

УДК 534.413, 536.461, 536.464

В. М. Дулин<sup>1</sup>, Ю. С. Козорезов<sup>1</sup>, Д. М. Маркович<sup>1,2</sup>, М. П. Токарев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: dmark@itp.nsc.ru

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОТОКА  
В ЗАКРУЧЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПЛАМЕНИ  
СТЕРЕОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ  
ЦИФРОВОЙ ТРАССЕРНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ \***

Работа посвящена экспериментальному исследованию мгновенной и средней структуры течения в предварительно перемешанном пропано-воздушном закрученном пламени при помощи бесконтактного оптического метода PIV (Particle Image Velocimetry) в стереоскопической конфигурации. Представлена визуализация типичных режимов горения для закрученного и незакрученного пламени в широком диапазоне чисел Рейнольдса и коэффициентов избытка топлива, определены границы области устойчивого горения. Для характерных режимов горения выполнены измерения полей мгновенной скорости, по которым были рассчитаны пространственные распределения средней скорости и компонент кинетической энергии турбулентности. Исследовано взаимодействие пламени с крупномасштабными вихревыми структурами, а также показано существенно различное влияние горения на турбулентную структуру закрученной струи. В работе приведено описание алгоритмов обработки экспериментальных данных, в частности адаптированного кросскорреляционного метода расчета мгновенных полей скорости, основанного на анализе локальной концентрации трассеров на PIV изображениях. Метод позволяет эффективно отфильтровывать ошибочные вектора, которые появляются в областях с малой концентрацией трассеров при диагностике газовых потоков, и эффективно рассчитывать пространственные распределения таких характеристик, как интенсивность турбулентных пульсаций.

*Ключевые слова:* закрученная струя, пламена, Stereo PIV.

## Введение

К настоящему времени структура незакрученного (Бунзеновского) углеводородного пламени хорошо изучена в широком диапазоне значений скорости смеси и ее состава [1]. Область устойчивого горения для выбранного соотношения концентраций топлива и окислителя ограничивается предельным расходом смеси, после которого пламя уносится из рассматриваемой области набегающим потоком, и горение прекращается. Кроме того, для сравнительно больших значений скорости потока перед уносом пламени может наблюдаться так называемый

режим подвешенного пламени. В этом случае, когда скорость потока превышает некоторое критическое значение, пламя внезапно отделяется от кромки сопла и стабилизируется на некотором расстоянии от него, а при дальнейшем увеличении скорости потока пламя также уносится из области рассмотрения.

На практике во многих современных горелочных устройствах используются режимы обедненного предварительно перемешанного горения для достижения минимального уровня экологически опасных выбросов. Однако режимы с обедненным горением, как правило, подвержены влия-

---

\* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы № 12 ОЭММПУ РАН и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 07-08-00213; 07-08-00710; 07-08-12254).

нию неустойчивостей, вызванных различными факторами, что приводит к нестабильности пламени и его уносу. Одним из часто используемых и наиболее эффективных способов стабилизации пламени является относительно сильная закрутка потока [1]. Возникновение зоны рециркуляции и возвратного течения обеспечивает теплообмен продуктов горения со свежей смесью, а прецессия вихревого ядра и интенсивные спиралевидные вихри, характерные для сильно закрученных струй, значительно повышают интенсивность тепломассообмена за счет турбулентных пульсаций. Это приводит к существенному увеличению диапазона устойчивого горения, в том числе и для значительно обедненных смесей.

К настоящему времени в ряде работ показано, что структура изотермических закрученных струй существенно зависит от степени закрутки, а также от способа ее наложения [2; 3]. Хорошо известно, что для классической круглой струи с ударным профилем скорости на срезе сопла неустойчивость Кельвина – Гельмгольца в сдвиговом слое приводит к образованию кольцевидных крупномасштабных вихрей, доминирующих в незакрученных и слабозакрученных струях. Здесь следует отметить, что в случае параболического профиля скорости на срезе сопла струйное течение будет ламинарным (без образования кольцевых вихрей) с большой дальностью [4]. Ожидается, что вследствие меньшего градиента средней скорости в слое смещения струи скорость срыва пламени в таком случае будет существенно выше, а режим подвешенного пламени не будет существовать вообще [5]. При увеличении числа закрутки в слое смещения струи начинают усиливаться спиральные моды неустойчивости, а при превышении некоторого критического значения возникает распад вихревого ядра и появляется зона рециркуляции, что обычно сопровождается наличием интенсивных спиралевидных вихрей. Из экспериментальных наблюдений известно, что распад вихря может иметь существенно различную форму [6]: спиральную, пузырьковую или коническую, где последние два типа могут быть как симметричными, так и асимметричными [2]. Очевидно, что наличие горения еще более усложняет течение закрученной струи в существенной степени за счет термического расширения (сильное влияние эффектов

плавучести на форму распада вихря в закрученной струе продемонстрировано в работе [7]). Например, в работе [8] показано, что наличие горения может приводить к подавлению прецессии вихря в закрученном струйном потоке. Турбулентные режимы горения представляют еще большую сложность ввиду того, что турбулентные флуктуации деформируют фронт пламени, увеличивая его площадь, и могут вызвать развитие различных видов неустойчивости. Так как турбулентные флуктуации характеризуются непрерывным спектром масштабов, их взаимодействие с фронтом пламени, имеющим некоторую характерную толщину, может иметь различные эффекты в зависимости от соотношения масштабов [9]. Известно, что такое взаимодействие может приводить к увеличению скорости распространения пламени и, следовательно, его устойчивости, за счет деформации его фронта ([10; 11]), а также к генерации интенсивных акустических пульсаций за счет флуктуаций тепловыделения [12], вызванных изменением площади фронта пламени. Флуктуации давления могут, с одной стороны, служить источником возбуждения слоя смещения в струйных течениях [13], интенсифицирующим горение [14], а с другой – приводить к негативным резонансным эффектам в закрытых горелочных устройствах (см., например, [15]). Очевидно, что в данном контексте исследование мгновенной и осредненной структур течения различных режимов горения прямооточных и закрученных турбулентных пламен является актуальной задачей.

