

УДК 536.461: 536.464: 534.222

В.М. Дулин^{1,2}, Д.М. Маркович^{1,2}, Ю.С. Козорезов¹, Л.М. Чикишев¹

¹ Институт Теплофизики СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск, Ак. Лаврентьева пр-т., 1, E-mail: dmark@itp.nsc.ru ² Новосибирский Государственный Университет, Россия, 630090,Новосибирск, Пирогова ул., 2

ПРИМЕНЕНИЕ СОВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛАМЕН

В работе представлены результаты серии экспериментов по исследованию пространственной структуры турбулентных пламен при горении предварительно перемешанных компонент топлива и воздуха. Рассмотрен широкий спектр режимов горения пропанового и метанового топлив при различных числах Рейнольдса, соотношениях топливо-окислитель, степенях закрутки пламени. Кроме того, изучен ряд режимов горения газофазного топлива в модельной камере сгорания. Для определения характеристик пламен использовались современные оптические методы. Stereo PIV метод применялся для измерения полей мгновенной скорости, в том числе с высоким временным разрешением (High-repetition PIV). Для определения областей интенсивного турбулентного горения регистрировалась интенсивность хемилюминесиенции радикала *CH**. Основным направлением исследований являлось определение влияния активных и пассивных методов управления структурой струйных течений на повышение интенсивности горения, стабильность пламени и снижение вредных выбросов.

РІV, ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ, КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ

введение

Турбулентные струйные реагирующие течения широко распространены в ряде технических приложений: при сжигании попутного газа, в камерах сгорания, в ракетных и газотурбинных двигателях и т.п., что порождает большой интерес к изучению структуры таких потоков в различных конфигурациях. Известно, что в результате неустойчивости слоя смешения, на начальном участке изотермической струи формируются кольцевые крупномасштабные вихревые структуры (КВС), в существенной степени определяющие структуру турбулентного потока. В ряде работ показано, что наложение внешних периодических возмущений на начальную скорость изотермического потока может быть использовано в качестве способа эффективного активного управления динамикой и характеристиками КВС в слабо- [1] и сильнозакрученных [2] струях, а, следовательно, интенсивностью турбулентного переноса. Очевидно, что при наличии горения структура турбулентной струи существенно изменяется. Также известно, что внешнее периодическое возбуждение способно повышать интенсивность горения в незакрученных пламенах [3]. Целью данного исследования являлось использование современных оптических методов измерения: Particle Image Velocimetry (для измерения пространственных распределений мгновенной скорости в потоке с целью анализа структуры и роли КВС) и метода регистрации интенсивности хемилюминесценции радикала CH* (для определения области интенсивного турбулентного горения) для диагностики структуры течения закрученных открытых и ограниченных пламен, в том числе при периодическом воздействии на начальную скорость потока.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. Исследование горения предварительно перемешанных компонент топлива и окислителя при нормальном давлении и температуре было выполнено на открытой горелке мощностью 7,5 кВт. В качестве горелочного насадка использовалось профилированное сопло с выходным диаметром *d*, равным 15 мм. В качестве топлива использовались пропан и метан, в качестве окислителя - атмосферный воздух. Расходы компонент смеси контролировались при помощи системы ротаметров.

Условия эксперимента варьировались в широком диапазоне параметров: число Re коэффициенту (построенное по диаметру сопла, кинематической вязкости И среднерасходной скорости воздуха) достигало 8 000, коэффициент стехиометрии (избытка топлива) Ф варьировался от 0,5 (обедненная смесь) до 10 (богатая смесь), среднерасходная скорость потока U₀ изменялась от 0,5 до 10 м/с. Для внешнего периодического воздействия на начальную скорость потока использовалась система (см. рис. 1), состоящая из четырех акустических динамиков (аналогичная система описана в работе [4]), параллельно подключенных к усилителю и генератору синусоидального сигнала. Нормированная частота возмущения, т.е. число Струхаля, варьировалась от 0,1 до 3. Амплитуда воздействия контролировалась интенсивностью вносимых пульсаций продольной скорости на срезе горелочного устройства.



