

УДК 535.372, 536.51

## Об эффективности использования различных линий возбуждения перехода (1–0) флуоресценции ОН для панорамной термометрии\*

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

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск  
Новосибирский государственный университет*

E-mail: vmd@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного и экспериментального исследований эффективности выбора пары линий возбуждения гидроксильного радикала ОН перехода (1–0) системы  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  для измерения локальной температуры в пламени углеводородной смеси. Для численных расчетов использовался программный пакет LASKIN. Измерения выполнены для ламинарного пламени в форме конуса при горении предварительно перемешанной метановоздушной смеси с коэффициентом избытка воздуха 1,1 при атмосферном давлении. Рассмотрены комбинации различных пар линий возбуждения, рекомендуемых в литературе. Результаты численного моделирования демонстрируют хорошее соответствие с теоретической зависимостью в диапазоне температур 1200–2100 К для пар линий возбуждения  $Q_1(5):Q_1(14)$ ,  $Q_1(5):Q_2(11)$  и несколько большее расхождение для пар  $R_2(2):R_2(13)$  и  $R_2(2):R_2(10)$ . При этом для пар линий возбуждения  $Q_1(5):Q_1(14)$  и  $R_2(2):R_2(13)$  имеет место наибольшая чувствительность к температуре. Преимуществом выбора последней является то, что эти переходы соответствуют близким значениям длин волн возбуждения в окрестности 282 нм, что может быть более удобно в эксперименте.

**Ключевые слова:** панорамная термометрия, лазерно-индуцированная флуоресценция, гидроксильный радикал.

Метод плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (ПЛИФ), используемый для диагностики пространственной структуры потоков, основан на регистрации изображений интенсивности флуоресценции молекул, электронно-возбужденных в выбранной плоскости потока с использованием лазерного излучения. В потоках с горением изменение длины волны лазерного излучения позволяет возбуждать различные типы молекул, являющихся реагентами ( $C_2H_2$ ,  $O_2$ ), интермедиами ( $HCHO$ ,  $HCO$ ,  $CH$ ,  $CO$ ,  $OH$  и др.) или продуктами горения ( $NO$ ,  $NO_2$ ), а также молекул, практически не участвующих в химических реакциях ( $I_2$ ,  $SO_2$ ). В частности, метод ПЛИФ эффективен для исследования пространственных распределений концентрации радикалов, которые визуализируют зоны химического реагирования и области локального тепловыделения [1–3]. Кроме того, метод ПЛИФ успешно применяется для бесконтактных измерений поля температуры в нереагирующих и реагирующих газовых потоках. Например,  $NO$  часто используется для измерения температуры в высокоскоростных потоках [4]

\* Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, номер соглашения 075-15-2020-806.

и его также можно применять для потоков с горением при высоких температурах (до 2300 К) [5]. Для стационарного ламинарного пламени было показано, что сканирование длины волны возбуждающего излучения в случае флуоресценции NO (с концентрацией до 2000 ppm) обеспечивает проведение двумерных измерений температуры до ~ 2200 К с точностью не менее 10 % [6]. Недостатком сканирования является длительное время измерения, что ограничивает применение метода стационарными потоками.

Термометрия, основанная на регистрации ПЛИФ-сигнала, при возбуждении флуоресценции с использованием переходов на двух различных длинах волн возбуждения в отличие от сканирования обладает меньшей точностью, но обеспечивает достаточное временное разрешение для изучения турбулентного пламени, поскольку используются только две вспышки лазера. Двумерная [7, 8] и трехмерная [9] визуализации практически мгновенных распределений температуры возможны в случае регистрации флуоресценции OH, возбуждаемой для двух отдельных переходов [10]. Сравнение подходов, основанных на возбуждении двух различных переходов и сканировании спектра флуоресценции OH для измерения температуры, подробно обсуждалось в работе [11].