В последнее время наряду с развитием методов цифровой трассерной визуализации для изотермических потоков все больше работ появляется по применению метода Particle Image Velocimetry (PIV) к прямооточным пламенам (в большинстве случаев на начальном участке). В работе [16] проведен наиболее полный анализ физических аспектов погрешности измерения мгновенной скорости методом PIV в турбулентных пламенах лабораторного масштаба и, кроме того, указывается на сложность обработки изображений и PIV данных, вызванных неоднородным засевом потока и невысоким соотношением сигнал / шум. Из оценок эффекта пространственной неоднородности коэффициента преломления следует, что она оказывает незначительное влияние на

деформацию лазерного ножа и изображений частиц. Авторы показали, что разница плотностей исследуемой среды и твердых частиц, используемых для засева реагирующего потока и не разрушающихся при прохождении фронта пламени, позволяет с хорошей точностью отследить только низкочастотные пульсации, тогда как измерение высокочастотных пульсаций (в том числе и анализ профиля скорости во фронте пламени) будет затруднено. В работе [17] проводились PIV измерения скорости в камере сгорания под давлением в 20 атм и с атмосферным давлением. Авторы сообщают о проблеме засвечивания второго кадра из пары PIV изображений вследствие яркого свечения пламени и увеличенного времени экспозиции второго кадра для ПЗС матрицы с двухкадровым режимом работы. В качестве основных средств устранения засветки рекомендовались специальные электрические и электромеханические затворы, которые также применялись в работе [18].

Несмотря на широкое распространение метода PIV для диагностики потоков, лишь единичные работы посвящены измерению характеристик турбулентности, таких как распределения вторых статистических моментов в прямооточных и закрученных пламенах, ввиду сложности проведения эксперимента и необходимости применения комплексных алгоритмов обработки изображений и данных для получения приемлемой точности.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию структуры течения в предварительно перемешанном пропано-воздушном закрученном пламени при помощи метода Stereo PIV и разработанных подходов и алгоритмов к диагностике реагирующих газовых потоков.

### Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, а. В качестве топлива использовался пропан, в качестве окислителя – атмосферный воздух. Расходы компонент смеси контролировались при помощи системы ротаметров. Коэффициент избытка топлива  $\Phi$  определялся как отношение мольной доли топлива в эксперименте к мольной доле при стехиометрическом составе смеси:

$$\Phi = \frac{C_{C_3H_8} / n_{O_2}}{C_{C_3H_8} / n_{O_2}^{stoich}}$$

Для закрутки потока во внутреннюю область сопла с выходным диаметром  $d = 15$  мм помещался завихритель, при этом число закрутки  $S$  определялось на базе его геометрических характеристик (рис. 1, б):

$$S = \frac{2}{3} \left( \frac{1 - \frac{d_1}{d_2} \tan \phi}{1 + \frac{d_1}{d_2} \tan \phi} \right) \tan \phi$$

где  $d_1 = 7$  мм – диаметр центральной части, поддерживающей лопасти;  $d_2 = 27$  мм – внешний диаметр завихрителя;  $\phi$  – угол наклона лопастей. Кроме пламени с сильной

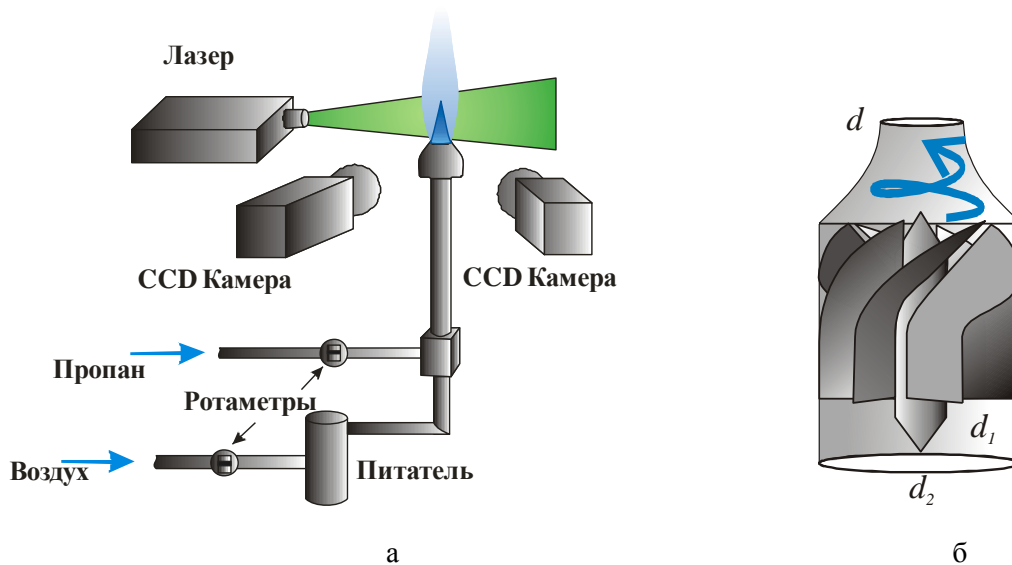


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и расположения завихрителя (б)

закруткой ( $S = 1,0$ ), в данной работе как базовый вариант исследовалось прямоточное пламя. Газодинамические свойства потоков характеризовались среднерасходной скоростью  $U_0$  смеси и числом Рейнольдса, определяемым по расходу  $Q_{\text{воздух}}$  и вязкости  $\nu_{\text{воздух}}$  воздуха:

$$\text{Re} = 4Q_{\text{воздух}} / \pi d \nu_{\text{воздух}}$$

(так как для стехиометрического состава смеси, т. е.  $\Phi = 1,0$ , объемный расход воздуха в 23,6 раза превышал расход пропана).