Рис. 1.(а) Схема экспериментальной установки, (б) схема организации ограниченного пламени

Для измерения мгновенных полей скорости использовалась PIV (Particle Image Velocimetry) система «ПОЛИС» в стереоскопической конфигурации. Система является разработкой ИТ СО РАН и состоит из сдвоенного Nd:YAG импульсного лазера (70 мДж в каждом импульсе длительностью не более 10 нс), двух ПЗС камер (разрешение 2048×2048 пикс., 8 бит, экспозиция 128 мс) и синхронизатора. Задержка между парой импульсов могла варьироваться от 10 мкс до удвоенной длительности экспозиции кадра и в данном эксперименте равнялась 50 мкс. Для проведения измерений с высоким временным разрешением (High-repetition PIV) использовались скоростной сдвоенный Nd:YLF импульсный лазер Pegasus PIV (10 мДж в импульсе с частотой 1 кГц) и две скоростные камеры РСО 1200HS (1280×1024 пикс с частотой более 500 Гц). Используемые камеры оснащались узкополосными оптическими фильтрами, пропускавшими излучение лазера (532 или 527 нм для Nd:YAG или Nd:YLF лазера, соответственно) и подавлявшими излучение

пламени. Для формирования лазерного ножа использовались фокусирующая И цилиндрическая линзы. Измерения проводились в центральной плоскости пламени. Поток засевался частицами оксида титана (средний диаметр 1 мкм). В соответствии с данными работы [5], указанный размер частиц достаточно мал, что позволяло им хорошо отслеживать даже высокочастотные турбулентные пульсации (время релаксации частиц составляло 10 мкс). Управление системой, сбор, хранение и обработка данных осуществлялись при помощи компьютера с программным обеспечением "ActualFlow". Для каждого режима горения было измерено 1 500 мгновенных трехкомпонентных полей скорости. На основе мгновенных полей скорости были рассчитаны пространственные распределения средней скорости и интенсивности пульсаций скорости.

Для определения положения фронта пламени, а также для исследования интенсивности горения использовалась интенсифицированная ПЗС камера «Наногейт-2» на базе ЭОП. Разрешение камеры составляло 1388×1038 пикс, экспозиция – от 20 нс до 200 мкс, разрядность – 16 бит. Камера была оснащена узкополосным оптическим фильтром для выделения излучения радикалов CH*(430 ± 5 нм). Длительность экспозиции камеры была выбрана близкой к задержке между парой лазерных вспышек и равнялась 100 мкс. Для каждого режима горения было измерено по 500 распределений радикала CH*. Для анализа пространственной структуры горения к осредненным изображениям было применено обратное дискретное преобразование Абеля (A^{-1}).

Для реализации ограниченного течения использовалась модельная камера сгорания рис. 16, представлявшая собой кварцевый цилиндр (внутренний диаметр 65 мм, высота 240 мм), монтирующийся на сопловой блок.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Незакрученное пламя

В качестве примера, на рис. 2 представлены фотография, характерное мгновенное распределение, а также среднее распределение хемилюминесценции радикала CH* для поднятого незакрученного пропано-воздушного пламени при $\Phi = 2,0$ и Re = 4 100 ($U_0 = 4,6$ м/с). Анализируя мгновенные распределения интенсивности хемилюминесценции радикала CH* (I_{CH}^*), можно заметить, что фронт поднятого пламени существенно искажен турбулентными пульсациями, генерируемыми потоком в слое смешения. Осредненные распределения I_{CH}^* на рис. 2в показывают, что наиболее интенсивное турбулентное горение имеет место в области 1,5 < z/d < 3 и r/d < 0,9. Далее можно наблюдать процессы догорания в окружающем воздухе ($\Phi = 2,0$) как на мгновенных, так и средних распределениях I_{CH}^* .

