

УДК 536.244

ТЕПЛОВАЯ И ДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПЛАМЕНИ ЭТАНОЛА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ВБЛИЗИ ПРЕГРАДЫ

Р. Х. Абдрахманов, Б. Ф. Бояршинов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, boyar@itp.nsc.ru

Исследовалось распределение динамических и тепловых параметров газа в непосредственной близости от стабилизатора пламени (за ребром и за уступом высотой 3 мм). С помощью аппаратуры PIV получены данные о продольной и поперечной компонентах скорости, о пульсациях скорости и корреляции пульсаций в пограничном слое с горением и без горения. Температуру измеряли термопарой. Выполнена визуализация пламени в видимой и ультрафиолетовой областях. Показано, что около передней кромки пламени в области присоединения потока скорость газа близка к нормальной скорости горения. По результатам измерений получены оценки тепловыделения. Установлено наличие областей объемного и фронтального горения, кинетического и диффузионного реагирования. По мере удаления от стабилизатора интенсивность тепловыделения снижается более чем на порядок величины.

Ключевые слова: стабилизация горения, пограничный слой, ребро, обратный уступ, тепловыделение, хемилюминесценция.

DOI 10.15372/FGV20160103

ВВЕДЕНИЕ

Горение в пограничном слое объединяет природные явления и процессы в энергетическом оборудовании, в которых происходит физико-химическое взаимодействие воздушного потока с газообразным горючим, поступающим со стенки. Область химических превращений — это сток исходных веществ, источник тепла и продуктов сгорания. В рамках этих представлений решались задачи горения в ламинарном и турбулентном потоках воздуха, при вдуве сквозь пористую стенку различных горючих газов [1], при выгорании твердого и жидкого топлива [2]. Обзор результатов таких исследований можно найти в работе [3]. Подобная схема удобна для анализа процессов переноса тепла, а вопросы химической кинетики отходят на второй план. По мнению авторов [4], определяющую роль в сдвиговых потоках играет газодинамика, и для описания турбулентного движения привлекаются подходы, разработанные для течений без горения (модель $k-\varepsilon$, модель турбулентных напряжений). Их применимость к газовым потокам с химическими превращениями анализируется в обзоре [5]. Для описания реагирующих турбулент-

ных потоков авторы [6] использовали модель нестационарных ламинарных пламен. В работе [7] рассматривалась модель объемного горения, в которой наличие химических превращений в точке задавалось как функция вероятности. В рамках подобных подходов нет оснований для объяснения воспламенения, срыва горения, динамики теплового расширения газов, фундаментальных положений теории горения, таких как кинетическое реагирование, скорость горения. С позиций теории тепло- и массообмена начало пограничного слоя — это особая точка с неопределенными свойствами.

Реальный процесс существенно отличается от модельных представлений. При горении жидкостей положение передней кромки пламени необходимо фиксировать. В работах [8–10] для этого использовались преграды в виде ребра и уступа различной геометрии. Опыты проводились в максимально возможном диапазоне скоростей воздуха, ограниченном срывами пламени. Установлено, что максимальная скорость, при которой происходит срыв пламени за ребром, достигает 70 м/с и значительно превосходит скорость срыва за обратным уступом. Показано, что во всей области существования горения за преградами даже при высоких числах Рейнольдса $Re \approx 2 \cdot 10^6$ тепло- и массообмен не становится турбулентным. Причиной расширения переходной области массообмена

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН № 24.

© Абдрахманов Р. Х., Бояршинов Б. Ф., 2016.

могут быть продольные структуры в пламени. Вихри, протяженность которых сопоставима с длиной канала, препятствуют хаотизации течения и затягивают ламинарно-турбулентный переход. Профили скорости, концентраций компонентов, а также распределение температуры получены в сечениях, удаленных от преграды на 40 мм и более. Отмеченные особенности реагирующего течения приводят к необходимости исследовать структуру передней кромки пламени в непосредственной близости от нее, т. е. на расстоянии порядка высоты преграды.

Очевидно, чтобы судить о зоне реакции, нужно знать, где и с какой скоростью происходит химическое реагирование, которое сопровождается тепловыделением. Локальное значение этой величины нельзя получить прямыми инструментальными измерениями. Наличие или отсутствие превращений устанавливается по излучению радикалов, возбуждение которых обусловлено химическими превращениями (хемилюминесценция). Количественные данные о скорости тепловыделения определяются из балансов в уравнении энергии, которые рассчитываются с использованием измеренных локальных параметров газа. Скорость тепловыделения в работе [11] рассчитана по результатам суммирования тепловых эффектов 152 экзо- и эндотермических реакций. В тонком ламинарном пламени она составила $200 \div 600 \text{ МВт/м}^3$. Такого же порядка (250 МВт/м^3) тепловыделение получено для перемешанной смеси метана с воздухом в работе [12], где использовалась программа CHEMKIN. В этой работе авторы обратили внимание на существование ограниченной области поглощения тепла, примыкающей к зоне тепловыделения. Поглощение тепла с обеих сторон фронта пламени этанола отмечалось в работах [13, 14], в которых тепловыделение рассчитывалось из уравнения энергии. В первой из них для горения во встречных струях максимальное значение этой величины составило 50 МВт/м^3 . Во второй работе рассматривалась лобовая точка в пламени сферы, максимальное тепловыделение достигало 600 МВт/м^3 . Отличие скорости выделения тепла в различных процессах горения может составлять несколько порядков величины. Максимальное ее значение для ламинарного пламени углеводородов при горении в атмосфере достигает 6 ГВт/м^3 [15], в котельной установке — 200 МВт/м^3 . Поскольку скорость теп-

ловыделения — это локальная характеристика пламени, вероятной причиной подобных расхождений может быть сложная структура зоны горения. В работе [16] предложена осредненная по объему пламени величина 1.1 МВт/м^3 , которая слабо зависит от типа горючего и объема пламени.