Для измерения полей мгновенной скорости использовалась Stereo PIV система «ПОЛИС», состоящая из сдвоенного импульсного лазера Nd:АИГ (70 мДж в импульсе длительностью 10 нс), двух ССД камер (1 360 × 1 024 пикс, 8 бит, экспозиция 128 мс) и синхронизирующего процессора. Управление системой, сбор, хранение и обработка данных осуществлялись при помощи компьютера с программным обеспечением «ActualFlow». Для формирования лазерного ножа использовались фокусирующая и цилиндрическая линзы. Поток засеивался частицами оксида алюминия (средний диаметр 5 мкм). В соответствии с данными работы [16], указанный размер частиц достаточно мал, чтобы частицы хорошо отслеживали турбулентные пульсации (с частотой менее 3 кГц) на расстоянии от фронта пламени более 100 мкм. Для регистрации частиц, рассеивающих лазерное излучение, вместе с объективами использовались узкополосные оптические фильтры (532 нм). Камеры стерео PIV системы располагались под углом  $\pm 30^\circ$  относительно плоскости измерения. На них были установлены специальные поворотные объективы, позволяющие сфокусировать на плоскость матрицы объект, наблюдавшийся под углом относительно оси камеры. Для калибровки оптической системы использовалась плоская калибровочная мишень размером 50 × 50 мм с опорными точками-окружностями на декартовой сетке с шагом 3 мм. Для компенсации нелинейных искажений в качестве калибровочного преобразования использовался полином третьей степени. Для этого мишень располагалась в трех положениях относительно измерительной плоскости ( $\pm 1, 2$  и 0 мм). Также использовался алгоритм коррекции возможного рассогласования мишени и измерительной плоскости с целью повышения точности измерений.

### Обработка данных и изображений

Для обработки данных Stereo PIV эксперимента использовались следующие методы:

- 1) цифровая фильтрация изображений, подавляющая фоновую засветку;
- 2) адаптивный кросскорреляционный алгоритм расчета смещения частиц с анализом их локальной концентрации;
- 3) алгоритм стерео реконструкции трехкомпонентного поля скорости.

Несмотря на используемые оптические фильтры, в результате продолжительной экспозиции камеры (по сравнению с длительностью излучения лазера) регистрируемые изображения реагирующего потока с частицами-трассерами содержат, кроме того, области с интенсивным свечением пламени (см. негатив на рис. 2, а). Фоновая засветка является нежелательным эффектом, так как свечение снижает уровень сигнал / шум кросскорреляционного определения смещения частиц. Поэтому, помимо узкополосных оптических фильтров, для устранения влияния свечения пламени была использована процедура цифровой фильтрации изображений, результат применения которой продемонстрирован на рис. 2, б.

На рис. 3, б, в показаны результаты применения двух цифровых фильтров в сравнении с исходным изображением (рис. 3, а). Фильтр вычета скользящего минимума, соответствующий рис. 3, б, вычитает из исходного значения интенсивности каждого пикселя минимальное значение интенсивности, рассчитанное по локальной области вокруг него. Можно видеть, что вследствие особенностей фоточувствительной матрицы использованной камеры, в результате пересветки пикселей на изображении, помимо областей, соответствующих максимальному значению интенсивности, возникают области с нулевой интенсивностью. После применения фильтра вычета скользящего минимума такие области приводят к появлению блоков ярких пикселей с размером, равным размеру ядра фильтра (см. рис. 3, б). Вследствие этого эффекта фильтр вычета скользящего минимума не является приемлемым для обработки данных, поэтому в работе был использован более медленный, но свободный от этого недостатка фильтр вычета медианного значения (т. е. значения,

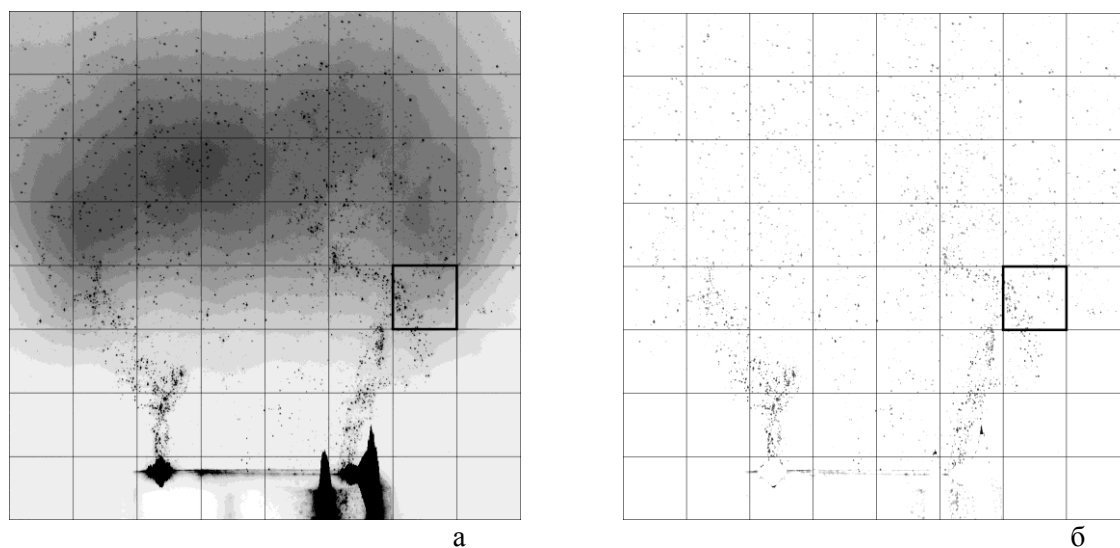


Рис. 2. Негативы изображений частиц с расчетными областями  $128 \times 128$  пикс для подвешенного пламени:  
*a* – исходный; *б* – после применения  $9 \times 9$  фильтра вычета медианного значения.  
 Сопло находится внизу

