

УДК 536.46

## Экспериментальное исследование переноса импульса в ячеистом пламени богатой и бедной смеси пропан/бутан/воздух\*

Б.Ф. Бояршинов, С.Ю. Фёдоров

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

E-mail: boyar@itp.nsc.ru

Для моделирования ячеистого пламени использовалась богатая (эквивалентное соотношение  $\Phi = 1,4$ ) и бедная ( $\Phi = 0,9$ ) смеси пропан-бутана с воздухом в горелке, образующей стационарное пламя с единственной ячейкой. Опытные данные о полях температуры получены с применением метода когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС), компоненты скорости измерялись аппаратурой PIV (Particle Image Velocimetry). С помощью метода балансов рассчитаны слагаемые в уравнениях переноса импульса: напряжения трения, статическое давление. Показано, что на поверхности ячеистого пламени выполняется равенство динамического и статического давлений, связанных с тепловым расширением продуктов сгорания. Срыв пламени происходит в случае, когда величина скоростного напора становится больше величины изменения статического давления. Профили сдвиговых напряжений содержат экстремумы, координаты которых связаны с искривлениями линий тока и близки к положению области тепловыделения при горении бедной и богатой смесей.

**Ключевые слова:** ячеистое пламя, бесконтактные измерения, методы PIV и КАРС, перенос импульса.

### Введение

Ячеистое пламя образуется при горении газовых смесей, а также паров углеводородов. По сравнению с плоским фронтом пламени поверхность ячеистого пламени увеличивается за счет образования системы подвижных полусферических элементов сходных между собой по форме и размерам. Эта особенность дает основание считать, что в ячеистом пламени скорость горения может возрасть. В работе [1] было отмечено появление ячеек при горении смеси в трубе, в [2] — над пористой стенкой, в работе [3] наблюдались ячейки во встречных струях. Авторы [4] связывали образование таких ячеек с тепловым расширением продуктов сгорания. Увеличение объема продуктов сгорания при тепловом расширении существенным образом влияет на газодинамические характеристики течения в области тепловыделения. Из обзора [5] следует, что на фронте пламени линии тока испытывают излом. В центре ячейки находится область повышенного давления. Перед ячейкой линии тока расходятся, отклоняясь от прямолинейного направления.

В литературе по данной тематике заметно преобладание теоретических работ по сравнению с экспериментальными исследованиями. Последние, как правило, описывают

---

\* Работа выполнена в соответствии с государственным заданием ИТ СО РАН при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-03-00282а).

общие свойства объекта — количество ячеек, влияние ячеистой формы пламени на скорость горения, зависимость формы от давления, геометрических и режимных параметров. Из-за нестабильности ячеистого пламени становятся недоступными важные характеристики зоны химических превращений. К их числу относятся распределения статического давления и напряжений трения. В работах [6, 7] было показано, что поверхность пламени является изотермой, область тепловыделения соответствует максимуму теплового потока, направленного на предварительный разогрев исходной смеси. Каким образом связана зона горения с переносом импульса, с напряжениями трения, не вполне очевидно. Авторам не известны экспериментальные исследования динамических свойств газового потока вблизи ячеистого фронта пламени. Полезную информацию по этому вопросу могут дать локальные измерения полей температуры, состава газов и компонентов вектора скорости, выполненные с пространственным разрешением меньше толщины фронта пламени. Известны оптические методы измерений температуры, скорости и состава горящего газа с высоким пространственным разрешением [8]. Апробированы способы обработки результатов опытов [9–11], позволяющие на основании балансовых соотношений сделать оценки слагаемых в уравнениях переноса. Цель настоящей работы заключается в том, чтобы применительно к горению бытового газа получить опытные данные о локальной скорости движения и температуре продуктов сгорания в ячеистом пламени с пространственным разрешением порядка 0,1–0,2 мм. Далее, основываясь на этих данных, проанализировать роль таких газодинамических параметров, как скоростной напор и статическое давление, связанное с тепловым расширением газа, а также трение в непосредственной близости к фронту ячеистого пламени.

