

УДК 536.46,543.424.2

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В БУНЗЕНОВСКОМ ГАЗОКАПЕЛЬНОМ ПЛАМЕНИ СПИРТА НА ОСНОВЕ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОН

Д. К. Шараборин, А. С. Лобасов, Р. В. Толстогузов, В. М. Дулин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Sharaborin.d@gmail.com

Представлены результаты экспериментальных панорамных измерений поля температуры методом, основанным на регистрации лазерно-индуцированной флуоресценции гидроксильного радикала (ОН) при возбуждении двух различных переходов (two-line PLIF) в ламинарном коническом пламени газокapельной смеси этилового спирта и воздуха. Ламинарный поток равномерно перемешанной смеси этилового спирт/воздух с мелкими каплями организован ультразвуковым распылителем внутри резервуара с жидким этанолом. Свойства двухфазного потока на выходе из сопла без сгорания контролировались оптическим зондом, принцип действия которого основан на времяпролетном методе. Оценки поля температуры выполнены на основе возбуждения линий  $Q_1(5)$  и  $Q_1(14)$  перехода (1–0) электронной системы  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ . Пространственная неравномерность распределения энергии в лазерном «ноже», который освещает центральную плоскость конуса пламени, и изменение энергии импульсов от кадра к кадру были компенсированы использованием дополнительной камеры, регистрирующей распределение интенсивности лазерного излучения в калибровочной кювете.

Ключевые слова: ламинарное пламя, горение этанола, горение газокapельной смеси и воздуха, OH PLIF, панорамная термометрия two-line OH PLIF.

DOI 10.15372/FGV20220501

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время предъявляются высокие требования как к эффективности, так и к экологичности и уровню вредных выбросов энергетических установок и агрегатов, работающих на сжигании газообразного и жидкого топлива. Проектирование и создание современных или модернизация уже существующих систем невозможны без однозначного представления физических процессов, протекающих в камерах сгорания. Проведение натурного эксперимента в реальных условиях чаще всего неоправданно затратно и затруднительно с точки зрения технической реализации. По этой причине при разработке новых горелочных устройств и камер сгорания применяются методы численного моделирования. Однако численные методы моделирования, особенно методы моделирования процессов горения,

нуждаются в верификации результатов на простых физических реализациях.

Горение в двухфазных потоках с каплями жидкого топлива является более сложным с точки зрения численного моделирования и математического описания по сравнению с горением смеси газов, поскольку оно включает в себя не только химические реакции и перенос газовой фазы, но и процессы переноса при движении и взаимодействии капель жидкой фазы, их нагреве и испарении. Влияние этих процессов на горение рассмотрено в ряде обзорных статей (см. [1–4]). Как правило, особенности воспламенения [5–8] и распространения фронта пламени [9–12] изучаются в базовых экспериментальных конфигурациях при установившемся постоянном потоке полностью перемешанной смеси, равномерно заполненной каплями жидкого топлива. Наиболее распространенными базовыми конфигурациями являются ламинарное коническое пламя [13], растянутое противоточное пламя [2, 14, 15] и импактное пламя, стабилизированное при натекании потока на твердую поверхность [16, 17].

В данной работе акцент сделан на измерение температуры в коническом ламинарном пламени газокapельной смеси паров эта-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00781). Эксперимент проведен в рамках государственного задания ИТ СО РАН. Оборудование для проведения исследований предоставлено в рамках гранта Правительства РФ № 075-15-2019-1888.

© Шараборин Д. К., Лобасов А. С., Толстогузов Р. В., Дулин В. М., 2022.

нола с воздухом методом панорамной лазерно-индуцированной флуоресценции (planar laser-induced fluorescence, PLIF). В настоящее время метод PLIF, основанный на возбуждении двух различных переходов гидроксильного радикала (two-line OH PLIF), стал часто используемым методом оценки температуры в продуктах сгорания [18–21]. В разных работах сообщается об использовании различных переходов для возбуждения сигнала флуоресценции [22–25]. Среди наиболее популярных — пары переходов  $P_1(2) : R_2(13)$  и  $Q_1(5) : Q_1(14)$  [18, 21, 24, 25]. Как обсуждалось в предыдущей публикации [26], пара  $Q_1(5) : Q_1(14)$  из рассмотренных в работе имеет самое большое отношение регистрируемых сигналов и дает хорошее совпадение по температуре со значениями, измеренными методом на основе спонтанного комбинационного рассеяния, что делает данную пару наиболее предпочтительной для измерения температуры, основанного на возбуждении переходов  $(1-0)$  системы  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ .

Целью данной работы является получение новых экспериментальных данных в коническом ламинарном пламени ( $Re = 1000$ ) смеси этанола с воздухом, насыщенной каплями, при различных коэффициентах избытка топлива ( $\phi = 0.95$  и  $1.2$ ). Полученные данные в дальнейшем могут быть использованы для верификации численных моделей. Проведены также проверка применимости и отладка метода плоскостных измерений температуры на основе регистрации сигнала OH PLIF в газок капельном пламени. Описаны процедуры пространственного сведения и калибровки источников излучения и регистрирующих систем двух используемых комбинированных PLIF-систем. Для измерения характеристик двухфазного нереагирующего потока использован времяпролетный метод [27].