Структура и внешний вид пламени за срезом горелки или за препятствием усложняются, если пламя отсоединяется от стабилизатора. В пограничном слое с горением [10] образуются крупномасштабные продольные структуры, а при горении газовых струй форма передней кромки становится тройной, как у поднятых пламен [17]. В работе [18] показано, что при взаимодействии параллельных потоков горючего и окислителя диффузионное горение развивается в следе за кромкой пластины, разделяющей реагенты. С увеличением скорости газа пламя отсоединяется от пластины и смещается вниз по потоку. В пространстве перед областью горения происходит предварительное смешение компонентов, которые затем сгорают вблизи передней кромки диффузионного пламени, вытянутого вдоль линий тока. Пламя смеси и пламя перемешанных компонентов ориентированы под углом друг к другу. Скорость газа в точке тройного пламени, наиболее близко расположенной к кромке пластины, соответствует нормальной скорости горения стехиометрической смеси. Здесь горение протекает в кинетическом режиме. Если отмеченные особенности горения струй применимы к пограничному слою, то снимаются проблемы, связанные с неопределенностью параметров газа в его геометрическом начале, с воспламенением, со стабилизацией и поиском причин срыва пламени.

Важная роль тройного пламени для стабилизации горения струи, когда колебания передней кромки пламени происходят в области с изменением состава смеси от бедного до богатого, отмечалась в экспериментах [19]. Регистрировались двумерные картины рэлеевского рассеяния и лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ) радикалов OH, количественные данные о скорости газа получены методом PIV (particle image velocimetry). В опытах [20] также применялась аппаратура ЛИФ и PIV. Статистическая обработка данных показала, что осредненная продольная скорость на передней кромке пламени превышает нормальную скорость горения в 1.8 раза.

Тройное пламя, форма которого зависит от тепловых потерь вблизи его передней кромки, рассматривалось в расчетах горения перемешанной смеси у холодной поверхности [21]. Тройное пламя проявляется не только в горелочных устройствах. В работе [22] показано, что при степных пожарах с наветренной стороны пламени выделяются две зоны, а именно: зона горения перемешанной смеси, направленная под углом к поверхности, и зона диффузионного горения вдоль поверхности. Если такие особенности фронта пламени обнаружатся в пограничном слое, он может использоваться для моделирования природных явлений (лесные и степные пожары, горение жидкостей и т. д.).

Цель настоящей работы заключалась в том, чтобы получить экспериментальные данные о структуре пламени вблизи его начала (распределение температуры, скорости и ее пульсаций в окрестности передней кромки, отсоединенной от стабилизатора), по результатам измерений рассчитать форму области тепловыделения в срединной плоскости канала и сравнить ее с наблюдениями, а также проверить применимость закономерностей горения струй к горению в пограничном слое за преградами.

АППАРАТУРА И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Структура пограничного слоя с горением этанола исследовалась в аэродинамической трубе [8–10] (рис. 1) с прямоугольной каме-

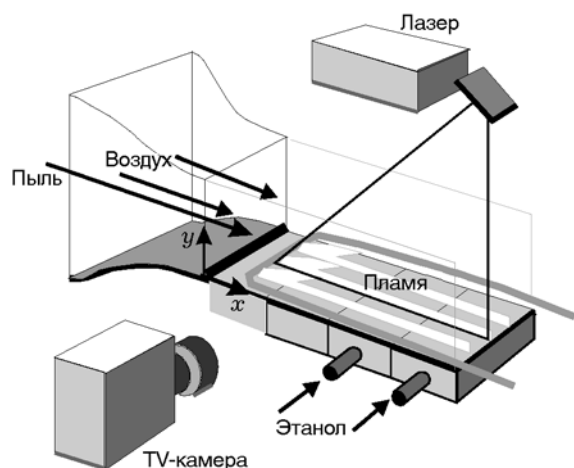


Рис. 1. Схема установки для изучения пограничного слоя с испарением и горением этанола за ребром и за уступом

