

УДК 535.375

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЛАМЕНИ И ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ СТРУИ ВОДОРОДА ИЗ ЩЕЛИ В ВОЗДУХ

Б. Ф. Бояршинов, С. Ю. Фёдоров, Р. Х. Абдрахманов, В. С. Наумкин

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

Исследовался начальный участок струи водорода, истекающей вверх из щели размером  $2 \times 20$  мм и сгорающей в воздухе. Профили продольной и поперечной скорости газа получены с помощью аппаратуры PIV (particle image velocymeter), распределение локальной температуры и состава стабильных веществ — методом комбинационного рассеяния с использованием фокусирующей резонаторной системы. На основании опытных данных определен вклад молекулярных и конвективных механизмов переноса в интенсивность тепловыделения. Показано, что максимальная интенсивность тепловыделения зависит главным образом от газодинамических и теплофизических характеристик газового потока при его макроскопическом движении.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, фокусирующая резонаторная система, тепловыделение, скорость горения, молекулярный и конвективный перенос.

DOI 10.15372/FGV2022.9247  
EDN EXBTUD

### ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях водородовоздушного пламени накоплено большое количество эмпирической информации, относящейся к горению диффузионных и гомогенных потоков при ламинарном и турбулентном движении. В частности, это относится к изучению влияния различных механизмов переноса тепла на структуру пламени. Для осесимметричной восходящей струи водорода в спутном потоке воздуха установлено [1], что диффузионный перенос тепла оказывает сильное влияние на стабилизацию пламени, а также на концентрацию химических веществ. В работе [2] было проведено сравнение численных расчетов и опытных данных, полученных с применением лазерной диагностики: спонтанное комбинационное рассеяние и когерентное антистоксово рассеяние. Показано, что вклад термодиффузии не превышает 25 %.

В расчетах [3] сравнивались характеристики плоского и ячеистого пламени при адиабатическом сгорании предварительно перемешанной смеси  $H_2/O_2/N_2$ . Показано, что по сравнению с плоским фронтом на искривленной поверхности пламени общая скорость тепловыделения и средняя скорость горения мо-

гут увеличиваться на  $20 \div 30$  %. В расчетах [4] рассматривалось горение круглой восходящей струи с использованием численных схем высокого порядка точности. Показано, что состав газов вблизи передней кромки пламени соответствует стехиометрическому, а скорость потока порядка нормальной скорости распространения пламени. Установлено, что тепловыделение в круглой струе значительно сильнее, чем в ранее изученном плоском слое смешения. В осесимметричной задаче это объясняется сложной связью между направлением потока и положением изолиний концентрации относительно поверхностей равных скоростей движения газа.

В работе [5] показано, что стабилизация диффузионного пламени происходит благодаря возникновению тройного пламени вблизи его передней кромки, состоящего из трех реакционных зон [6, 7], и отличается от пламени гомогенной смеси. В работе [8] исследовались структура зоны горения этанола в пограничном слое за преградой. Показано, что передняя кромка пламени располагается в области присоединения газового потока, где происходит интенсивное перемешивание, а характер течения становится чрезвычайно сложным. Чтобы на количественном уровне проанализировать процессы переноса тепла в химически реагирующем потоке, оправдан переход к исследованию лами-

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ 121031800217-8).

© Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю.,  
Абдрахманов Р. Х., Наумкин В. С., 2024.

нарного пламени, для передней кромки которого необходимо получить распределение температуры, скорости газа и его состава. На основании подобного комплекса параметров можно рассчитать тепловыделение и другие характеристики, недоступные в прямых измерениях. В работе [9] исследовалось горение паров этанола в горелке с плоским фронтом пламени. С помощью интерферометрических методов и отслеживания траектории частиц были представлены и проанализированы данные о термоаэродинамической структуре зоны горения. С использованием уравнения энергии и ряда допущений о теплофизических свойствах газов получены оценки интенсивности тепловыделения ( $\approx 50 \text{ МВт/м}^3$ ), отмечено наличие в пламени области, где происходит поглощение теплоты.

Подобный подход использовался в работе [10] с целью получения данных о тепловыделении и статическом давлении, связанном с тепловым расширением реагирующих газов. В ламинарном потоке скорость тепловыделения не определяется опытным путем [11], если отсутствуют измерения скорости движения газа. Поэтому необходимы комплексные данные — по составу и температуре, дополненные распределением компонентов вектора скорости.

Необходимая полнота информации о распределении локальных параметров газа (о скорости, температуре и составе смеси) обеспечивается при совместном использовании данных, полученных бесконтактными методами диагностики: PIV — измерение скорости потока частиц по их изображениям (particle image velocimetry), КР — метод спонтанного комбинационного рассеяния. В методе КР наиболее достоверные результаты достигаются при использовании эксимерных лазеров, которые возбуждают мощное рассеянное излучение в ультрафиолетовой области оптического спектра [12–14]. Интенсивность комбинационного рассеяния зависит от частоты излучения в четвертой степени, и с переходом в видимую область спектра, в которой работает традиционное лабораторное оборудование, интенсивность рассеяния катастрофически снижается. По этой причине основное затруднение, связанное с использованием традиционной лазерной техники видимого диапазона излучения, обусловлено крайне низким уровнем интенсивности рассеянного лазерного излучения, который сопоставим с собственным излучением пламени. Поэтому в настоящей работе вопросам

развития методов возбуждения и регистрации КР-спектров видимой области уделяется особое внимание. Ниже приводятся описание аппаратуры и результаты комплексных исследований водородного пламени, цель которых — оценить тепловыделение и вклад основных механизмов конвективного и молекулярного переноса при горении струи водорода в воздухе.

