УДК 536.46

## СТАБИЛИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ ВОДОРОДОВОЗДУШНОГО ПЛАМЕНИ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ

## А. В. Тупикин<sup>1</sup>, П. К. Третьяков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, tupikin@itp.nsc.ru <sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены результаты изучения стабилизации гомогенного водородовоздушного пламени на плазме оптического разряда в высокоскоростном потоке. Основной особенностью экспериментов была реализация устойчивого горения за областью фокусировки лазерного луча при отсутствии механических устройств стабилизации пламени. Параметры лазерного излучения были достаточными для создания в потоке квазистационарной плазмы. Показано, что оптический разряд стабилизирует фронт пламени в широком диапазоне значений коэффициента избытка воздуха при скоростях потока вплоть до u = 200 м/с. Влияние на скорость распространения турбулентного пламени параметров лазерного излучения в пределах их варьирования от опыта к опыту было незначительным. Стабилизация пламени за областью оптического разряда имеет свои особенности. При этом важным параметром является тепловыделение при горении водорода. Получен безразмерный критерий, зависимость скорости распространения турбулентного пламени от этого критерия носит линейный характер.

Ключевые слова: квазистационарный оптический разряд, гомогенное горение, фронт пламени, турбулентная скорость горения.

DOI 10.15372/FGV2023.9305

Применение лазерной искры для воспламенения топливовоздушных смесей и стабилизации горения представляет интерес в широком спектре приложений: от двигателей внутреннего сгорания [1–3] до сверхзвуковых камер сгорания [4–7]. При этом решаются задачи повышения эффективности и экологической безопасности при сжигании топлива. В работах [8, 9] показана возможность снижения вредных выбросов при воспламенении бедных углеводородновоздушных смесей лазерной искрой. В обзоре [10] сформулированы существующие проблемы: обеспечение надежного воспламенения и реализация условий стабилизации пламени. В цитируемых в обзоре работах представлены исследования, выполненные при скоростях потока ниже 40 м/с. Отметим, что в настоящее время достигнут значительный прогресс в вопросах воспламенения оптическим пробоем в высокоскоростных потоках. Так, в работах [11, 12] получено стабильное воспламенение топливовоздушных смесей при высоких скоростях потока, включая сверхзвуковые течения. При

этом добиться стабилизации пламени на плазменном образовании в этих условиях не удается.

Интерес представляют механизмы стабилизации и описание турбулентного горения в высокоскоростном потоке. В обзоре [13] были подняты вопросы применения моделей турбулентного горения и показано, что даже изучение интегральной зависимости скорости распространения турбулентного пламени  $u_t$  от характеристик течения и свойств горючей смеси породило массу гипотез. При анализе данных по турбулентному горению обычно в качестве отправной точки берется гипотеза, выдвинутая Дамкёлером [14], о сходстве молекулярной диффузии и турбулентного переноса:  $\frac{u_t}{u_l} = \sqrt{\frac{D_m + D_t}{D_m}}$ , где  $u_l$  — скорость ламинарного пламени,  $D_m$  — коэффициент молекулярной диффузии,  $D_t$  — коэффициент турбулентного обмена. Если за время, характеризующее процессы во фронте, принимается временной масштаб турбулентности, то речь идет о модели поверхностного горения К. И. Щёлкина [15]:  $\frac{u_t}{u_l} = \sqrt{1 + A_0 \left(\frac{u'}{u_l}\right)^2}$ , где u' — среднеквадратичная пульсация скорости (интенсив-

 $\mathbf{3}$ 

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (номер госрегистрации 122041400020-6) и ИТПМ СО РАН (номер госрегистрации 121030500157-3).

<sup>©</sup> Тупикин А. В., Третьяков П. К., 2023.

ность турбулентности), множитель  $A_0$  порядка единицы. Для развитого турбулентного потока, когда  $u' \gg u_l$ , данная модель предсказывает линейную связь  $u_t \sim u'$ .

