

СТАБИЛИЗАЦИЯ ОБРАЩЕННОГО ПРОПАНОВОЗДУШНОГО ПЛАМЕНИ НА СТРУНЕ, НАТЯНУТОЙ ВДОЛЬ ПОТОКА

М. М. Алексеев, В. П. Самсонов

Сургутский государственный университет, 628400 Сургут, svp@iff.surgu.ru

Экспериментально исследованы условия стабилизации обращенного пламени на длинной тонкой струне, натянутой вдоль оси цилиндрической горелки. Получены распределения температуры газа в обращенном пламени. Найдены границы устойчивого горения, одновременно являющиеся условием возбуждения акустических автоколебаний пламени. Измерены скорости срыва обращенного пламени и изучены закономерности изменения его геометрических характеристик. Обнаружено, что при «опрокидывании» пламени относительно вектора ускорения свободного падения стабилизация устойчивого обращенного пламени в открытой атмосфере невозможна. Предложен физический механизм, управляющий закономерностями формирования обращенного пламени в потоке, параллельном поверхности стабилизатора. Выявлена роль гидродинамического растяжения пламени при его срыве и гашении.

Ключевые слова: обращенное пламя, стабилизатор, стретч-эффект, устойчивость горения, поле температуры.

При обтекании твердого тела заранее перемешанной горючей газовой смесью вблизи его поверхности образуется пограничный слой, в определенной области которого скорость газа не превышает нормальную скорость распространения пламени по горючей газовой смеси. В работе [1] представлены результаты экспериментальных исследований по формированию обращенного пламени на телах конечных размеров, расположенных перпендикулярно вектору скорости газа. В работе [2] предложена математическая модель, описывающая форму поверхности фронта пламени, обращенного на точечном стабилизаторе. Автором работы [3] шпирен-интерференционным методом визуализировано осесимметричное обращенное пламя СО — воздух, стабилизированное на конце тонкой проволоки. На примере бунзеновского пламени предложен способ расчета поля температуры. В более поздней работе [4] условия стабилизации обращенного пламени изучали в связи с ролью вихреобразования и кинетики горения при переходе к турбулентному горению.

В настоящее время обращенному пламени, стабилизированному в традиционной гидродинамической обстановке, т. е. на теле обтекания конечных размеров посвящено значитель-

ное количество исследований. В качестве примера можно привести работы [5–7], авторы которых рассматривают обращенное пламя как удобную модель при изучении стретч-эффекта, характеристик функций переноса, определяющих устойчивость стационарного горения и механизмы обратной связи при развитии автоколебаний и переходе к турбулентному горению. Актуальной также является задача стабилизации пламени на поверхности длинного стабилизатора, расположенного параллельно обтекающему его потоку газовой горючей смеси. Это позволяет управлять положением пламени на стабилизаторе в камере сгорания. Характерное распределение скоростей и температур в обращенном пламени служит причиной усиления влияния гидродинамического растяжения фронта пламени [6, 7] и, кроме того, при «опрокидывании» обращенного пламени приводит к формированию самопроизвольных вихревых структур в продуктах горения. Координата точки стабилизации вершины конуса пламени может изменяться на расстоянии от среза горелки, в несколько раз превышающем диаметр основания конуса пламени. Кроме того, вихревое течение газа в опрокинутом обращенном пламени усиливает интенсивность тепло- и массопереноса, что может быть использовано для значительного повышения экономичности и безопасности камер сгорания мощностью до нескольких киловатт, применяемых для по-

Работа выполнена при поддержке гранта губернатора Ханты-Мансийского округа — Югры 2007 г. на выполнение научных и научно-технических работ по направлению «Энергосбережение».

догрева автомобильных двигателей, разогрева вязких технологических жидкостей в емкостях и др.

Цель данной работы — изучение характеристик обращенного пламени на длинной струне, расположенной вдоль потока: измерение скоростей срыва обращенного пламени; исследование изменения его характерных геометрических размеров при изменении скорости газа; изучение влияния состава горючей газовой смеси на границы устойчивости и роль гидродинамического растяжения при срыве и гашении обращенного пламени; изучение возможности получения опрокинутого обращенного пламени в открытой атмосфере.