## АППАРАТУРА

В ходе подготовки оборудования решались следующие задачи:

1) создание оптической схемы КР для наиболее эффективного возбуждения комбинационного рассеяния;

2) минимизация фоновой засветки из пламени с целью выделения слабого светового сигнала КР; использование водорода в качестве горючего, в слабосветящемся пламени которого не содержатся частицы сажи;

3) создание горелочного устройства, в котором струя, истекающая из узкой щели, позволяет расположить область перетяжки сфокусированного лазерного излучения вдоль поверхности минимальных градиентов температуры, минимальных градиентов концентрации веществ и скорости движения газа в пламени. Такая конфигурация менее критична к длине измерительного объема, что также имеет значение для увеличения сигнала рассеянного излучения.

В качестве объекта исследований рассматривалась ближайшая к срезу горелки область пламени водорода  $8 > y > 1 \text{ мм}$ , вертикально истекающего из щелевого сопла с выходным сечением  $2 \times 20 \text{ мм}$ . Для стабилизации пламени с обеих сторон струи водорода располагались две струи воздуха из аналогичных параллельных щелей шириной 2 мм. Для этого сопло струи водорода было установлено в центре прямоугольного отверстия размером  $6 \times 26 \text{ мм}$  (рис. 1), через которое подавался воздух, скорость которого, осредненная по площади отверстия, была близка к скорости водорода на выходе из щели и составляла  $\approx 0.5 \text{ м/с}$ .

## ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОСТАВА ГАЗОВ

Фокусирующая резонаторная система для измерения температуры и состава газов, позволяющая наиболее эффективно использовать

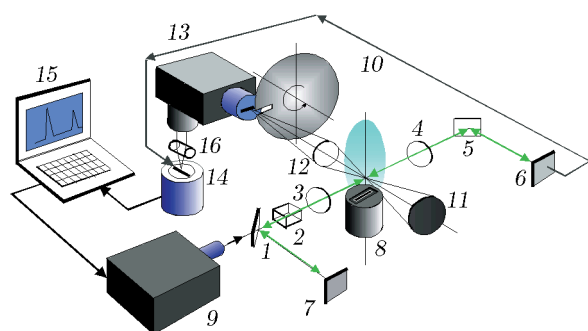


Рис. 1. Схема спектрометра комбинационного рассеяния с линейным фокусирующим резонатором:

1 — первое дихроичное зеркало, 2 — кристалл генератора второй гармоники, 3 — первая фокусирующая линза, 4 — вторая фокусирующая линза, 5 — второе дихроичное зеркало, 6 — первое возвратное зеркало, 7 — второе возвратное зеркало, 8 — объект исследования, 9 — лазер, 10 — световод, 11 — возвращающее сферическое зеркало для рассеянного излучения, 12 — приемная оптическая система с Notch-фильтром, 13 — спектрограф, 14 — многоканальный фотоприемник, 15 — компьютер, 16 — цилиндрическая линза

энергию лазерного излучения, впервые была описана в работе [15]. Она представляет собой оптический резонатор (рис. 1), включающий в себя два возвратных зеркала 6 и 7, две линзы 3 и 4, два дихроичных зеркала 1 и 5, пропускающих лазерное излучение с длиной волны 1064 нм и отражающих световые пучки с длиной волны 532 нм. Излучение последовательно проходит через все элементы оптической схемы и остается в резонаторе, повторяя пройденный путь в прямом и обратном направлениях. Лазерное излучение в результате многократных прохождений увеличивает интенсивность рассеянного излучения.

Инфракрасное излучение (длина волны 1064 нм) импульсного Nd:YAG-лазера 9, проходящее через дихроичное зеркало 1, преобразовывалось во вторую гармонику (длина волны 532 нм) с помощью кристалла 2 (КТР или  $\text{KTiOPO}_4$ ). Вторая фокусирующая линза 4 была установлена на двойном фокусном расстоянии от первой фокусирующей линзы 3. Длительность импульсов излучения лазера  $\approx 15$  нс, частота повторения 3 Гц. Энергия в импульсе преобразованного излучения не превышала 50 мДж, как в работе [2], и при использовании линзы 3 с фокусным расстоянием 300 мм не вызывала оптического пробоя при фокусировании в исследуемой среде даже при одном проходе.

При многократном прохождении пучков через объект измерений плотность мощности также не превышала критического уровня. Измерения длительности светового импульса в резонаторе показали его увеличение примерно в 4.5 раза по сравнению с одним проходом.