рой сгорания сечением 100×100 мм. Верхняя стенка отсутствовала, чтобы исключить влияние продольного градиента давления на работу стабилизаторов, установленных в начальном сечении камеры сгорания (ребро или обратный уступ высотой 3 мм). Боковые стенки канала прозрачные, выполнены из набора кварцевых пластин. Нижняя поверхность образована пятью кюветами размером 80×80 мм с засышкой из песка (фракция диаметром $0.63 \div 1.0$ мм). Засыпка заполнялась этанолом, который испарялся с ее поверхности и сгорал в воздушном потоке (степень турбулентности 1 %, скорость 11.2 м/с). Горение происходило в самоподдерживающемся режиме, когда расход этанола в каждой кювете самоустанавливался в результате взаимодействия с химически реагирующим газовым потоком. Измерения расхода и температуры испаряющейся поверхности (341 ± 1 К) не проводились, так как использовались данные [23]. Локальная температура газового потока измерялась платино-платинородиевой термопарой из проволоки диаметром 50 мкм и корректировалась на излучение зонда (максимальная погрешность измерения температуры ≈ 5 %). Слева и справа от камеры сгорания устанавливалась либо фотоаппаратура (Canon EOS 1000D), либо телекамера DiCAM-PRO для регистрации хемилюминесцентного излучения радикала ОН в ультрафиолетовом диапазоне на длинах волн $306 \div 308$ нм.

Экспериментальные данные о скорости потока получены методом PIV. Воздушный поток засеивался частицами кварцевого порошка диаметром порядка 1 мкм, как в работах [8, 24]. Частицы вводились в проточную часть аэродинамической трубы перед сетками в наиболее широкой части конфузора. Использовался лазер Nd:YAG с двойным импульсным излучением, разработанный под руководством В. А. Смирнова, ИФП СО РАН. Время между импульсами 23 мкс, энергия импульса до 40 мДж, частота повторений 1 Гц, длина волны 532 нм. Аппаратура PIV включала в себя оптическую насадку, формирующую лазерный нож, синхронизирующий процессор POLIS, видеокамеру 4Mpix POLIS на базе ВИДЕОСКАН-4021. В поле зрения камеры была срединная область канала размером 40×20 мм. Сбор и обработка данных проводились на персональном компьютере с использованием программного обеспечения Actual Flow.

Аппаратура PIV применялась в потоках с горением и без горения за ребром и за уступом. Получены данные о продольных и поперечных компонентах скорости U и V , о среднеквадратичных пульсациях скорости U' и V' и о корреляциях $\overline{U'V'}$. Все они внесены в базу данных [23], а в настоящей работе используются выборочно. Предварительный анализ показал, что горение значительно влияет на осредненное движение: при воспламенении изменяется направление поперечной скорости за преградами. Турбулентные напряжения и поперечные градиенты напряжений в химически реагирующем пограничном слое значительно уменьшаются по сравнению с потоком без горения.

Достоверность PIV-измерений снижается, если падают скорость и плотность рассеивающих частиц. Подобная ситуация имеет место при измерении поперечной скорости в окрестности зоны горения, где происходит тепловое расширение газа. Точность определения продольной скорости U ($\approx 5\%$) значительно выше, чем точность измерения поперечной компоненты V . Поэтому в расчетах тепловыделения использовались данные, полученные из измерений продольной скорости и плотности $\rho = \rho_0(T_0 M / T M_0)$, а V рассчитывалась по уравнению

$$\rho V = - \int_0^y \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} dy + J_w. \quad (1)$$

Здесь J_w — поток горючего на стенке, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $\rho_0 = 1.21 \text{ кг}/\text{м}^3$ — начальная плотность, $T_0 = 290 \text{ К}$ — температура воздушно-го потока. Для молекулярной массы смеси в опытах с горением использовалось обобщение $M(y/y_f)$ из работы [24], в котором поперечная координата y отнесена к координате «фронта пламени» y_f , где температура достигает максимума.

Способ обработки опытных данных состоял в следующем. Исходные параметры предварительно подготавливались средствами Origin, Excel (сглаживание процедурой B-spline, представление в виде таблиц). Затем они были использованы в балансных уравнениях, рассматриваемых в виде конечных разностей. Применительно к пограничному слою с горением, толщина которого увеличивается до $\delta \approx 20 \div 30 \text{ мм}$, а градиенты в уравнениях переноса снижаются, был выбран шаг $\Delta y = 0.2 \text{ мм}$, в продольном направлении — $\Delta x = 2 \text{ мм}$. Умень-

шение или увеличение шага в два раза практически не влияет на результат расчета. Метод применялся в [24] при анализе переноса импульса (определение турбулентного напряжения), при изучении массообмена (расчет скорости образования продуктов сгорания [25]) и переноса тепла [14] вдали от преграды.

Как и в [14], тепловыделение Q ($\text{Вт}/\text{м}^3$) рассчитывалось в двумерном приближении (числа Прандтля и Шмидта $\text{Pr} = \text{Sc} = 1$) с использованием уравнения энергии, из которого следует, что

$$Q = \frac{\partial q_t}{\partial y} + W = \rho U \frac{\partial i}{\partial x} + \rho V \frac{\partial i}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right). \quad (2)$$

