

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 534.222.2

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ФРОНТА ГОРЕНИЯ ОБЕДНЕННОЙ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ПРОТОЧНОМ РЕАКТОРЕ

© 2022 г. И. С. Яковенко^{1*}, И. С. Медведков², А. Д. Киверин¹

¹Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: yakovenko.ivan@bk.ru

Поступила в редакцию 26.08.2021;

после доработки 16.09.2021;

принята в печать 20.09.2021

Методами численного моделирования рассмотрена динамика развития фронта горения предварительно перемешанной обедненной водородно-воздушной смеси в проточном реакторе (канале) различной ширины и проанализирована структура фронта горения. На основании проведенных расчетов установлена зависимость скорости распространения фронта пламени от растяжения фронта в широком диапазоне концентраций водорода в горючей смеси. Показано, что для всех рассмотренных составов зависимость ускорения пламени за счет увеличения поверхности фронта горения является линейной при высоких значениях растяжения и нелинейной — при малых значениях растяжения. При этом с уменьшением концентрации водорода в смеси нелинейный участок проявляется сильнее, что определяет более интенсивный рост скорости пламени с растяжением для бедных смесей.

Ключевые слова: стабилизация пламени, неустойчивость горения, водород, численное моделирование.

DOI: 10.31857/S0207401X22030141

ВВЕДЕНИЕ

Исследование развития процесса горения газовых смесей в реакторах различной конфигурации представляет собой актуальную задачу современной физики горения и обладает первостепенной важностью для разработки и модификации энергетических систем с целью обеспечения их высокой эффективности и безопасности. Одним из наиболее перспективных газообразных топлив считается водород. Водород является перспективным топливом для возобновляемых источников энергии, при этом сжигание его характеризуется как большим энерговыделением, так и низкой эмиссией вредных веществ. Однако использование топлив на основе водорода в значительной степени сопряжено с рисками возникновения взрыва из-за высочайшей химической активности водородных смесей. Для решения задач пожаро- и взрывобезопасности при использовании горючих газообразных топлив необходимы всесторонние исследования базовых характеристик процесса горения, таких как ламинарная скорость горения, а также изучение механизмов распространения пламени и эволюции его структуры.

Ламинарная скорость распространения пламени в газовых смесях определяется как скорость движения плоского фронта пламени относитель-

но свежей смеси [1] и является одним из базовых параметров горения смеси. С одной стороны, величина ламинарной скорости пламени определяет интенсивность процесса горения, а с другой — служит основой для валидации схем химической кинетики окисления газообразных топлив [2, 3] и методов вычислительной газовой динамики реагирующих смесей [4]. Кроме того, величина ламинарной скорости горения широко используется при построении подсеточных моделей турбулентного горения [5], необходимых для проведения моделирования процессов крупномасштабного горения, характерных для реальных технических систем.

На сегодняшний день накоплен большой объем экспериментальных данных по оценке ламинарной скорости горения водородно-воздушных и водородно-кислородных смесей [6, 7]. Несмотря на детальное исследование кинетики окисления водорода и успехи в области разработки методик для оценки ламинарной скорости горения [8], позволившие в последние годы значительно снизить разброс данных, значения ламинарной скорости, получаемые с помощью различных экспериментальных методик и расчетов, могут различаться на десятки процентов [7]. Одной из причин расхождений в получаемых оценках ламинарной скорости горения можно считать способы экстра-

поляции данных натурных экспериментах, на идеализированные условия распространения плоского фронта пламени, в рамках которых определяется величина ламинарной скорости горения [9].