Изображение перетяжки под прямым углом к лазерному пучку проецировалось собирающей системой 12 (см. рис. 1) с 3.5-кратным увеличением на входную щель (шириной 0.05 мм) спектрографа УМ-2 (13), при этом направление щели ориентировано вдоль пучка лазера. Сферическое зеркало 11 возвращает в собирающую систему свет, рассеянный в обратном направлении. Установленный перед входной щелью фильтр Notch избирательно подавлял засветки из пламени с длиной волны 532 нм. За спектрографом установлен многоканальный оптический регистратор спектров 14 (изготовитель ООО МОПС, г. Троицк) с усилителем яркости. Фоточувствительная линейка содержит 2048 элементов с общим размером  $25 \times 0.2$  мм. Поперечный размер измерительного объема ( $50 \times 50$  мкм) определялся диаметром перетяжки лазерного пучка, а продольный его размер был увеличен примерно до 300 мкм. Рассеянное излучение фокусировалось на поверхности фотокатода многоканального приемника цилиндрической линзой, которая представляет собой стеклянный цилиндр диаметром 5 мм, ориентированный параллельно линейке. В тестовых измерениях применение фокусирующей резонаторной системы позволило увеличить интенсивность спектров КР в 13.8 раза, а сжатие изображения пучка цилиндрической линзой — еще примерно в 5 раз.

Для ослабления засветок от пламени перед входной щелью был установлен вращающийся диск радиусом 100 мм с прорезью шириной 0.8 мм. Строб усилителя яркости 2.7 мкс подавался в период нахождения прорези диска на входной щели. Кадр линейки длительностью 20 мс и вспышка лазера были синхронизированы с диском. Для контроля мощности излучения лазера оно подавалось на край линейки по световоду 10 и регистрировалось вместе со спектром КР. Установлено, что погрешность одноимпульсного измерения концентрации азота в воздухе оставалась на уровне  $\approx 17\%$ , как в работе [16].

Обработка оптических спектров КР проводилась с использованием оригинальных программных средств [17]. Методика получения