На рис. За и рис. 4а показаны мгновенные поля скорости для поднятого незакрученного пламени (S = 0, Φ = 2,0 и Re = 4 100) и изотермического потока (S = 0 и Re = 4 100), соответственно. Для случая с горением, изображенная на рисунке пунктирная линия соответствует уровню $A^{-1}\langle I_{CH}^* \rangle = 0.05$ у.е. реконструированного изображения осредненной хемилюминесценции СН*. Анализ визуализационных картин позволил установить, что данный уровень достаточно хорошо описывает среднее положение основания фронта поднятого пламени. Мгновенные поля скорости и завихренности демонстрируют, что кольцевые вихри формируются еще перед областью турбулентного горения (см. вихрь на $z/d \approx 0.7$ на рис. За). Их взаимодействие с фронтом поднятого пламени приводит к деформации поверхности фронта и пульсациям тепловыделения. На рис. 36, в и рис. 46, в представлены средние поля скорости (показан каждый четвертый вектор) и радиальная компонента кинетической энергии турбулентности (КЭТ) для данных течений с нанесенными изолиниями $A^{-1}\langle I_{CH}^* \rangle$. Полученные распределения изолиний позволяют сделать вывод, что турбулентное горение в основном происходит в слое смешения струи, приводя к увеличению скорости потока (в радиальном и аксиальном направлениях) вследствие расширения газа. В целом, пространственная структура поднятого пламени, а также общая картина среднего течения совпадает с результатами, опубликованными в работе [6].

Анализируя поля мгновенной скорости при наличии и отсутствии горения, можно видеть, что в последнем случае вихри, формирующиеся в слое смешения струи, являются более выраженными до фронта пламени и, вследствие термического расширения, их интенсивность падает после прохождения фронта. Это отчетливо можно видеть на распределениях компонент КЭТ.



Рис. 2. (а) Фотография пламени, а также (б) мгновенное и (в) среднее распределения интенсивности хемилюминесценции радикала CH* при Φ = 2,0, Re = 4 100, U₀ = 4,6 м/с



Структура закрученного пламени

В данном разделе представлены результаты экспериментального исследования структуры турбулентного пропано-воздушного пламени с большим числом закрутки (S =представлены рис. 5 фотография распределение интенсивности 1.0). Ha И хемилюминесценции CH* для поднятого сильнозакрученного пламени при $S = 1.0, \Phi = 2.5$ и Re = 4 100. В данном случае наблюдалось более широкая область горения, расположенная ближе к кромке сопла. (0.5 < z/d < 1.2 и r/d < 1.3). Распределения I_{CH}^* показывают, что фронт поднятого пламени сильно искажен турбулентными пульсациями скорости, вследствие чего основание пламени имеет существенно трехмерную форму. Данные распределения I_{CH}^{*} также демонстрируют, что в некоторые моменты времени фронт пламени может находиться достаточно близко к кромке сопла, в частности, на расстоянии 3 мм от сопла при r/d = -5,0на данном снимке.



Рис. 4. Пространственные распределения (а) мгновенной скорости и завихренности, (б) средней скорости и (в) радиальной компоненты КЭТ для незакрученного изотермического потока при Re = 4 100 и U₀ = 4,6 м/с



Рис. 5. (а) Фотографии, (б) мгновенные и (в) средние распределения интенсивности хемилюминесценции СН* для сильнозакрученного поднятого пламени при *S* = 1,0, Φ = 2,5, Re = 4 100, U_0 = 4,6 м/с

На рис. 6а представлен пример поля мгновенной скорости и завихренности для данного режима горения. Отчетливо наблюдается распад вихревого ядра закрученного течения и возвратное течение вблизи сопла. В целом течение имеет пространственную структуру, схожую со случаем изотермического течения сильнозакрученной струи (S = 1,0 и Re = 8 900), описанным в работе [2].





В данном случае предполагается, что наиболее интенсивные вихри представляют собой пару спиралей, порождаемых прецессией вихревого ядра. Распределения средней скорости и радиальной компоненты КЭТ представлены на рис. 6б и в, соответственно. Изолинии $A^{-1}\langle I^*_{\rm CH}\rangle$ показывают, что турбулентное горение происходит как во внешнем, так и во внутреннем слоях смешения реагирующей струи. Наибольшее значение $A^{-1}\langle I^*_{\rm CH}\rangle = 0,65$

наблюдается в области, соответствующей r/d = 0,7 и z/d = 1,3. Основные отличия от изотермического потока проявляются в более сильном расширении струи и в большей скорости возвратного течения ($-0,97U_0$, что практически в два раза больше, чем в изотермическом потоке), а также в увеличении скорости при прохождении области турбулентного горения, вследствие расширения газа.