Среди различных экспериментальных методик измерения ламинарной скорости горения широкое распространение имеют подходы на основе анализа свободного распространения пламени во взрывной камере методами теневой съемки (шплирен-визуализации) [10, 11] или с помощью регистрации динамики изменения давления в сосуде [12]. При свободном распространении пламени (в отличие от плоского случая) фронт горения постоянно растягивается, что при ненулевых значениях числа Маркштейна сказывается на величине скорости его распространения [13, 14]. В связи с этим для корректного учета влияния растяжения на скорость распространения пламени используются различные методы экстраполяции в области с малым растяжением (большим радиусом пламени) [14–16]. Они построены на предположении, что при увеличении радиуса сферический фронт расходящегося пламени асимптотически стремится к плоскому. Сравнительный анализ различных подходов к экстраполяции данных показал, что ни одна из существующих методик не позволяет преобразовать экспериментальные данные таким образом, чтобы получить значения, хорошо согласующиеся с расчетными данными в широком диапазоне концентраций водорода [9]. При этом для водородно-воздушных смесей наибольшее различие между экспериментальными значениями и расчетными данными наблюдается для бедных пламен и может достигать 35%.

Чтобы установить причины низкой точности методик экстраполяции для оценки ламинарной скорости горения обедненных водородно-воздушных смесей необходимо проанализировать пространственную структуру фронта пламени. Число Маркштейна в смесях водорода с воздухом меньше нуля при эквивалентном отношении горючего $\varphi < 0.8$ [10]. Отрицательное значение числа Маркштейна указывает на то, что пламя подвержено развитию термодиффузионной неустойчивости [17]. Термодиффузионная неустойчивость в бедных водородно-воздушных смесях проявляется уже на начальных стадиях развития свободно расходящегося пламени при радиусах фронта порядка 10–20 мм [18, 19]. Рост неустойчивости обеспечивает формирование мелкомасштабных ячеек и локальное возмущение фронта на фоне его общего сферического растяжения. При этом развитие неустойчивости фронта пламени интенсифицируется по мере увеличения начального давления в камере [18]. Разработанные на сегодняшний день экстраполяционные формулы не учитывают фактор локального искривления фронта в результате развития неустойчивости [20]. Таким образом, область их возможного применения

ограничена лишь начальными стадиями развития процесса, когда фронт пламени является гладким. В результате существенно снижается количество экспериментальных точек, которые могут быть использованы для экстраполяции, что в свою очередь уменьшает ее точность [21], в особенности для смесей с отрицательным числом Маркштейна, а также при высоких давлениях.

Ввиду принципиальной важности исследования процессов горения бедных смесей на основе водорода при нормальных и повышенных давлениях, соответствующих, в частности, условиям работы двигателейных установок, в работе [22] впервые была предложена методика учета развития неустойчивости фронта пламени при нахождении ламинарной скорости горения. В рамках такого подхода для реализации поправки на увеличение скорости горения за счет локального искривления фронта пламени используются теоретические оценки для наиболее быстро растущей длины волны развивающейся неустойчивости, что позволяет оценить величину площади поверхности ячейистого пламени. В свою очередь предполагается, что величина скорости распространения фронта пламени связана с площадью поверхности линейной зависимостью. В то же время, как показывают расчеты по модели Сивашина [23], конкретный вид зависимости скорости пламени от площади поверхности горения отличается для различных составов газовых смесей.

В рамках настоящей работы проведено детальное численное моделирование горения обедненной водородно-воздушной смеси в проточном реакторе с целью анализа эволюции структуры фронта пламени и ее влияния на динамику фронта пламени. Полученные результаты позволяют определить влияние локальной структуры фронта пламени на скорость его распространения в отсутствие глобального растяжения. Также они могут быть использованы как для учета влияния роста неустойчивости при нахождении ламинарной скорости горения [22], так и для корректного учета деформаций фронта пламени турбулентным потоком в современных моделях турбулентного горения [24].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для исследования влияния растяжения пламени в результате развития неустойчивости фронта на скорость его распространения рассмотрен процесс горения в канале двумерного проточного реактора. На вход реактора подается свежая смесь водорода с воздухом заданного состава; скорость подачи свежей смеси U_{inflow} , задается равной нормальной скорости горения $S_{b,0}$, предварительно полученной из решения одномерной задачи, воспроизводящей задачу на собственные значения. В

