

УДК 535.375

## **Исследование развития и взаимосвязи процессов переноса при горении струи водорода, истекающей из щели в воздух<sup>\*</sup>**

**Бояршинов Б.Ф.**

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

E-mail: boyar@itp.nsc.ru

В работе исследуется переход от кинетического к диффузионному горению с применением оптических методов диагностики. Получены экспериментальные данные о полях температуры, составе и скорости движения газа вблизи передней кромки пламени водорода, истекающего из щели 2×20 мм в воздух. Методом балансов в уравнениях переноса энергии, импульса и вещества получено распределение скорости образования продуктов сгорания, интенсивности тепловыделения и давления. Показано, что при переходе к диффузионному горению тепловыделение по длине пламени снижается медленней, чем скорость образования воды.

**Ключевые слова:** кинетическое и диффузионное реагирование, тепловыделение, скорость образования продуктов сгорания, процессы переноса, комбинационное рассеяние.

Горение заранее перемешанных и неперемешанных реагентов существенно отличается интенсивностью и описывается разными закономерностями, свойственными процессам кинетического и диффузионного реагирования. В теории горения оба режима, как правило, рассматриваются по отдельности, хотя в одном и том же пламени они могут присутствовать одновременно. В зависимости от ситуации переход от кинетического к диффузионному реагированию может происходить на разных по протяженности участках пламени с разными характерными временами, и поэтому его изучение представляет интерес в плане управления горением.

Образование продуктов горения и расходование реагентов сопровождается переносом тепла, импульса и вещества. Эти процессы взаимосвязаны, но могут протекать с разными скоростями, величина которых зависит от конкретных условий и не всегда доступна для определения. Для анализа проблемы в самом общем виде [1] используются числа Дамкёлера  $Da = \tau_1/\tau_2$ , которые позволяют сравнивать характерные времена для параметров, относящихся к разнородным физико-химическим явлениям. В настоящей работе, чтобы судить о темпе развития процессов, сопутствующих горению, их очередности и взаимосвязи, предлагается вариант определения критериев Дамкёлера для пламени водорода, истекающего в воздух из щели. Исходные опытные данные были получены

---

<sup>\*</sup> Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН № 121031800217-8.

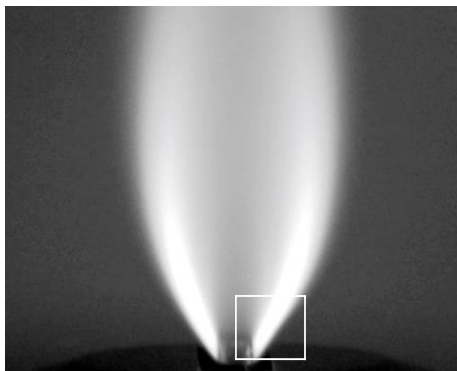
в ходе комплексных экспериментальных исследований процесса горения оптическими методами диагностики: для получения профилей состава и температуры использовалось спонтанное комбинационное рассеяние (КР), для профилей продольной и поперечной скорости газа применялся панорамный метод PIV (Particle Image Velocymeter).

В методе КР наиболее достоверные результаты достигаются в случае применения эксимерных лазеров, возбуждающих мощное рассеянное излучение из исследуемого участка пламени [2–4], через который транзитом проходит ультрафиолетовое излучение лазера. Интенсивность комбинационного рассеяния зависит от частоты излучения в четвертой степени, и с переходом от ультрафиолетовой к видимой области спектра, в которой работает традиционное лабораторное оборудование, интенсивность рассеяния катастрофически снижается. Крайне низкий уровень КР-сигнала может быть увеличен с помощью принятия специальных мер, направленных на эффективное использование энергии лазерного излучения. В их число входит организация многократного прохождения излучения через исследуемый объем после каждой единичной вспышки лазерного импульса [5], что достигается с помощью внешних оптических резонаторов [6, 7].

Панорамные измерения скорости PIV широко применяются в потоках с горением и без него, т.к. дают двумерную картину течения. Использование бесконтактных методов диагностики весьма желательно для исследования на одном и том же объекте сразу трех процессов: переносов импульса, энергии и вещества. В этом случае становится возможным изучить их связь и взаимное влияние. Таким образом, цель работы заключается в получении данных о динамике изменения процессов теплообмена и переноса импульса при переходе от кинетического к диффузионному режиму реагирования. Рассматривается традиционная реагирующая система — водород/воздух. Расположение области исследований у передней кромки пламени обусловлено стремлением приблизиться к началу перехода к диффузионному реагированию. Исходя из возможностей аппаратуры, выбрано плоское течение, в котором струя водорода истекает через щель в воздух, что позволяет усилить сигнал КР за счет использования удлиненного измерительного объема.