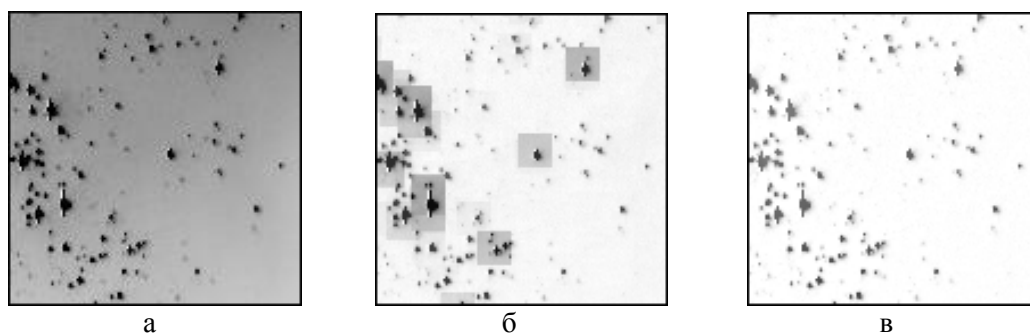


Рис. 3. Негативы изображений расчетной области размером  $128 \times 128$  пикс (см. рис. 2):  
*a* – без фильтрации; *б* – после применения  $15 \times 15$  фильтра вычета скользящего минимума;  
*в* – после применения  $15 \times 15$  фильтра вычета медианного значения

располагающегося в середине выстроенной по возрастанию последовательности значений интенсивности соседних пикселей). Результат работы медианного фильтра, вычитающего скользящее медианное значение из исходного изображения, показан на рис. 3, *в*.

Размер ядра фильтра влияет на его полосу пропускания. Чем больше размер ядра, тем больше низкочастотных составляющих сигнала остается на изображении. Поэтому, чтобы не изменять форму частиц на изображении, для обработки изображений использовался фильтр с размером ядра  $9 \times 9$  пикс, результат применения которого продемонстрирован на рис. 2, *б*. Видно, что фильтрация эффективно убирает области

свечения пламени и блики, образующиеся за счет отражения лазерного излучения от сопла и устраняет засвеченные пиксели.

### **Кросскорреляционный алгоритм расчета смещения частиц с анализом их локальной концентрации**

Использованный в настоящей работе адаптивный кросскорреляционный алгоритм является модификацией алгоритма, детально описанного в [19], в котором размер расчетной области и положение точки измерения варьируются в зависимости от локальной концентрации частиц и уровня пульсаций скорости. Так как в данном экс-

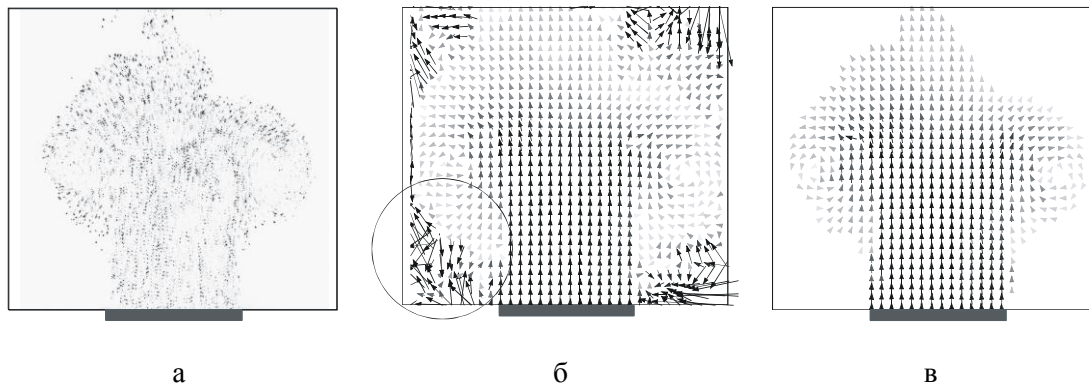


Рис. 4. Пример инвертированной пары PIV изображений (а), соответствующее им мгновенное поле скорости без анализа концентрации частиц (б), результат при фильтрации ошибочных векторов по локальной концентрации частиц (в)

перименте пламя было открытым, и частицами был засеян только поток, выходящий из соплового блока, в окружающем воздухе концентрация трассеров была минимальна. Поэтому на регистрируемых PIV изображениях наблюдалось неоднородное распределение частиц, которое ограничивало применение стандартных кросскорреляционных методов вследствие появления ошибочных векторов в областях с низкой концентрацией частиц (рис. 4, а, б). В процессе применения адаптивного PIV алгоритма с последовательным уменьшением шага сетки за счет дробления расчетной области на несколько областей меньшего размера ошибочные вектора скорости могут группироваться в кластеры, что осложняет применение стандартных методов для отсева таких векторов [20]. В свою очередь, оставшиеся после заключительной обработки полей скорости ошибочные вектора сильно ухудшают качество рассчитываемых статистических характеристик турбулентного потока [21], таких как интенсивность турбулентных пульсаций скорости.