### 1. Объект исследования

Измерение локальных параметров газа вблизи реагирующей поверхности осложнено из-за подвижности ячеек, которые смещаются и деформируются при введении зондов в пламя. На рис. 1а показано восходящее из горелки пламя смеси пропан-бутана с воздухом при добавлении в нее дисперсной фазы. При измерении скорости газа методом PIV использовался порошок двуокиси титана  $TiO_2$ . Отверстие горелки диаметром 24 мм затягивалось латунной сеткой. В работах [6, 7] было показано, что при уменьшении размеров отверстия количество ячеек, а также их подвижность снижаются, а при диаметре 10 мм (рис. 1б) была выделена одиночная стационарная ячейка, пригодная для прове-

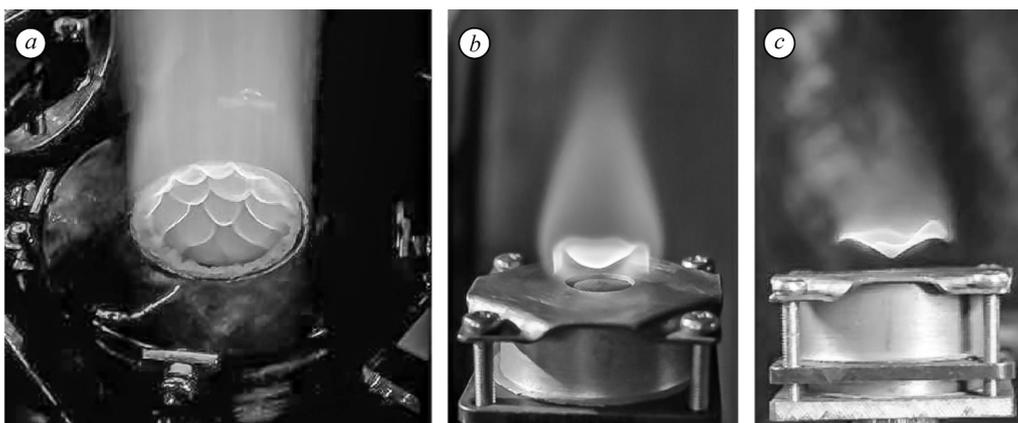
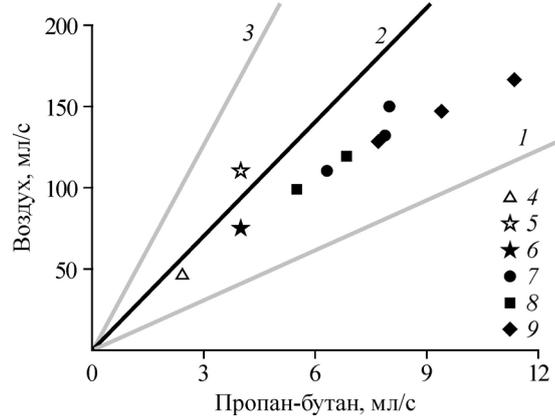


Рис. 1. Многоячеестое пламя (а) и пламя с единственной ячейкой (б) при горении пропан-бутан-воздушной смеси (эквивалентное отношение  $\Phi = 1,4$ ), истекающей вверх из отверстий диаметром 24 мм и 10 мм, затянутых латунной сеткой, пламя бедной смеси ( $\Phi = 0,9$ ) над отверстием диаметром 10 мм (с).

Рис. 2. Соотношение расходов воздуха и пропан-бутана, при котором образуется ячеистое пламя при горении в струях разного диаметра и состава (по данным [6]). Диаметр отверстия: 10 (4–6), 24 (7), 31 (8), 40 (9) мм.