Формирование обращенного пламени определяется процессами конвективного переноса, теплопроводности и диффузии, поэтому важно оценить толщину пограничного слоя вблизи бесконечно длинного цилиндра, диаметр которого сравним с шириной теплового слоя впереди фронта пламени. Толщина пограничного слоя в таком потоке определяется не только размером обтекаемого тела, но и диаметром поперечного сечения струи горючей газовой смеси. Кроме того, она зависит от формы обтекаемой поверхности и продольной координаты ведущей точки пламени, которая наиболее продвинута против течения (термин, предложенный Я. Б. Зельдовичем [2]). В научной литературе сведения о толщине пограничного слоя, создаваемого тонким цилиндром в струе конечного диаметра, отсутствуют. Порядок толщины пограничного слоя можно оценить, воспользовавшись формулами преобразования Манглера [8]:

$$\bar{z} = \frac{1}{L^2} \int_0^z r^2(z) dz, \quad \bar{x} = r(z) \frac{x}{L}, \quad (1)$$

$$\bar{u} = u, \quad \bar{v} = v \frac{L}{r} \left(v + \frac{r'}{r} u \right), \quad \bar{u}_\infty = u_\infty.$$

Здесь \bar{z} и \bar{x} — продольная и поперечная координаты плоского течения, z и x — координаты исследуемой точки течения вблизи поверхности круглого тела, \bar{v} и v — поперечные составляющие вектора скорости газа в исследуемой точке плоской и круглой струй, \bar{u} и u — продольные составляющие вектора скорости газа в исследуемой точке плоской и круглой струй, \bar{u}_∞ и u_∞ — то же самое на бесконечном удалении от поверхности тела, L — характерный размер

задачи, r' — радиус поверхности обтекаемого тела в критической точке, r — текущий радиус.

Примем радиус цилиндра постоянным: $r(z) = \text{const} = r_0$, тогда $r'/r = 1$. В качестве характерного размера задачи выберем радиус пламени: $L = R$. Тогда из первого соотношения системы (1) следует $\bar{z} = zr_0/L^2$. Толщину пограничного слоя в круглой струе (δ), согласно [8], можно описать выражением

$$\delta = 5.0 \sqrt{\frac{v\bar{z}}{u_\infty}} = 5.0 \sqrt{\frac{vr_0z}{L^2 u_\infty}} = \frac{r_0}{R} \bar{\delta},$$

где $\bar{\delta}$ — толщина плоского пограничного слоя. Отсюда следует, что толщина пограничного слоя при продольном обтекании круглого стабилизатора во столько раз меньше, чем в плоском течении, во сколько раз радиус стабилизатора меньше радиуса пламени. Уменьшение радиуса стабилизатора до размеров михельсоновской толщины фронта пламени позволило определить характерные размеры экспериментального горелочного устройства.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Пламя, обращенное в потоке, параллельном поверхности стабилизатора, формировали на горелке, представлявшей собой цилиндрическую трубку с натянутой на ее оси стальной струной. Струна являлась стабилизатором пламени. С одного конца она подтягивалась

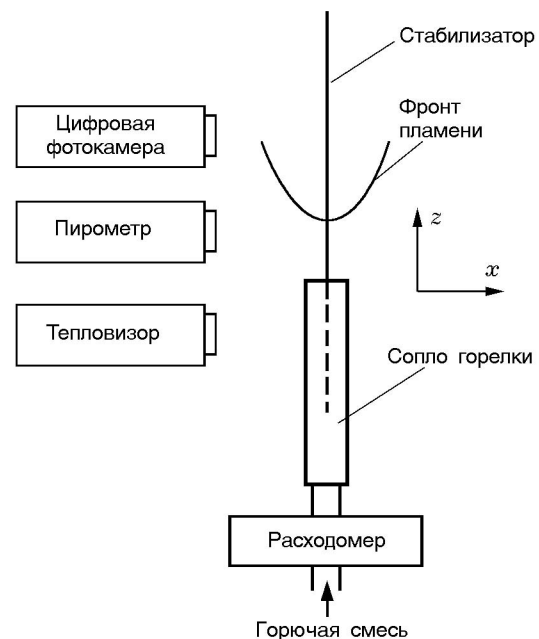


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

жесткой пружиной, что позволяло устранить деформацию струны при температурном расширении в пламени. Внутренний диаметр горелки варьировали от 3 до 15 мм, диаметр струны — от 0.2 до 1.0 мм. Диаметр струны изменяли с целью выяснить роль теплоотдачи из пламени на формирование фронта обращенного пламени. Длина струны многократно превышала расстояние от среза горелки до точки, в которой располагалась вершина конуса обращенного пламени.