Как указывают авторы, дополнительными преимуществами метода, описанного в работе [19], кроме повышения точности и пространственного разрешения измерений, на которых делали акцент авторы, являются эффективная фильтрация «возможных» ошибочных векторов скорости (рис. 4, в) и уменьшение времени расчета. Ошибочные вектора являются «возможными», так как в этих точках измерения они фактически не вычисляются. Однако если бы они были рассчитаны, то с большой вероятностью оказались бы ошибочными вследствие ма-

лой концентрации трассеров в области расчета. Таким образом, фильтрация поля скорости происходит за счет предварительной обработки изображения, в котором вычисляется концентрация частиц в будущих точках измерения (рис. 5, блок «Определение частиц»), и исключаются из рассмотрения те точки, в которых концентрация частиц ниже пороговой  $n$ .

Уменьшение времени расчета достигается за счет пропуска исключенных из рассмотрения точек измерения. По результатам тестирования на экспериментальных данных (воздушная струя на выходе из сопла), время предварительной обработки изображения



Рис. 5. Схема алгоритма фильтрации векторов скорости по локальной концентрации частиц

занимает менее 5 % от времени расчета одного поля скорости и позволяет сократить итоговое время расчета полей скорости до 30 %. Сокращение времени обработки происходит только в том случае, когда на изображении присутствуют области с низкой концентрацией частиц и области, где нет частиц совсем. Именно для такого типа изображений создан и применен указанный алгоритм. Идентификация частиц на изображении осуществляется методом Particle Mask Correlation (PMC) [22]. Размер расчетной области  $F(N_p(i, j))$  (см. рис. 5) зависит от концентрации частиц как  $\sim N_p(i, j)^{-1/2}$ .

### Алгоритм стерео реконструкции трехкомпонентного поля скорости

В процессе проведения калибровки системы из двух цифровых камер, использованных в стерео PIV эксперименте, положение опорных точек на изображении калибровочной мишени определялось при помощи алгоритма распознавания с субпиксельной оценкой положения центра маркера методом корреляции с шаблоном [23]. Для того чтобы связать систему координат измерительного объема и системы координат изображений, применялась полиномиальная модель камеры [24]. Определение рассогласования плоскости калибровочной мишени и плоскости лазерного ножа выполнялось методом автокалибровки [25] для каждого из режимов отдельно, с использованием 100 экспериментальных стереоизображений частиц в потоке. Величина рассогласования определялась после сходимости алгоритма автокалибровки за 3–4 итерации. Смещение плоскости калибровочной мишени относительно плоскости лазерного ножа в перпендикулярном направлении не превышало 0,3 мм. После определения параметров полиномиального преобразования, в данной работе был использован алгоритм стереорекострукции по локальным градиентам модели камеры, предложенный в [26]. Дополнительно в методе стереорекострукции отсеянные ошибочные вектора, найденные на полях скорости стереопроекций, помечались как ошибочные на итоговом трехкомпонентном поле скорости. Кроме того, производился отсев ошибочных векторов итогового поля скорости по критерию допустимого остатка [24] для приближенного решения переопределенного уравнения, свя-

зывающего смещения частиц в измерительной области и на изображениях. Пороговое значение отсева по остатку составляло 0,5 пикс. Эти методы позволили увеличить эффективность фильтрации неверных векторов скорости.

### Результаты

В данном разделе приведены результаты визуализации и PIV измерений полей скорости для характерных режимов горения прямоточных и закрученных пламен. На рис. 6 представлены типичные карты режимов горения и линии уноса пламени, ограничивающие сверху область устойчивого горения для незакрученных ( $S = 0$ ) и сильно закрученных ( $S = 1,0$ ) пламен на Re- $\Phi$  диаграмме.

Для случая  $S = 0$  в зависимости от значения параметров Re и  $\Phi$  можно наблюдать различные режимы горения начиная с классического конического пламени и заканчивая удаленным от сопла подвешенным пламенем. На рис. 7 показаны характерная фотография и поле течения конического пламени, характеризующегося обедненным режимом горения  $Re = 2\,000$ ,  $\Phi = 0,8$ ,  $U_0 = 2,2$  м/с. Фронт пламени, определенный из пространственных распределений химической люминесценции, показан прерывистой линией. Видно, что до фронта пламени распределение скорости является почти равномерным ( $U_0 = 2,2$  м/с), что обусловлено использованием профилированного сопла Витошинского, и, после прохождения фронта пламени, поток ускоряется вследствие термического расширения в результате химической реакции. Основываясь на угле наклона конуса ( $11^\circ$  относительно вертикали), можно определить ламинарную скорость распространения фронта пламени из соотношения  $S_L = U_0 \sin(\alpha) = 0,39$  м/с. Для области внутри конуса корень из среднеквадратичного отклонения скорости составлял 1,3 % от среднего значения скорости. Так как до фронта поток является ламинарным, то величина пульсаций скорости определяется только ошибкой метода измерения. Таким образом, можно сделать вывод, что погрешность измерения мгновенной скорости составляла порядка 2–3 %, а погрешность измерения средней скорости была менее 1 %.

