.226 U_\infty (y/4l)^{1/3}. \quad (8)$$

Воспользовавшись решением Блазиуса [17] для распределения скорости в ламинарном пограничном слое, используемым в [16] как граничное условие при $y = 0$, граничный градиент скорости на срезе пластины можно связать с U_∞ :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_{y=0} = g_b = 0.332 \sqrt{\frac{U_\infty^3}{\nu l}}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует уравнение

$$U = 1.611 \sqrt[3]{g_b^2 \nu y}, \quad (10)$$

которое согласуется с уравнением (6). Это подтверждает справедливость оценочных соотношений (2)–(5). Поскольку влияние теплопотерь

на локальную скорость горения вблизи основания пламени становится незначительным при срыве пламени, расстояние δ (см. рис. 7) должно быть того же порядка, что и характерная тепловая толщина адиабатического плоского пламени:

$$\delta \sim \eta_0. \quad (11)$$

С учетом предположений $\nu \sim \alpha$ и

$$U_\delta = S_{FB} \sim S_L \quad (12)$$

величина ν/U_δ в уравнении (5) может быть оценена следующим образом:

$$\frac{\nu}{U_\delta} \approx \frac{\alpha}{S_L} \approx \eta_0. \quad (13)$$

Подставляя (12), (11) и (13) в уравнение (5), получаем

$$\frac{S_L}{g_b} \approx \eta_0, \text{ т. е. } g_b \frac{\eta_0}{S_L} \approx 1. \quad (14)$$

Это условие соответствует условию (1) при $K \approx 1$.

Таким образом, сделанные выше оценки демонстрируют, что корреляция условий срыва обращенного пламени с уравнением (1) при $K \approx 1$ может быть объяснена исключительно на основе «теплого механизма» стабилизации пламени. В соответствии с предложенным объяснением растяжение пламени и избирательная диффузия не являются причиной срыва пламени, описываемого уравнением (1), а, вероятно, служат причиной отклонения от этой корреляции. Например, измерения [2] для бедного и богатого обращенных метановоздушных пламен показали, что срыв богатого пламени происходит при более низких скоростях смеси, что соответствует меньшим значениям K . Это согласуется с тем фактом, что влияние эффектов, связанных с растяжением пламени и избирательной диффузией в бедных и богатых смесях метана с воздухом, противоположно: положительная скорость растяжения пламени улучшает горение бедного ($Le < 1$) и ухудшает горение богатого метановоздушного пламени ($Le > 1$). При числе Льюиса, существенно отличающемся от единицы, растяжение пламени может кардинально изменить условия его срыва, как это происходит, например, в бедных водородо- и метановоздушных пламенах [13]. В этом случае корреляция (1) может не наблюдаться.

Как уже говорилось, оценки сделаны для «идеализированного» случая очень тонкого стабилизатора, когда можно пренебречь вихрем, образовавшимся над стабилизатором. Можно ожидать, что корреляция условий срыва с соотношением (1) ухудшится с увеличением толщины стабилизатора. Это получило подтверждение в экспериментах [1, 2]. В то же время в [1] все еще наблюдалась удовлетворительная корреляция условий срыва с соотношением (1) в условиях экспериментов, при которых нельзя было пренебречь влиянием размера вихря, образующегося за стабилизатором. Пренебрежение вихрем в оценках в некоторой степени оправдано выводом, сделанным в [18] на основе результатов измерения параметров срыва обращенного пламени, стабилизированного на стержне: «Вероятно, вихрь не важен для стабилизации пламени, потому что, как было установлено, критическая скорость потока для срыва не изменилась, когда конец стержня был скруглен».

ВЫВОДЫ

Результаты проведенных в настоящей работе экспериментов свидетельствуют в пользу гипотезы о том, что тепловые потери из основания пламени в стабилизатор играют важную роль при стабилизации/срыве обращенного пламени. Предложено новое объяснение корреляции градиента скорости с условиями срыва обращенного пламени, основанное на тепловом механизме стабилизации пламени, а не на растяжении пламени. В основе предложенного объяснения лежит подобие между механизмами передачи энергии и импульса в газах, а также следующее из этого подобия число Прандтля, близкое к единице.