### Измерение состава газов и температуры

В качестве объекта исследований рассматривалась ближайшая к горелке область пламени водорода ( $y > 1$  мм), вертикально истекающего из щелевого сопла с выходным сечением  $2 \times 20$  мм ( $y$  — удаление от среза сопла по вертикали,  $x$  — смещение от центра струи по горизонтали). Для стабилизации пламени с обеих сторон струи водорода располагались две струи воздуха, истекающие из аналогичных параллельных щелей шириной 2 мм. Для этого сопло водорода устанавливалось в центре прямоугольного отверстия  $6 \times 26$  мм (рис. 1) и через него подавался воздух, скорость которого, осредненная по площади отверстия, была близка к скорости водорода на выходе из щели и составляла  $\sim 0,5$  м/с.



Для этого сопло водорода устанавливалось в центре прямоугольного отверстия  $6 \times 26$  мм (рис. 1) и через него подавался воздух, скорость которого, осредненная по площади отверстия, была близка к скорости водорода на выходе из щели и составляла  $\sim 0,5$  м/с.

Рис. 1. Пламя струи водорода (вид вдоль щели). Рамкой отмечен фрагмент  $7 \times 7$  мм, для которого получен комплекс опытных данных по составу, температуре и компонентам вектора скорости.

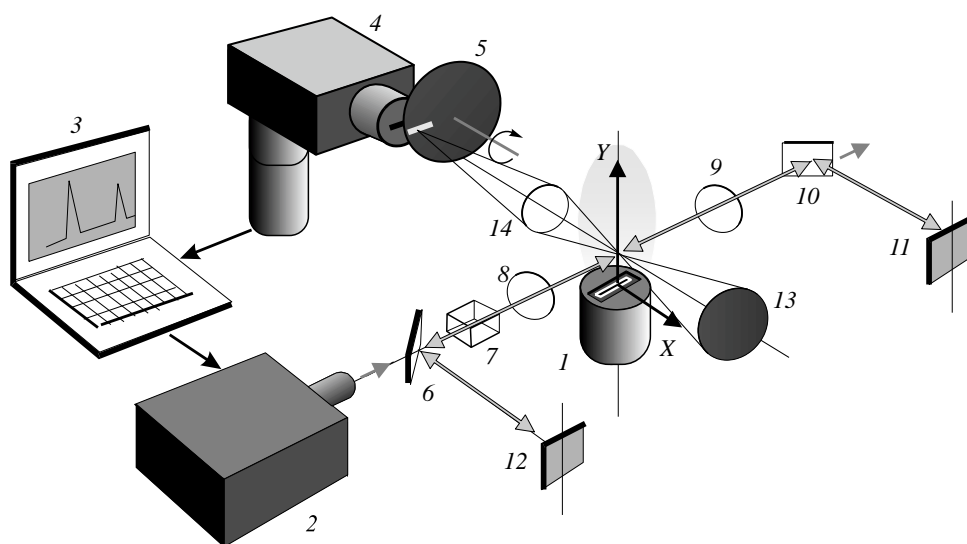


Рис. 2. Схема спектрометра комбинационного рассеяния с линейным фокусирующим резонатором.

- 1 — горелка, 2 — лазер, 3 — компьютер, 4 — спектрограф, 5 — диск, 6 — первое дихроичное зеркало, 7 — кристалл генератора второй гармоники, 8 — первая фокусирующая линза, 9 — вторая фокусирующая линза, 10 — второе дихроичное зеркало, 11, 12 — возвращающие зеркала, 13 — сферическое зеркало для рассеянного излучения, 14 — объектив приемной системы с Notch-фильтром.

Для измерений температуры и состава газов методом КР применялась фокусирующая система с внешним резонатором (рис. 2), позволяющая наиболее эффективно использовать энергию лазерного излучения. Впервые она была описана в работе [7]. В ней для возбуждения комбинационного рассеяния света часть инфракрасного излучения лазера 2 с помощью удвоителя частоты 7 преобразуется в видимое излучение (длина волны 532 нм с энергией в импульсе 50 мДж), которое остается в ловушке резонатора и многократно используется, а оставшаяся часть инфракрасного излучения покидает оптическую схему. Ловушка образована возвращающими 11, 12 и дихроичными 6 и 10 зеркалами, пропускающими излучение с длиной волны 1064 нм и отражающими свет с длиной волны 532 нм. Линзы 8 и 9, фокусирующие излучение лазера, образуют измерительный объем длиной 300 мкм и диаметром 50 мкм, продольная ось которого ориентирована вдоль щели в направлении минимальных градиентов температуры и концентрации газов. Рассеянное излучение из измерительного объема фокусировалось сферическим зеркалом 13 на входную щель спектрографа 4 (УМ-2), оснащенного многоканальным фотоприемником с усилителем яркости (изготовитель ООО «МОПС», г. Троицк).