начальный момент времени пространство реактора разделено на две части: левая часть заполнена свежей водородно-воздушной смесью, а правая — продуктами горения при температуре 1400 К (рис. 1). На поверхности раздела между горячими продуктами и свежей смесью задано слабое начальное возмущение по гармоническому закону. Свежая смесь нагревается вблизи поверхности раздела и воспламеняется. Таким образом формируется фронт пламени. Поверхность фронта в дальнейшем деформируется в результате развития неустойчивости, что определяет ускорение пламени по отношению к величине нормальной скорости горения. В результате фронт пламени распространяется слева направо со скоростью $U_{f,L}$ относительно лабораторной системы координат. Ширина канала H варьировалась в диапазоне 0.25–1 см, содержание водорода в смеси составляло 12, 15, 20 и 25%. Стенки канала проточного реактора считаются гладкими (без учета прилипания газа) и адиабатическими.

Вычисления проводили с помощью алгоритма, предложенного в работе [25] для решения задач газодинамики горючих газовых смесей в приближении слабой сжимаемости. Размер расчетных ячеек — 0.1×0.1 мм, что позволяет разрешить фронт горения с необходимой точностью для всего рассматриваемого диапазона составов горючей смеси. Химические превращения в водородно-воздушной смеси описываются с помощью детальной кинетической схемы, предложенной в работе [2], с хорошей точностью воспроизводящей основные характеристики горения в широком диапазоне концентраций водорода.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Развитие процесса горения в проточном реакторе можно разделить на три стадии. На первой стадии развитие неустойчивости происходит согласно линейной теории. В обедненной водородно-воздушной смеси совокупное развитие термодиффузионной и гидродинамической неустойчивостей на линейной стадии определяет близкий к параболическому характер зависимости инкремента нарастания неустойчивости от волнового числа [26]. С учетом этого на фронте пламени в ходе развития неустойчивости выделяется возмущение с критической длиной волны, соответствующей наиболее быстро растущей гармонике (максимуму параболической дисперсионной кривой). При этом значение критической длины волны уменьшается при снижении содержания водорода в смеси; чем беднее смесь, тем более мелкие ячейки формируются на фронте горения в течение линейной стадии развития неустойчивости. Далее, процесс развития неустойчивости выходит на нелинейную стадию, в ходе которой возмущения на фронте пламени взаимодействуют между собой, что приводит к фор-

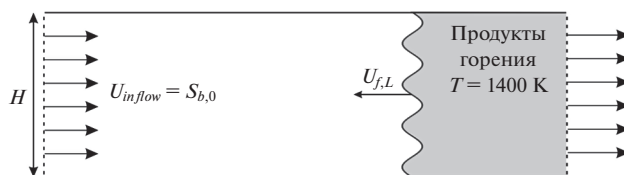


Рис. 1. Постановка задачи о развитии горения водородно-воздушной смеси в проточном реакторе шириной H и скоростью подачи свежей смеси U_{inflow} ; $T = 300$ К.

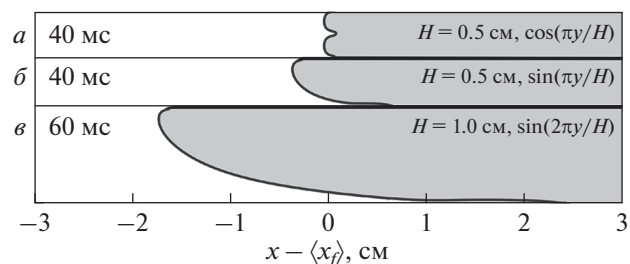


Рис. 2. Пространственная структура фронта пламени (изолиния $T = 1000$ К) в смеси, содержащей 15% водорода в воздухе, в зависимости от ширины канала и конфигурации начального возмущения: а — $H = 0.5$ см, начальное возмущение — $\cos(\pi y/H)$; б — $H = 0.5$ см, начальное возмущение — $\sin(\pi y/H)$; в — $H = 1.0$ см, начальное возмущение — $\sin(2\pi y/H)$.