Здесь вместо дифференциалов подставлялись конечные разности, q_t — турбулентный поток тепла, $\text{Вт}/\text{м}^2$, W — скорость тепловыделения, $\text{Вт}/\text{м}^3$, $i = c_p T$ — энтальпия, $\text{Дж}/\text{кг}$, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, λ — теплопроводность газовой смеси, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Теплофизические параметры определялись, как в работе [14], с использованием обобщений для молекулярной массы, теплоемкости $c_p(y/y_f)$ и теплопроводности $\lambda(y/y_f)$. С учетом того, что данные по тепловыделению значительно расходятся, о чем говорилось выше, была проведена проверка процедуры расчета. Для этого использовали известные опытные данные по теплообмену в пограничном слое [26] на плоской стенке канала без горения. Суть проверки состояла в том, чтобы сравнить два способа определения турбулентного потока тепла q_t , найденного из измерений корреляции $\overline{U'T'}$ по формуле $q_t = \rho c_p \overline{U'T'}$ из [27] и рассчитанного по уравнению энергии из измерений осредненных по времени скорости $U(x, y)$ и температуры $T(x, y)$. Из (2) в случае $W = 0$ получается

$$q_t = \int_0^y \left[\rho U \frac{\partial i}{\partial x} + \rho V \frac{\partial i}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right) \right] dy, \quad (3)$$

граничные условия: $q_t = 0$ при $y = \delta$. Результаты расчета и измерения q_t показаны на рис. 2 в виде профилей турбулентных потоков тепла, отнесенных к тепловому потоку на стенке. Видно, что подстановка в (3) осредненных температур и скоростей в процессе без горения дает

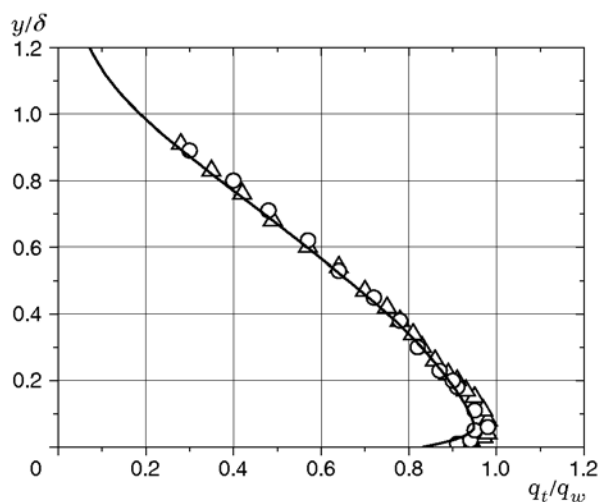


Рис. 2. Турбулентные потоки тепла без горения. Сравнение результатов расчета и измерений при $x = 1473$ мм, $\delta = 26$ мм по данным [26]:

сплошная линия — расчет по формуле (3), кружки — измерения на гладкой стенке, треугольники — на шероховатой стенке

результат, близкий к прямым измерениям турбулентного потока тепла на гладкой и на шероховатой стенках. Расхождение не превышает погрешности измерений и составляет $\approx 10\%$. Возможно, что при обработке опытов с горением погрешность метода изменится, поэтому результаты расчетов химически реагирующего потока, когда $W \neq 0$, следует рассматривать как оценки.

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ ПЛАМЕНИ И ОЦЕНКА ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ

На рис. 3 показаны исходные данные для расчета теплотыделения в пограничном слое с горением за ребром. Видно, что за стабилизатором пламени ($x < 20$ мм) образуется область возвратных токов (рис. 3,а). Производная $\frac{\partial U}{\partial y}$ изменяет знак на удалении от ребра $x/h = 7 \div 9$ (h — высота стабилизатора), что соответствует размерам области рециркуляции за преградами [28]. В этой области происходит испарение этанола, перемешивание с воздухом и предварительный нагрев смеси до температуры самовоспламенения. По данным [29] самовоспламенение паров этанола в воздухе реализуется при 677 К, и за передней кромкой пламени ($x > 20 \div 25$ мм) температура резко возрастает до ≈ 1600 К (рис. 3,б). Пристенная область профиля скорости на удалении от преграды $x < 80$ мм значительно изменяется, а температура на этом участке вблизи стенки остается практически постоянной. Толщина теплового пограничного слоя существенно превосходит толщину динамического слоя (это же отмечается в ситуации с горением за обратным уступом). Такое отличие толщин отражается на специфике теплотыделения в окрестности передней кромки пламени.

С использованием профилей $U(x, y)$ и $T(x, y)$ проведены оценки скорости распространения пламени по газовой фазе. Продольная