Для синхронизации работы всех элементов схемы и снижения засветок приемной аппаратуры лазер генерировал световой импульс в момент прохождения щели вращающегося диска 5 мимо входной щели спектрографа. КР-спектры, дополненные информацией об энергии лазерных импульсов и интенсивности фонового излучения пламени, накапливались в памяти компьютера 3. Обработка оптических спектров проводилась с использованием оригинальных программных средств [8]. Методика получения профилей температуры и концентрации методом спектроскопического анализа, интервалы суммирования сигнала стоксовых полос исследуемых газов ( $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $N_2$  и  $O_2$ ) в водородном пламени были представлены ранее в работе [5]. Более подробное описание характеристик системы измерений содержится в работе [6], в которой был рассмотрен вариант использования оптической схемы с кольцевым внешним резонатором.

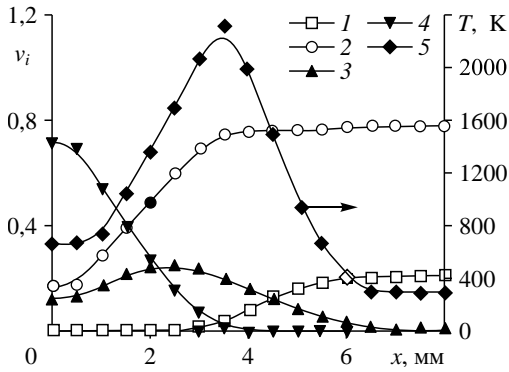


Рис. 3. Профили состава газов и температуры над щелевой горелкой на удалении от среза сопла  $y = 2$  мм. 1 — O<sub>2</sub>, 2 — N<sub>2</sub>, 3 — H<sub>2</sub>O, 4 — H<sub>2</sub>, 5 — T.

Соответствие между интенсивностью линий КР-спектра и количеством молекул N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>, т.е. калибровка аппаратуры, проводилось в опытах с чистым водородом и воздухом без горения. С горением водорода в воздухе было определено соотношение сигналов для линий воды и азота в области максимальных температур, где кислород и водород отсутствуют, а объемная доля воды составляет  $v = 0,3$  по измерениям [4]. При такой калибровке учитывалось различие сечений рассеяния воды и азота.

В качестве примера на рис. 3 представлен результат измерений температуры и состава газов на удалении от среза сопла  $y = 2$  мм, полученный с применением метода комбинационного рассеяния, в котором оптическая схема была дополнена фокусирующей резонаторной системой (рис. 2), системой подавления фонового излучения и системой регистрации изменений мощности лазера. Ординаты профилей на рис. 3 — это мольные доли компонента  $v_i$  и температура  $T$  смеси. Максимальное значение температуры во фронте пламени соответствует данным работы [9], а состав смеси при  $y = 2$  мм и  $x = 8$  мм — стандартному составу воздуха.

### Измерение проекций вектора скорости

Для исследования поля скорости в горячей струе водорода применялась аппаратура PIV, описанная в исследовании [10]. Частицы кварцевого порошка вводились в струю водорода, в поток воздуха и во внешнее пространство, окружающее горелку. На рис. 4 показана правая половина поля течения, соответствующая рис. 1. Область максимальных температур при горении струи водорода в воздухе отмечена красными точками. В нижней части рисунка красным цветом выделены контуры выходов водорода и воздуха.

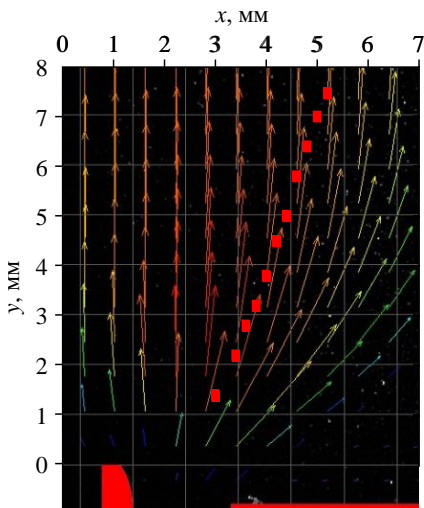


Рис. 4. Распределение векторов скорости вблизи устья горелки.

Красными символами отмечено положение области максимальных температур.

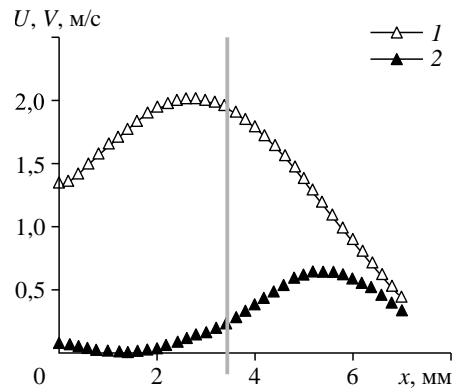


Рис. 5. Профили горизонтальной  $U$  (м/с) и вертикальной  $V$  (м/с) проекций скорости.  $y = 3$  мм; вертикальная линия — положение максимума температуры; 1 — профиль  $U$ , 2 — профиль  $V$ .