дения измерений локальных параметров методами оптической диагностики. Пламя стабилизировалось над латунной сеткой из проволоки диаметром 0,15 мм с размером ячеек 0,3×0,3 мм. Эта же горелка применялась при изучении структуры пламени

богатой и бедной смесей пропан/бутан/воздух (рис. 1с). Использовался бытовой газ, для которого была приведена оценка процентного соотношения пропана и бутана в работе [6]: оно составило 75/25. Сравнение тарифов, расходных и режимных параметров этого бытового газа и чистого пропана (99,9 %) показало, что они практически совпадают. Отличие составляло не более 5 %. Эквивалентное соотношение оценивалось в обычном виде, как отношение объемного расхода горючего газа и воздуха к соответствующему стехиометрическому отношению. При этом полагалось, что основным компонентом горючего является пропан.

На рис. 2 представлены данные по расходам горючего и окислителя в горелочных устройствах с различным диаметром исходной струи: 10, 24, 31 и 40 мм. Символы здесь соответствуют появлению ячеек. Линия 2 — стехиометрическое пламя, линии 1 и 3 — известные концентрационные пределы воспламенения богатой (линия 1) и бедной (линия 3) пропано-воздушных смесей. Видно, что данные для одиночного пламени богатой смеси 6, полученные при числе Рейнольдса  $Re = d \cdot V/v = 370$  и при отношении расходов (мл/с) пропан-бутан/воздух 4:75, находятся на той же зависимости, где представлено горение с несколькими ячейками при эквивалентном отношении  $\Phi = 1,4-1,6$ . Это дает основание распространить выводы, полученные при исследовании пламени богатой смеси, на другие случаи горения с многоячейстым фронтом пламени. Пламя бедной смеси 5, которому соответствуют условия:  $\Phi = 0,9$ ,  $Re = 543$ , расход (мл/с) пропан-бутан/воздух — 4:110, использовалось для оценки влияния состава горючей смеси на перенос импульса.

## 2. Задача исследования, метод обработки результатов измерений

Основная задача исследования состояла в получении опытных данных о структуре течения и процессах переноса импульса в окрестности ламинарных пламен, близких по характеристикам к ячеистым пламенам при горении восходящей струи богатой ( $\Phi = 1,4$ ) и бедной ( $\Phi = 0,9$ ) смесей пропан-бутана с воздухом. По экспериментальным данным о температуре и компонентах скорости рассчитывалось изменение статического давления  $\Delta P$ , распределение напряжений трения. В ходе исследований сравнивались между собой параметры газа при горении бедной и богатой смесей. Они также сопоставлялись с положением таких характерных областей в окрестности зоны горения, где формировался максимум тепловыделения и свечение визуализировало поверхность пламени.

Для обработки полученных опытных данных использовался балансовый метод, который применялся для оценки турбулентных напряжений [9, 10], скорости образования вещества [11] и тепловыделения [6]. В соответствии с этим методом результаты измерений представлялись в виде двумерной сетки локальных параметров газа, зависящих

от радиуса струи и удаления от среза горелки с шагом 0,125 мм, таким образом, чтобы в каждом узле сетки были известны две компоненты скорости и температура. По температуре определялись локальные значения вязкости. Подготовленные таким образом опытные данные подставлялись в уравнение движения, в котором производные рассчитывались по конечным разностям:

$$\left( \frac{\partial \rho V^2}{\partial y} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(\rho r V U)}{\partial r} \right) = -\frac{\partial \Delta P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \mu \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \Delta \rho g, \quad (1)$$

здесь  $V$  и  $U$  — компоненты вектора скорости (м/с) в направлении  $y$  (м), т.е. вдоль оси струи и вдоль ее радиуса  $r$  (м);  $\Delta P$  — изменение статического давления (Па),  $\rho$  — плотность (кг/м<sup>3</sup>),  $\mu$  — динамическая вязкость (кг/с/м). Температурные зависимости  $\mu(T)$  и  $\rho(T)$  принимались такими же как у азота, массовая доля которого в смеси для всех областей газового потока превышает 77 %. После каждой процедуры дифференцирования результаты расчета сглаживались В-сплайном, а интегрирование заменялось суммированием.

### 3. Аппаратура

Для измерений скорости газа и температуры использовались бесконтактные методы. Подробное описание применяемой аппаратуры приведено в работах [6, 7].