В 1959 г. Е. С. Щетинковым была предложена объемная модель турбулентного горения [16], в которой структура фронта турбулентного пламени принимается такой же, как при ламинарном горении. С ростом скорости потока при сохранении состава смеси и геометрии задачи коэффициент турбулентного обмена линейно связан с интенсивностью турбулентности  $D_t \sim u'$ , и поэтому должна наблюдаться зависимость  $u_t \sim \sqrt{u'}$  [17]. Критерием применимости моделей поверхностного и объемного горения можно считать турбулентное число Дамкёлера, определяемое как отношение временного масштаба турбулентности  $(t_x)$  к характерному времени горения ( $\tau_b$ ):  $\zeta = t_x/\tau_b =$  $u_l l_x / u' \delta_l$ , где  $\delta_l$  — толщина ламинарного пламени,  $l_x$  — тейлоровский масштаб турбулентности.

В 1979 г. В. Л. Зимонтом были опубликованы результаты теоретического анализа турбулентного горения при больших числах Рейнольдса [18], в котором химическое время реакций полагалось одинаковым для ламинарного и турбулентного режимов сгорания. При этом считалось, что за интенсивность процессов переноса отвечают вихри с характерными размерами порядка толщины ламинарного фронта и относящиеся к инерционному интервалу в спектре турбулентности. Характер полученной зависимости скорости распространения турбулентного пламени оказался близким к поверхностной модели Шёлкина:

$$u_t = A[u'^{3/4}u_l^{1/2}l_x^{1/4}a^{-1/4}] \sim u'(t_x/\tau_b)^{1/4},$$

где а — теплопроводность горючей смеси, А эмпирический параметр порядка единицы.

В [19] представлена модель горения, в которой перенос пламени определяется некоторой пульсацией скорости  $u_t = u'_*$ , где  $u'_*$  определяется из условия, что канал шириной  $\lambda_*$  является достаточным для «проскока» пламени:

$$u'_*/\lambda_* = [\operatorname{grad}(u)]_{cr} = 1/\tau_b.$$

Предполагая, что все пульсации в данной точке потока подчиняются уравнению  $u'\lambda = u'_*\lambda_* = D_t$ , получаем  $u_t \sim \sqrt{D_t/\tau_b}$ . Считая также, что коэффициент турбулентного обмена постоянен и равен таковому при истечении свободной струи в затопленное пространство той же плотности, можно записать  $D_t \sim ud$ , где u — среднее значение скорости истечения смеси, d — диаметр струи (характерный размер). Тогда скорость распространения турбулентного пламени можно связать с критерием гомохронности следующим образом:  $u_t \sim u\sqrt{1/\text{Ho}}$ . Критерий гомохронности определяется как отношение характерного кинетического (характерное время горения) и газодинамического времен:  $\text{Ho} = \tau_b/t_g = u\tau_b/d$ .

В последние годы вновь появился интерес к моделям турбулентного горения. В работе [20] при анализе результатов экспериментальных исследований за основу была принята модель Щёлкина, при этом скорость распространения турбулентного пламени имела следующий вид:

$$\frac{u_t}{u_l} = \sqrt{1 + c_1 \left(\frac{u'}{u_l}\right)^2 \left[c_2 / \left(c_2 + \frac{u'}{u_l}\right)\right]} \times \left(1 + c_3 \sqrt{\frac{u'}{u_l}} f(\delta_l, l_x)\right),$$

где значения  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  и вид функции  $f(\delta_l, l_x)$  определены опытным путем.

Авторы [21] в своих исследованиях, опираясь на гипотезу Дамкёлера, получили зависимость

$$\frac{u_t}{u_l} = C_1 + C_2 \left(\frac{u}{u_l}\right) \left[\frac{u'}{u_l} - C_3 \left(\frac{u'}{u_l}\right)^2\right]^{1/2} \left(\frac{l_x d}{\delta_l^2}\right)^{1/2},$$

где константы  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  также определяются эмпирическим путем, d — характерный размер.