мированию более крупных ячеек. Наконец, в течение процесса нелинейной стабилизации пламя принимает устойчивую структуру с доминирующей модой, обусловленной гидродинамической неустойчивостью [27].

На рис. 2 представлены конфигурации фронта пламени, полученные на стадии стабилизации фронта горения водородно-воздушной смеси (15% водорода в воздухе) в каналах различной ширины и с различными начальными возмущениями. В силу симметрии начального возмущения, заданного по косинусу, с длиной волны, равной ширине канала, пламя в канале шириной, равной 0.5 см остается симметричным в ходе всего развития процесса.

Таблица 1. Коэффициенты A , b линейной аппроксимации зависимостей относительной скорости от относительного растяжения $S_b/S_{b,0} = A(P_{flame}/H) + b$, приведенных на рис. 4

Концентрация H_2 в водородно-воздушной смеси, %	A	b
12	1.196	5.359
15	0.6704	2.216
20	0.7891	0.5946
25	0.8143	0.3528

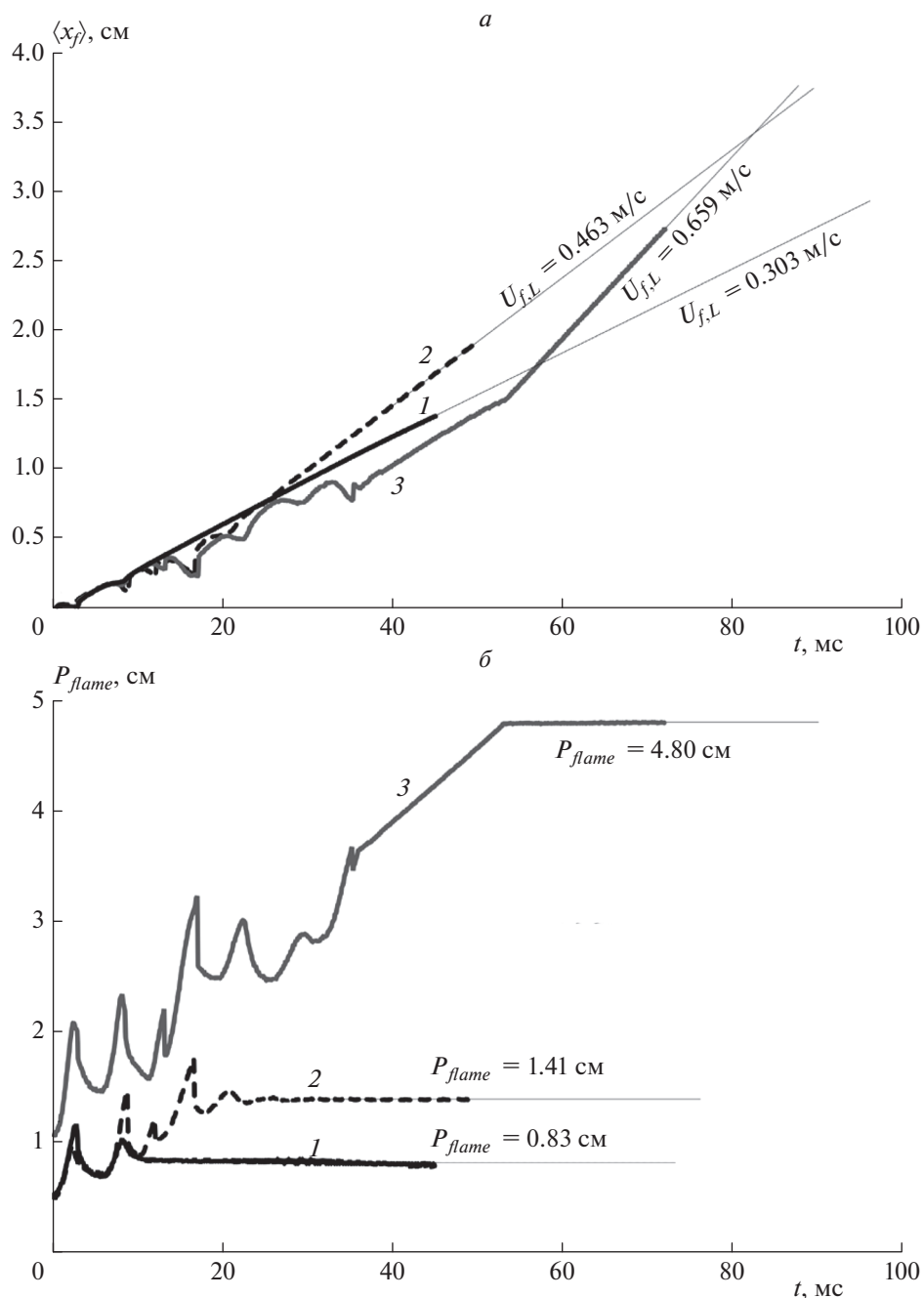


Рис. 3. Хронограммы положения фронта пламени (а) и величины периметра фронта пламени (б) для водородно-воздушной смеси 15% водорода в воздухе в каналах различной ширины и при разных конфигурациях начального возмущения: 1 – $H = 0.5$ см, начальное возмущение – $\cos(\pi y/H)$; 2 – $H = 0.5$ см, начальное возмущение – $\sin(\pi y/H)$; 3 – $H = 1.0$ см, начальное возмущение – $\sin(2\pi y/H)$. Тонкими прямыми линиями приведены линейные аппроксимации величин на заключительной стадии процесса.

При этом ввиду симметрии данная постановка эквивалентна случаю канала шириной, равной 0.25 см. При несимметричном начальном возмущении и по мере увеличения ширины канала пламя получает все большее пространство для растяжения.

Отслеживание поверхности фронта пламени по изолинии температуры 1000 К, позволяет провести анализ траектории фронта и его периметра. На рис. 3 представлены зависимости осредненной по ширине канала координаты фронта $\langle x_f \rangle$ и его периметра P_{flame} от времени для смеси 15% во-