Пропановоздушные смеси готовили в газометре вытеснения с точностью до 0.1 % объемной концентрации пропана в смеси. В бедных пропановоздушных смесях не удается стабилизировать устойчивое обращенное пламя. В связи с этим концентрацию пропана изменяли от стехиометрического состава до соответствующего верхнему пределу воспламенения. Приготовленную горючую смесь подавали в горелку непосредственно из газометра вытеснения, что позволяло избежать колебаний расхода газа. Расход газа измеряли расходомером PГС-2 с точностью до 10^{-6} м³/с. Температуру струны, раскаленной до яркого свечения, и фронта пламени вблизи струны измеряли термпарным измерительным комплексом К1-МУ, пирометром Raytek MX6 и тепловизором Thermovision 550. Измерение температуры тремя независимыми методами вызвано необходимостью увеличить точность измерений и получить калиброванное значение температуры в заданной точке, которое необходимо для измерения пространственных распределений температуры на фронте пламени методом цифровой фотометрии. Этот метод основан на использовании распределения интегральной светимости пламени в оптическом диапазоне, фиксируемого на ПЗС-матрице цифровой фотокамеры. Свечение пламени фотографировали цифровым фотоаппаратом Canon EOS 20D. Результаты апробации метода цифровой фотометрии представлены в работе [9].

Все опыты проводили в нормальных гравитационных условиях, в открытой атмосфере покоящегося воздуха. Изменение объемного расхода и диаметра горелки позволяло контролировать условия обращения пламени и его основные характеристики. Горелка располагалась вертикально. Направление скорости газа при выходе из горелки могло меняться: совпадать с направлением вектора ускорения свободного падения либо быть направленным против

него. Все основные параметры пламени: диаметр основания конуса, угол раскрытия конуса, высоту конуса и координату вершины конуса на стабилизаторе — измеряли по фотографиям свечения пламени. Порог устойчивого горения в обращенном пламени фиксировали по возникновению колебаний светимости пламени и возбуждению звука. Появление акустических колебаний фиксировали осциллографом GDS 820S, регистрировавшим сигналы с фотодиода CENTRONIC OSD15-E и микрофона Shure KSM109, которые устанавливали в области основания конуса пламени.

Приведенные на рис. 2 фотографии свечения обращенного пропановоздушного пламени иллюстрируют влияние состава и скорости газа на форму поверхности фронта пламени. Рис. 2, *а* соответствует частичному обращению пламени, когда средняя скорость перемешанной газовой смеси меньше нормальной скорости распространения пламени. Такая сложная форма фронта пламени возможна при горении как богатых, так и бедных смесей. Она обусловлена стабилизацией фронта не только на струне-стабилизаторе, но и на краях горелки. Частичное обращение пламени также перспективно с точки зрения его «опрокидывания» и получения условий самоорганизации вихревых структур [10]. Рис. 2, *б* иллюстрирует плоское обращенное пламя, являющееся промежуточным по отношению к полностью обращенно-

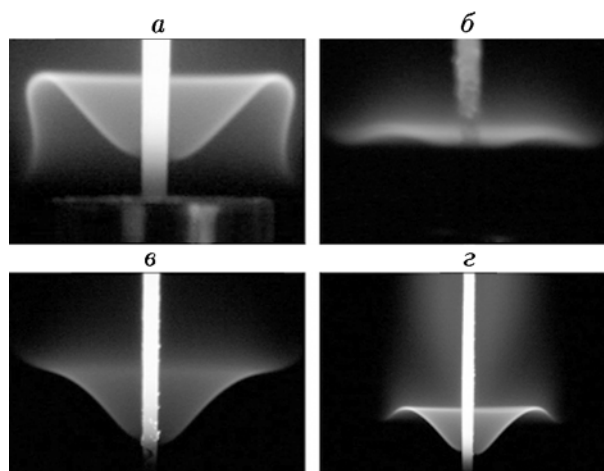


Рис. 2. Фотографии свечения обращенного пламени:

а — $Re = 559$, 5.5 % C_3H_8 + воздух; *б* — $Re = 197$, 4.0 % C_3H_8 + воздух; *в* — $Re = 733$, 5.5 % C_3H_8 + воздух; *г* — $Re = 713$, 6.0 % C_3H_8 + воздух

му пламени, примеры которого приведены на рис. 2, в, г. Полное обращение пламени происходит по мере приближения состава смеси к стехиометрическому. На рис. 2, г видно, что при горении богатых смесей вблизи стабилизатора формируется светящаяся зона недогоревших частиц сажи. Нагревание стабилизатора приводит к тому, что конус пламени до полной стабилизации может самостоятельно «дрейфовать» вверх от среза горелки на расстояние 2–3 диаметров пламени при неизменном расходе горючей смеси. Распределение скорости газа в поперечном сечении струи существенно зависит от его расстояния до среза горелки. В случае, когда скорость дрейфа сравнима с изменением средней скорости газа в поперечном сечении струи, происходит потеря устойчивости обращенного пламени. Скорость дрейфа фронта пламени определяется скоростью нагрева стабилизатора и не превышает несколько миллиметров в секунду. Эксперименты показали, что при уменьшении диаметра струи скорость дрейфа пламени значительно увеличивается. Большая скорость дрейфа делает невозможным получение стационарного обращенного пламени. В связи с этим необходимо оценить скорость дрейфа. Оценка следует из сравнения тепловых потоков — выделяемого с поверхности конуса пламени и получаемого стабилизатором в единицу времени. Первый из них по порядку величины равен