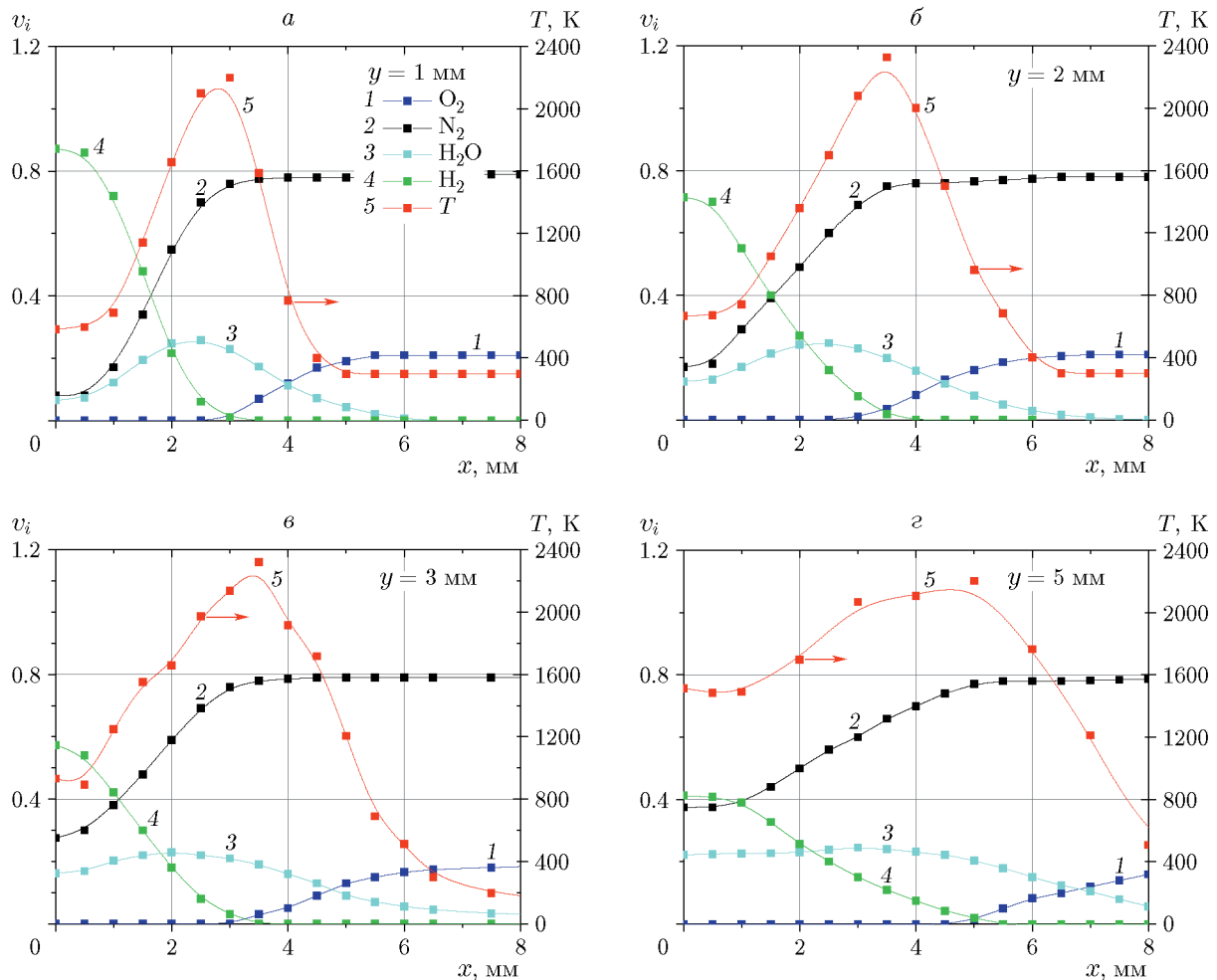


Рис. 2. Профили состава газов и температуры над щелевой горелкой

распределений температур (и концентраций) методом спектроскопического анализа и интервалы суммирования сигнала стоксовых полос исследуемых газов  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$  в водородном пламени были представлены ранее в нашей работе [18]. Для прямоугольной плоскости шириной  $x = \pm 8$  мм и высотой  $y = 1 \div 8$  мм, перпендикулярной направлению щелей, была накоплена база данных о распределении интенсивности осредненных сигналов в спектрах на частотах, соответствующих азоту, кислороду, водороду и воде. Соответствие между интенсивностью линий КР-спектра и количеством молекул  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{H}_2$  устанавливалось в опытах без горения для чистого водорода и воздуха. Для воды масштаб сигналов был определен в опытах с горением при регистрации интенсивности линий воды и азота в области максимальных температур, где нет кислорода и водорода, а объемная доля воды составля-

ет  $v = 0.3$  по измерениям [12]. При такой калибровке учитывалось различие сечений рассеяния. Концентрация воды в массовых долях составила  $C = 0.26$ , что совпадает с данными экспериментов [14].

Таким образом, из интенсивности спектральных линий устанавливалось осредненное количество молекул каждого вещества, а также их сумма, по которой рассчитывалась температура смеси, исходя из уравнения состояния. По нашим оценкам погрешность измерений при использовании подобного подхода составляла  $10 \div 15$  %.

На рис. 2 представлены результаты измерения скалярных параметров газа в четырех сечениях пламени на удалении от среза сопла  $y = 1, 2, 3$  и  $5$  мм, полученные методом комбинационного рассеяния, в котором оптическая схема дополнена фокусирующей резонаторной системой, системой подавления фонового излу-

чения и системой регистрации изменений мощности лазера.

### ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ ГАЗА

Для исследования поля скорости применялась оптическая аппаратура PIV, описанная в работе [10]. В воздушный поток, в струю водорода (рис. 3) и пространство, окружающее пламя, вводились частицы диоксида титана размерами приблизительно  $1 \div 10$  мкм, которые свободно проходили сквозь металлические сетки горелки, а также витали во внешней окрестности пламени. Частицы освещались парными 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 на базе ВИДЕОСКАН-4021. Аппаратура PIV включала в себя оптическую насадку, формирующую лазерный нож, и синхронизирующий процессор POLIS. В рассматриваемом случае, очевидно, толщина лазерного ножа не имеет значения. В поле зрения TV-камеры попадала область пламени размерами  $40 \times 20$  мм. Сбор и обработка данных проводились на персональном компьютере с программным обеспечением ActualFlow.

На рис. 4 показано поле векторов скорости в окрестности исследованной области течения (светлый прямоугольник, масштаб: 1 клетка/1 мм, в этом опыте струя водорода не запылялась частицами) с отмеченными координатами максимума температуры.

На рис. 5 представлены типичные профили продольной и поперечной составляющих

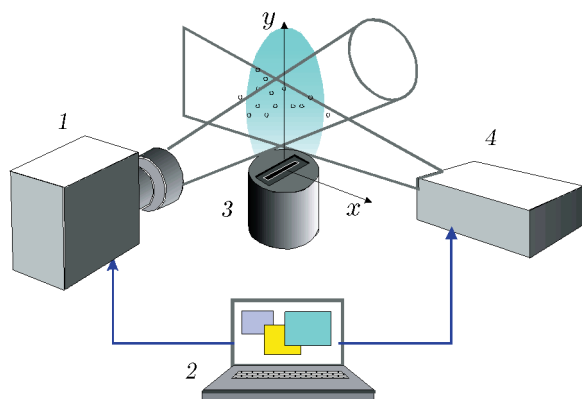


Рис. 3. Схема исследования поля скорости:

1 — TV-камера, 2 — компьютер, 3 — горелка, 4 — лазер

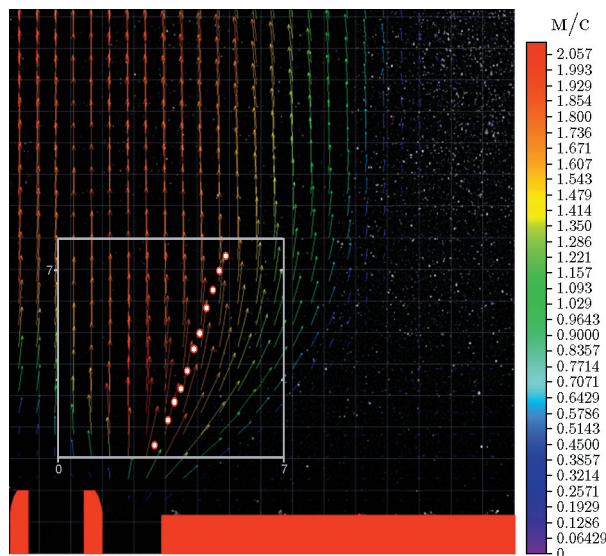


Рис. 4. Поле скоростей. Вид вдоль щелей:

белым прямоугольником выделена исследованная область, кружками отмечены координаты максимума температуры