#### 3.1. Измерение проекций вектора скорости

В стандартном варианте применения аппаратуры PIV поток газа засеивается микронными или субмикронными частицами. Эти химически инертные добавки следуют за потоком без значительного скольжения. Затем объект освещается дважды лазерным светом и снимаются два последовательных изображения. Локальная скорость потока вычисляется по изменению положения частиц на этих снимках путем применения алгоритма взаимной корреляции.

В соответствии с описанным алгоритмом в исходную газовую смесь вводились частицы порошка TiO<sub>2</sub> размерами приблизительно от 1 до 5 мкм, которые свободно проходили сквозь металлические сетки горелки и оказывались в пламени. Частицы освещались в плоскости лазерного «ножа» двумя импульсами излучения лазера Nd:YAG с длиной волны 532 нм и задержкой по времени между импульсами 23 мкс. Положение частиц фиксировалось видеокамерой 4MPix POLIS v1.0, разработанной на базе «ВИДЕОСКАН-4021». Аппаратура PIV включала в себя синхронизирующий процессор POLIS. Сбор и обработка данных производились на персональном компьютере с программным обеспечением ActualFlow.

Измерения скорости потока на выходе из отверстия ( $y \sim 1$  мм,  $r < 4$  мм) при отсутствии горения показали, что течение является однородным по радиусу с точностью  $\Delta V/V \approx 10\%$ . В опытах с горением погрешность измерений продольной компоненты скорости  $V$  для частиц TiO<sub>2</sub> диаметром 1–5 микрон по оценкам авторов составила (1–9) %. Точность определения горизонтальной компоненты  $U$  оказалась ниже, поэтому в настоящей работе ее величина рассчитывалась по измерениям продольной составляющей  $V$  через уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(r\rho V)}{\partial y} = -\frac{\partial(r\rho U)}{\partial r}. \quad (2)$$

### 3.2. Измерение температуры

Для измерения температуры использовался метод когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС), основанный на регистрации спектров излучения, возбуждаемого в области пересечения сфокусированных лазерных пучков. Применяемая для этого метода аппаратура построена на базе твердотельного Nd:YAG-лазера с частотой повторения импульсов 10 Гц. Два пучка с энергиями по 12 мДж (с длиной волны 532 нм), а также пучок перестраиваемого лазера на красителях с энергией 3,5 мДж (с длиной волны 607,5 нм) фокусировались и пересекались друг с другом, образуя измерительный объем с характерным размером  $0,1 \times 0,1$  мм. Возникший в измерительном объеме пучок КАРС был пространственно отделен от лазерных пучков, он фокусировался на входной щели двойного монохроматора ДФС-24 с многоканальным оптическим регистратором спектров. Температура рассчитывалась по форме спектра когерентного рассеяния света на молекулах азота с использованием собственной программы «CARSspectra» [12].

### 4. Первичные данные

Положение светящейся поверхности пламени определялось фотосъемкой, координаты области тепловыделения взяты из работы [6]. На рис. 3 символами показаны профили температуры (1, 3) и продольной скорости (2, 4) на оси ячейки, отнесенные к разности между их начальными и конечными значениями. Здесь  $\varphi = (V - V_0)/(V_{\max} - V_0)$ ,  $\theta = (T - T_0)/(T_{\max} - T_0)$ . Удаление от стенки «у» отнесено к диаметру отверстия  $d = 10$  мм. В пламени богатой смеси  $V_{\max} = 3,12$  м/с,  $V_0 = 0,9$  м/с, в пламени бедной смеси  $V_{\max} = 3$  м/с,  $V_0 = 1,08$  м/с. Максимальная температура для обеих использованных смесей примерно одинакова и составляет  $T_{\max} \sim 2200 \pm 100$  К, что согласуется с известными данными [13]. Видно, что на оси перед ячейкой газ тормозится ( $\varphi < 0$ ) как при натекании на преграду, а затем разгоняется и достигает максимума при  $y/d \sim 1$ . Температура же достигает максимальных значений на удалении от стенки  $y/d \sim 0,3-0,35$ . Очевидно, что тепловые и химические изменения происходят быстрее газодинамических. По-видимому, это может оказаться причиной повышения статического давления вблизи оси ячейки.