$$QS_{con}u_n = Q\pi(R + r_0)lu_n, \quad (2)$$

второй —

$$\frac{cm\Delta T}{t} = c\rho\pi r_0^2 w \Delta T. \quad (3)$$

Здесь Q — удельная теплота сгорания пропановоздушной смеси, S_{con} — площадь боковой поверхности конуса пламени, u_n — нормальная скорость распространения пламени, R и l — радиус основания и длина образующей конуса пламени, r_0 — радиус стабилизатора, c — удельная теплоемкость стали, m — масса участка стабилизатора, нагреваемого до разности температур ΔT в единицу времени, w — скорость дрейфа фронта пламени. Приравняв правые части выражений (2) и (3), получим выражение для скорости дрейфа

$$w = \frac{Q(R + r_0)lu_n}{c\rho\Delta T r_0^2}. \quad (4)$$

Подставляя в (4) численные значения величин, получим $w \cong (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$ м/с, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Конечное расстояние стабилизации зависит от тепловой мощности горелки и диаметра стабилизатора, определяющих интенсивность теплоотдачи из зоны пламени. Эту связь можно установить, исходя из автомодельности течения газа в круглой затопленной струе, как в работе [8]: радиус струи пропорционален продольной координате z . Тогда объемная концентрация горючего газа будет пропорциональна $1/R^3$ и $1/l^3$. При истечении из горелки богатой перемешанной горючей газовой смеси стехиометрический состав формируется на некоторой высоте от среза горелки. Начиная с некоторого значения координаты скорость дрейфа становится пропорциональной $1/z^6$, поэтому дрейф пламени прекращается. Очевидно, что теплопередача из зоны горения на стабилизатор и диффузия на внешней границе струи определяют коэрцитивную силу гистерезисной зависимости безразмерного расстояния стабилизации $z_f/z_{f\max}$ от числа Рейнольдса, которая представлена на рис. 3. Безразмерное расстояние стабилизации пламени определяли как отношение текущей координаты вер-

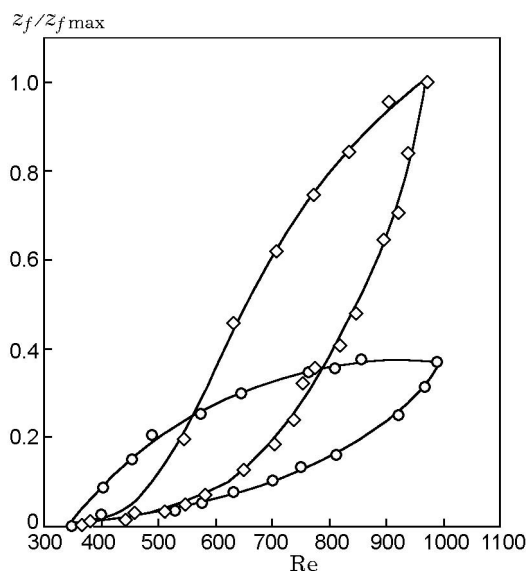


Рис. 3. Гистерезисная зависимость безразмерного расстояния стабилизации от числа Рейнольдса:

квадраты — статическая зависимость (скорость дрейфа пламени равна нулю), кружки — динамическая зависимость (скорость дрейфа пламени отлична от нуля)

шины конуса пламени z_f к ее максимальному значению $z_{f\max}$, при котором наблюдается срыв пламени. Направление обхода гистерезисной петли — против часовой стрелки. Зависимость $z_f/z_{f\max}(\text{Re})$ строили дважды: без учета дрейфа пламени в динамическом режиме, не дожидаясь полной стабилизации фронта пламени (динамическая зависимость), и после полной стабилизации, когда скорость дрейфа уменьшалась до нуля (статическая зависимость). Здесь $\text{Re} = u_0 d / \nu$ — число Рейнольдса, u_0 — средняя скорость горючей смеси на срезе сопла, d — характерный внутренний диаметр горелки, ν — коэффициент кинематической вязкости при температуре окружающего воздуха 300 К. При «опрокидывании» пламени, т. е. при повороте оси горелки на 180° относительно вектора ускорения свободного падения, стабилизация обращенного пламени в открытой атмосфере невозможна.