В целом метод основан на регистрации отношения интенсивности флуоресценции при возбуждении двух линий перехода в одно верхнее состояние. Как правило, в случае гидроксильного радикала OH ПЛИФ-метод реализован для возбуждения перехода (1–0) для длин волн вблизи 282 нм и регистрации интенсивности излучения линий (1–1) и (0–0) в диапазоне длин волн 300–320 нм. Ввиду того, что правила отбора накладывают ограничения на изменение вращательного квантового числа, чувствительность метода к температуре оказывается низкой при возбуждении двух линий в полосе колебательных переходов (1–0). Поэтому на практике используются линии возбуждения, не пересекающиеся с другими, такие как  $R_2(10)$ ,  $R_1(12)$ ,  $R_2(2)$ ,  $R_2(13)$ ,  $Q_1(5)$  вблизи 282 нм и  $Q_2(11)$  и  $Q_1(14)$  вблизи 286 нм. В некоторых работах используются линии, пересекающиеся с другими, например,  $P_1(2)$ , близкая к  $R_1(14)$ , и  $R_2(8)$ , близкая к  $R_2(5)$ . Наиболее часто используются отношения интенсивности флуоресценции линий  $P_1(2):R_2(13)$  и  $Q_1(5):Q_1(14)$  (см. [7, 10] и [9, 11]) по сравнению с другими, такими как  $P_1(2):Q_2(11)$ ,  $Q_1(5):Q_2(11)$ ,  $P_1(1):R_1(14)$ ,  $R_2(8):Q_2(11)$  [11–13]. При этом в разных работах можно встретить противоположные выводы об эффективности использования различных пар переходов для измерения температуры.

В представленной работе экспериментально и численно исследуется эффективность использования распространенных ( $Q_1(5):Q_1(14)$ ,  $P_1(2):R_2(13)$ ) и редких ( $R_2(2):R_2(13)$ ,  $R_2(2):R_2(10)$ ) комбинаций пар различных линий возбуждения перехода  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  (1–0) при регистрации интенсивности флуоресценции переходов (0–0) и (1–1). Для численного моделирования спектров флуоресценции OH использовался программный пакет LASKIN [14]. Экспериментальное исследование проведено для ламинарного пламени при горении предварительно перемешанной метановоздушной смеси с коэффициентом избытка воздуха 1,1 (эквивалентном отношения топлива  $\Phi = 0,9$ ), поступающей из профилированного осесимметричного сопла с диаметром выходного отверстия  $d = 15$  мм. Осевая среднерасходная скорость смеси на срезе сопла составляла  $U_0 = 1$  м/с, число Рейнольдса  $Re = 1000$ . Система регистрации интенсивности ПЛИФ состояла из перестраиваемого импульсного лазера на красителе (Sirah Precision Scan), импульсного Nd:YAG-лазера накачки (Quanta-Ray) и цифровой камеры Princeton Instruments PI-MAX-4 (1 Мпикс, 16 бит) с усилителем яркости изображения на основе электронно-оптического преобразователя (ЭОП, фотокатод S20), оснащенного кварцевым объективом и полосовым оптическим фильтром ( $310 \pm 10$  нм).

С использованием кварцевых оптических линз лазерный луч преобразовывался в коллимированный лазерный нож шириной 50 мм и толщиной в области визуирования 0,8 мм. Средняя энергия импульса с длиной волны 281–285 нм составляла приближенно 20 мДж.

Линейный режим флуоресценции был проверен путем изменения энергии лазерного излучения. Для учета неоднородности распределения плотности энергии лазерного излучения в лазерном ноже и изменения энергии импульса от вспышки к вспышке лазера, часть энергии лазерного луча (приблизительно 5 %) отражалась пластиной из кварцевого стекла в калибровочную кювету, содержащую раствор родамина 6G. Пространственное распределение сигнала флуоресценции внутри кюветы регистрировалось с использованием цифровой камеры (ImregX Bobcat IGV-B4820, 16 Мпикс, 12 бит).

На рис. 1 представлены отношения сигналов флуоресценции, интегрированных для длин волн 300–320 нм, для различных пар линий возбуждения. Символы соответствуют результатам моделирования с использованием программного пакета LASKIN, линии — аналитические функции зависимости отношения сигнала от температуры, построенные на основе уравнения

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

где  $R$  — отношение сигналов флуоресценции ( $S_2$  и  $S_1$ ) при возбуждении первого и второго переходов,  $I$  — энергия в импульсе лазера,  $B$  — коэффициент поглощения Эйнштейна основного состояния,  $(2J+1)$  — вырождение уровня (здесь  $J$  — вращательное квантовое число),  $E_1$  и  $E_2$  — энергии уровней, из которых происходит возбуждение,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Значения энергий уровней в основном состоянии  $E_1$  и  $E_2$  были взяты из работы [15]. Для получения аналитической зависимости вертикальными линиями обозначены границы диапазона, которому соответствуют экспериментальные данные для соответствующей пары. Важно отметить, что для построения аналитической зависимости использовалось всё измеренное поле данных для каждой пары переходов.