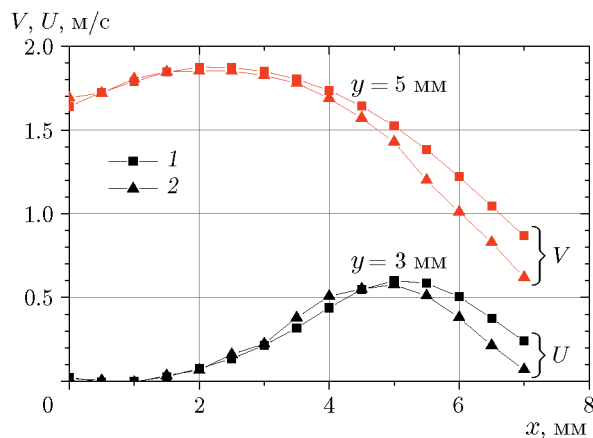


Рис. 5. Типичные профили продольного ( $V$ ) и поперечного ( $U$ ) компонентов скорости, продублированные (опыты 1 и 2) для оценки повторяемости режима горения

скорости. Они продублированы, чтобы показать воспроизводимость режима горения в двух опытах, проведенных в разное время. Видно, что вблизи максимума профилей расхождение данных не превышает  $\approx 10\%$ , а при удалении от оси струи погрешность повторяемости опытов заметно возрастает.

### ОБРАБОТКА ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

Дальнейшее использование опытных данных проводилось с применением известного [8]

метода балансов в уравнениях переноса. Для этого на основании проведенных измерений с выбранным шагом по пространству пламени подготавливались таблицы, или двумерные сетки, в каждом узле которых были известны температура, состав и компоненты вектора скорости движения газа. В интервале  $y = 1 \div 2$  мм шаг сетки составлял  $\Delta x = \Delta y = 0.1$  мм. В уравнениях переноса дифференциалы заменялись конечными разностями, интегрирование — суммированием. С помощью программ Origin и Exell после каждой процедуры дифференцирования профили сглаживались В-сплайном. Таким же образом были получены данные по скорости выделения и поглощения тепла, по скорости образования воды и другим параметрам, недоступным в прямых измерениях. Этот подход тестировался на опытных данных, полученных в экспериментах с газовыми потоками без горения [8], а затем применялся для анализа реагирующих течений. Достоверность такого подхода проверялась сравнением с известными закономерностями процессов переноса.

Плотность смеси  $\rho$  определялась по уравнению состояния с учетом молярной фракции  $v_i$  четырех веществ —  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$  и  $H_2O$ :

$$\rho = \frac{p \sum_{i=1}^4 \mu_i v_i}{RT}. \quad (1)$$

Здесь давление равно  $p = 1.013 \cdot 10^5$  Па; газовая постоянная  $R = 8.314$  Дж/(моль · К);  $\mu_i$  — молярная масса компонента смеси. Теплоемкость газовой смеси  $c_p$  рассчитывалась по массовой концентрации с учетом зависимости от температуры:

$$c_p = \sum (C c_p)_i. \quad (2)$$

В расчетах теплопроводности  $\lambda$  использовались известные соотношения модели [19] и справочные данные [20, 21]:

$$\lambda = \sum_{j=1}^n \frac{C_j \lambda_j}{C_j + \sum_{k=1}^n \frac{M_j}{M_k} C_k \Psi_{jk} - C_j \Psi_{jj}}. \quad (3)$$

Здесь  $M$  — молекулярная масса компонента,  $\Psi_{jk}$  — коэффициент взаимодействия  $j$ -го и  $k$ -го компонентов смеси для расчета теплопроводности. Коэффициент диффузии  $i$ -го вещества в

многокомпонентную смесь  $D_{im}$  определялся по формуле

$$D_{im} = \frac{\sum_{j=1}^n \frac{C_j}{M_j} - \frac{C_i}{M_i}}{\sum_{j=1}^n \frac{C_j}{M_j D_{ij}} - \frac{C_i}{M_i D_{ii}}}, \quad (4)$$

где  $D_{ij}$  — коэффициент диффузии вещества  $i$  в веществе  $j$ .

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### Массообмен

Система уравнений массопереноса [23]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U C_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V C_i)}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + G_i \end{aligned} \quad (5)$$

использовалась для оценки погрешности метода обработки опытных данных. Здесь  $G_i$  — скорость образования (или расходования) компонентов  $i$  химически реагирующей смеси, которые подчиняются соотношению

$$\sum_i G_i = 0. \quad (6)$$

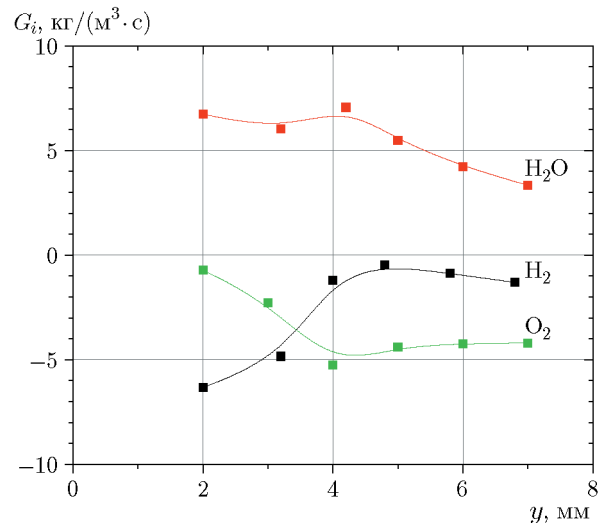


Рис. 6. Профили скорости образования воды, скорости расходования горючего и окислителя в пламени водородной струи, истекающей в воздух из щели



На рис. 6 показаны результаты определения скорости образования воды, скорости расхода водорода и кислорода в пламени водородной струи при удалении от среза сопла вдоль изотермы фронта пламени. Видно, что баланс скоростей расхода веществ выполняется с погрешностью  $\Delta G \approx 20\%$ . Скорость образования воды при  $y = 4$  мм соответствует значению  $\approx 7 \text{ кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$ .