На рис. 4 представлены зависимости безразмерной высоты конуса пламени $h_f/h_{f\max}$ от числа Рейнольдса при различных концентрациях пропана в смеси с воздухом. Здесь h_f и $h_{f\max}$ — текущая и максимальная высоты конуса, измеренные при увеличении концентрации пропана в смеси с воздухом до 6.0 % на горелках различного диаметра. Очевидна нелинейная зависимость высоты конуса пламени от скорости газа в струе. Обращенное пламя стехиометрической смеси более чувствительно к колебаниям скорости потока, чем пламя, об-

разующееся при горении богатой смеси вблизи верхнего предела воспламенения. Из рис. 4 видно, что увеличение концентрации пропана приводит к расширению границ устойчивого горения смеси в обращенном пламени. Верхние точки на графиках определяют границы устойчивости, за которыми происходит срыв пламени.

Важной геометрической характеристикой обращенного пламени является диаметр конуса, поскольку он определяет характерное время диффузии кислорода из окружающего воздуха в зону реакции. Зависимость безразмерного диаметра основания конуса пламени $d_f/d_{f\max}$ от числа Рейнольдса представлена на рис. 5, где d_f и $d_{f\max}$ — текущее и максимальное значения диаметра основания конуса. Видно, что каждому составу перемешанной горючей газовой смеси соответствует предельное значение радиуса. Точка бифуркации, когда фронт пламени отрывается от краев сопла и резко меняет свою форму, наблюдается для богатых смесей. На рис. 5 она соответствует числу $\text{Re} = 700$ для смеси состава 6.0 % $\text{C}_3\text{H}_8 + \text{воздух}$. Представленные закономерности свидетельствуют о том, что при больших скоростях потока не удастся управлять процессом диффузии. Это можно объяснить тем, что при дрейфе пламени вдоль стабилизатора вниз по потоку концентрация горючего компонента смеси уменьшается вследствие процессов диффузии и конвективного перемешивания. Из физических сооб-