Типичные профили горизонтальной  $U$  (м/с) и вертикальной  $V$  (м/с) проекций скорости, соответствующие полю векторов на рис. 4, представлены на рис. 5. Видно, что положения экстремумов различаются между собой и не совпадают с положением максимума температуры, обозначенном серой вертикальной линией.

### Обработка опытных данных

Подготовка исходных данных проводилась с применением метода балансов в уравнениях переноса [11]. Для этого на основании проведенных измерений подготавливались таблицы или двумерные сетки с шагом  $\Delta x = \Delta y = 0,2$  мм по пространству пламени, в каждом узле которых были известны температуры, состав газов и компоненты вектора скорости движения газа, а также задавались теплофизические свойства газовой смеси (плотность, теплопроводность, вязкость, теплоемкость, коэффициенты диффузии). В уравнениях переноса и уравнении неразрывности дифференциалы заменялись конечными разностями, и далее с использованием возможностей Origin и Excel были получены локальные данные о статическом давлении, скорости выделения и поглощения тепла, о скорости образования/расходования веществ и другие параметры, недоступные при проведении прямых измерений. Процедура интегрирования заменялась суммированием, производные после дифференцирования сглаживались B-сплайном. Этот подход тестировался на опытных данных, полученных в экспериментах с газовыми потоками без горения, а затем применялся для анализа реагирующих течений [12].

Плотность смеси  $\rho$  (кг/м<sup>3</sup>) определялась по уравнению состояния с учетом мольной фракции  $v_i$  четырех  $i$ -веществ —  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$  и  $H_2O$ :

$$\rho = P \cdot \sum_{i=1}^4 m_i v_i / (RT), \quad (1)$$

здесь давление  $P = 1,013 \cdot 10^5$  Па, газовая постоянная  $R = 8,314$  Дж/(моль·К),  $m_i$  — молярная масса компонента смеси (кг/моль). Теплоемкость газовой смеси  $C_p$  (Дж/кг·К<sup>-1</sup>) рассчитывалась по массовой концентрации с учетом зависимости  $C_p(T)$  от температуры:

$$C_p = \sum (C \cdot C_p)_i. \quad (2)$$

В расчетах коэффициентов теплопроводности  $\lambda$  (Вт/м·К<sup>-1</sup>) использовались известные соотношения модели [13] и справочные данные [14, 15]:

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

здесь  $\Psi_{jk}$  — коэффициент взаимодействия  $j$ -го и  $k$ -го компонентов смеси для теплопроводности. Коэффициент диффузии  $i$ -го вещества в многокомпонентную смесь  $D_{im}$  (м<sup>2</sup>/с) определяется как

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

где  $D_{ij}$  — коэффициент взаимной диффузии  $i$ -го вещества в  $j$ -м веществе.

Коэффициент динамической вязкости смеси (5) определялся по формуле, аналогичной (3):

$$\mu = \sum_{j=1}^n C_j \mu_j / \left( C_j + \sum_{k=1}^n \frac{M_j}{M_k} C_k \Phi_{jk} - C_j \Phi_{jj} \right), \quad (5)$$

где  $\Phi_{jk}$  — коэффициент вязкого взаимодействия  $j$ -го и  $k$ -го компонентов смеси, который выражается формулой:

$$\Phi_{jk} = 0,25 \left[ 1 + \left( \frac{\mu_j}{\mu_k} \right)^{0,5} \left( \frac{M_k}{M_j} \right)^{0,25} \right]^2 \left( \frac{2M_k}{M_j + M_k} \right)^{0,5}, \quad (6)$$

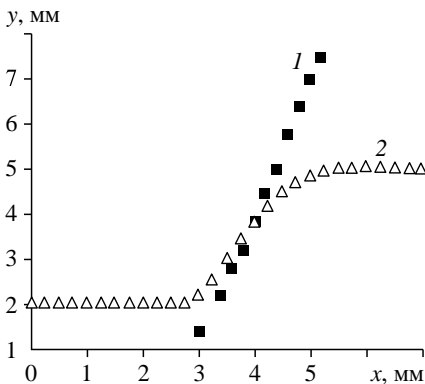
здесь  $\mu_j, \mu_k$  — коэффициенты динамической вязкости  $j$ - и  $k$ -компонентов смеси.

Установить точность определения параметров по результатам косвенных измерений затруднительно из-за отсутствия в литературе опытных данных необходимой полноты для аналогичного объекта исследований. Поэтому полученный комплекс разнородных физических величин и метод их обработки тестировался на предмет соответствия фундаментальным законам горения, к числу которых относится баланс массовых потоков и баланс скоростей образования/расходования веществ в ходе химического реагирования.