### Теплообмен

В работе [24] уравнение энергии рассматривается в следующем виде:

$$\frac{\partial(\rho U c_p T)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V c_p T)}{\partial y} =$$

$$= W + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \right] \times \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) \right], \quad (7)$$

записанном для скорости тепловыделения  $W$ . В рамках предложенного подхода вклад молекулярного и конвективного переносов в скорость тепловыделения устанавливается по отдельности. Из (7) следует, что вклад теплопроводности

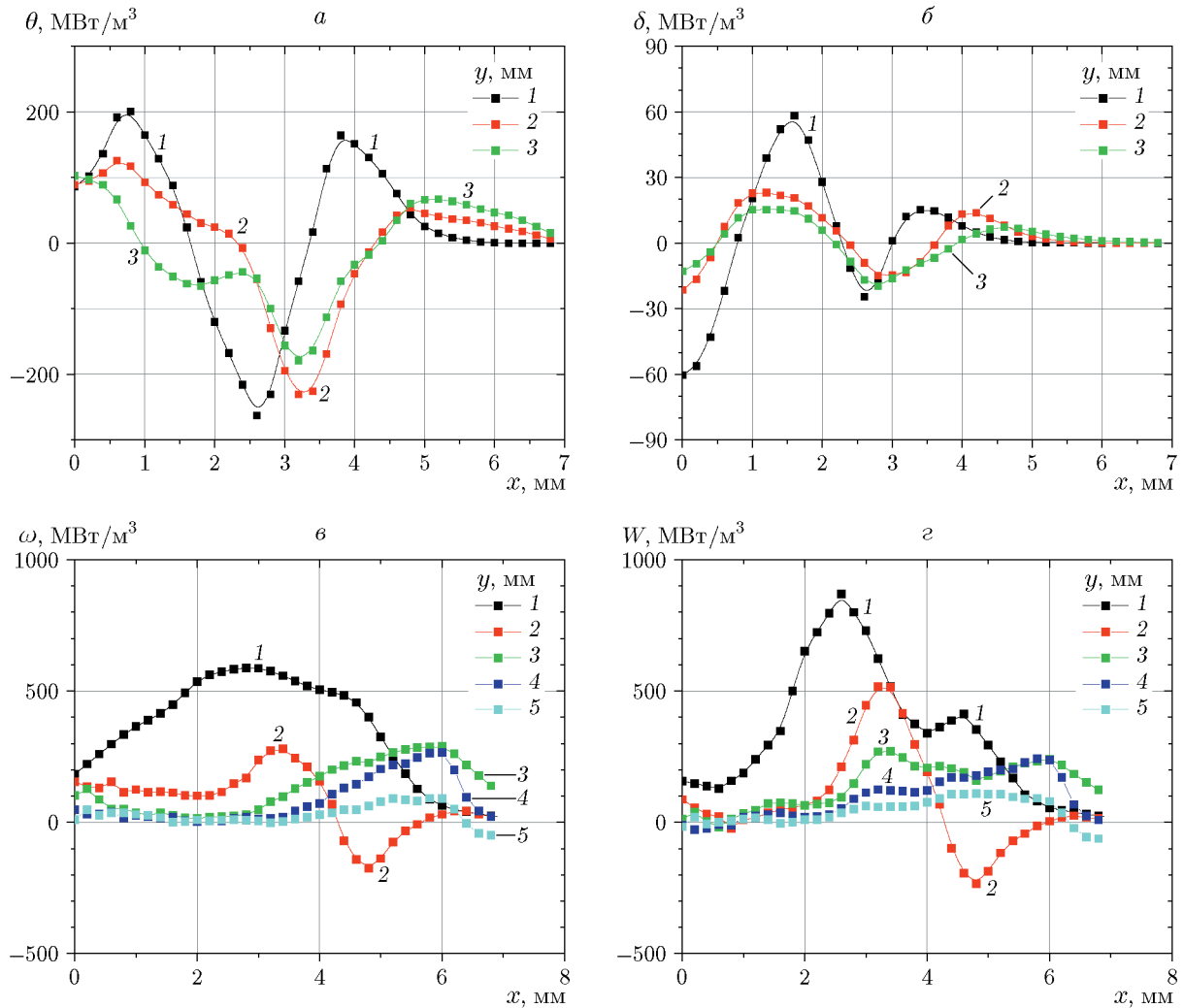


Рис. 7. Слагаемые уравнения энергии, связанные с теплопроводностью (а), переносом теплоты диффузией (б), конвекцией (в) и тепловыделением (г), соответствующие различной высоте над срезом сопла горелки