Структура закрученной струи при внешнем периодическом возмущении

На рис. 7 представлена серия полей мгновенной скорости и завихренности для изотермического сильнозакрученного (S = 1,0) потока при внешнем периодическом возмущении начальной скорости с частотой 170 Гц (St = 0,6, амплитуда 30% от U_0), полученная с высоким временным разрешением (High-repetition PIV).



Рис. 7. Поля мгновенной скорости и завихренности для закрученной струи с внешним периодическим возмущением в различные моменты времени: (a)t = 0 (б) t = 1,3 мс, (в) t = 2,6 мс при Re = 4 100, S = 1,0 и St = 0,6

Временной интервал между измеренными полями скорости составлял 1,3 мс (что приблизительно в 4,5 раза меньше, чем период генерации вихрей). Можно отчетливо видеть процесс развития симметричных вихрей (вероятно, соответствующих паре колец),

генерирующихся в потоке под действием периодического возмущения начальной скорости, как во внутреннем слое смешения (вокруг зоны рециркуляции, эти вихри отмечены белой пунктирной линией), так и во внешнем слое смешения струи (вихри отмечены черной пунктирной линией).

Закрученное пламя при внешнем периодическом возмущении

В данном разделе рассмотрен эффект периодического воздействия на реагирующее сильнозакрученное (S = 1,0) течение. На рис. 8 представлены фотографии и распределения интенсивности хемилюминесценции для наиболее характерных режимов горения закрученного предварительно перемешанного пропанового пламени (Re = 4 100, $\Phi = 2,5$ и S = 1,0) без возбуждения (рис. 8а, г), а также режимов с внешним периодическим возбуждениемя с частотой St = 0,6 (170 Гц) и различной амплитудой (рис. 86 – е).



Рис. 8. (а – в) Фотографии сильнозакрученного поднятого пропано-воздушного пламени и (г– е) средняя интенсивность хемилюминесценции радикала CH* при Re = 4 100, Φ = 2,5 и S = 1,0. (а, г) Без возбуждения; при периодическом возбуждении с частотой St = 0,6: (б, д) $a_f/U_0 = 20\%$, (в,е) $a_f/U_0 = 30\%$

При возбуждении с данной частотой, при достижении амплитуды порядка 25% от начальной скорости структура пламени существенно изменялась. Поэтому режимы с амплитудами 20% и 30% были изучены детально. Высокоамплитудное возбуждение (рис. 8 в, е) приводит к увеличению интенсивности горения закрученного пламени. На рис. 9а – в и рис. 9г – е показаны пространственные распределения средней скорости и радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности соответственно. Можно видеть, что в случае с высокой амплитудой возбуждения ($a_f/U_0 = 30\%$) распределения существенно отличаются от случая без возбуждения и возбуждения с меньшей амплитудой $a_f/U_0 = 20\%$. Главное отличие заключается в том, что вблизи сопла (z/d < 0,5) значения (v^2)

существенно подавляются в случае возбуждения с амплитудой $a_f/U_0 = 30\%$. Это означает, что прецессия ядра струи практически полностью отсутствовала для данного случая.



Рис. 9. Распределения (a - b) средней скорости и (r - e) радиальной компоненты кинетической энергии турбулентности в сильнозакрученном поднятом пропано-воздушном пламени при Re = 4 100, Φ = 2,5 и S = 1,0. Без возбуждения – (a, r);

при периодическом возбуждении с частотой St = 0,6: $a_f/U_0 = 20\% - (6, e), a_f/U_0 = 30\% - (B, e)$

Структура ограниченного пламени

На рис. 10а представлены богатый и бедный пределы области устойчивого горения для незакрученного ограниченного метано-воздушного пламени в координатах Re-Ф. Крестом на этой диаграмме обозначено положение режима горения, структура течения которого исследовалась методом Stereo PIV.





На рис. 10б представлены результаты измерения концентраций продуктов сгорания на выходе из рабочего объема цилиндра. При этом фиксировался расход (Re = 4 100) и варьировалось стехиометрическое соотношение Φ подаваемой смеси. Как можно видеть, максимум концентраций NO и CO₂ соответствует стехиометрическому составу смеси. Максимум выбросов CO₂ достигается благодаря полному сгоранию топлива, в то время как максимум NO соответствует наивысшей средней температуре в случае горения при $\Phi = 1$. В области обедненного горения наблюдается избыток молекулярного кислорода, а концентрации CO близки к нулю.