## 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

### 1.1. Установка и измерительное оборудование

Измерения проводились в ламинарном коническом предварительно перемешанном пламени, стабилизированном на кромке осесимметричного сужающегося сопла. Трехмерная геометрия сопла подробно описана в работе [28] (случай без завихрителя), трехмерная модель приведена на рис. 1. Число Рейнольдса потока, истекающего из сопла диаметром 15 мм,

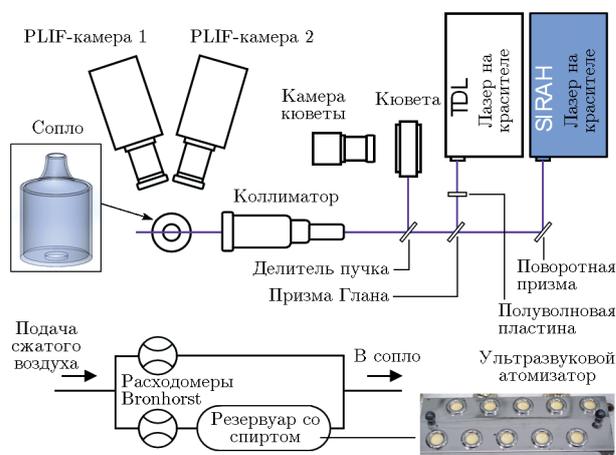


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и системы подготовки газок капельной смеси

составляло  $Re = 1000$  (расчет по расходу 10.8 л/мин и вязкости воздуха при комнатной температуре). В качестве топлива использована смесь паров и взвеси капель спирта, перемешанных с сухим воздухом. Выбор спирта в качестве топлива обусловлен относительной безопасностью его хранения и использования по сравнению с другими видами жидкого топлива. Помимо этого, горение спирта описывается меньшим количеством промежуточных химических реакций, чем другие жидкие топлива (например, керосин), что упрощает использование спирта в качестве модельного топлива при численном моделировании. Подача топлива производилась путем пропускания воздуха через резервуар с этанолом. На дне резервуара был установлен ультразвуковой атомизатор (KERI M1009-2), состоящий из десяти пьезоэлектрических мембран, собранных в едином корпусе, с электронным блоком, генерирующим сигнал на частоте 1.7 МГц. Подобные блоки используются в промышленных увлажнителях. При максимальном расходе воздуха через бак полное замещение газа в объеме бака (приблизительно 50 л, десять из которых жидкий спирт) занимает достаточно длительное время ( $\approx 4$  мин). Заявленная изготовителем производительность (объем воды, переводимый суммарно в пар и аэрозоль) ультразвукового атомизатора составляет 9 л/ч, что значительно превышает количество паров спирта, уносимых воздухом из бака (1.6 г/мин паров этанола при расходе воздуха 10.8 л/мин). Таким образом удалось обеспечить равновесную концентрацию насыщенных паров этанола в воздухе в

объеме бака. Основной поток воздуха с парами и каплями этанола мог быть разбавлен дополнительным потоком сухого воздуха для изменения соотношения топлива/воздух на выходе из сопла. Для обеспечения лучшего перемешивания основного и дополнительного воздушных потоков сопло было подключено к системе через длинную (70 см) трубу-смеситель. Для контроля расходов воздуха использовались массовые расходомеры (Bronkhorst El-Flow). Размер и скорость капель этанола на выходе из сопла измеряли с помощью оптической измерительной системы, основанной на времяпролетном методе (AOM Systems SpraySpry). Средний размер капель составил 14 мкм.

Для оценки температуры пламени был использован метод two-line OH PLIF (см. рис. 1). Метод был реализован с использованием двух независимых систем OH PLIF, синхронизированных генератором импульсов (модель BNC 575). Одна из систем PLIF состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Sirah Precision scan), импульсного лазера накачки Nd: YAG (QuantaRay, энергия приблизительно 0.7 Дж в импульсе на длине волны 532 нм) и чувствительной в ультрафиолетовом диапазоне интенсифицированной ПЗС-камеры (PCO Dicom Pro, 12-битные изображения с разрешением  $1280 \times 1024$  пиксель). Другая система также состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Quantel TDL+), лазера накачки Nd: YAG (Quantel YG980 с энергией 0.5 Дж в импульсе на длине волны 532 нм) и камеры (LaVision Imager sCMOS, 16-битные изображения с разрешением  $2560 \times 2160$  пиксель), подключенной к усилителю (LaVision IRO). Интенсифицированные камеры были оснащены УФ-объективами (LaVision 100 мм,  $f\# = 2.8$ ) и полосовыми оптическими фильтрами (LOT-Oriel с коэффициентом пропускания 17 % на длине волны 310 нм с шириной на полувысоте 11 нм).