сти определяется слагаемым  $\theta$ :

$$\theta = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (8)$$

Изменение тепловыделения за счет переноса энтальпии диффузией водорода, кислорода, азота и воды рассчитывалось из опытных данных по формуле

$$\delta = \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \right] + \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) \right], \quad (9)$$

а вклад макроскопического движения газа определялся левой частью уравнения энергии:

$$\omega = \frac{\partial(\rho U c_p T)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V c_p T)}{\partial y}. \quad (10)$$

Интенсивность тепловыделения

$$W(x, y) = \omega - \theta - \delta. \quad (11)$$

Слагаемые уравнения энергии (7) для ближайших к выходу из сопла сечений  $y = 1, 2$  и  $3$  мм показаны на рис. 7. При  $x < 2$  мм координаты экстремумов  $\theta(x, y)$  и  $\delta(x, y)$  не совпадают между собой. На удалении от оси сопла ( $x > 3 \div 4$  мм) формы профилей  $\theta$  и  $\delta$  сближаются, но трехкратное превосходство теплопроводности над диффузионным переносом тепла сохраняется. Профили составляющей  $\omega(x, y)$ , связанной с конвективным движением (10), представлены на рис. 7, в.

Из уравнений (5), (7) следует, что скорость горения зависит не только от скорости химических реакций, но и от конкретных газодинамических особенностей течения, т. е. от структуры пламени. Поэтому возникает расхождение данных по тепловыделению в различных исследованиях. По данным [13] при диффузионном горении турбулентной струи водорода скорость тепловыделения составляет  $W \approx 20$  МВт/м<sup>3</sup>. Из [25] следует, что в плоском пламени стехиометрической смеси метана с воздухом скорость тепловыделения приближается к 2 ГВт/м<sup>3</sup>. По данным [26] расчетный уровень тепловыделения в пламени углеводородов при атмосферном давлении может достигать 6 ГВт/м<sup>3</sup>, в расчетах [7] для стехиометрической водородовоздушной смеси получена скорость тепловыделения порядка 15 ГВт/м<sup>3</sup>.

## ВЫВОДЫ

В работе использовалась оптическая аппаратура с энергетическими параметрами, характерными для обычной лазерной техники, работающей на частотах видимой области излучения. Объект исследования выбран исходя из особенностей аппаратуры и целей комплексного изучения структуры и тепло- и массообмена на начальном участке пламени, включая получение экспериментальных данных о скалярных и векторных параметрах. Профили компонентов скорости получены с помощью аппаратуры PIV, профили локальных температур и состава стабильных веществ — возбуждением и регистрацией спонтанного комбинационного рассеяния. Критически низкий уровень сигнала комбинационного рассеяния преодолен за счет ряда мероприятий. В их числе: применение узкополосного фильтра Notch, использование возвращающего сферического зеркала для рассеянного излучения, применение схемы синхронного детектирования, обеспечивающей совпадение времени вспышки лазерного излучения и приема рассеянного света, увеличение длины измерительного объема. Впервые протестирована схема фокусировки с внешним линейным резонатором, которая обеспечивает полное использование энергии зондирующего лазерного излучения при его многократном прохождении через объект исследования. Обработка оптических спектров, накопленных в ходе испытания аппаратуры, проводилась собственными программными средствами. Информация о зонах выделения и поглощения тепла была получена из опытных данных (для удаления от среза сопла  $1 < y < 8$  мм, от плоскости симметрии  $x < 8$  мм), обработанных с применением метода балансов в уравнениях энергии и диффузии.

Показано, что для условий экспериментов тепловыделение и образование воды существенно снижаются на удалении 5 мм выше по потоку. Около среза сопла максимальная интенсивность тепловыделения по нашим данным достигает 0.8 ГВт/м<sup>3</sup>. Показано, что вклады молекулярных механизмов переноса (теплопроводности и диффузионного переноса энтальпии) в интенсивность тепловыделения существенно различаются. Максимальная интенсивность переноса теплоты теплопроводностью практически втрое превышает перенос энтальпии за счет диффузии. Установлено, что тепловыделение зависит главным образом от



газодинамических и теплофизических характеристик газового потока при его макроскопическом движении.