На рис. 1 показаны обобщения данных из работы [21] по турбулентному горению метановоздушной смеси: a (Re = 1 000  $\div$  8 500) — в зависимости от интенсивности турбулентности,  $\delta$  (Re = 3 000  $\div$  8 500) — от параметра подобия R,  $\epsilon$  (Re = 1 000  $\div$  8 500) — в зависимости от критерия гомохронности. Значения характерного времени горения взяты из [22], параметр подобия на рис. 1, $\delta$  записывается в виде

$$\mathbf{R} = \left[\frac{u'}{u_l} - 0.005 \left(\frac{u'}{u_l}\right)^2\right]^{0.5} \left[\frac{l_x}{\delta_l}\right]^{0.5} \left[\frac{u}{u_l}\right] \left[\frac{d}{\delta_l}\right]^{0.5}.$$

Как можно заметить, представление скорости распространения турбулентного пламени через связь с критерием гомохронности показывает линейную зависимость, практически



Рис. 1. Скорость распространения турбулентного пламени метановоздушной смеси в зависимости от различных безразмерных параметров (данные из [21]):





Рис. 2. Схема эксперимента (a) и циклограмма опытов  $(\delta)$ 

общую для всех данных. Такой подход к анализу турбулентного горения имеет определенные преимущества: не требует знания параметров турбулентности; оперирует интегральными физическими величинами (средние скорости, характерные времена процессов); включает в себя минимум констант, определяемых дополнительно опытным путем.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования стабилизации горения водородовоздушной смеси оптическим разрядом при скоростях течения до u = 200 м/с. Пульсации скорости и характерные масштабы турбулентности в опытах не измерялись. При анализе условий стабилизации пламени на плазменном образовании в высокоскоростном потоке в качестве отправной точки использована модель описания турбулентного пламени из работы [19].

Для организации оптического пробоя применялся электроразрядный CO<sub>2</sub>-лазер ( $\lambda$  = 10.6 мкм), который обеспечивал импульснопериодический режим излучения с частотой следования импульсов f = 8 или 30 кГц и средней мощностью  $N \approx 1$  или 2 кВт соответственно. На рис. 2 представлены схема эксперимента



Рис. 3. Стабилизация горения водородовоздушной смеси оптическим разрядом при разных составах и скоростях течения:

 $a - u = 103 \text{ m/c}, \alpha = 0.93; \delta - u = 128 \text{ m/c}, \alpha = 1.26; \delta - u = 151 \text{ m/c}, \alpha = 1.57$ 

(а) и циклограмма проведения опытов (б). Для обеспечения стабильного лазерного пробоя по оси потока подавалась спутная струя аргона. После зажигания оптического разряда подавался воздух, затем в систему смешения поступал водород. По окончании опыта подача воздуха прекращалась в последнюю очередь. Скорость истечения аргона и параметры лазерного излучения согласовывались, обеспечивая квазистационарный режим горения оптического разряда. Условия реализации квазистационарного нерезонансного оптического пробоя инертной струи представлены в работе [23]. Таким образом, истекающая в атмосферу струя водородовоздушной смеси натекала на плазменное образование, которое являлось одновременно воспламенителем и стабилизирующим пламя фактором. В эксперименте были реализованы режимы со средней скоростью истечения смеси  $u \approx 30 \div 200 \text{ м/с}$  (Re  $\approx 3500 \div 30000$ ) при коэффициентах избытка воздуха  $\alpha = 0.85 \div 2.5$ . Для визуализации пламени применялся интерферометр сдвига, который работал в режиме полос бесконечной ширины (нуль-полоса). В каждом режиме его работы проводилась серия снимков, по которым определялось среднее положение фронта горения (линии, отделяющей холодный поток от области горения и продуктов сгорания). За  $u_t$  принималась нормальная составляющая скорости потока к линии, соответствующей среднему положению фронта пламени.