Можно видеть, что наибольшее совпадение результатов численного моделирования и теоретической зависимости имеет место для пар  $Q_1(5):Q_1(14)$  и  $Q_1(5):Q_2(11)$ . В диапазоне 1200–2100 К расхождение не превышает 7 %. При этом пара  $Q_1(5):Q_1(14)$  демонстрирует наибольшую чувствительность на этом интервале (отношение интенсивности изменяется более чем в 4 раза в диапазоне 1200–2100 К). Для пар  $R_2(2):R_2(13)$  и  $R_2(2):R_2(10)$  также имеет место хорошее совпадение в данном интервале температур с расхождением менее 14 % при наибольшей чувствительности для пары  $R_2(2):R_2(13)$ . Для пар  $P_1(2):R_2(13)$  и  $P_1(2):Q_2(11)$  также имеет место высокая чувствительность, но наблюдается значительное расхождение в результатах численного моделирования и теории.

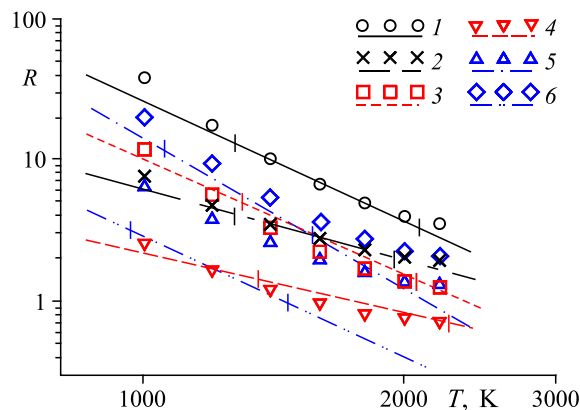


Рис. 1. Отношение интенсивности флуоресценции для различных пар линий возбуждения перехода (1–0) системы  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ .

1 —  $Q_1(5):Q_1(14)$ , 2 —  $Q_1(5):Q_2(11)$ , 3 —  $R_2(2):R_2(13)$ ,  
4 —  $R_2(2):R_2(10)$ , 5 —  $P_1(2):Q_2(11)$ , 6 —  $P_1(2):R_2(13)$ .

Источники ошибок при измерении температуры путем регистрации ПЛИФ-сигнала при возбуждении флуоресценции с использованием переходов на двух различных длинах волн возбуждения делятся на два типа: случайная ошибка, связанная с отношением сигнал-шум, и систематическая ошибка в определении калибровочного коэффициента. В настоящей работе в связи с тем, что регистрация сигнала флуоресценции пары переходов осуществляется одним детектором, а интенсивность лазерного излучения и пространственное распределение энергии в лазерном ноже учитываются при обработке данных, систематической ошибкой можно пренебречь. При оценке случайной ошибки следует отметить, что для повышения отношения сигнал-шум в процессе обработки изображений проводилась процедура вычитания фонового сигнала. В результате, для всех зарегистрированных переходов, соотношение сигнал-шум превышало 30:1. Таким образом, случайная ошибка не превышает 5 % измеряемой величины. В работах [16, 17] приводился подробный разбор источников погрешности для методов измерения температуры и концентрации основных газовых компонент в пламени, базирующийся на регистрации спонтанного комбинационного рассеяния (СКР). Основываясь на этих данных, можно оценить среднеквадратичное отклонение измеренной температуры методом, представленным в работе [18], которое не превышает 10 %.

На рис. 2 приведены профили температуры (для расстояния от среза сопла 22,5 мм), рассчитанные на основе экспериментальных ПЛИФ-данных по формуле (1), и данные измерений на основе СКР из работы [18]. Можно видеть, что для пары  $R_2(2):R_2(10)$  имеет место значительная переоценка значений температуры (даже по сравнению с адиабатической температурой 2118 К для данной смеси), что может быть вызвано низкой чувствительностью рассмотренной пары. Для пар линий возбуждения  $P_1(2):R_2(13)$  и  $P_1(2):Q_2(11)$  имеет место значительная недооценка значений температуры, что, вероятно, связано тем, что линия возбуждения  $P_1(2)$  близка к линии  $R_1(14)$ , и возбуждение сразу двух переходов приводит к значительной ошибке. Для линий  $Q_1(5):Q_1(14)$ ,  $Q_1(5):Q_2(11)$  и  $R_2(2):R_2(13)$  имеет место хорошее соответствие между оценками значений температуры (расхождение менее 90 К). При этом минимальные значения измеряемой температуры во всех случаях соответствуют 1350 К.