Результаты работы, полученные в ходе испытания аппаратуры, ограничены возможностями использованного оборудования и методов обработки результатов измерений и носят скорее качественный, чем количественный характер. Авторы признательны В. В. Лукашову за полезное обсуждение полученных данных.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Maragkos G., Rauwoens P., Merci B. Differential diffusion effects in numerical simulations of laminar, axi-symmetric  $H_2/N_2$  — air diffusion flames // *Int. J. Hydrogen Energy*. — 2014. — V. 39, N 25. — P. 13285–14291. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2014.06.086.
2. Toro V. V., Mokhov A. V., Levinsky H. B., Smooke M. D. Combined experimental and computational study of laminar, axisymmetric hydrogen–air diffusion flames // *Proc. Combust. Inst.* — 2005. — V. 30, N 1. — P. 485–492. — DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.221.
3. Yu J. F., Yu R., Bai X. S. Onset of cellular instability in adiabatic  $H_2/O_2/N_2$  premixed flames anchored to a flat-flame heat-flux burner // *Int. J. Hydrogen Energy*. — 2013. — V. 38, N 34. — P. 14866–14878. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2013.09.075.
4. 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, N 4. — P. 355–368. — DOI: 10.1016/S0010-2180(03)00114-7.
5. Veynante D., Vervisch L., Poinso T., Liñán A., Ruetsch G. Triple flame structure and diffusion flame stabilization // *Proc. Summer Prog. Center for Turbulence Research*. — 1994. — P. 55–73.
6. Domingo P., Vervisch L. Triple flames and partially premixed combustion in autoignition of non-premixed turbulent mixtures // *Symp. (Int.) Combust.* — 1996. — V. 26, N 1. — P. 233–240. — DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80221-9.
7. Owston R., Abraham J. Structure of hydrogen triple flames and premixed flames compared // *Combust. Flame*. — 2010. — V. 157, N 8. — P. 1552–1565. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.01.014.
8. Абдрахманов Р. Х., Бояршинов Б. Ф. Тепловая и динамическая структура пламени этанола в пограничном слое вблизи преграды // *Физика горения и взрыва*. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 30–39. — DOI: 10.15732/FGV20160103. — EDN: VOHYLH.
9. Pandya T. P., Srivastava N. K. Structure of counterflow diffusion flame of ethanol // *Combust. Sci. Technol.* — 1975. — V. 11, N 5-6. — P. 165–180. — DOI: 10.1080/00102207508946697.
10. Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю., Абдрахманов Р. Х. Экспериментальное исследование теплообмена в ячейистом пламени богатой и бедной смеси пропан/бутан/воздух // *Теплофизика и аэромеханика*. — 2019. — Т. 26, № 1. — С. 85–94. — EDN: FOUKHU.
11. Abdrakhmanov R. Kh., Boyarshinov B. F., Fedorov S. Yu. Investigation of the local parameters of a cellular propane/butane/air flame // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 2017. — V. 109. — P. 1172–1180. — DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.02.044.
12. Cheng T. S., Wehrmeyer J. A., Pitz R. W. Simultaneous temperature and multispecies measurement in a lifted hydrogen diffusion flame // *Combust. Flame*. — 1992. — V. 91, N 3-4. — P. 323–345. — DOI: 10.1016/0010-2180(92)90061-S.
13. Brockhinke A., Haufe S., Kohse-Höinghaus K. Structural properties of lifted hydrogen jet flames // *Combust. Flame*. — 2000. — V. 121, N 1-2. — P. 367–377. — DOI: 10.1016/S0010-2180(99)00155-8.
14. Cheng T. S., Wu C.-Y., Chen C.-P., Li Y.-H., Chao Y.-C., Yuan T., Leu T. S. Detailed measurement and assessment of laminar hydrogen jet diffusion flames // *Combust. Flame*. — 2006. — V. 146, N 1-2. — P. 268–282. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2006.03.005.
15. Пат. РФ №2737345. Фокусирующая резонаторная система / Фёдоров С. Ю., Бояршинов Б. Ф. — Заявл. 18.02.2020. — Зарегистрирован в ГРИ РФ 27.11.2020.
16. Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю. Измерение температуры и состава газов в пламени пропана методом комбинационного рассеяния с фокусирующей резонаторной системой // *Теплофизика и аэромеханика*. — 2021. — Т. 28, № 5. — С. 753–758. — EDN: TUCSCY.
17. Свид-во о гос. регистрации № 2017616085 программы для ЭВМ CARSSpectra v.02 / Фёдоров С. Ю. — Заявл. 21.02.2017. — Зарегистрирована в Реестре программ для ЭВМ 01.06.2017.
18. Фёдоров С. Ю., Бояршинов Б. Ф. Многоходовая оптическая схема для широкополосных измерений в спектрах комбинационного рассеяния // *Приборы и техника эксперимента*. — 2017. — № 2. — С. 89–93. — DOI: 10.7868/S0032816217020045. — EDN: YIVDQR.
19. Wilke C. R. Diffusional properties of multicomponent gases // *Chem. Eng. Prog.* — 1950. — N 46. — P. 95–104.
20. Gordon S., McBride B. J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. I. Analysis. — NASA Rep. Publ. 1311, 1994.
21. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.

22. **Бояршинов Б. Ф.** Влияние турбулентности, ускорения и отрыва воздушного потока на поле скорости, температуры и на массообмен в пограничном слое с горением этанола // Теплофизика и аэромеханика. — 2022. — Т. 29, № 3. — С. 389–400. — EDN: TRICYO.
23. **Турбулентные** течения реагирующих газов: пер. с англ. / под ред. П. Либби, Ф. Вильямса. — М.: Мир, 1983.
24. **Raghavan V., Rangwala A. S., Torero J. L.** Laminar flame propagation on a horizontal fuel surface: Verification of classical Emmons solution // Combust. Theory Modell. — 2009. — V. 13, N 1. — P. 121–141. — DOI: 10.1080/13647830802483729.
25. **Hu Y., Tan J.-G., Lv L., Li X.-D.** Investigations on quantitative measurement of heat release rate using chemiluminescence in premixed methane-air flames // Acta Astronaut. — 2019. — V. 164. — P. 277–286. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.07.019.
26. **Bradly D.** How fast can we burn? // Symp. (Int.) Combust. — 1992. — V. 24, N 1. — P. 247–262. — DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80034-2.

*Поступила в редакцию 02.11.2022.  
После доработки 09.01.2023.  
Принята к публикации 01.02.2023.*

---