На рис. 3 представлены примеры визуализации пламени при изменении скорости течения водородовоздушной смеси и коэффициента избытка воздуха.

Было проведено четыре серии опытов, в каждой серии расход водорода и параметры ла-



Рис. 4. Скорость распространения турбулентного пламени при стабилизации оптическим разрядом в зависимости от критерия гомохронности:

 $1 - f = 30 \ {\rm k} \Gamma {\rm m}, \ G_{{\rm H}_2}^1 = 0.107 \ {\rm r/c}; \ 2 - f = 30 \ {\rm k} \Gamma {\rm m}, \\ G_{{\rm H}_2}^2 = 0.063 \ {\rm r/c}; \ 3 - f = 8 \ {\rm k} \Gamma {\rm m}, \ G_{{\rm H}_2}^3 = 0.087 \ {\rm r/c}; \\ 4 - f = 8 \ {\rm k} \Gamma {\rm m}, \ G_{{\rm H}_2}^4 = 0.107 \ {\rm r/c};$ 

зерного излучения поддерживались постоянными: серия 1 —  $f = 30 \text{ к}\Gamma \text{u}$ ,  $G_{\text{H}_2}^1 = 0.107 \text{ г/c}$ ; серия 2 —  $f = 30 \text{ к}\Gamma \text{u}$ ,  $G_{\text{H}_2}^2 = 0.063 \text{ г/c}$ ; серия 3 —  $f = 8 \text{ к}\Gamma \text{u}$ ,  $G_{\text{H}_2}^3 = 0.087 \text{ г/c}$ ; серия 4 —  $f = 8 \text{ к}\Gamma \text{u}$ ,  $G_{\text{H}_2}^4 = 0.107 \text{ г/c}$ , состав и скорость истечения смеси изменялись за счет варьирования расхода воздуха.

На рис. 4 представлены данные по скорости распространения турбулентного пламени при стабилизации плазмой оптического разряда в зависимости от критерия гомохронности, полученные в четырех сериях опытов. Эти дан-



Рис. 5. Скорость распространения турбулентного пламени в зависимости от числа Маха (a), коэффициента избытка воздуха (б) и приведенная функция (6):

1 — f = 30 кГп,  $G_{\text{H}_2}^1$  = 0.107 г/с ( $L_1(\alpha)$ ); 2 — f = 30 кГп,  $G_{\text{H}_2}^2$  = 0.063 г/с ( $L_2(\alpha)$ ); 3 — f = 8 кГп,  $G_{\text{H}_2}^3$  = 0.087 г/с ( $L_3(\alpha)$ ); 4 — f = 8 кГп,  $G_{\text{H}_2}^4$  = 0.107 г/с ( $L_4(\alpha)$ )

ные не ложатся на одну прямую в отличие от ситуации на рис. 1, в. Вероятно, в нашем случае при описании стабилизации пламени нельзя использовать коэффициент турбулентного обмена, определенный по параметрам потока на срезе горелки, так как имеется воздействие оптического разряда на течение.

На рис. 5,*а* представлена зависимость скорости распространения турбулентного пламени от числа Маха  $F_i(M) = u_t/u_l$ , где i — номер серии опытов, а число Маха определялось по средней скорости и скорости звука истекающей смеси. Зависимости для 1-й и 4-й серий опытов близки. Если точки 2-й серии опытов сместить на  $\Delta M = 0.15$ , а для 3-й — на  $\Delta M = 0.05$ , то получится единая кривая для всех случаев:

$$F_1(\mathbf{M}) = F_2(\mathbf{M} + 0.15) = F_3(\mathbf{M} + 0.05) =$$
  
=  $F_4(\mathbf{M}) \approx \text{const}(\mathbf{M} - 0.31)^2 + 1.$ 

Эти данные, построенные в зависимости от коэффициента избытка воздуха, приведены на рис. 5,6. Для получения общей зависимости использована приведенная функция  $L(\alpha) = (u_t/u_l)_i(G_{\text{H}_2}^1/G_{\text{H}_2}^i)$ , в которой расход водорода обезразмеривался величиной  $G_{\text{H}_2}^1$ . Коэффициент избытка воздуха однозначно связан с характерным временем горения, поэтому приведенную функцию можно представить в виде  $L(\tau_b) = (u_t/u_l)(G_{\text{H}_2}^1/G_{\text{H}_2}^i)$  (см. рис. 5,6), близком к линейной зависимости.