Баланс массовых потоков включает в себя параметры, полученные в ходе прямых измерений: локальные данные о проекции вектора скорости, о составе и температуре:

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial y} = 0. \quad (7)$$

Слагаемые уравнения неразрывности (7) рассчитывались с использованием предварительно подготовленных сеток опытных данных. Было установлено, что в области пламени с повышенными градиентами массовых потоков (порядка  $10^2 \text{ кг/м}^3\text{с}^{-1}$ ), может иметь место отличие производных  $\partial(\rho V)/\partial y$  и  $\partial(\rho U)/\partial x$ , относящихся к одной и той же точке газового потока. Исследование причин погрешности слагаемых уравнения неразрывности, которые обусловлены особенностями настройки конкретной аппаратуры PIV, выходит за рамки настоящей работы. Здесь были установлены области пламени, где эти слагаемые совпадают между собой. На рис. 6 маркерами 2 показана граница, выше которой точность выполнения баланса в уравнении неразрывности не хуже 20%. Результаты косвенных измерений, расположенные ниже этой границы, следует считать качественными, их погрешность превышает установленный уровень.



Маркерами 1 на рис. 6 отмечены координаты области максимальной температуры. Видно, что точность опытных данных, полученных во фронте пламени, не хуже 20%, если  $y > 2$  мм. Далее рис. 6 использовался как шаблон при анализе распределения теплофизических параметров рассматриваемого пламени водорода.

Рис. 6. Расположение области максимальных температур (1) и граница, ниже которой погрешность работы превышает 20% (2).

## Анализ переноса вещества

Анализ переноса вещества с применением системы уравнений массопереноса [16] также позволяет судить о точности использованного комплексного подхода:

$$\frac{\partial(\rho UC_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho VC_i)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + G_i, \quad (8)$$

здесь  $G_i$  ( $\text{кг/м}^3\text{с}^{-1}$ ) — скорость образования/расходования компонента химически реагирующей смеси из трех веществ ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ), которая подчиняется соотношению

$$\sum_i G_i = 0. \quad (9)$$

В уравнениях переноса (8) дифференциалы заменялись конечными разностями (с шагом  $\Delta x = \Delta y = 0,2$  мм) и сглаживались B-сплайном.

На рис. 7 приведены данные по скорости образования воды, скорости расходования водорода и кислорода в пламени водородной струи при удалении от среза сопла вдоль изотермы фронта пламени  $y > 2$  мм. Видно, что баланс скоростей расходования веществ (8) выполняется с погрешностью  $\Delta G \sim 20\%$ . Скорость образования воды в сечении, удаленном от сопла на  $y = 4$  мм, соответствует  $\sim 7 \text{ кг/м}^3\text{с}^{-1}$ .

Распределение скорости образования воды вблизи фронта пламени со стороны горючего и окислителя, рассчитанное по уравнению (8), показано на рис. 8. Видно, что скорость образования продуктов горения изменяется по высоте и ширине пламени, а центр области образования воды вблизи передней кромки пламени смещен в сторону горючего. Утолщенными линиями отмечена граница области с нулевой скоростью образования  $\text{H}_2\text{O}$ .

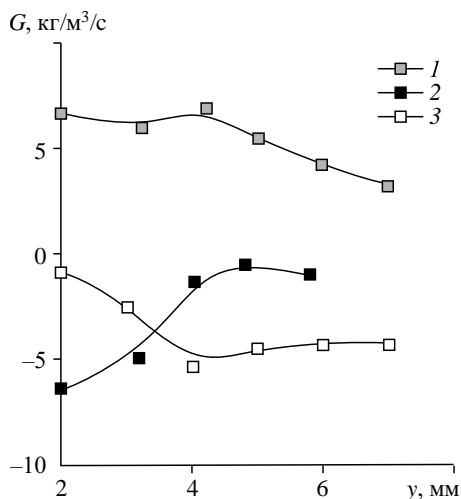


Рис. 7. Профили скорости образования воды (1), скорости расходования горючего (2) и окислителя (3) вдоль фронта пламени водородной струи, истекающей в воздух из щели.

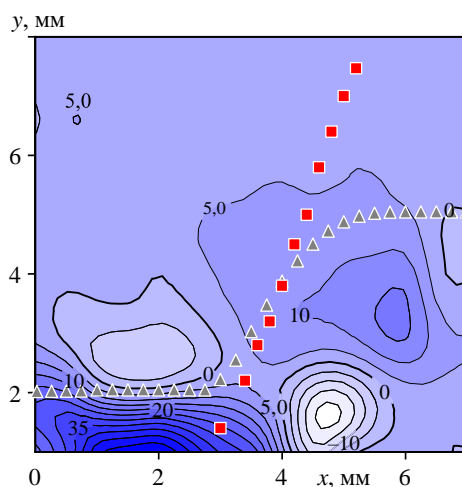


Рис. 8. Линии равных скоростей образования воды ( $\text{кг/с}\cdot\text{м}^3$ ). См. обозначения на рис. 6.