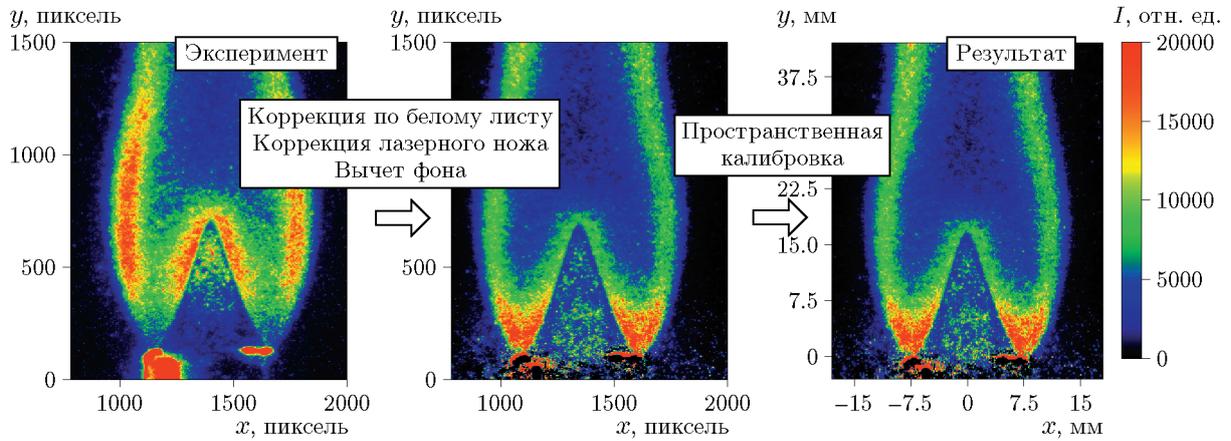
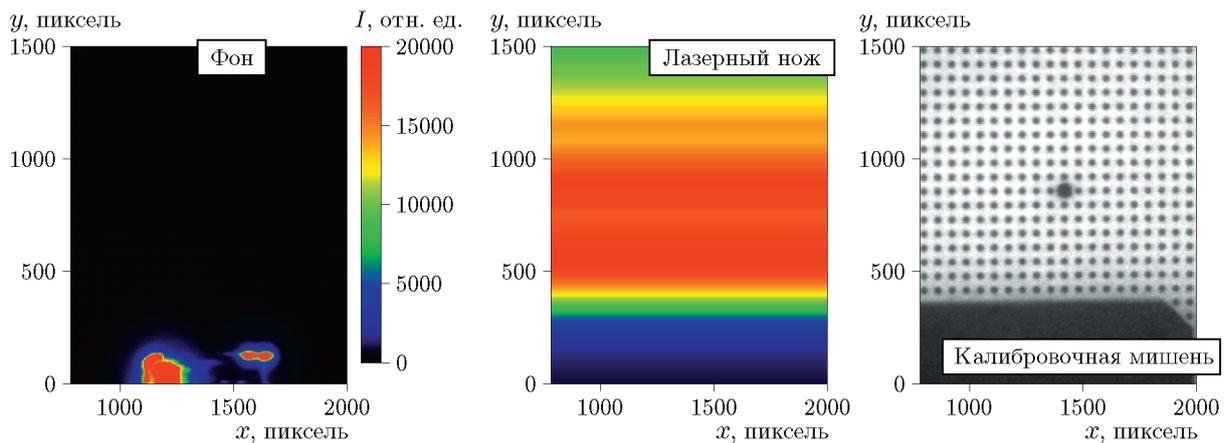
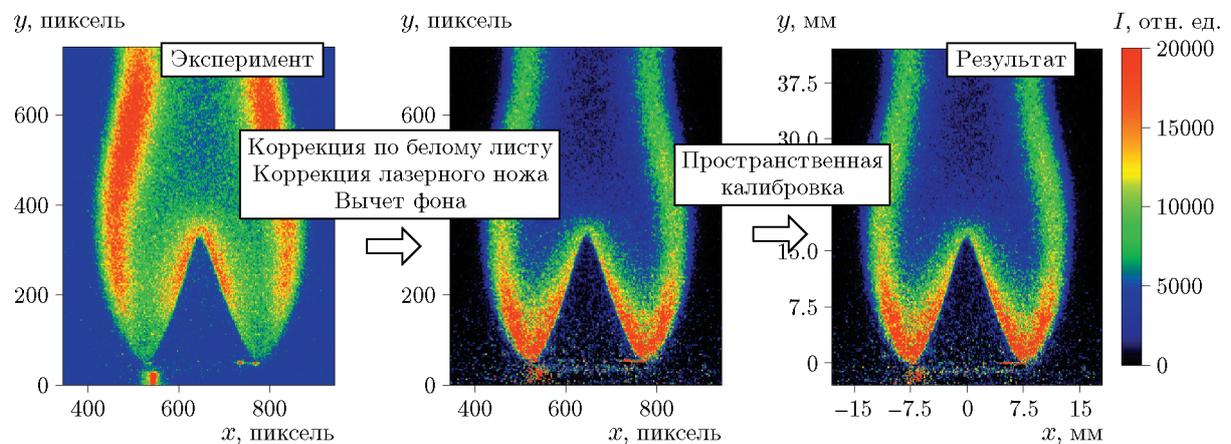
Для реализации метода two-line OH PLIF использовалась комбинация линий  $Q_1(5)$  и  $Q_1(14)$  полосы переходов (1-0) электронной системы  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ , которая является, согласно работе [26], одной из наиболее эффективных пар. Средняя энергия импульсов перестраиваемых лазеров для этих переходов составляла приблизительно 3 и 15 мДж соответственно. Чтобы обеспечить контроль соответствия длины волны лазеров длинам волн возбуждения, были проведены сканирование спектра

возбуждения радикала OH и калибровка путем сравнения с результатами моделирования с использованием программного обеспечения LifBase [29]. Лучи лазеров двух PLIF-систем были сведены к одному оптическому пути с помощью призмы Глана — Тейлора (Thorlabs) и полуволновой пластины, после чего лучи были развернуты в коллимированный лазерный нож шириной 50 мм и толщиной 0.8 мм в области измерения. Контроль оптимального пространственного совпадения лазерных ножей проводился перед экспериментом с использованием фотобумаги. Два лазерных импульса PLIF-систем были разделены по времени на 0.6 мкс. Время экспозиции обеих PLIF-камер составляло 200 нс. Чтобы учесть неравномерность распределения энергии в обоих лазерных ножах, дополнительная ПЗС-камера (ImperX Bobcat IGV-B4820, 12-битные изображения) контролировала интенсивность флуоресценции внутри прямоугольной кюветы, заполненной раствором родамина 6G. Часть лазерного излучения отражалась ( $\approx 4\%$ ) в кювету полупрозрачным зеркалом, размещенным после коллиматора.