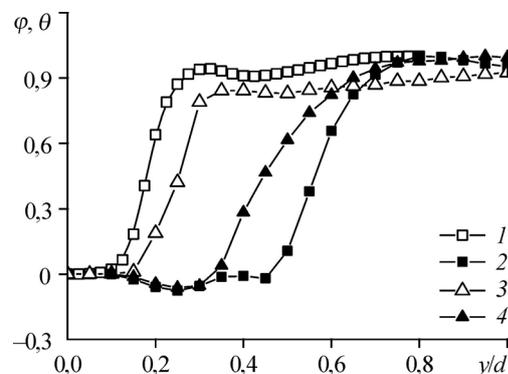
### 5. Результаты и обсуждение

Для анализа процессов переноса импульса применялся метод балансов в уравнении движения (1). Двумерная сетка из опытных данных по скорости, плотности и вязкости использовалась для нахождения производных в уравнениях импульсов, представленных в виде конечных разностей. При интегрировании уравнений или их отдельных частей проводилось суммирование конечных разностей.

#### 5.1. Статическое давление

С использованием данных о полях скорости и температуры получено распределение статического давления, обусловленного тепловыделением:  $\Delta P = P - P_{\text{atm}}$ . На рис. 4 показаны профили ста-

Рис. 3. Форма профилей продольной скорости и температуры на оси ячейки богатого и бедного пламен. Смеси: богатая (1, 2) и бедная (3, 4); профили температуры  $\theta$  (1, 3) и продольной скорости  $\varphi$  (2, 4).



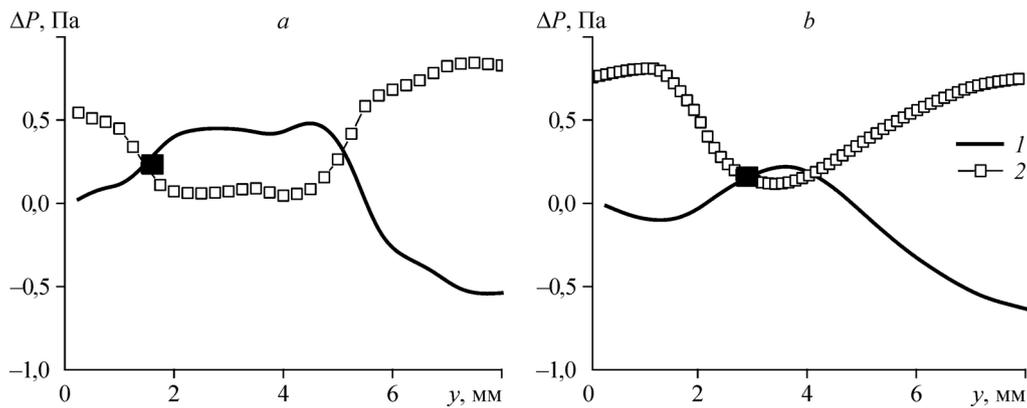


Рис. 4. Распределение статического давления в случае горения богатой (а) и бедной (б) смесей пропан-бутана с воздухом при  $r = 0,5$  мм. Статическое давление (1), динамическое давление (2), положение видимой поверхности пламени — темный квадрат.