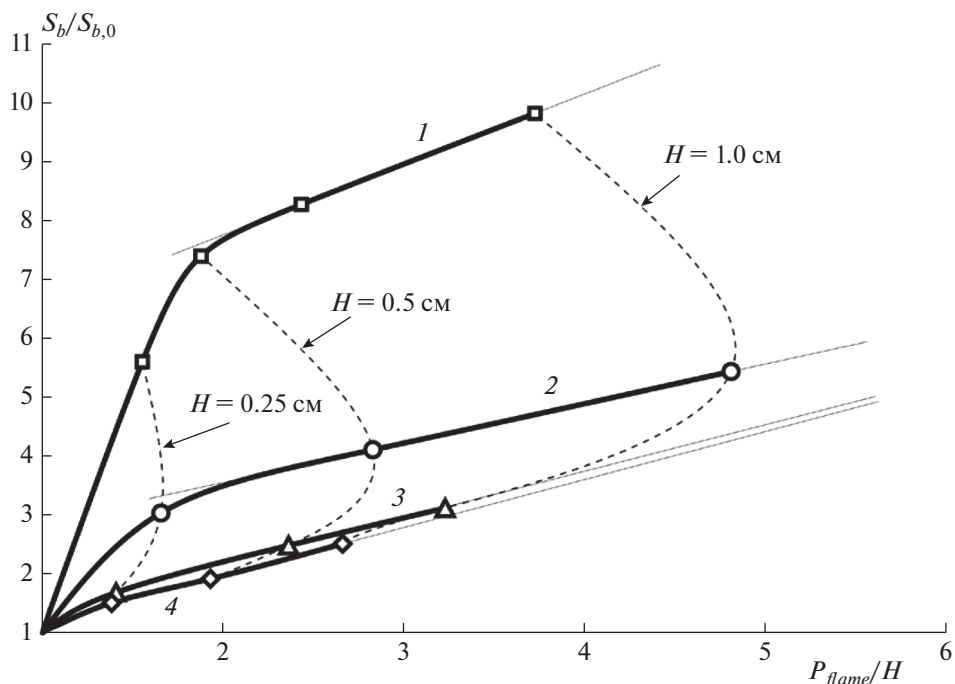


Рис. 4. Зависимость относительной скорости $S_b/S_{b,0}$ от относительного растяжения пламени P_{flame}/H в проточном реакторе для различных значений концентраций водорода в смеси: 12 (1), 15 (2), 20 (3), 25% (4). Тонкими сплошными линиями обозначена линейная аппроксимация; штриховыми линиями соединены точки, полученные в каналах одинаковой ширины.

дорода в воздухе для каналов различной ширины. Можно видеть, что во всех рассмотренных случаях процесс выходит на устойчивое распространение пламени с постоянной скоростью и периметром. Нормальную скорость распространения пламени относительно свежей смеси, S_b , при этом можно вычислить как $S_b = U_{f,L} + S_{b,0}$. Для ширины канала $H = 0.5$ см и симметричного косинусоидального начального возмущения величина S_b составляет 0.452 м/с, а периметр фронта пламени $P_{flame} = 0.83$ см. В канале той же ширины, но с синусоидальным начальным возмущением $S_b = 0.612$ м/с, в то время как $P_{flame} = 1.41$ см. Наконец, в канале с шириной $H = 1.0$ см, $S_b = 0.809$ м/с, а $P_{flame} = 4.80$ см.

Очевидно, по мере увеличения растяжения фронта пламени растет и его скорость. На рис. 4 представлены зависимости относительной скорости пламени от относительного растяжения для рассмотренного диапазона концентраций водорода и разных значений ширины канала. Как следует из анализа рис. 4, отклик скорости горения на увеличение площади поверхности пламени усиливается по мере уменьшения концентрации водорода в смеси. При этом, если для смесей близких к стехиометрии зависимость скорости от растяжения практически линейна, то для смесей обедненного состава имеется начальный нелинейный участок, который определяет значительное увеличение скорости пламени даже при ма-

лых растяжениях. При увеличении ширины канала и, следовательно, предельно возможного растяжения фронта для всех рассмотренных случаев наблюдается выход на линейную зависимость относительной скорости от относительного растяжения:

$$S_b/S_{b,0} = A(P_{flame}/H) + b. \quad (1)$$

Коэффициенты A и b в этих зависимостях для разных смесей даны в табл. 1. Здесь важно отметить, что величина предельного растяжения в канале заданной ширины зависит немонотонно от состава смеси. Так, для всех рассмотренных случаев пламя в смеси 15% водорода в воздухе имеет наибольший периметр по сравнению с другими составами в каналах такой же ширины, что говорит о большей способности к растяжению пламени в этой смеси по отношению к другим рассмотренным составам. Полученные зависимости относительной скорости пламени от его растяжения можно использовать для коррекции данных, получаемых при обработке результатов натурного эксперимента. Так, при определении значения скорости распространения сферического ячеистого пламени $S_b = dR_{flame}/dt$ (R_{flame} — средний радиус сферического ячеистого пламени) и его площади P_{flame} , из формулы (1) можно получить соответствующую скорость пламени с гладкой поверхностью фронта $S_{b,0}$. Далее $S_{b,0}$ можно использовать для экстра-