Пространственное сведение изображений с PLIF-камер к единой координатной системе было проведено с использованием плоской калибровочной мишени (Edmund optics). Мишень представляла собой рассеивающую белую пластину размером  $100 \times 100$  мм с черными круглыми маркерами диаметром 1 мм, расположенными на регулярной сетке с шагом между узлами 2 мм. Преобразования проекций изображений для каждой камеры были аппроксимированы полиномами 3-го порядка [30].

## 1.2. Обработка экспериментальных данных

После коррекции искажений перспективы PLIF-изображения были обработаны набором математических алгоритмов, включающих в себя коррекцию пространственной неоднородности распределения энергии в лазерном ноже и чувствительности регистрирующих матриц камер. Помимо этого, к изображениям применялись процедуры удаления фона, теневого тока и переотражений (примеры показаны на рис. 2–5). Неоднородная чувствительность детекторов учитывалась путем съемки белой бумаги, помещенной вне фокуса и равномерно освещенной. Фон оценивался путем регистрации PLIF-изображений, когда лазер освещал плоскость измерения без пламени и капель. Пространственные разрешения PLIF-систем —

Рис. 2. Пример процесса обработки для возбуждения линии  $Q_1(14)$ Рис. 3. Пример изображения фона, распределения интенсивности в лазерном ноже и калибровочной мишени в случае возбуждения линии  $Q_1(14)$ Рис. 4. Пример процесса обработки для возбуждения линии  $Q_1(5)$

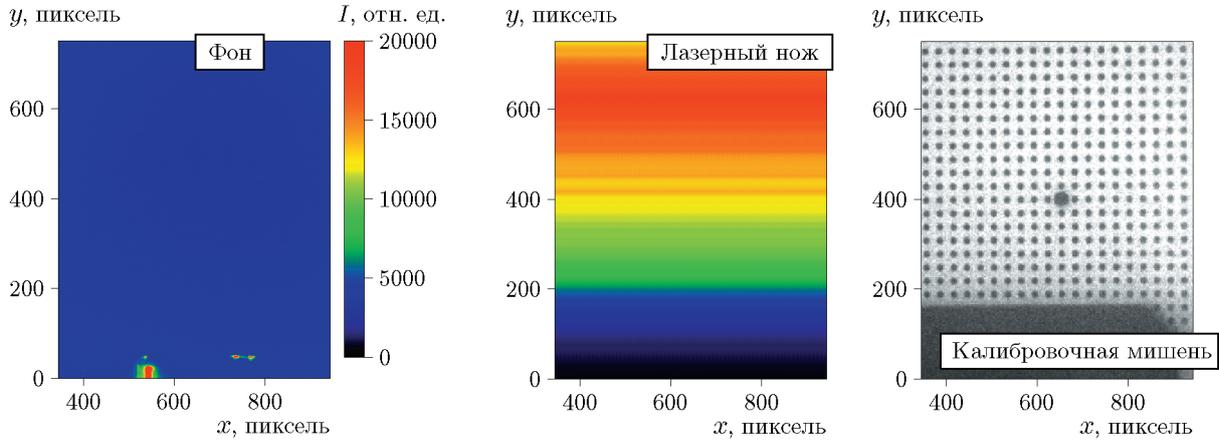


Рис. 5. Пример изображения фона, распределения интенсивности в лазерном ноже и калибровочной мишени в случае возбуждения линии  $Q_1(5)$

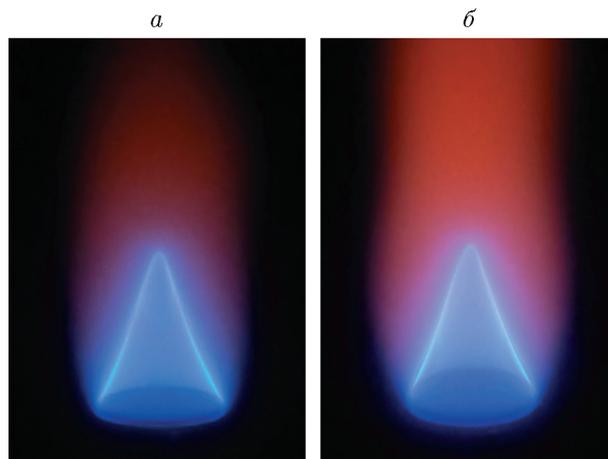


Рис. 6. Фотографии исследуемого ламинарного пламени ( $Re = 1000$ ) при  $\phi = 0.95$  (а) и 1.2 (б)