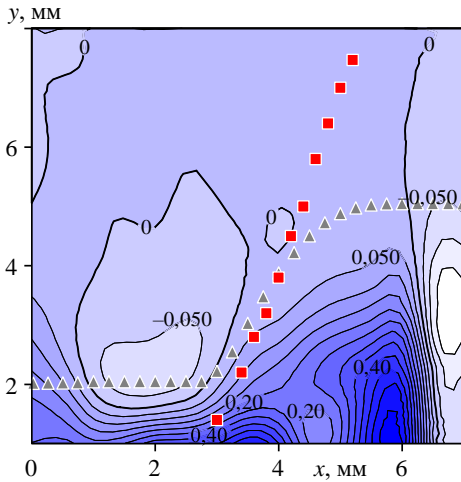


Рис. 9. Изобары (Па) в исследованном фрагменте пламени водорода.

См. обозначения на рис. 6; красными символами отмечено положение максимума температуры.

### Перенос импульса

Движение газа в плоскости  $x$ - $y$  описывается двумя уравнениями. Уравнение движения по вертикали записывается в виде:

$$\left( \frac{\partial \rho V^2}{\partial y} + \frac{\partial (\rho V U)}{\partial x} \right) = -\frac{\partial \Delta P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \Delta \rho \cdot g, \quad (10)$$

по горизонтали —

$$\left( \frac{\partial \rho U^2}{\partial x} + \frac{\partial (\rho V U)}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \Delta P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial U}{\partial x} \right). \quad (11)$$

Анализ величины слагаемых уравнений движения (10) и (11) показал, что значения левых частей, связанных с конвективным движением, в обоих уравнениях в пределах  $x < 4$  мм значительно превосходят сумму вторых производных правых частей. Для  $y > 3$  мм значение левой части уравнения движения (10) существенно превышает соответствующую величину левой части уравнения (11). По этой причине распределение статического давления  $\Delta P(x, y)$  определялось интегрированием уравнения (10) с граничными условиями ( $\Delta P = P - P_{ат} = 0$  если  $y = 8$  мм):

$$\Delta P = \int_1^y \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial V}{\partial x} \right) - \left( \frac{\partial \rho V^2}{\partial y} + \frac{\partial (\rho V U)}{\partial x} \right) \right] \cdot dy. \quad (12)$$

На рис. 9 показаны изобары (Па), полученные интегрированием уравнения движения в вертикальном направлении (12), записанном в виде конечных разностей. Утолщенными линиями выделена изобара  $\Delta P = 0$ . Около передней кромки пламени в зоне горючего ( $y \sim 2,5$  мм,  $x \sim 1,5$  мм) виден участок небольшого понижения давления, который отделен фронтом пламени от участков повышенного давления в области окислителя. Эта область повышенного давления (при  $y < 2$  мм,  $x \sim 3,5$  мм), обусловленная тепловым расширением при горении, смещена относительно максимума температуры в сторону окислителя. Вторая область повышенного давления соответствует  $x \sim 6$  мм и связана с большими градиентами  $d\rho/dy$  и  $d\rho/dx$  во внешней области пламени.

### Тепловыделение

Распределение тепловыделения  $W$  (Вт/м<sup>3</sup>) было получено из уравнения энергии [17]:

$$W(x, y) = \left( \frac{\partial (\rho U C_p T)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho V C_p T)}{\partial y} \right) - \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] -$$



$$-\left\{ \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_{im} C_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \right] - \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{im} C_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) \right] \right\}. \quad (13)$$

Здесь первая пара слагаемых в круглых скобках правой части связана с конвективным переносом энергии, вторая пара в квадратных скобках — слагаемые от теплопроводности, а в фигурных скобках — слагаемые, отражающие диффузионный перенос энтальпии.

Анализ соотношения между слагаемыми (13) показал, что интенсивность диффузионного переноса энтальпии не превосходит трети от интенсивности переноса тепла теплопроводностью. Тепловыделение  $W$  определяется главным образом интенсивностью конвективного переноса энергии, т.е. зависит от слагаемых, включающих в себя градиенты скорости. На рис. 10 изолиниями (МВт/м<sup>3</sup>) показано распределение скорости тепловыделения в исследованном фрагменте пламени водорода. Наибольшая интенсивность выделения тепла отмечается в зоне максимума температуры.