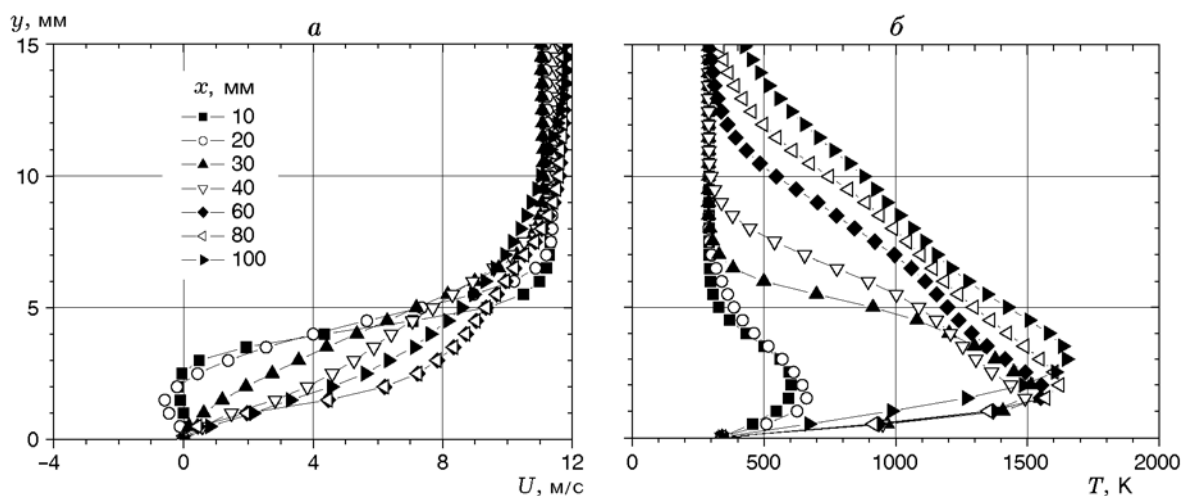


Рис. 3. Исходные данные для расчета теплотыделения за ребром 3 мм: а — профили продольной компоненты скорости, б — профили температуры

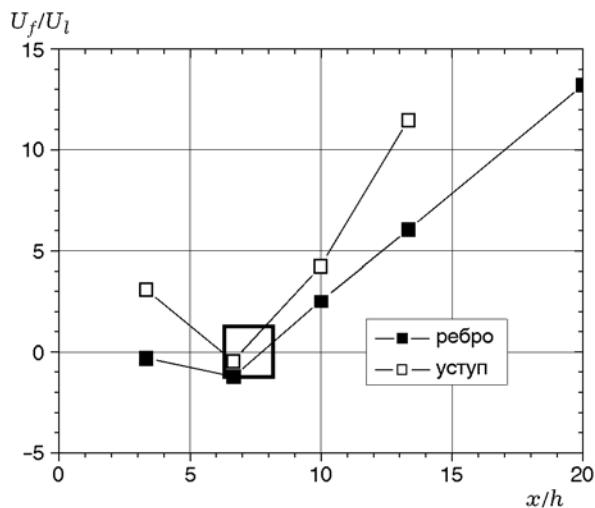


Рис. 4. Продольная скорость газа в окрестности максимума температуры

скорость вблизи максимума температуры U_f показана на рис. 4. Область, в которой происходят колебания передней кромки пламени, отсоединенного от преграды ($x = 20 \div 25$ мм), ограничена вертикальными сторонами прямоугольника. Горизонтальные стороны отмечают абсолютную величину скорости горения спиртовоздушной стехиометрической смеси. По данным [30] в кинетическом режиме нормальная скорость ламинарного горения этанола в воздухе $|U_l| = 0.47$ м/с.

Видно, что за ребром и за уступом на передней кромке отсоединенного пламени скорость газа близка к нормальной скорости горения спиртовоздушной смеси. Таким образом, кинетический режим горения имеет место только вблизи передней кромки пламени. Возможно, эта область, в которой перемешивание реагентов происходит на молекулярном уровне и зависит от кинетики горения, определяющим образом влияет на устойчивость пламени и срыв горения в пограничном слое.

На рис. 5 показана особенность в пульсационной структуре области присоединения после отрыва за обратным уступом. Вблизи этой области располагается передняя кромка пламени ($x \approx 20 \div 25$ мм, см. рис. 4). (Здесь толщина пограничного слоя без горения принята равной $\delta = 7$ мм, с горением — $\delta = 8$ мм; степень турбулентности для продольной компоненты скорости — $Tu_U = \sqrt{(U')^2}/U_0$, для поперечной компоненты — $Tu_V = \sqrt{(V')^2}/U_0$.) Когда горение отсутствует (светлые квадраты), амплитуды

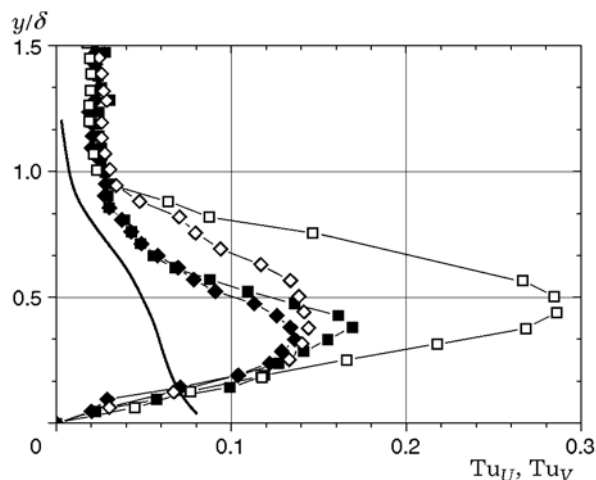


Рис. 5. Интенсивность пульсаций продольной и поперечной компонент скорости вблизи передней кромки пламени за уступом 3 мм ($x = 20$ мм):

светлые точки — без горения, темные — с горением, квадраты — U' , ромбы — V' , толстая линия — данные Клебанова [31] для развитого турбулентного слоя без горения

да пульсаций продольной компоненты скорости практически в два раза превышает поперечную компоненту (светлые ромбы). После самовоспламенения (темные точки) перемешивание становится одинаковым по обоим направлениям. Среднеквадратичные пульсации поперечной скорости достигают значения $V' \approx 1.5$ м/с, при том что скорость осредненного движения в направлении от стенки близка к нулю. Чтобы оценить изменение турбулентности по длине канала, на рис. 5 сплошной линией показан асимптотический профиль данных Клебанова [31], соответствующий пульсациям продольной скорости для развитой турбулентности в пограничном слое без горения вдали от его начала (число Рейнольдса $Re = U_0 x / \nu = 4.2 \cdot 10^6$, где ν — кинематическая вязкость).