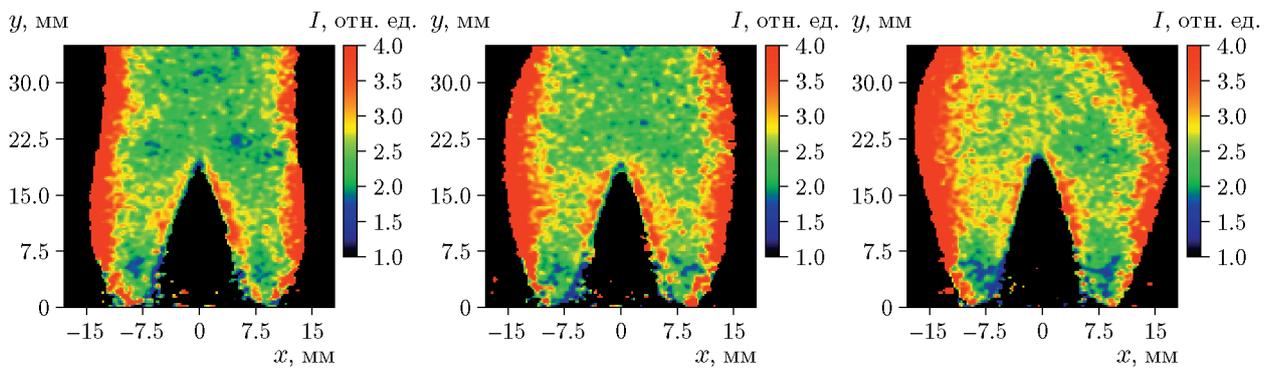


Рис. 7. Примеры отношения мгновенных PLIF-сигналов линий  $Q_1(5)$  и  $Q_1(14)$ , зарегистрированные в различные моменты времени при  $Re = 1000$  и  $\phi = 0.95$

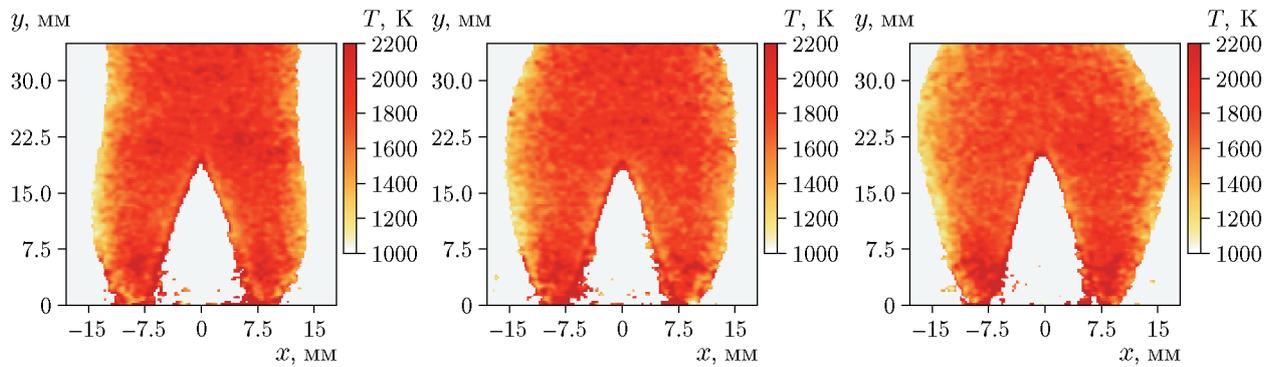


Рис. 8. Примеры распределения мгновенной температуры, зарегистрированные в различные моменты времени в режиме  $Re = 1000$  и  $\phi = 0.95$

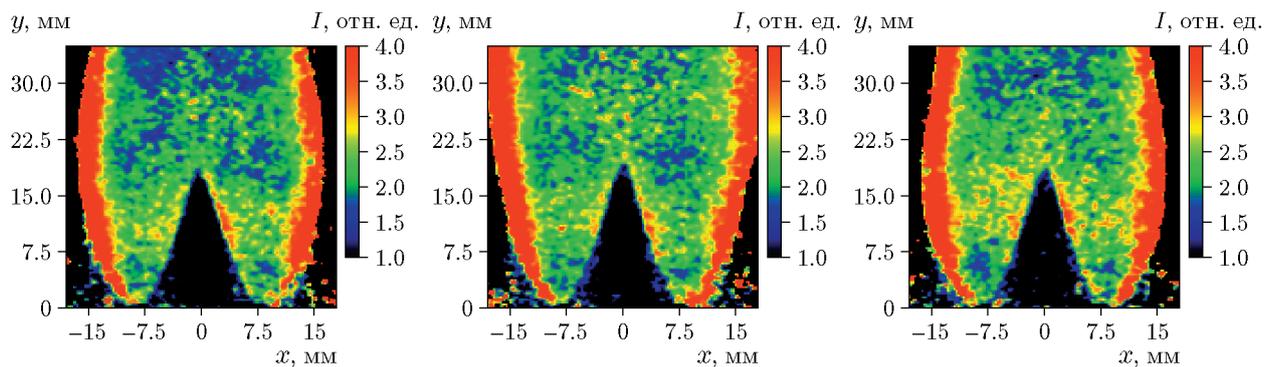


Рис. 9. Примеры отношения мгновенных PLIF-сигналов линий  $Q_1(5)$  и  $Q_1(14)$ , зарегистрированные в различные моменты времени при  $Re = 1000$  и  $\phi = 1.2$