Для анализа конвективного переноса импульса, вещества и теплоты наиболее сложным участком в исследованном пламени является область вблизи передней кромки пламени со стороны окислителя, которая привносит особенности в распределение параметров (см. рис. 8–11). Для получения количественных данных в рамках настоящей работы эта важная область оказалась за пределами возможностей имеющегося экспериментального оборудования.

### Обсуждение и выводы

В представленной работе рассматривался участок пламени вблизи выхода водорода из щели в воздух с целью получения данных о динамике изменения тепломассообмена и переноса импульса, о связи между ними при переходе от кинетического к диффузионному режиму реагирования. Для измерения локальной температуры и состава смеси, а также для панорамных исследований поля скоростей последовательно использовались два известных оптических метода — КР и PIV. На основании этих измерений были получены данные о пространственном распределении скоростей изменения физико-химических параметров газа, характеризующих подобие и отличие полей тепловыделения, давления и скорости горения.

Метод КР реализовывался с помощью лазера Nd:YAG с обычными для лабораторного оборудования характеристиками (энергия в импульсе не превышала 50 мДж). Для преодоления критически низкого уровня интенсивности рассеянного излучения оптическая схема была дополнена внешним резонатором. Аппаратура PIV применялась в условиях ламинарного газового потока, где измерения осложняются тем, что продольная и поперечная компоненты скорости

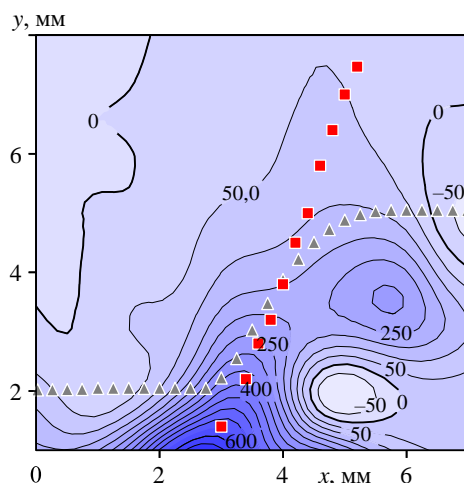


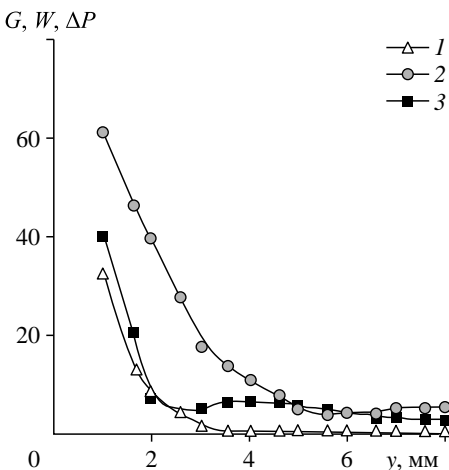
Рис. 10. Распределение тепловыделения (МВт/м<sup>3</sup>) в исследованном фрагменте пламени водорода.

См. обозначения на рис. 6; ниже линии, обозначенной треугольниками, данные носят иллюстративный характер; красными квадратами отмечено положение максимума температуры.

сопоставимы по величине. Бесконтактные измерения разнородных параметров проводились с помощью оборудования, использующего разные физические принципы. Поэтому для оценки точности полученных данных был выбран наиболее надежный критерий — выполнение баланса в уравнениях сохранения. Опытные данные тестировались на предмет выполнения баланса массовых потоков в уравнении неразрывности и баланса скоростей образования/расходования веществ в уравнениях массопереноса. В результате такого анализа был выделен фрагмент пламени, для которого погрешность результатов оценивалась на уровне ~20 %. Этот фрагмент пламени находится в области перехода от кинетического к диффузионному режиму химического реагирования, когда скорость изменения параметров радикально снижается. Переход начинается вблизи передней кромки пламени и завершается после достижения нулевого градиента скорости физико-химических превращений.

На рис. 11 показано изменение статического давления, скорости тепловыделения и скорости образования воды вдоль фронта пламени водорода, температура в котором практически не меняется по координате  $y$  (мм) и составляет ~2200 К. Видно, что тепловое расширение и образование воды стабилизируются одновременно при  $y \sim 3$  мм: давление  $\Delta P$  приходит к нулю, а связанное с ним тепловое расширение прекращается. В рассмотренном автором случае при переходе к диффузионному горению скорость образования воды стабилизировалась на уровне  $G \sim 3-4$  кг/м<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>, что существенно ниже, чем в расчетах для плоского и тройного пламени перемешанной смеси водорода с воздухом [18]. Тепловыделение устанавливается и практически не изменяется при  $y \sim 5$  мм, т.е. несколько позже, чем стабилизируется скорость образования воды. Причина этого может быть связана с конвективным переносом высокоэнтальпийного газа, движущегося от передней кромки пламени вверх вдоль линий тока. Число Дамкёлера при переходе к диффузионному горению, равное отношению времени стабилизации скорости тепловыделения  $\tau_1$  и скорости образования воды  $\tau_2$ , оценивается как  $Da = \tau_1/\tau_2 \sim 1,6$ .