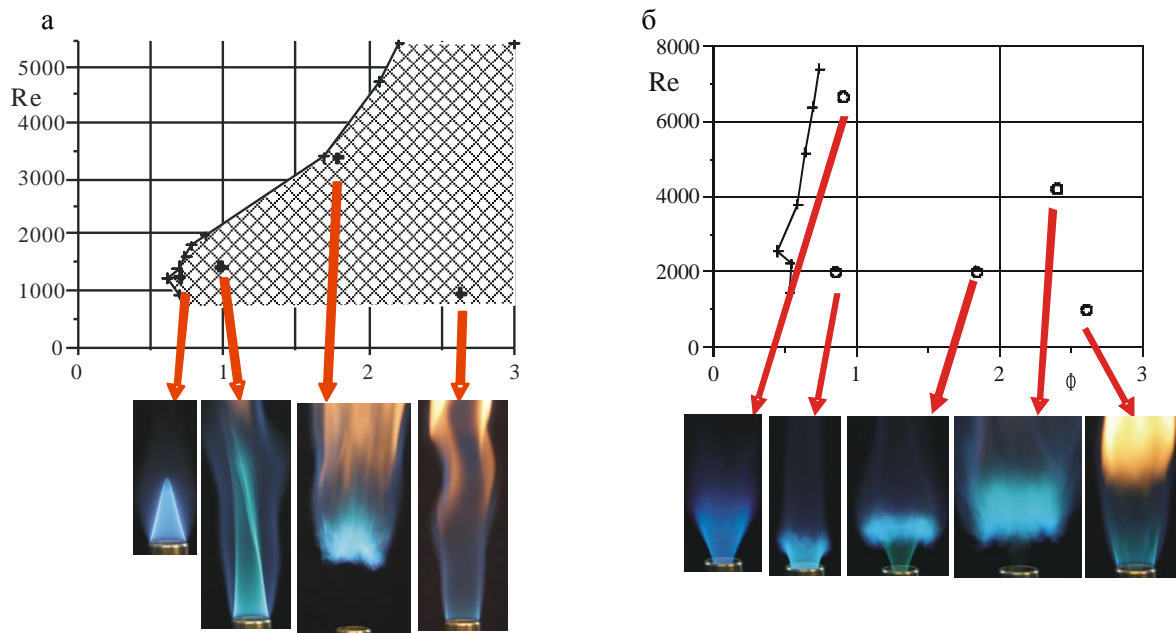


Рис. 6. Типичные режимы горения и кривые уноса пламени на Re- $\Phi$  диаграмме для незакрученных (а) и закрученных ( $S = 1,0$ ) (б) пламен

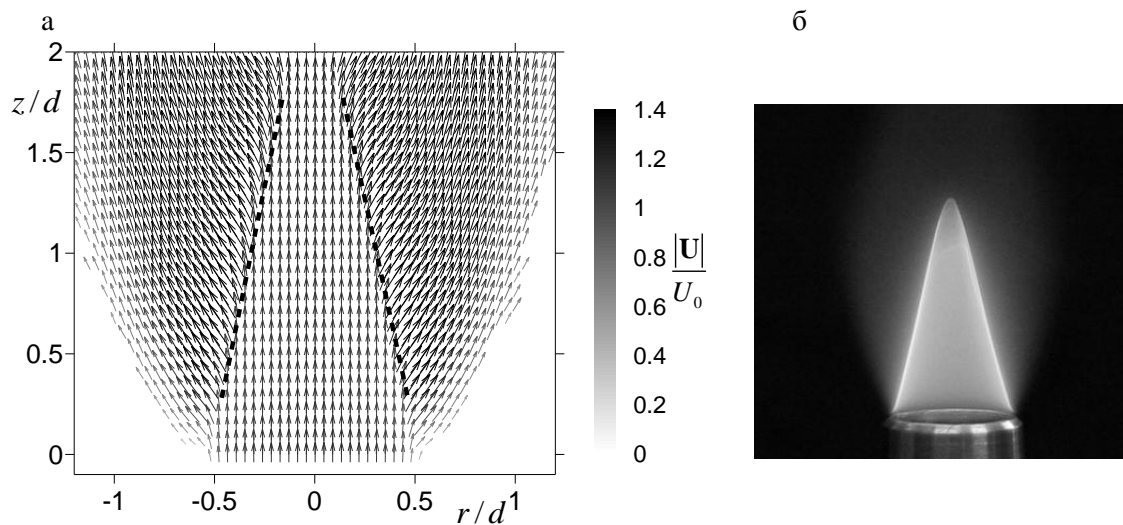


Рис. 7. Пространственное распределение нормированной средней скорости при  $S = 0$ ,  $Re = 2\,000$ ,  $U_0 = 2,2$  м/с и  $\Phi = 0,8$  (а), типичный вид пламени (б)

На рис. 8 и 9 представлены примеры мгновенных полей скорости и пространственные распределения компонент кинетической энергии турбулентности соответственно для реагирующего подвешенного пламени ( $\Phi = 2,2$ ) и изотермического незакрученного потока при  $Re = 4\,100$ . В данном случае предполагается, что фронт пламени (схематично показан пунктирной линией на рис. 8, а) представляет собой нижнюю часть тора и колеблется на расстоянии  $z/d = 1,3$  от

среза сопла. Сравнивая режимы при наличии и отсутствии горения, можно заключить, что интенсивность турбулентных пульсаций, соответствующих вихрям, расположенным выше границы пламени, подавляется (вследствие термического расширения газа), тогда как вихри перед фронтом пламени являются более выраженными (что, предположительно, является следствием воздействия пульсаций давления, вызванных деформацией фронта пламени, на развитие неустойчиво-



сти в изотермическом слое смешения потока до фронта пламени) в сравнении со случаем без горения. Данные наблюдения отражены количественно на распределениях аксиальной компоненты  $\langle u^2 \rangle$  кинетической энергии турбулентности. Кроме того, наблюдалось более интенсивное расширение струи после прохождения фронта пламени, что также вызвано термическим расширением.

Для сильно закрученного пламени  $S = 1,0$ , (см. рис. 6, б), спектр режимов горения значительно шире, при этом также наблюдаются режимы с подвешенным пламенем. Максимальные значения числа  $Re$ , при которых реализуется устойчивое горение, существенно выше по сравнению с незакрученными пламенами. В общем случае введение закрутки приводит к заметному смещению границы области уноса пламени в сторону больших значений расхода смеси, а также позволяет реализовать режим обедненного горения при относительно высоких числах  $Re$ .