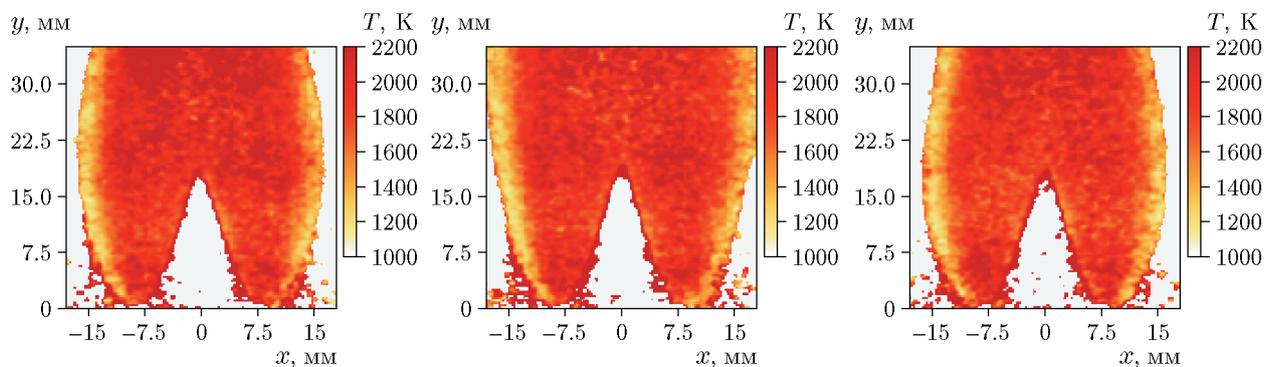


Рис. 10. Примеры распределения мгновенной температуры, зарегистрированные в различные моменты времени в режиме  $Re = 1000$  и  $\phi = 1.2$

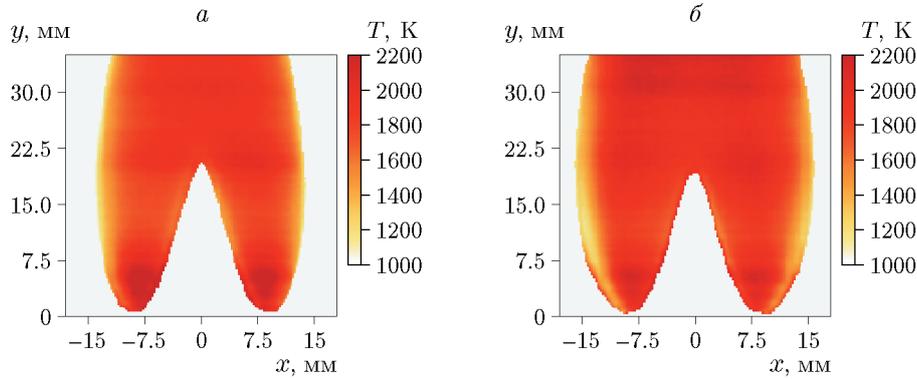


Рис. 11. Средние распределения температуры в исследуемых режимах  $Re = 1\,000$  и  $\phi = 0.95$  (а) и  $1.2$  (б)

31.42 и 15.11 пиксель/мм. Для контроля пространственного распределения интенсивности в лазерном ноже, что необходимо для коррекции PLIF-данных, использовалась кварцевая прямоугольная кювета с раствором родамина 6G в воде.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для оценки температуры с использованием метода two-line PLIF флуоресценция ОН возбуждалась на двух разных линиях переходов из основного состояния  $X^2\Pi$ . Отношение интенсивностей сигналов флуоресценции ( $S_1, S_2$ ) соотносится с температурой  $T$  в соответствии с населенностью основных состояний по распределению Больцмана [24]:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{B_1 I_1 (2J_1 + 1)}{B_2 I_2 (2J_2 + 1)} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right). \quad (1)$$

Здесь  $J_1, J_2$  — вращательные квантовые числа возбужденных переходов 1 и 2 для основных состояний с энергиями  $E_1, E_2$  соответственно;  $B_1, B_2$  — коэффициенты поглощения Эйнштейна;  $I_1, I_2$  — локальные значения плотности энергии лазерного излучения, полученные из оценки на основе изображений в кювете.

На рис. 6 показаны фотографии ламинарного конического пламени ( $Re = 1\,000$ ) при коэффициентах избытка топлива  $\phi = 0.95$  и  $1.2$ . На рис. 7 приведены три примера отношения мгновенных распределений PLIF-сигналов для двух линий  $(S_1 I_2)/(S_2 I_1)$  при  $\phi = 0.95$ , снятые в различные моменты времени. На рис. 8 представлена оценка мгновенного распределения температуры для того же случая. На рис. 9

и 10 приведены аналогичные примеры в случае  $\phi = 1.2$ . Данные показывают, что слой смешения между окружающим воздухом и горячей смесью продуктов сгорания над фронтом пламени искажается и колеблется из-за естественной конвекции, возникающей в результате действия сил плавучести. Температура пламени меняется в диапазоне  $1\,200 \div 2\,100$  К, причем наименьшие значения наблюдаются во внешнем слое смешения с окружающим воздухом. Следует отметить, что анализ данных и оценка температуры возможны только в области, где присутствует горячий радикал ОН, поэтому области без сигнала закрашены на изображениях белым.