Таким образом, при исследовании горения струи водорода в воздухе на основании опытных данных методом балансов в уравнениях переноса энергии, импульса и вещества было получено распределение скорости образования продуктов сгорания, интенсивности выделения и поглощения тепла, а также количественные данные о скорости химического реагирования. Показано, что при переходе к диффузионному горению тепловыделение снижается медленней, чем скорость образования воды. Пространственное рас-



положение центра области тепловыделения соответствует координатам максимума температуры, максимум скорости образования воды вблизи передней кромки пламени смещен в зону горючего, а максимум давления — в сторону окислителя.

Очевидно, что более полная информация о переходе от кинетического реагирования к диффузионному горению может быть получена при совершенствовании методов измерений

Рис. 11. Изменение статического давления ( $\Delta P \cdot 100$ , Па) (1), скорости тепловыделения ( $W/10$ , МВт/м<sup>3</sup>) (2) и скорости образования воды ( $G$ , кг/м<sup>3</sup>с) (3) вдоль фронта пламени водорода.

локальных параметров газа в непосредственной близости к передней кромке пламени (при  $y = 0 - 1$  мм). Обязательным условием остается выполнение тестов на соответствия балансам потоков в уравнении неразрывности и скоростей образования/расходования вещества в уравнениях диффузии.

Автор признателен коллегам С.Ю. Фёдорову, Р.Х. Абдрахманову и В.С. Наумкину за их вклад в осуществление экспериментов и подготовку опытных данных, представленных в настоящей работе.

### Список литературы

1. Турбулентные течения реагирующих газов / Под ред. П. Либби, Ф. Вильямса. Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 328 с.
2. Cheng T.S., Wehrmeyer J.A., Pitz R.W. Simultaneous temperature and multispecies measurement in a lifted hydrogen diffusion flame // Combustion and Flame. 1992. Vol. 91, Iss. 3–4. P. 323–345.
3. Brockhinke A., Naufe S., Kohse-Höinghaus K. Structural properties of lifted hydrogen jet flames // Combustion and Flame. 2000. Vol. 121, Iss. 1–2. P. 367–377.
4. 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 // Combustion and Flame. 2006. Vol. 146, Iss. 1–2. P. 268–282.
5. 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.
6. Бояршинов Б.Ф., Федоров 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.
7. Пат. 2737345 РФ, МПК<sup>51</sup> G02B 27/16, СПК<sup>52</sup> ПОИИ 27/16. Фокусирующая резонаторная система / Фёдоров С.Ю., Бояршинов Б.Ф.; патентообладатель ИТ СО РАН. № 2020107500; заявл. 18.02.2020; опубл. 27.11.2020, Бюл. № 23.
8. Свидетельство № 2017616085 на программу для ЭВМ CARŠpectra V.02. Приоритет от 21.02.2017. Автор: Федоров С.Ю. Правообладатель: ИТ СО РАН.
9. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968. 592 с.
10. Бояршинов Б.Ф., Фёдоров С.Ю., Абдрахманов Р.Х. Экспериментальное исследование теплообмена в ячейном пламени богатой и бедной смеси пропан/бутан/воздух // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 1. С. 85–94.
11. Abdrakhmanov R.Kh., Boyarshinov B.F., Fedorov S.Yu. Investigation of the local parameters of a cellular propane/butane/air flame // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 1172–1180.
12. 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.
13. Wilke C.R. Diffusional properties of multicomponent gases // Chemical Engng Progress. 1950. № 46. P. 95–104.
14. Gordon S., McBride B.J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. I. Analysis. Washington: NASA RP1311, 1994. Vol. 1. 58 p.
15. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 721 с.
16. Исаев С.И., Кожинов И.А., Кофанов В.М., Леонтьев А.И., Миронов Б.М., Никитин В.М. и др. Теория теплообмена / Под ред. Леонтьева А.И. М.: Высш. школа, 1979. 495 с.
17. Raghavan V., Rangwala A.S., Torero J.L. Laminar flame propagation on a horizontal fuel surface: Verification of classical Emmons solution // Combustion Theory and Modelling. 2009. Vol. 13, Iss. 1. P. 12–141.
18. Owston R., Abraham J. Structure of hydrogen triple flames and premixed flames compared // Combustion and Flame. 2010. Vol. 157, Iss. 8. P. 1552–1565.

*Статья поступила в редакцию 11 апреля 2023 г.,  
после доработки — 30 июня 2023 г.,  
принята к публикации 17 августа 2023 г.*