тического давления (1), вызывающего расширение газа, как результат интегрирования уравнения импульсов (1) по оси  $y$  с граничными условиями  $\Delta P = 0$ , если  $y = 0$ :

$$\Delta P = \int_0^y \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \mu \frac{\partial V}{\partial r} \right) - \left( \frac{\partial \rho V^2}{\partial y} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (\rho r V \cdot U)}{\partial r} \right) + \Delta \rho g \right] dy. \quad (3)$$

Видно, что в случае богатой смеси (рис. 1а) вблизи оси ячейки образуется ограниченная область, в которой статическое давление  $\Delta P_{st}$  превышает давление в окружающем пространстве, а на выходе из ячейки ( $y > 5$  мм) оно становится ниже атмосферного давления. Отмеченные особенности также относятся к горению бедной смеси (рис. 1б). Положение точки пересечения кривых находится на видимой поверхности пламени (темный квадрат). Символами 2 на рис. 4 показаны профили изменения скоростного напора  $\Delta P_{dyn} = \rho V^2/2$  вблизи центра ячейки для  $r = 0,5$  мм. В ячеистом пламени скоростные напоры малы (порядка  $0,1-1$  Н/м<sup>2</sup>) и сопоставимы с изменениями статического давления, что объясняет известные затруднения с применением пневматических зондовых методов для исследования гидродинамики таких объектов.

Сближение уровня скоростного напора и возросшего статического давления, является условием удержания пламени, т.е.  $\Delta P_{dyn}/\Delta P_{st} \sim 1$ . При дальнейшем увеличении расхода смеси (рис. 4б) скоростной напор может преодолеть статическое давление, и произойдет срыв горения. При уменьшении скоростного напора фронт пламени распространится навстречу набегающему потоку смеси.

### 5.2. Картина течения в ячейке пламени смеси пропан-бутана и воздуха

По определению функция тока  $\psi$  находится интегрированием выражения  $\rho V = (1/r)(\partial \psi / \partial r)$ , затем из условия  $\psi = \int_0^r \rho V r dr = \text{const}$  строится картина течения. Здесь

интегрирование также заменялось суммированием конечных разностей. На основании опытных данных представилось возможным получить общую картину распределения газодинамических и тепловых параметров. На рис. 5, взятом из работы [6], показаны изобары, линии тока и видимый контур пламени богатой смеси пропан-бутана с воздухом.

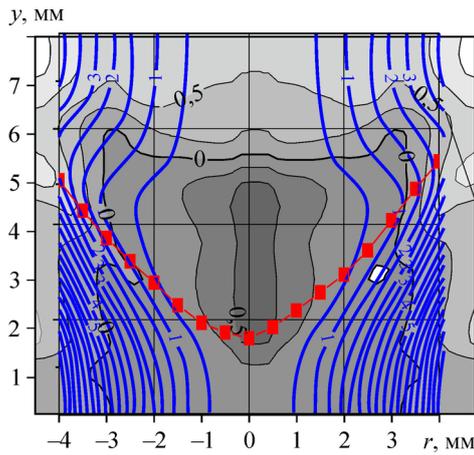


Рис. 5. Картина течения при обтекании ячейки при горении богатой смеси. Линии тока (синие линии), контур пламени (красные квадраты), изобары (черные линии) в пламени богатой смеси пропан-бутана с воздухом.

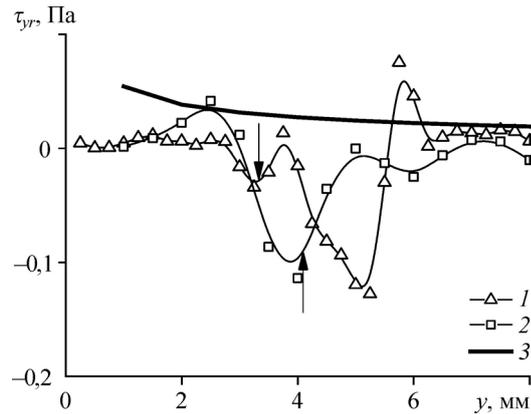


Рис. 6. Касательные напряжения при горении богатой и бедной смесей пропан-бутана с воздухом. Горение богатой (1) и бедной (2) смесей; сдвиговое напряжение в ламинарном пограничном слое без горения (3).

Линии тока показывают границы струи, «непроницаемые» для конвективного движения газа. Видно, что перед ячейкой течение становится расходящимся, а на удалении от сетки линии тока поворачивают к оси ячейки. Общий характер течения подобен обтеканию препятствия со свободными границами, которым является область повышенного статического давления, возникающая при тепловом расширении продуктов сгорания.