Работа выполнена при финансовой поддержке Голландского технологического фонда (STW) (проект 11616).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Lewis B., von Elbe G.** Combustion, Flames and Explosions of Gases. — New York; London: Acad. Press Inc., 1961.
2. **Edmondson H., Heap M. P.** Blowoff of inverted flames // Combust. Flame. — 1970. — V. 14, N 2. — P. 191–194.
3. **Edmondson H., Heap M. P.** The correlation of burning velocity and blowoff data by the flame stretch concept // Combust. Flame. — 1970. — V. 15, N 2. — P. 179–187.

4. **Karlovitz B., Denniston D. W., Jr, Knap-schaefer D. H., Wells F. E.** Studies on turbulent flames // Proc. Combust. Inst. — 1953. — V. 4. — P. 613–620.
5. **Kawamura T., Asato K., Mazaki T., Ham-aguchi T., Kayahara H.** Explanation of the blowoff of inverted flames by the area-increase concept // Combust. Flame. — 1979. — V. 35. — P. 109–116.
6. **Kawamura T., Asato K., Mazaki T.** Reex-amination of the blowoff mechanism of premixed flames — inverted flames // Combust. Flame. — 1982. — V. 45. — P. 225–233.
7. **Mallens R. M. M., de Goey L. P. H., Law C. K.** A numerical study of the stabilisation of a lean laminar premixed V-shaped flame // Combust. Sci. Technol. — 2000. — V. 159. — P. 373–389.
8. **Law C. K.** Dynamics of stretched flames // Proc. Combust. Inst. — 1989. — V. 22, N 1. — P. 1381–1402.
9. **De Goey L. P. H., ten Thijs Boonkamp J. H. M.** Mass burning rate of premixed stretched flames: integral analysis versus large-activation-energy asymptotics // J. Eng. Math. — 2008. — V. 62, N 1. — P. 67–84.
10. **Sloane T. M., Schoene A. Y.** Computational studies of end-wall flame quenching at low pressure: the effects of heterogeneous radical recombination and crevices // Combust. Flame. — 1970. — V. 49, N 1-3. — P. 109–122.
11. **Altay H. M., Kedia K. S., Speth R. L., Ghoniem A. F.** Two-dimensional simulations of steady perforated-plate stabilized premixed flames // Combust. Theory Model. — 2010. — V. 14, N 1. — P. 125–154.
12. **Kedia K. S., Ghoniem A. F.** Mechanisms of stabilization and blowoff of a premixed flame downstream of a heat-conducting perforated plate // Combust. Flame. — 2012. — V. 159, N 3. — P. 1055–1069.
13. **Shoshin Y., Bastiaans R. J. M., de Goey L. P. H.** Anomalous blow-off behavior of laminar inverted flames of ultra-lean hydrogen — methane — air mixtures // Combust. Flame. — 2013. — V. 160, N 3. — P. 565–576.
14. **Bosschaart K. J., de Goey L. P. H.** The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method // Combust. Flame. — 2004. — V. 136, N 3. — P. 261–269.
15. **Sung C. J., Law C. K., Umemura A.** On adiabatic stabilization of inverted flames // Proc. Combust. Inst. — 1992. — V. 24, N 1. — P. 205–212.
16. **Goldstein S.** Concerning some solutions of the boundary layer equations in hydrodynamics // Proc. Cambridge Phil. Soc. — 1930. — V. 26, N 1. — P. 1–30.
17. **Blasius H.** Grenzschichten in flüssigkeiten mit kleiner reibung // Z. Math. und Phys. — 1908. — Bd 56. — S. 1–37.
18. **Lewis B., von Elbe G.** Stability and structure of burner flames // J. Chem. Phys. — 1943. — V. 11. — P. 75–97.

*Поступила в редакцию 16/IV 2014 г.,
в окончательном варианте — 17/XI 2014 г.*