На рис. 10 представлены пространственные распределения полей мгновенной скорости и компонент кинетической энергии турбулентности для закрученного ( $S = 1,0$ ) подвешенного пламени. Можно наблюдать, что для мгновенной картины течения характерно наличие крупномасштабных спиральных вихрей, создающих область высоких значений интенсивности турбулентных пульсаций как во внутреннем, так и во внешнем слоях смешения струи (см. рис. 10, б). В целом было установлено, что структура потока перед границей пламени сходна со структурой изотермического потока при аналогичной конфигурации сопла, исследованной в [13]. Для сильно закрученного

подвешенного пламени, так же, как и для незакрученного подвешенного пламени, наблюдалось резкое подавление вихрей при прохождении потоком фронта. Таким образом, стабилизация пламени в подвешенных режимах горения происходит в областях с высокими пульсациями скорости, вызванными крупномасштабными вихрями, которые развиваются в «холодном» потоке перед областью горения. С другой стороны, взаимодействие крупномасштабных вихрей с фронтом пламени приводит к генерации интенсивных пульсаций давления, которые могут быть очень нежелательными во многих практических применениях. В частности, интенсивность пульсаций давления для подвешенного пламени была более чем в десять раз выше по сравнению с режимом обедненного горения, показанного на рис. 11 (несмотря на то, что для обедненного режима среднерасходная скорость потока существенно выше).

Сравнивая подвешенный и обедненный режимы горения сильно закрученного пламени (см. рис. 10 и 11 соответственно), можно видеть, что в последнем случае область обратного течения гораздо менее выражена. Это объясняется тем, что обедненные пламена характеризуются меньшей температурой вследствие недостатка топлива. Можно также видеть, что для обедненного пламени наблюдается низкий уровень пульсаций скорости внутри зоны рециркуляции, что указывает на подавление прецессии вихревого ядра струи вследствие уменьшения интенсивности возвратного течения, в отличие от подвешенного пламени при том же уровне закрутки.

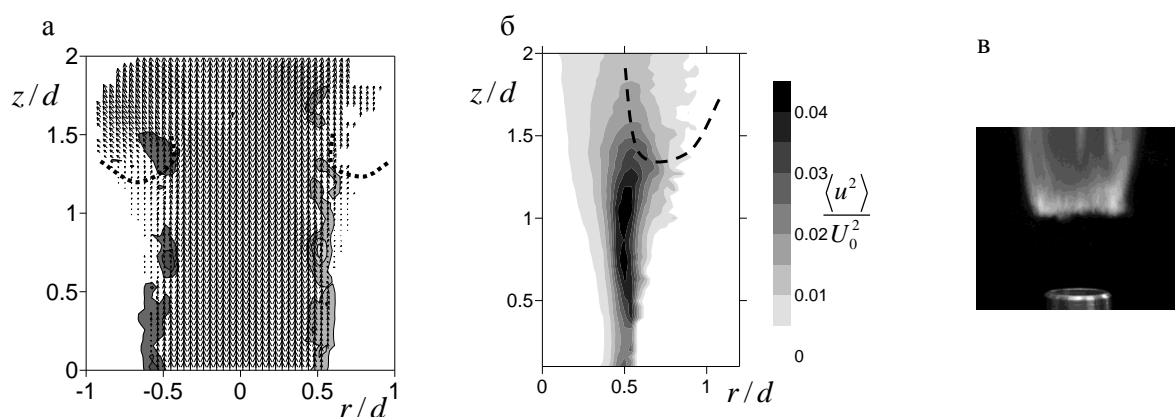


Рис. 8. Поля мгновенной скорости и завихренности (а) и пространственное распределение аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности (б) для подвешенного пламени (в) при  $S = 0$ ;  $Re = 4\ 100$ ;  $U_0 = 4,6$  м/с;  $\Phi = 2,0$

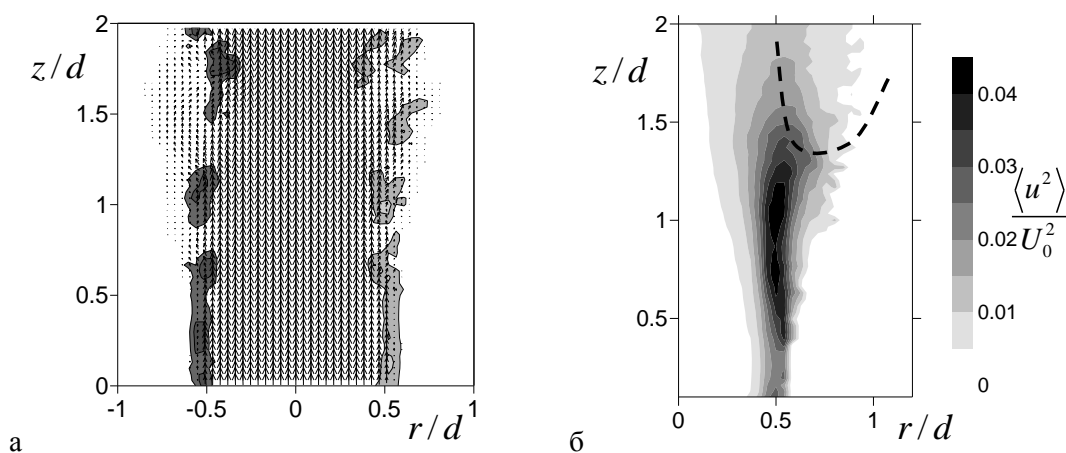


Рис. 9. Поля мгновенной скорости и завихренности (а) и пространственное распределение аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности (б) для изотермического потока при  $S = 0$ ;  $Re = 4\ 100$ ;  $U_0 = 4,6$  м/с