### 5.3. Трение вблизи фронта пламени

Рассмотрим влияние состава исходной смеси на трение в окрестности фронта пламени. В работе [6] было показано, что вращательное движение в ячейчатом пламени отсутствует, поэтому две проекции напряжений сдвига равны нулю:  $\tau_{y\varphi} = \tau_{r\varphi} = 0$ . Составляющая тензора напряжений  $\tau_{yr}$  в соответствии с [14] определялась по формуле

$$\tau_{yr} = \mu \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial r} \right). \quad (4)$$

На рис. 6 показаны профили  $\tau_{yr}(y)$  в пламени богатой (1) и бедной (2) смесей для  $r = 2$  мм. Линией 3 представлен уровень напряжений в ламинарном пограничном слое [14] для случая обтекания стенки воздухом с  $V_0 = 1$  м/с без горения:  $\tau = 0,332(yV_0/\nu_0)^{-0,5} \rho_0 V_0^2$ . Видно, что абсолютные значения сдвиговых напряжений в пламени могут превосходить их уровень в стандартном ламинарном пограничном слое. В каждом профиле отмечается наличие экстремумов, отражающих влияние теплового расширения. Стрелками отмечено положение области тепловыделения, которое в случаях горения богатой и бедной смесей совпадает с минимумами в профилях напряжений. Другие экстремумы связаны с изменением кривизны линий тока (для горения богатой смеси картина течения показана на рис. 5).

### Заключение

Цель работы состояла в исследовании трехмерного нестационарного ячейчатого пламени, получения данных о динамических параметрах и их зависимостей от состава исходной смеси. Известно, что для фронта пламени характерны малая толщина области

химических превращений (~1,5–2,0 мм), наличие больших градиентов температуры и проблемы, связанные с применением традиционных зондовых методов диагностики. Исходный объект, т.е. нестационарное ячеистое пламя, был заменен его аналогом: использовалось горелочное устройство, создающее пламя в форме отдельной стационарной ячейки, доступное для бесконтактных измерений. Это пламя исследовалось с применением оптической аппаратуры КАРС и PIV, в результате чего получены данные о полях скорости и температуры при горении богатой (эквивалентное соотношение  $\Phi = 1,4$ ) и бедной ( $\Phi = 0,9$ ) смесей пропан-бутана с воздухом. Распределение параметров для этих пламен сравнивалось между собой, а также сопоставлялось с положением таких характерных областей в окрестности зоны горения, где устанавливался максимум тепловыделения и где свечение визуализировало поверхность пламени. Для получения информации о газодинамических параметрах, которые недоступны в прямых измерениях, полученные опытные данные обрабатывались с использованием метода балансов в уравнении движения.

Установлено, что скорость возрастания температуры от исходного до конечного значения значительно превосходит темп увеличения скорости движения газа, что может быть причиной локального увеличения статического давления, связанного с тепловым расширением непосредственно за фронтом пламени. На светящейся поверхности пламени возросшее статическое давление равняется скоростному напору. Когда скоростной напор превышает статическое давление, обусловленное тепловым расширением газа, происходит срыв пламени. Координаты экстремумов в профиле сдвиговых напряжений близки к положению области тепловыделения при горении бедной и богатой смеси. Экстремумы также демонстрируют связь с кривизной линий тока, их масштаб может превосходить уровень напряжений в потоках без горения.

Подход, в котором учитывается соотношение между динамическим и статическим давлениями, может быть применен при анализе явлений распространения пламени, устойчивости и безопасности процесса горения («проскок», срыв пламени и т.д.). Точность полученных выводов зависит не только от места измерений и особенностей аппаратуры, но также от способа обработки полученных результатов. Отметим, что метод балансов тестировался при отсутствии горения в работе [9] опытными данными [15] о турбулентных напряжениях. Было достигнуто удовлетворительное согласование с данными исследования [16] по турбулентным потокам тепла при обтекании плоской пластины. В опытах с ячеистым пламенем погрешность метода балансов можно установить лишь в отдельных случаях. Например, на видимой поверхности пламени погрешность статического давления сравнима с погрешностью скоростного напора, т.е. не превышает 10–15 %. Результаты исследования могут дополняться и уточняться по мере совершенствования экспериментального оборудования и методов обработки результатов измерений.