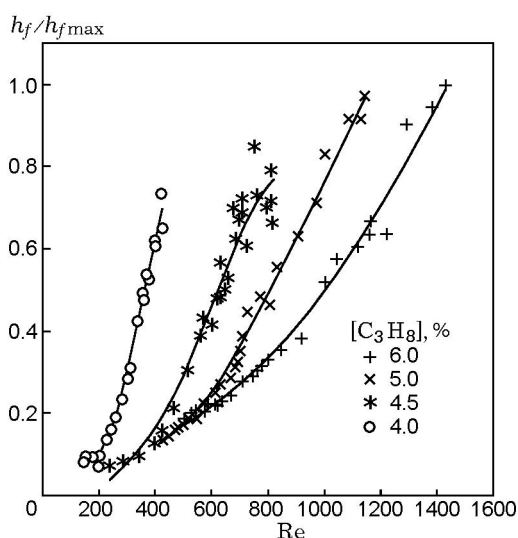


Рис. 4. Зависимость безразмерной высоты конуса пламени от числа Рейнольдса

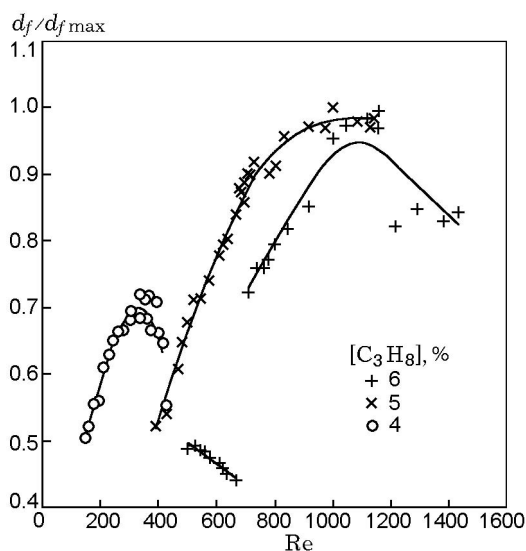


Рис. 5. Зависимость безразмерного диаметра конуса пламени от числа Рейнольдса

ражений и из размерного анализа определяющих параметров задачи следует, что границы устойчивого горения заранее перемешанной газовой смеси могут быть представлены в более универсальной форме — в координатах чисел Рейнольдса, Фруда и диффузионного числа Пекле. Графики, приведенные на рис. 5, дают возможность вычислить диффузионное число Пекле, представляющее собой отношение характерного времени диффузии к гидродинамическому времени, по соотношению $Pe_D = Ru_0/D$, где D — коэффициент самодиффузии молекул пропана. В качестве характерного размера выбран радиус пламени R , поскольку от него зависит диффузионный поток кислорода воздуха. В свою очередь, радиус пламени зависит от состава смеси, скорости газа на срезе горелки и конечного расстояния стабилизации конуса пламени. Это объясняет отсутствие линейной связи между рассчитанными числами Пекле и Рейнольдса. Результаты расчета области устойчивости обращенного пламени в попутном потоке представлены на рис. 6 в координатах Pe_D — Re . Экспериментальные зависимости $Pe_D(Re)$, используемые при построении области устойчивости, получены в широком диапазоне концентраций смеси.

Начиная от нижнего и кончая верхним пределом воспламенения горючей газовой смеси, пламя, обращенное в потоке, параллельном поверхности стабилизатора, устойчиво в области, ограниченной замкнутой кривой $Pe_D(Re)$.

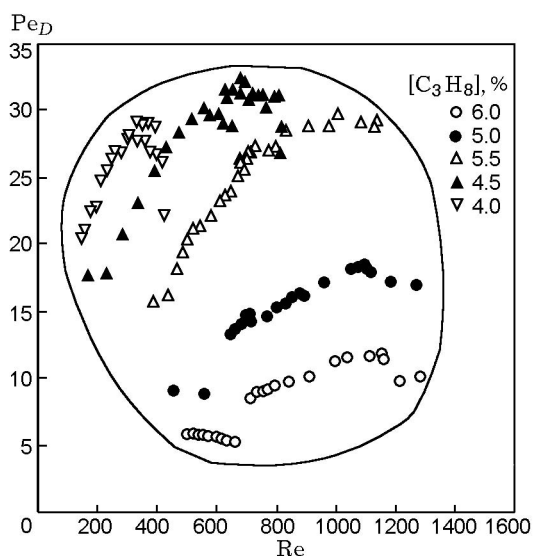


Рис. 6. Область устойчивости обращенного пламени в попутном потоке

Полученная область устойчивости характеризует, очевидно, динамические свойства обращенного пламени, связанные со скоростью химической реакции в зоне горения, т. е. с нормальной скоростью распространения пламени. Другим фактором, влияющим на устойчивость обращенного пламени, является эффект гидродинамического растяжения фронта — стретч-эффект [3], обуславливающий появление тангенциальных по отношению к поверхности фронта пламени тепловых потоков. Температурное поле в окрестности фронта пламени при этом существенно изменяется. Появление локальных минимумов температуры должно приводить к искривлению фронта пламени либо нарушению его целостности. Для изучения стретч-эффекта поле температур обращенного пламени исследовали методом цифровой фотометрии [9]. Фотометрическое изображение пламени, используемое для расчета пространственных распределений температуры, представлено на рис. 7. Оно получено из цифровой фотографии пламени, свечение которого показано на рис. 2,б. Линии на фотометрическом изображении являются изолиниями плотности интегральной энергетической светимости. Вертикальная полоса, покрытая изолиниями плотности интегральной энергетической светимости, представляет собой изображение струны-стабилизатора. Последняя является осью симметрии обращенного пламени. Расположение изолиний интегральной энергетической светимости на поверхности стабилизатора позволяет рассчитать продольные (вдоль струны-стабилизатора) и радиальные тепловые потоки из фронта пламени. Обращает на себя внимание тот факт, что на поверхности стабилиза-

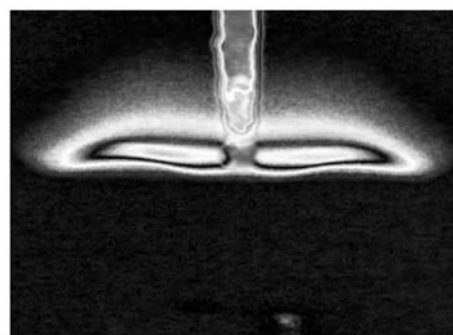


Рис. 7. Фотометрическое изображение плоского обращенного пламени

тора изолинии интегральной светимости особенно изогнуты вблизи края изображения стабилизатора. На плоской поверхности излучающего тела изолинии остаются прямыми и соответствуют той или иной температуре, определяемой законом излучения Стефана — Больцмана. В данном же случае изогнутость изолиний связана не только с температурой, но и с кривизной поверхности. Номер изолиний отсчитывается от края фотометрического изображения. Это означает, что расчет распределения температуры на поверхности стабилизатора может быть осуществлен только с учетом направления света, излучаемого раскаленной поверхностью. Связь радиуса кривизны поверхности стабилизатора, порядка изолинии $\Delta(x, z)$ в плоскости изображения и локального значения спектральной плотности энергетической светимости $R_{\nu,T}(x, y, z)$ описывается соотношением