Значительного влияния на скорость распространения турбулентного пламени частоты следования импульсов и мощности лазерного излучения в экспериментах не наблюдалось.

В качестве эмпирической зависимости, обобщающей результаты экспериментов, предлагается критерий  $\text{Kp} = u^2/cu_l$  (c — скорость звука в водородовоздушной смеси), который отражает влияние на горение газодинамических и физико-химических свойств течения. На рис. 6 экспериментальные данные, представленные зависимостью  $u_t/u_l = f(\text{Kp})$ , с хорошей точностью ложатся на одну прямую.

Проведены эксперименты, в которых струя водородовоздушной смеси натекала на плазменное образование оптического разряда в высокоскоростном потоке. Установлено, что оптический разряд стабилизирует фронт гомогенного водородовоздушного пламени в широком диапазоне значений коэффициента избытка воздуха при скоростях потока вплоть





Δ

Рис. 6. Скорость распространения турбулентного пламени при стабилизации оптическим разрядом в зависимости от параметра Кр: 1 —  $f = 30 \text{ к}\Gamma \text{ и}, G_{\text{H}_2}^1 = 0.107 \text{ г/c}; 2 — f = 30 \text{ к}\Gamma \text{ и}, G_{\text{H}_2}^2 = 0.063 \text{ г/c}; 3 — f = 8 \text{ к}\Gamma \text{ и}, G_{\text{H}_2}^3 = 0.087 \text{ г/c}; 4 — f = 8 \text{ к}\Gamma \text{ и}, G_{\text{H}_2}^4 = 0.107 \text{ г/c}$ 

до u = 200 м/с. Влияние на скорость распространения турбулентного пламени параметров лазерного излучения в пределах их варьирования от опыта к опыту было незначительным. Важным параметром при стабилизации пламени с помощью оптического разряда является интенсивность тепловыделения при горении водорода. Получен безразмерный критерий, в зависимости от которого скорость распространения турбулентного пламени носит линейный характер.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Morsy M. H. Review and recent developments of laser ignition for internal combustion engines applications // Renew. Sustain. Energy Rev. 2012. V. 16, N 7. P. 4849–4875. DOI: 10.1016/j.rser.2012.04.038.
- Azarmanesh S., Targhi M. Z. Comparison of laser ignition and spark plug by thermodynamic simulation of multi-zone combustion for lean methane-air mixtures in the internal combustion engine // Energy. — 2021. — V. 216. — 119309. — DOI: 10.1016/j.energy.2020.119309.
- 3. Shukla A., Vaghasia J., Mistry M. Effect of laser ignition on combustion and performance of internal combustion engine: A Review // Energ. Convers. Manag. X. 2022. V. 13. 100166. DOI: 10.1016/j.ecmx.2021.100166.