Результаты расчета тепловыделения (2) представлены на рис. 6. Они сопоставлены с наблюдениями в видимой области (рис. 6,б) и в ультрафиолетовом диапазоне спектра излучения пламени (на рис. 6,в представлено изображение зоны химических превращений, осредненное по 30 снимкам). Тонкая линия на рис. 6,а соответствует $Q = 50$ МВт/м³. В центре области, ограниченной этой линией, тепловыделение достигает $Q \approx 150 \div 200$ МВт/м³. Штриховой линией отмечена изо-

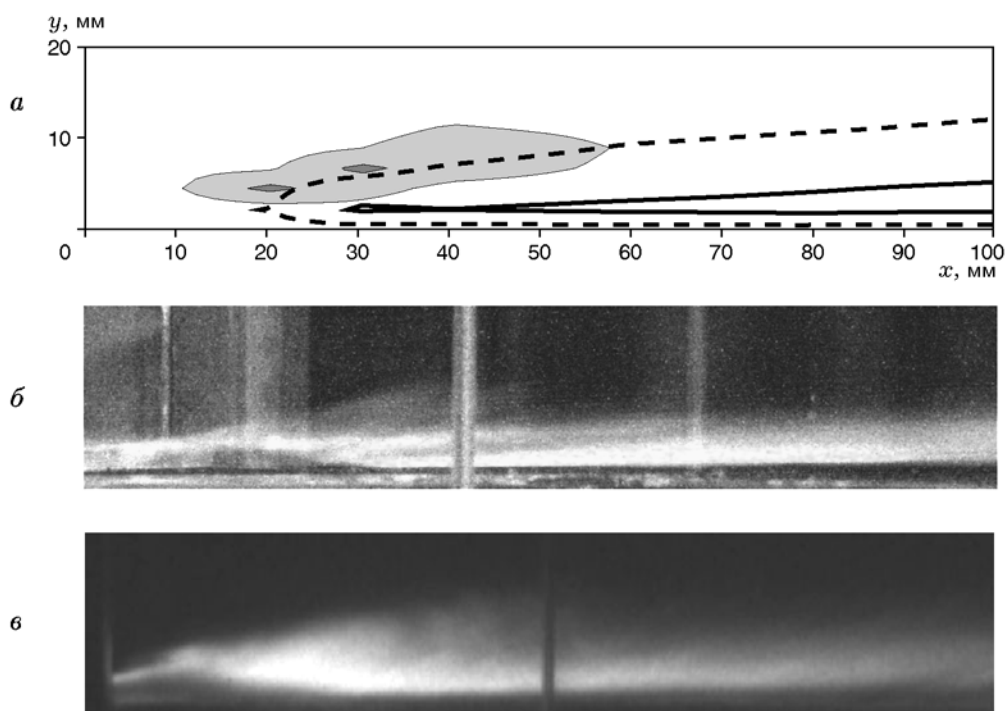


Рис. 6. Результаты расчета тепловыделения (*a*) за ребром высотой 3 мм и контур пламени в видимой (*б*) и ультрафиолетовой (*в*) областях:

a: тонкий замкнутый контур соответствует 50 МВт/м^3 , штриховая линия — температура, близкая к самовоспламенению (изотерма 650 К), толстая линия — окрестность фронта диффузионного пламени (изотерма 1400 К)

терма 650 К, т. е. температура, близкая к самовоспламенению паров этанола в воздухе. Окрестность фронта диффузионного пламени обозначена толстой линией (изотерма 1400 К). Видно, что форма и размеры области тепловыделения, полученной в расчетах, согласуются с контуром области, где происходят химические превращения (область хемилюминесцентного излучения радикала ОН на рис. 6, в). Видимая часть пламени (рис. 6, б) также близка по форме к пламени, распространяющемуся вблизи поверхности во время степных пожаров [22].

Тепловыделение Q быстро снижается при удалении от преграды. На рис. 7 показана структура пламени этанола в сечении $x = 160 \text{ мм}$. Уровень тепловыделения снизился на порядок величины по сравнению с тепловыделением на передней кромке пламени (см. рис. 6, а). В профиле $Q(y)$ остались два минимума, как в работах [13, 14], и две области, где тепло выделяется. По данным [24] вблизи стенки расположен фронт эндотермических реакций с участием уксусного альдегида. Макси-

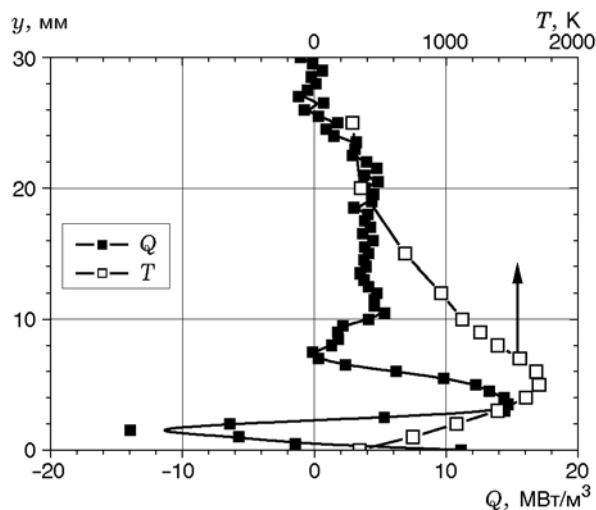


Рис. 7. Профили тепловыделения и температуры при испарении и горении этанола на удалении 160 мм от ребра