$$\Delta(x, z) = [R_{\nu,T}(x, y, z) - R_{0\nu,T}] \cos \alpha, \quad (5)$$

где $R_{0\nu,T}$ — плотность энергетической светимости фона, на котором отснято изображение стабилизатора, $\cos \alpha = \sqrt{1 - (y/r_0)^2}$ — косинус угла между направлением луча света и осью объектива фотоаппарата, r_0 — радиус стабилизатора. Координата y отсчитывается начиная от края изображения на фотографии. С учетом (5) можно рассчитать распределение температуры на поверхности стабилизатора и полный поток тепла в окружающий воздух. Из рис. 7 видно, что в обращенном пламени стабилизатор является осью симметрии, поэтому для расчета распределения температуры в прозрачном пламени может быть использована процедура, описанная в работе [9]. Вычисление плотности интегральной энергетической светимости пламени или стабилизатора является необходимой частью процедуры расчета. Погрешность расчета температуры определяется флуктуацией интегральной светимости пламени, фиксируемой двумя соседними пикселями на ПЗС-матрице цифровой фотокамеры. Программное обеспечение компьютерного графического редактора позволяет сделать анализ пространственного распределения интегральной светимости пламени. Анализ показал, что флуктуации интегральной светимости минимальны в области больших градиентов интегральной светимости пламени и не превышают $1 \div 2 \%$. В области продуктов горения,

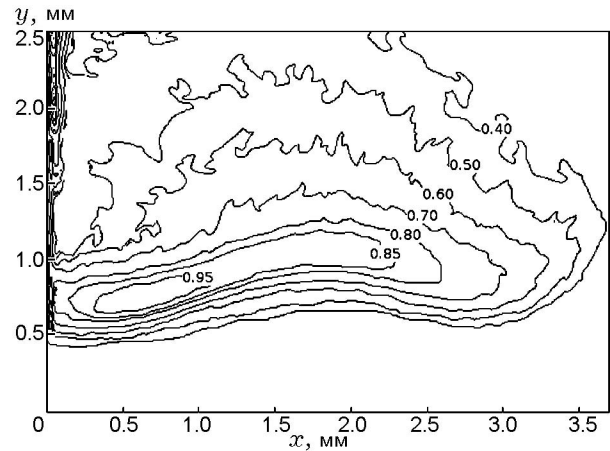


Рис. 8. Поле температур плоского обращенного пламени

удаленной от фронта пламени, флуктуации интегральной светимости достигают 10% .

Результаты расчета поля температур обращенного пламени, полученного при горении смеси 4.0% C_3H_8 + воздух, представлены на рис. 8. Изолинии безразмерной температуры определяли по отношению температур T/T_{\max} , где T — температура пламени в текущей точке, T_{\max} — максимальная температура пламени. Видно, что максимум температуры во фронте пламени расположен достаточно близко к стабилизатору. Это объясняется плоской формой его поверхности, обусловленной распределениями скорости газа в потоке и концентрации в горючей смеси вблизи среза горелки. Понижение температуры вблизи стабилизатора вызвано потерей тепла вследствие теплоотдачи из пламени к стабилизатору. Гидродинамическое растяжение плоского фронта пламени связано только с температурным расширением продуктов горения и невелико. Горение богатых смесей сопровождается искривлением конуса пламени у его основания (см. рис. 2,з). Вследствие искривления фронта пламени происходит преломление линий тока в струе и увеличение влияния стретч-эффекта. Расчеты температурных полей показывают, что максимумы температуры смещаются в область основания перевернутого конуса фронта пламени. Касательные по отношению к поверхности конуса градиенты температур на внешней кромке фронта пламени возрастают линейно с увеличением числа Рейнольдса. Во фронте пламени появляются дополнительные один-два максимума температуры. Это означает, что в от-

дельных точках поверхности фронта пламени уменьшается доля теплового потока, направленного на прогрев свежей горючей смеси. При достижении критических значений градиентов температур происходит локальное охлаждение участка фронта и его разрыв.