### Список литературы

1. Lewis B., Elbe G. Combustion, flames and explosions of gases. N.-Y.: Academic Press, 1961. 731 p.
2. Botha J.P., Spalding D.B. The laminar flame speed of propane/air mixtures with heat extraction from the flame // Proc. R. Soc. London, Ser. A. 1954. Vol. 225, No. 1160. P. 71–96.
3. Korusoy E., Whitelaw J.H. Extinction and relight in opposed flames // Exp. Fluids. 2002. Vol. 33. P. 75–89.
4. Ландау Л. К теории медленного горения // Журн. экспериментальной и теорет. физики. 1944. Т. 14, вып. 6. С. 240–245.
5. Lipatnikov A.N., Chomiak J. Effects of premixed flames on turbulence and turbulent scalar transport // Prog. Energy and Combust. Sci. 2010. Vol. 36. P. 1–102.
6. Abdrakhmanov R.Kh., Boyarshinov B.F., Fedorov S.Yu. Investigation of the local parameters of a cellular propane/butane/air flame // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 1172–1180.
7. Бояршинов Б.Ф., Фёдоров С.Ю., Абдрахманов Р.Х. Экспериментальное исследование теплообмена в ячеистом пламени богатой и бедной смеси пропан/бутан/воздух // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 1. С. 85–94.
8. Law C.K., Sung C.J. Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets // Progr. Energy and Combust. Sci. 2000. Vol. 26. P. 459–505.

9. **Boyarshinov B.F., Titkov V.I., Fedorov S.Yu.** Momentum transfer in the boundary layer when there is acceleration and combustion of ethanol as it evaporates behind a barrier // *Combustion and Flame*. 2010. Vol. 157. P. 1496–1509.
10. **Boyarshinov B.F.** Investigation of momentum transfer in the turbulent boundary layer with ethanol combustion behind a barrier: the effect of external flow turbulence // *Abstracts XVI ICMAR Conf. Part I. Russia. Kazan, 19–25 August, 2012*. P. 62–63.
11. **Boyarshinov B.F.** Investigation of momentum and mass transfer in the turbulent boundary layer with ethanol combustion behind a barrier // *Nonequilibrium Processes in Plasma, Combustion, and Atmosphere* / Ed. by A.M. Starik, S.M. Frolov. M.: Torus Press Ltd., 2012. Vol. 482. P. 221–227.
12. **Федоров С.Ю.** CARSSpectra v.02: свидетельство № 2017616085 Рос. Федерация; зарегистрирована в Реестре программ для ЭВМ 1 июня 2017 г. [http://www.itp.nsc.ru/Laboratory/LAB\\_2\\_1/Methods/index.html](http://www.itp.nsc.ru/Laboratory/LAB_2_1/Methods/index.html).
13. **Мальцев В.М., Мальцев М.И., Кашпоров Л.Я.** Основные характеристики горения. М.: Химия, 1977. 320 с.
14. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
15. **Fernholz H.H., Krause E., Nockemann M., Schober M.** Comparative measurements in the canonical boundary layer at  $Re_{\delta} \leq 6 \times 10^4$  on the wall of the German-Dutch windtunnel // *Phys. Fluids*. 1995. Vol. 7, No. 6. P. 1275–1281.
16. **Coleman H.W., Moffat R.J., Kayes W.M.** Momentum and energy transport in the accelerated fully rough turbulent boundary layer // *Report No. HMT-24. Stanford University*. 1976. 150 p.

*Статья поступила в редакцию 10 октября 2019 г.,  
после доработки — 30 октября 2019 г.,  
принята к публикации 6 ноября 2019 г.*