На рис. 11 представлены осредненные по времени распределения температуры, полученные на основе 500 мгновенных реализаций температуры для каждого случая. Распределения не показывают существенного влияния поглощения лазерного излучения вдоль оси распространения лазерного ножа. Установлено, что среднеквадратичные пульсации температуры за фронтом пламени находятся в диапазоне  $100 \div 150$  К. Они вызваны главным образом шумом регистрирующей системы, который может быть уменьшен путем объединения на аппаратном уровне пикселей матрицы в группы с единым накоплением заряда (image binning). На рис. 12 показано сечение распределения температуры в пламени на высоте 25 мм над кромкой сопла. Как и ожидалось, профиль температуры пламени в режиме богатого горения шире из-за дополнительной зоны реакции вблизи внешнего слоя смешения, где окисляется несгоревшее во фронте пламени избыточное топливо.

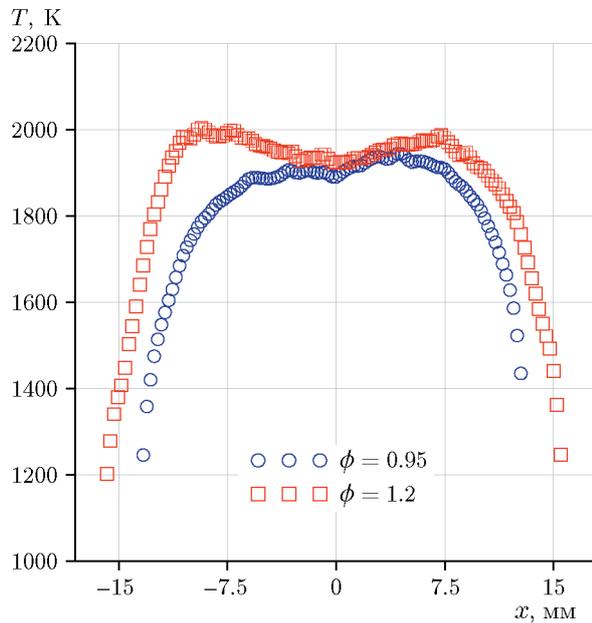


Рис. 12. Профили средней температуры в исследуемых режимах в сечении на высоте 25 мм над срезом сопла

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты оценки методом two-line OH PLIF температуры в ламинарном коническом пламени смеси воздух — этанол с каплями жидкого топлива. Путем математической обработки были оценены реализации поля температуры с временным разрешением, равным приблизительно 0.6 мкс. Установлено, что среднеквадратичные колебания температуры за фронтом ламинарного конического пламени из-за шума регистрирующей системы составляют до 150 К и могут быть уменьшены без значительной потери пространственного разрешения путем объединения на аппаратном уровне пикселей матрицы в группы с единым накоплением заряда (image binning).

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Sirignano W. A.** Fuel droplet vaporization and spray combustion theory // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 1983. — V. 9, N 4. — P. 291–322. — DOI: 10.1016/0360-1285(83)90011-4.
2. **Li S. C.** Spray stagnation flames // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 1997. — V. 23, N 4. — P. 303–347. — DOI: 10.1016/S0360-1285(96)00013-5.
3. **Jenny P., Roekaerts D., Beishuize N. N.** Modeling of turbulent dilute spray combustion // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2012. — V. 38, N 6. — P. 846–887. — DOI: 10.1016/j.pecs.2012.07.001.
4. **Masri A. R.** Turbulent combustion of sprays: from dilute to dense // *Combust. Sci. Technol.* — 2016. — V. 188, N 10. — P. 1619–1639. — DOI: 10.1080/00102202.2016.1198788.
5. **Ballal D. R., Lefebvre A. H.** Ignition and flame quenching of flowing heterogeneous fuel–air mixtures // *Combust. Flame.* — 1979. — V. 35. — P. 155–168. — DOI: 10.1016/0010-2180(79)90019-1.
6. **Danis A. M., Namer I., Cernansky N. P.** Droplet size and equivalence ratio effects on spark ignition of monodisperse *n*-heptane and methanol sprays // *Combust. Flame.* — 1988. — V. 74, N 3. — P. 285–294. — DOI: 10.1016/0010-2180(88)90074-0.
7. **De Oliveira P. M., Allison P. M., Mastorakos E.** Ignition of uniform droplet-laden weakly turbulent flows following a laser spark // *Combust. Flame.* — 2019. — V. 199. — P. 387–400. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.10.009.
8. **De Oliveira P. M., Mastorakos E.** Mechanisms of flame propagation in jet fuel sprays as revealed by OH/fuel planar laser-induced fluorescence and OH\* chemiluminescence // *Combust. Flame.* — 2019. — V. 206. — P. 308–321. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.05.005.
9. **Hayashi S., Kumagai S., Sakai T.** Propagation velocity and structure of flames in droplet–vapor–air mixtures // *Combust. Sci. Technol.* — 1977. — V. 15, N 5-6. — P. 169–177. — DOI: 10.1080/00102207708946782.
10. **Richards G. A., Lefebvre A. H.** Turbulent flame speeds of hydrocarbon fuel droplets in air // *Combust. Flame.* — 1989. — V. 78, N 3-4. — P. 299–307. — DOI: 10.1016/0010-2180(89)90019-9.
11. **Nomura H., Kawasumi I., Ujiie Y., Sato J. I.** Effects of pressure on flame propagation in a premixture containing fine fuel droplets // *Proc. Combust. Inst.* — 2007. — V. 31, N 2. — P. 2133–2140. — DOI: 10.1016/j.proci.2006.07.036.
12. **Bradley D., Lawes M., Liao S., Saat A.** Laminar mass burning and entrainment velocities and flame instabilities of *i*-octane, ethanol and hydrous ethanol/air aerosols // *Combust. Flame.* — 2014. — V. 161, N 6. — P. 1620–1632. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.12.011.
13. **Burgoyne J. H., Cohen L.** The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols // *Proc. R. Soc. A.* — 1954. — V. 225, N 1162. — P. 375–392. — DOI: 10.1098/rspa.1954.0210.
14. **Chen G., Gomez A.** Counterflow diffusion flames of quasi-monodisperse electrostatic sprays // *Proc. Combust. Inst.* — 1992. — V. 24, N 1. — P. 1531–1539. — DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80178-5.