поляции скорости пламени на значения с нулевым глобальным растяжением [22], что, в свою очередь, позволит расширить набор экспериментальных точек и улучшить точность экстраполяции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в настоящей работе результаты численного моделирования горения водородно-воздушных смесей в проточном реакторе показывают нетривиальный характер зависимости скорости горения от площади поверхности пламени. В частности, по мере уменьшения концентрации водорода в смеси отклик пламени на деформацию его поверхности значительно усиливается, причем для малых растяжений ускорение пламени в бедных смесях за счет его растяжения носит нелинейный характер. Результаты настоящей работы, в частности полученные зависимости относительной скорости от относительного растяжения пламени, могут быть использованы для разработки методик более точного определения ламинарной скорости горения из данных эксперимента по наблюдению сферически расходящегося пламени, а также для разработки и модификации подсеточных моделей турбулентного горения обедненных водородно-воздушных смесей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гельфанд Б.Е., Попов О.Е., Чайванов Б.Б. Водород: параметры горения и взрыва. М.: Физматлит, 2008.
2. Keromnes A., Metcalfe W.K., Heufer K.A. et al. // Combust. and Flame. 2013. V. 160. № 6. P. 995.
3. Burke M.P., Chaos M., Ju Y., Dryer F.L., Klippenstein S.J. // Intern. J. Chem. Kinet. 2012. V. 44. № 7. P. 444.
4. Bykov V., Kiverin A., Koksharov A., Yakovenko I. // Comput. Fluids. 2019. V. 194. P. 104310.
5. Zimont V.L., Lipatnikov A.N. // Chem. Phys. Rep. 1995. V. 14(7). P. 993.
6. Sánchez A.L., Williams F.A. // Prog. Energy Combust. Sci. 2014. V. 41. P. 1.
7. Pareja J., Burbano H.J., Ogami Y. // Intern. J. Hydrogen Energy. 2010. V. 35. № 4. P. 1812.
8. Konnov A.A., Mohammad A., Kishore V.R. et al. // Prog. Energy Combust. Sci. 2018. V. 68. P. 197.
9. Wu F., Liang W., Chen Z. et al. // Proc. Combust. Inst. 2015. V. 35. № 1. P. 663.
10. Kuznetsov M., Kobelt S., Grune J., Jordan T. // Intern. J. Hydrogen Energy. 2012. V. 37. Issue 22. P. 17580.
11. Kwon O.C., Faeth G.M. // Combust. and Flame. 2001. V. 124. P. 590.
12. Dahoe A.E. // J. Loss Prev. Process Ind. 2005. V. 18. P. 152.
13. Markshtein G.H. Nonsteady Flame Propagation. Oxford, UK: Pergamon Press, 1964.
14. Clavin P. // Prog. Energy Combust. Sci. 1985. V. 11. P. 1.
15. Kelley A.P., Law C.K. // Combust. and Flame. 2009. V. 156. № 9. P. 1844.
16. Kelley A.P., Bechtold J.K., Law C.K. // J. Fluid. Mech. 2012. V. 691. P. 26.
17. Matalon M. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2007. V. 39. P. 163.
18. Sun Z.-Y., Liu F.-S., Bao X.-C., Liu X.-H. // Intern. J. Hydrogen Energy. 2012. V. 37. № 9. P. 7889.
19. Jomaas G., Law C.K., Bechtold J.K. // J. Fluid Mech. 2007. V. 583. P. 1.
20. Han W., Dai P., Gou X., Chen Z. // Appl. Energy Combust. Sci. 2020. V. 1–4. Article 100008. P. 1–15.
21. Wang D., Ji C., Wang S. et al. // Fuel. 2020. V. 278. Article 118265.
22. Bradley D., Lawes M., Liu K. et al. // Combust. and Flame. 2007. V. 149. № 1–2. P. 162.
23. Yanez J., Kuznetsov M. // Phys. Lett. A. 2016. V. 380. Issue 33. P. 2549.
24. Keppeler R., Pfitzner M. // Combust. Theory Model. 2015. V. 19(1). P. 1.
25. McGrattan K., McDermott R., Hostikka S. et al. Fire Dynamics Simulator. Technical Reference Guide. Volume 1: Mathematical Model. Gaithersburg, MD 2013; <https://doi.org/10.6028/nist.sp.1018e6>
26. Altantzis C., Frouzakis C.E., Tomboulides A.G. et al. // J. Fluid. Mech. 2012. V. 700. P. 329.
27. Altantzis C., Frouzakis C.E., Tomboulides A.G. et al. // Proc. Combust. Inst. 2011. V. 33. № 1. P. 1261.