- O'Briant S. A., Gupta S. B., Vasu S. S. Review: laser ignition for aerospace propulsion // Propul. Power Res. — 2016. — V. 5, N 1. — P. 1– 21. — DOI: 10.1016/j.jppr.2016.01.004.
- 5. An B., Yang L., Wang Z., Li X., Sun M. A comparative study of laser-induced gas breakdown ignition and laser ablation ignition in a supersonic combustor // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53, N 48. P. 485–501. DOI: 10.1088/1361-6463/abadc1.
- An B., Yang L., Wang Z., Li X., Sun M., Zhu J., Yan W. Characteristics of laser ignition and spark discharge ignition in a cavity-based supersonic combustor // Combust. Flame. — 2020. — V. 212. — P. 177–188. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.10.030.
- Liang T., Zang H., Zhang W., et al. Reliable laser ablation ignition of combustible gas mixtures by femtosecond filamentating laser // Fuel. — 2022. — V. 331. — 122525. — DOI: 10.1016/j.fuel.2021.122525.
- Lee T.-W., Jain V., Kozola S. Measurements of minimum ignition energy by using laser sparks for hydrocarbon fuels in air: propane, do-decane, and jet-A fuel // Combust. Flame. 2001. V. 125, N 4. P. 1320–1328. DOI: 10.1016/S0010-2180(01)00248-6.
- Beduneau J.-L., Kim B., Zimmer L., Ikeda Y. Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark // Combust. Flame. — 2003. — V. 132, N 4. — P. 653–665. — DOI: 10.1016/S0010-2180(02)00536-9.
- Phuoc T. X. Laser-induced spark ignition fundamental and applications // Opt. Lasers Eng. — 2006. — V. 44, N 5. — P. 351–397. — DOI: 10.1016/j.optlaseng.2005.03.008.
- Зудов В. Н., Грачев Г. Н., Крайнев В. Л., Смирнов А. Л., Третьяков П. К., Тупикин А. В. Инициирование горения оптическим разрядом в сверхзвуковой метановоздушной струе // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 2. — С. 144–147.
- 12. Зудов В. Н., Третьяков П. К. Инициирование оптическим разрядом гомогенного горения в высокоскоростной струе топливовоздушной смеси // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 3. — С. 18–26. — DOI: 10.15372/FGV20170302.
- Lipatnikov A. N., Chomiak J. Molecular transport effects on turbulent flame propagation and structure // Prog. Energy Combust. Sci. — 2005. — V. 31, N 1. — P. 1–73. — DOI: 10.1016/j.pecs.2004.07.001.
- Damköhler G. Der einfluss der turbulenz auf die flammengeschwindigkeit in gasgemischen // Z. Elektrochem. — 1940. — Bd 46, N 11. — S. 601– 626. — DOI: 10.1002/bbpc.19400461102.
- Шёлкин К. И. О сгорании в турбулентных потоках // Журн. техн. физики. — 1943. — Т. 43, вып. 9-10. — С. 520–527.

- 16. Щетинков Е. С. О расчете распространения пламени в турбулентном потоке // Горение в турбулентном потоке: сб. ст. — М.: Изд-во АН СССР, 1959.
- 17. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
- Зимонт В. Л. К теории турбулентного горения однородной горючей смеси при больших числах Рейнольдса // Физика горения и взрыв. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 23–32.
- Баев В. К., Третьяков П. К. Расчет положения пламени в турбулентном потоке // Изв. СО АН СССР. — 1969. — № 3, вып. 1. — С. 32–37.
- 20. Wabel T. M., Skiba A. W., Driscoll J. F. Evolution of turbulence through a broadened preheat zone in a premixed piloted Bunsen flame from conditionally-averaged velocity measurements //

Combust. Flame. — 2018. — V. 188. — P. 13– 27. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.09.013.

- 21. Wang X., Cheng X., Lu H., Xu Y., Liu Y., Wang R., Yao J. Quantifying the role of Darrieus–Landau instability in turbulent premixed flame speed determination at various burner sizes // Phys. Fluids. — 2021. — V. 33, N 2. — 025104. — DOI: 10.1063/5.0032587.
- 22. Баев В. К., Третьяков П. К. Характерные времена горения топливовоздушных смесей // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т. 4, № 3. — С. 367–376.
- 23. Зудов В. Н., Третьяков П. К., Тупикин А. В., Яковлев В. И. Обтекание теплового источника сверхзвуковым потоком // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. — 2003. — № 5. — С. 140–153.

Поступила в редакцию 07.02.2023. После доработки 31.03.2023. Принята к публикации 05.04.2023.