Как правило, режимы горения, наблюдаемые при Re, превышающем 2 000, представляют собой поднятое пламя. На рис. 11а и б представлены осредненные по ансамблю поля скорости для изотермического и реагирующего течения в модельной камере сгорания, соответственно (показан каждый четвертый вектор поля скорости). В обоих случаях имеет место протяженная зона рециркуляции, расположенная между ядром струи и стенкой цилиндра. Основное отличие в структуре течения заключается в том, что наличие экзотермической реакции значительно увеличивает скорость потока после z/d > 4. Также наблюдалось, что продольный размер зоны рециркуляции несколько меньше в случае реагирующего течения, что вызвано большей скоростью распространения реагирующей струи.



Рис. 11. Пространственное распределение нормированной средней скорости в центральном сечении струи для случаев (а) изотермического течения и (б) реагирующего течения в модельной камере сгорания, соответственно Re = 4 100, $\Phi = 0.9$, S = 0 (показан каждый четвертый вектор поля скорости)

На рис. 12а представлены богатый и бедный предел области устойчивого горения для сильнозакрученного ограниченного метано-воздушного пламени в координатах Re- Φ . Крестом на диаграмме обозначен режим (Re = 4 100, Φ = 0,9), исследовавшийся при помощи Stereo PIV. Так же, как и в случае течения без закрутки, бедный предел представляет собой почти вертикальную линию, однако ее положение смещено в сторону обедненной смеси $\Phi \approx 0,6$ в случае применения закрутки ($\Phi \approx 0,8$ для незакрученного пламени). Богатый предел также сместился до $\Phi \approx 1,6$. Рис. 126 показывает зависимость концентрации продуктов горения от состава смеси. Концентрации NO и CO₂ достигают своего максимума при

стехиометрическом составе смеси, подобно случаю без закрутки, а выбросы СО близки к нулю в области обедненных пламен. Вблизи бедного предела горения закрученного пламени при $\Phi = 0,6$ измеренная концентрация NO была очень низкой (менее 5 ppm).





Однако, концентрация NO при $\Phi = 0,8$ почти в три раза превышала концентрацию NO в случае незакрученного пламени. Таким образом, применение сильной закрутки привело к увеличению генерации NO в области $\Phi > 0,8$. Это может быть вызвано наличием локальных зон с повышенной температурой. На рис. 13 представлены средние поля скорости для изотермического и реагирующего потока в модельной камере сгорания в случае сильной закрутки потока (S = 1,0). Длина векторов показывает величину скорости в измерительной плоскости, в то время как цвет соответствует значению модуля трехкомпонентного вектора скорости. Как можно видеть, в потоке присутствуют две зоны рециркуляции как в случае изотермического, так и в случае реагирующего закрученного течения. Первая из них является внутренней зоной рециркуляции, расположенной внутри области распада вихря.





Вторая представляет собой внешнюю зону рециркуляции, расположенную между нижней стенкой камеры сгорания и областью, где главный поток достигает стенки цилиндра (на расстоянии z = 2,2d для изотермического течения и z = 1,4d для реагирующего потока). Главное отличие в структуре этих двух течений заключается в форме зоны рециркуляции на оси симметрии камеры. Для изотермического течения ширина зоны рециркуляции составляла 2,7d, а высота выходила за пределы измерительной области. Минимум

аксиальной скорости струи $U = -0,62U_0$ располагался на расстоянии z = 0,64d. Для реагирующего течения ширина зоны рециркуляции составляла 2,4d, а ее протяженность около 5,3d. Распределение аксиальной скорости внутри зоны рециркуляции представлено на рис. 14. Это распределение хорошо демонстрирует, что наличие экзотермической химической реакции приводит к смене типа распада вихря от пузырькового типа в случае изотермического течения к коническому типу распада вихря в случае горения.