Для оценки касательного и нормального потоков тепла на фронте пламени найдем отношение нормального и касательного потоков массы газа так, как это сделано в работе [2]. Оно равно доле теплоты, не попадающей в зону горения и равной $k/(2tu_\tau^2)$. Здесь k — коэффициент температуропроводности, k/u_τ^2 — характерное время прогрева в высокотемпературной зоне пламени, t — характерное гидродинамическое время горения, определяемое как отношение ширины высокотемпературной зоны к нормальной скорости распространения пламени, $u_\tau = u \cos \varphi$ — касательная составляющая скорости газа, φ — угол между вектором скорости потока и касательной к фронту пламени. Это соотношение известно как параметр Карловица [2]. Вычисляя критические значения указанных параметров, можно найти условия, при которых пламя теряет устойчивость и гасится вследствие понижения температуры и уменьшения нормальной скорости горения.

Оценку эффекта гидродинамического растяжения фронта пламени проводили по результатам расчетов распределений температуры. Градиенты температур в окрестности максимума температуры определяют скорость теплоотдачи с участка поверхности фронта пламени. В связи с этим параметр Карловица вычисляли как отношение градиентов температур в направлении нормали и касательной к поверхности фронта пламени в данной точке. Результаты вычислений сопоставляли с условиями на границе области устойчивости обращенного пламени (см. рис. 6). Обнаружено, что если в любой точке границы устойчивости параметр Карловица меньше 12, то фронт пламени срывается со стабилизатора и происходит гашение. С учетом погрешностей измерений и вычислений это означает, что касательные тепловые потоки в обращенном пламени могут составлять $\frac{1}{12} \cdot 100 \% \approx 8 \%$ от нормальных тепловых потоков. Известно, что снижение температуры прямо пропорционально тепловым потерям из зоны подогрева [3, 11]. При этом понижение температуры на фронте пламени не может превышать характери-

стический интервал, равный приблизительно 100 К [11]. Из результатов расчетов температуры, представленных на рис. 8, для обращенного пламени смещение области максимально нагрева приводит к снижению температуры на $5 \div 8 \% \approx 75 \div 100$ К. Следовательно, гидродинамическое растяжение пламени может быть причиной критического понижения температуры в зоне горения, разрыва фронта пламени и его гашения.

Сформулируем основные выводы работы.

- Предложен способ стабилизации пламени на струне, расположенной на оси струи горючей газовой смеси. Обнаружены гистерезисные зависимости координаты пламени и безразмерных геометрических характеристик пламени от числа Рейнольдса. В координатах диффузионного числа Пекле и числа Рейнольдса определены границы устойчивости обращенного пламени.

- Предложен способ изучения гидродинамического растяжения пламени по распределению температуры на его фронте. Методом цифровой фотометрии получено поле температур. Показано, что на поверхности конуса обращенного пламени имеются локальные максимумы температуры, смещенные к основанию конуса вследствие гидродинамического растяжения.

- Показано, что тангенциальные тепловые потоки являются причиной разрыва поверхности пламени и его гашения. Критические значения параметра Карловица, при которых тангенциальные потери тепла приводят к гашению, примерно равны 12. Они остаются одинаковыми как для богатого, так и для бедного пламени. Это является экспериментальным подтверждением теории гидродинамического растяжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
2. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
3. Абруков С. А. Метод определения температурного поля пламени окиси углерода с воздухом // Учен. записки Казанского гос. ун-та: Сб. науч. тр. — Казань, 1955. — Т. 115. — С. 3–23.
4. Феттинг, Чудхари, Уилхелм. Стабилизация турбулентного пламени вблизи пределов срыва // Вопросы зажигания и стабилизации пламени: Сб. науч. ст. — М., 1963. — С. 219–243.

5. **Chaparro A., Landry E., Getegen B. M.** Transfer function characteristics of bluff-body stabilized, conical V-shaped premixed turbulent propane-air flames // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 145, N 1-2. — P. 290-299.
6. **Galizzi C., Escudie D.** Experimental analysis of an oblique laminar flame front propagating in a stratified flow // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 145, N 3. — P. 621-634.
7. **Cheng Z., Pitz R. W., Wehrmeyer J. A.** Lean and ultralean stretched propane-air counter flow flames // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 145, N 4. — P. 647-662.
8. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
9. **Алексеев М. М., Самсонов В. П.** Метод цифровой фотометрии в исследовании структуры вихревого пламени // *Письма в ЖТФ.* — 2007. — Т. 33, вып. 11. — С. 34-40.
10. **Алексеев М. В., Самсонов В. П., Фатеев И. Г.** Закономерности спонтанного образования вихревого диффузионного пламени // *Физика горения и взрыва.* — 1989. — Т. 25, № 6. — С. 47-50.
11. **Розловский А. И.** Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. — М.: Химия, 1980.

*Поступила в редакцию 10/II 2008 г.,
в окончательном варианте — 29/V 2008 г.*