15. **Darabiha N., Lacas F., Rolon J. C., Candel S.** Laminar counterflow spray diffusion flames: A comparison between experimental results and complex chemistry calculations // *Combust. Flame.* — 1993. — V. 95, N 3. — P. 261–275. — DOI: 10.1016/0010-2180(93)90131-L.
16. **Chong C. T., Hochgreb S.** Measurements of laminar flame speeds of acetone/methane/air mixtures // *Combust. Flame.* — 2011. — V. 158, N 3. — P. 490–500. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.09.019.
17. **Fan L., Tian B., Chong C. T., Jaafar M. N. M., Tanno K., McGrath D., de Oliveira P. M., Rogg B., Hochgreb S.** The effect of fine droplets on laminar propagation speed of a strained acetone–methane flame: Experiment and simulations // *Combust. Flame.* — 2021. — V. 229. — P. 111377. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2021.02.023.
18. **Giezendanner-Thoben R., Meier U., Meier W., Aigner M.** Phase-locked temperature measurements by two-line OH PLIF thermometry of a self-excited combustion instability in a gas turbine model combustor // *Flow Turbul. Combust.* — 2005. — V. 75, N 1–4. — P. 317–333. — DOI: 10.1007/s10494-005-8587-0.
19. **Ayoola B., Hartung G., Armitage C. A., Hult J., Cant R. S., Kaminski C. F.** Temperature response of turbulent premixed flames to inlet velocity oscillations // *Exp. Fluids.* — 2009. — V. 46, N 1. — P. 27–41. — DOI: 10.1007/s00348-008-0534-0.
20. **Yang Z., Yu X., Peng J., Wang L., Dong Z., Li X., Sun S., Meng S., Xu H.** Effects of N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O dilutions on temperature and concentration fields of OH in methane Bunsen flames by using PLIF thermometry and bi-directional PLIF // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2017. — V. 81. — P. 209–222. — DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2016.10.017.
21. **Halls B. R., Hsu P. S., Roy S., Meyer T. R., Gord J. R.** Two-color volumetric laser-induced fluorescence for 3D OH and temperature fields in turbulent reacting flows // *Opt. Lett.* — 2018. — V. 43, N 12. — P. 2961–2964. — DOI: 10.1364/OL.43.002961.
22. **Seitzman J. M., Hanson R. K., DeBarber P. A., Hess C. F.** Application of quantitative two-line OH planar laser-induced fluorescence for temporally resolved planar thermometry in reacting flows // *Appl. Opt.* — 1994. — V. 33, N 18. — P. 4000–4012. — DOI: 10.1364/AO.33.004000.
23. **Welle E. J., Roberts W. L., Carter C. D., Donbar J. M.** The response of a propane-air counter-flow diffusion flame subjected to a transient flow field // *Combust. Flame.* — 2003. — V. 135, N 3. — P. 285–297. — DOI: 10.1016/S0010-2180(03)00167-6.
24. **Devillers R., Bruneaux G., Schulz C.** Development of a two-line OH-laser-induced fluorescence thermometry diagnostics strategy for gas-phase temperature measurements in engines // *Appl. Opt.* — 2008. — V. 47, N 31. — P. 5871–5885. — DOI: 10.1364/AO.47.005871.
25. **Kostka S., Roy S., Lakusta P. J., Meyer T. R., Renfro M. W., Gord J. R., Branam R.** Comparison of line-peak and line-scanning excitation in two-color laser-induced-fluorescence thermometry of OH // *Appl. Opt.* — 2009. — V. 48, N 32. — P. 6332–6343. — DOI: 10.1364/AO.48.006332.
26. **Лобасов А. С., Толстогузов Р. В., Шараборин Д. К., Чикишев Л. М., Дулин В. М.** Об эффективности использования различных линий возбуждения перехода (1–0) флуоресценции OH для панорамной термометрии // *Теплофизика и аэромеханика.* — 2021. — Т. 28, № 5. — С. 793–797.
27. **Schäfer W., Tropea C.** Time-shift technique for simultaneous measurement of size, velocity, and relative refractive index of transparent droplets or particles in a flow // *Appl. Opt.* — 2014. — V. 53, N 4. — P. 588–597. — DOI: 10.1364/AO.53.000588.
28. **Lobasov A. S., Alekseenko S. V., Markovich D. M., Dulin V. M.** Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate // *Int. J. Heat Fluid Flow.* — 2020. — V. 83. — P. 108539. — DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2020.108539.
29. **Luque J., Crosley D.** Lifbase: Database and spectral simulation (version 1.5) // *SRI Int. Rep.*, MP 99–009. — 1999.
30. **Soloff S. M., Adrian R. J., Liu Z. C.** Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* — 1997. — V. 8, N 12. — P. 1441–1454.

*Поступила в редакцию 01.02.2022.*

*После доработки 04.05.2022.*

*Принята к публикации 25.05.2022.*