Рис. 14. Пространственное распределение нормированной аксиальной компоненты средней скорости в случае (а) изотермического и (б) реагирующего течения в модельной камере сгорания соответственно. $Re = 4\ 100, \Phi = 0.9, S = 1.0$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована структура различных режимов горения незакрученных и закрученных пропано-воздушных и метано-воздушных пламен. Получены мгновенные поля скорости при помощи метода Stereo PIV, рассчитаны пространственные распределения средней скорости и интенсивности турбулентных пульсаций. Для визуализации областей интенсивного горения были получены изображения хемилюминесценции радикала CH*. Для рассмотренного режима закрученного поднятого пламени показано, что основное отличие от изотермического потока заключается в более сильном расширении струи, большей скорости возвратного течения, а также в увеличении скорости при прохождении зоны горения, вследствие расширения газа. В целом же структура распада вихря была сходна с изотермическим потоком.

Показано, что с применением сильной закрутки и периодического возбуждения можно существенно влиять на структуру течения в газофазном факеле, в частности, можно повысить интенсивность турбулентного горения на начальном участке. Также установлено, что активное управление сильнозакрученным поднятым пламенем позволяет обеспечить подавление прецессии вихревого ядра потока, что актуально с точки зрения избегания резонансных явлений в камерах сгорания.

Проведены экспериментальные исследования структуры турбулентного ограниченного течения в модельной камере сгорания. Показано, что наличие горения значительно влияет на структуру распада вихря в сильнозакрученном ограниченном струйном потоке, в то время как для незакрученного течения оно приводит к увеличению продольной скорости распространения струи. Было показано, что применение сильной закрутки значительно увеличивает область устойчивого горения. В частности, реализуется режим $\Phi = 0.6$, для которого концентрация NO составляет менее 5 ppm. Несмотря на это, для широкого диапазона Φ применение закрутки приводит к значительному увеличению концентрации NO на выходе модельной камеры сгорания, по сравнению со случаем незакрученного пламени.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа была выполнена при поддержке Федеральной Целевой Программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы, а также программы ОЭММПУ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gallaire F., Rott S., Chomaz J.-M. Experimental study of a free and forced swirling jet. // Phys. Fluids, 2004, №16, C. 2907-2917

2. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M. Effect of axisymmetric forcing on structure of a swirling turbulent jet. // Int. J. Heat and Fluid Flow, 2008, N_{2} 29, C. 1699-1715.

3. Yoshida H., Koda M., Ooishi Y., Kobayashi K.P., Saito M. Super-mixing combustion enhanced by resonance between micro-shear layer and acoustic excitation. // Int. J. Heat and Fluid Flow, 2001, N_{2} 22, C. 372-37913.

4. Broze G., Hussain F. Transitions to chaos in a forced jet: intermittency, tangent bifurcations and hysteresis. // J. Fluid Mech, 1996, № 311, C. 37-71

5. Stella A., Guj G., Kompenhans J., Raffel M., Richard H. Application of particle image velocimetry to combusting flows: design considerations and uncertainty ass, essment. // Exp. Fluids, 2001, N_{0} 30, C. 167-180

6. Ferraris S.A., Wen J.X. Large eddy simulation of a lifted turbulent jet flame. // Combust. Flame, 2007, №150, C. 320-339

V.M. Dulin^{1,2}, D.M. Markovich^{1,2}, Yu.S. Kozorezov¹, L.M. Chikishev¹

¹ Institute of Thermophysics SB RAS, Russia, 630090, Novosibirsk,Lavrentiev ave., 1, E-mail: dmark@itp.nsc.ru ² Novosibirsk State University, Russia, 630090,Novosibirsk, Pirogova st., 2

APPLICATION OF MODERN OPTICAL TECHNIQUES FOR DIAGNOSTICS OF SPATIAL STRUCTURE OF TURBULENT FLAMES

The present work is devoted to the experimental study of the spatial structure of the premixed propane-air and methane-air flames. Non-swirling and swirling regimes of the open and confined flames were investigated. Measurements were performed by using modern optical methods. Stereo PIV was applied to measure the instantaneous velocity fields. Besides, a high-repetition PIV system was utilized to achieve a high temporal resolution. For analysis of turbulent combustion intensity, CH* chemiluminescence signal of the flames was captured by an UV sensitive ICCD camera. The present study was focused on the efficiency of passive and active control to increase combustion in turbulent jet flames.

PIV, TURBULENT FLAME, LARGE-SCALE VORTICES