мум тепловыделения ($\approx 15 \text{ МВт/м}^3$) находится вблизи максимума температуры. Вдали от стенки тепловыделение происходит с осреднен-

ной интенсивностью $\approx 5 \text{ МВт/м}^3$ в слое с координатами $y = 8 \div 25 \text{ мм}$. Такая структура пламени может соответствовать сочетанию фронтального (вблизи стенки) и объемного химического реагирования во внешней области пограничного слоя, где высокая перемежаемость. Газовый поток с фронтальным и объемным горением разделен областью, где скорость реакций понижена.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Наличие отрыва потока за стабилизаторами, тепловое расширение газов при горении, нестационарный трехмерный характер течения затрудняют анализ полученных локальных параметров пламени. Из наблюдений и измерений (см. рис. 3, 4, 6) следует, что за стабилизатором происходит испарение горючего, которое смешивается с воздухом и прогревается до температуры самовоспламенения в зоне возвратных токов. Горение начинается в окрестности области присоединения после отрыва потока за стабилизатором (см. рис. 4 и 5). Для ребра и для обратного уступа положение передней кромки пламени и положение области присоединения получились близкими: $x/h = 7 \div 9$. Вблизи передней кромки пламени у стенки продольная скорость снижена до уровня нормальной скорости горения. Таким образом, в окрестности передней кромки пламени, которая определяет устойчивость пламени, режим горения близок к кинетическому режиму реагирования, что имеет значение при анализе причин срыва пламени. Если на передней кромке пламени устойчивость реагирования зависит от молекулярного переноса и химической кинетики, то конвективный перенос, когда его влияние сопоставимо с масштабами молекулярных процессов, вызывает срыв горения. Отсюда следует, что критерием срыва может быть число Дамкёлера $Da = \tau_{ch}/\tau_{ph}$, которое определяет соотношение временных масштабов химических и газодинамических процессов. С этой точки зрения можно объяснить отсутствие турбулентного массопереноса в работах [9, 10]: турбулентный перенос не может превалировать в ходе молекулярного взаимодействия.

Газовые потоки за ребром и за обратным уступом отличаются поперечными масштабами: координаты экстремумов в профиле турбулентных пульсаций для ребра превышают их

координаты для обратного уступа приблизительно в полтора раза. В обоих случаях толщина теплового пограничного слоя превосходит толщину динамического.

По результатам измерений получены оценки интенсивности тепловыделения, из которых следует наличие объемного (во внешней области пограничного слоя) и фронтального горения с эндо- и экзотермическими реакциями (вблизи стенки). Центральная часть зоны кинетического реагирования начинается в точке присоединения и ориентирована под углом к линии тока (см. рис. 6), температура в ней близка к температуре самовоспламенения. Область диффузионного горения расположена вдоль линий тока. Контуры областей кинетического и диффузионного реагирования, полученные при обработке результатов измерений, соответствуют данным по визуализации течения. Показано, что вблизи препятствия тепловыделение достигает $\approx 150 \div 200 \text{ МВт/м}^3$, по мере удаления от преграды оно снижается более чем на порядок величины.

Очевидно, что использованный подход для определения тепловыделения, в котором сложное течение рассматривалось в двумерном приближении, а поперечная скорость определялась из уравнения неразрывности, дает скорее качественные, чем количественные результаты. При этом вопросы, связанные с динамикой теплового расширения газа при горении, оказались вне поля зрения. Важно, что для реагирующего пограничного слоя отмечена связь между характеристиками, которые используются в теории теплообмена и в теории горения. Показаны общие свойства горения в струях и пограничном слое.

Полученные результаты могут быть использованы в модели реагирующего течения, которая не противоречит известным представлениям о процессе и более полно учитывает связь тепловых, газодинамических и кинетических параметров. Практическое значение проведенных исследований связано с вопросами безопасности — с проблемами стабилизации и распространения горения, исключения проскока пламени и т. д.