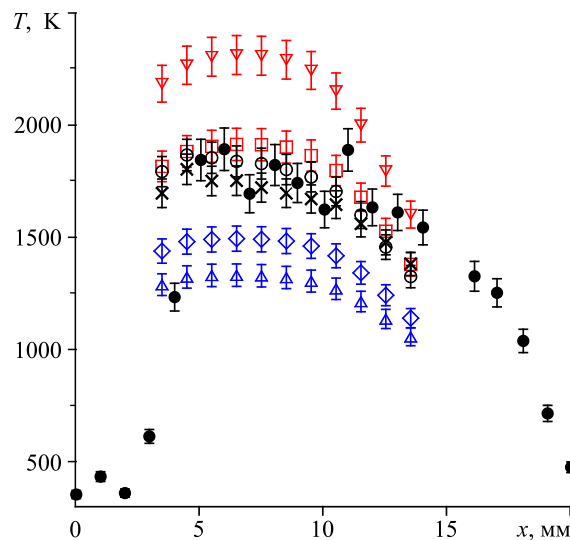


Рис. 2. Сравнение оценок локальной температуры, измеренной методом ПЛИФ, с результатами СКР-измерений [18] (темные символы).

Обозначения пар переходов см. на рис. 1.

## Список литературы

1. Fayoux A., Zähringer K., Gicquel O., Rolon J. Experimental and numerical determination of heat release in counterflow premixed laminar flames // Proceedings of the Combustion Institute. 2005. Vol. 30, No. 1. P. 251–257.
2. Ayoola B.O., Balachandran R., Frank J.H., Mastorakos E., Kaminski C.F. Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames // Combustion and Flame. 2006. Vol. 144, No. 1–2. P. 1–16.
3. Gordon R.L., Masri A.R., Mastorakos E. Heat release rate as represented by  $[OH] \times [CH_2O]$  and its role in autoignition // Combustion Theory and Modelling. 2009. Vol. 13, No. 4. P. 645–670.
4. Lachney E.R., Clemens N.T. PLIF imaging of mean temperature and pressure in a supersonic bluff wake // Experiments in Fluids. 1998. Vol. 24, No. 4. P. 354–363.
5. Lee T., Bessler W.G., Kronmayer H., Schultz C., Jeffries J.B. Quantitative temperature measurements in high-pressure flames with multiline NO-LIF thermometry // Applied Optics. 2005. Vol. 44, No. 31. P. 6718–6728.
6. Bessler W.G., Schulz C. 2004, Quantitative temperature measurements in high-pressure flames with multiline NO-LIF thermometry // Applied Optics. 2005. Vol. 44, No. 31. P. 6718–6728.
7. 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, Turbulence and Combustion. 2005. Vol. 75, No. 1–4. P. 317–333.
8. 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 // Experiments in Fluids. 2009. Vol. 46, No. 1. P. 27–41.
9. 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 // Optics Letters. 2018. Vol. 43, No. 12. P. 2961–2964.
10. 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 // Applied Optics. 2008. Vol. 47, No. 31. P. 5871–5885.
11. 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 // Applied Optics. 2009. Vol. 48, No. 32. P. 6332–6343.
12. 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 // Applied Optics. 1994. Vol. 33, No. 18. P. 4000–4012.
13. 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 // Combustion and Flame. 2003. Vol. 135, No. 3. P. 285–297.
14. Bültner A., Lenhard U., Rahmann U., Kohse-Höinghaus K., Brockhinke A. Laskin: Efficient simulation of spectra affected by energy transfer // Proceedings of Laser Applications to Chemical and Environmental Analysis (9 February 2004), Optical Society of America, USA, 2014. Paper TuE4.
15. Dieke G.H., Crosswhite H.M. The ultraviolet bands of OH fundamental data // J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1962. Vol. 2, No. 2. P. 97–199.
16. Rabenstein F., Leipertz A. Two-dimensional temperature determination in the exhaust region of a laminar flat-flame burner with linear Raman scattering // Applied Optics. 1997. Vol. 36, No. 27. P. 6989–6996.
17. Rabenstein F., Leipertz A. One-dimensional, time-resolved Raman measurements in a sooting flame made with 355-nm excitation // Applied Optics. 1998. Vol. 37, No. 21. P. 4937–4943.
18. Sharaborin D.K., Markovich D.M., Dulin V.M. Planar spontaneous Raman-scattering spectroscopy for reacting jet-flow diagnostics using Lyot–Ehman tunable filter // Technical Physics Letters. 2018. Vol. 44, No. 1. P. 53–56.

*Статья поступила в редакцию 21 мая 2021 г.,  
после доработки — 27 июля 2021 г.,  
принята к публикации 30 июля 2021 г.*