Авторы признательны С. Ю. Фёдорову и Л. М. Чикишеву за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Сполдинг Д. Б., Ауслендер Д. М., Сандерем Т. Р.** Расчет тепло- и массообмена в турбулентном пограничном слое на плоской пластине при больших числах M как при наличии, так и отсутствии химических реакций. — М., 1966. — (Препринт/ БНИ ЦАГИ; № 180-66).
2. **Волчков Э. П.** Пристенные газовые завесы. — Новосибирск: Наука, 1983.
3. **Волчков Э. П., Терехов В. И., Терехов В. В.** Структура течения, тепло- и массоперенос в пограничных слоях со вдувом химически реагирующих веществ (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 1. — С. 3–20.
4. **Coats C. M., Richardson A. P.** Nonpremixed combustion in turbulent mixing layers. Part 1: Flame characteristics // *Combust. Flame.* — 2000. — V. 122. — P. 253–270.
5. **Tabet-Helal F., Sarh B., Menou A., Gökalp I.** A comparative study of turbulence modelling in hydrogen-air nonpremixed flames // *Combust. Sci. Technol.* — 2006. — V. 178, N 10. — P. 1887–1909.
6. **Pitsch H., Peters N.** A consistent flamelet formulation for nonpremixed combustion considering differential diffusion effects // *Combust. Flame.* — 1998. — V. 114. — P. 26–40.
7. **Колесников О. М.** Влияние неперемешанности в больших вихревых структурах на воспламенение и горение турбулентных струй горючего в сверхзвуковом потоке // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 49–56.
8. **Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И.** Структура пограничного слоя со вдувом и горением этанола // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 29–36.
9. **Бояршинов Б. Ф., Федоров С. Ю.** Тепло- и массоперенос и стабилизация пламени в пограничном слое за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 5. — С. 3–7.
10. **Бояршинов Б. Ф.** Влияние препятствия на структуру течения и массообмен в пограничном слое с горением этанола на горизонтальной поверхности // Теплофизика и аэромеханика. — 2013. — Т. 20, № 6. — С. 713–722.
11. **Sung C. J., Liu J. B., Law C. K.** Structural response of counter flow diffusion flames to strain rate variations // *Combust. Flame.* — 1995. — V. 102. — P. 481–492.
12. **Liu F., Guo H., Smallwood G. J., Gulder O.** Numerical study of the superadiabatic flame temperature phenomenon in hydrocarbon premixed flames // *Proc. Combust. Inst.* — 2002. — V. 29. — P. 1543–1550.
13. **Pandya T. P., Srivastava N. K.** Structure of counterflow diffusion flame of ethanol // *Combust. Sci. Technol.* — 1975. — V. 11. — P. 165–180.
14. **Бояршинов Б. Ф.** Исследование влияния переноса тепла на распределение радикалов OH и CH в пограничном слое с горением // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 6. — С. 3–11.
15. **Bradly D.** How fast can we burn? // *Twenty-Fourth Symp. (Intern.) on Combustion.* — The Combustion Inst., 1992. — P. 247–262.
16. **De Ris J. L., Orloff L.** Flame heat transfer between parallel panels // *Fire Safety Science: Proc. of Eight Intern. Symp.* — 2005. — P. 999–1010.
17. **Boulanger J., Vervisch L., Reveillon J., Ghosal S.** Effects of heat release in laminar diffusion flames lifted on round jets // *Combust. Flame.* — 2003. — V. 134. — P. 355–368.
18. **Veynante D., Vervisch L., Poinso T., Linan A., Ruetsch G.** Triple flame structure and diffusion flame stabilization // *Proc. of the Summer Program, Center for Turbulent Research,* 1994. — P. 55–73.
19. **Wu C.-Y., Chao Y.-C., Cheng T.-S., Li Y.-H., Lee K.-Y., Yuan T.** The blowout mechanism of turbulent jet diffusion flames // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 145. — P. 481–494.
20. **Su L. K., Suna O. S., Mungal M. G.** Experimental investigation of stabilization mechanisms in turbulent, lifted jet diffusion flames // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 144. — P. 494–512.
21. **Wichman I. S.** On diffusion flame attachment near cold surfaces // *Combust. Flame.* — 1999. — V. 117. — P. 384–393.
22. **Dold J., Weber R., Gill M., McRae R., Cooper N.** Unusual phenomena in an extreme bushfire // *5th Asia-Pacific Conf. on Combustion.* — Adelaide, Australia: The Univ. Adelaide, 2005.
23. **База данных по характеристикам турбулентного пограничного слоя с химическими и фазовыми превращениями.** — http://www.itp.nsc.ru/Laboratory/LAB_2.1/Flame/First%20page.html.
24. **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 // *Combust. Flame.* — 2010. — V. 157. — P. 1496–1509.
25. **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 / A. M. Starik, S. M. Frolov (Eds).* — Moscow: Torus Press, 2012. — P. 221–227.
26. **Coleman H. W., Moffat R. J., Kays W. M.** Momentum and energy transport in the accelerated fully rough turbulent boundary layer // *Stanford University, Report No. HMT-24.* — 1976. — P. 150.
27. **Теория теплообмена:** учебник для вузов / С. И. Исаев, И. А. Кожинов, В. И. Кофанов и

- др.; под ред. А. И. Леонтьева. — М.: Высш. шк., 1979.
28. **Итон Дж. К., Джонстон Дж. П.** Обзор исследований дозвуковых присоединяющихся течений // Ракет. техника и космонавтика. — 1981. — Т. 19, № 10. — С. 7–19.
29. **Рабинович В. А., Хавин З. Я.** Краткий химический справочник. — М.: Химия, 1978.
30. **Gülder Ö. L.** Laminar burning velocities of methanol, ethanol, and isooctane-air mixtures // Proc. Combust. Inst. — 1983. — V. 19. — P. 275–281.
31. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.

*Поступила в редакцию 1/VII 2014 г.,
в окончательном варианте — 30/XI 2014 г.*