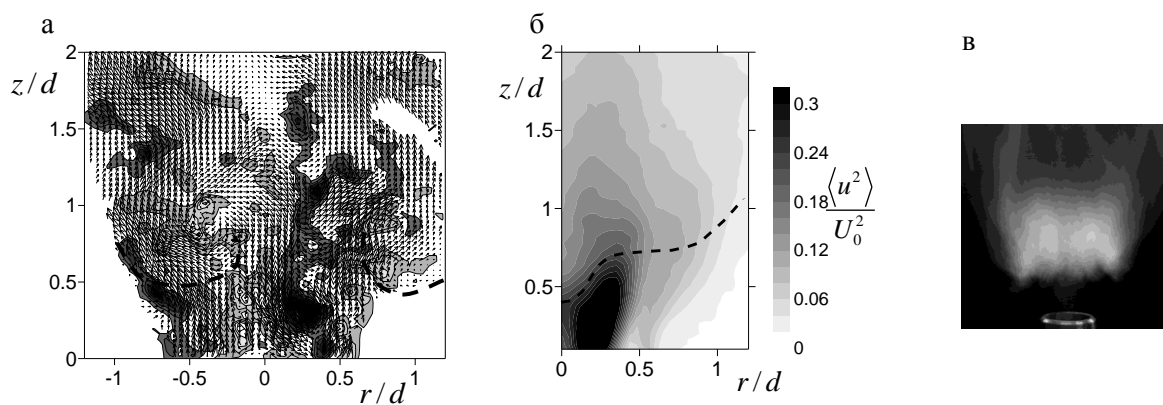


Рис. 10. Поля мгновенной скорости и завихренности (а) и пространственное распределение аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности (б) для подвешенного закрученного пламени (в) при  $S = 1,0$ ;  $Re = 4\ 100$ ;  $U_0 = 4,7$  м/с  $\Phi = 2,3$

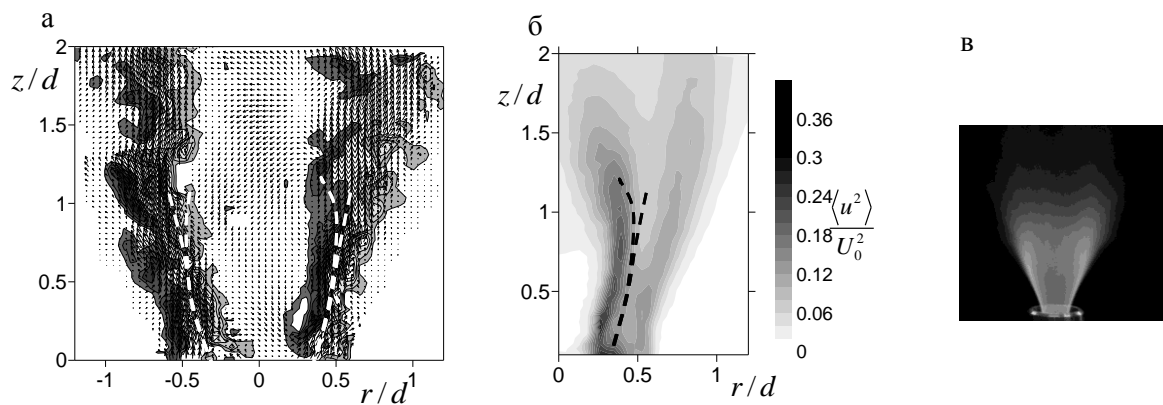


Рис. 11. Поля мгновенной скорости и завихренности (а) и пространственное распределение аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности (б) для закрученного пламени (в) при  $S = 1,0$ ;  $Re = 6\ 800$ ;  $U_0 = 7,2$  м/с;  $\Phi = 0,68$

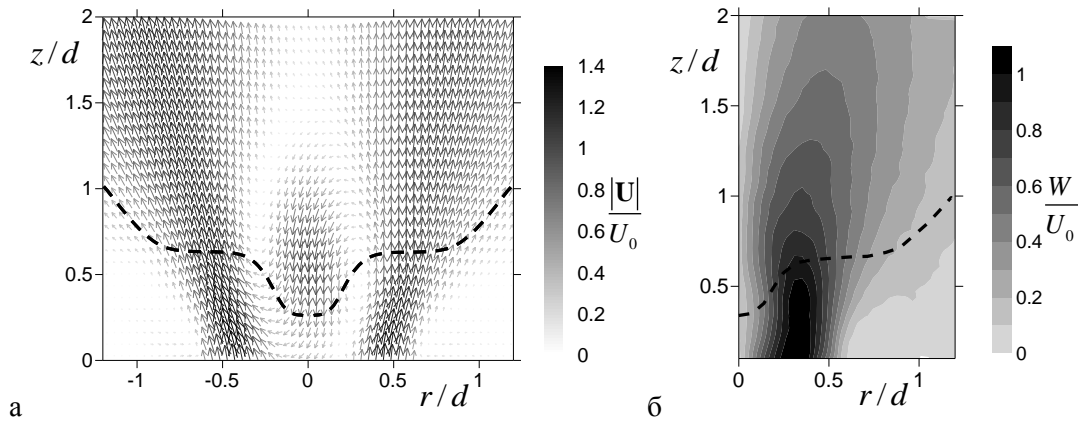


Рис. 12. Среднее поле скорости (а) и пространственное распределение средней азимутальной компоненты скорости (перпендикулярной к плоскости измерения) (б) для подвешенного пламени при  $S = 1,0$ ;  $Re = 4\ 100$ ;  $U_0 = 4,7$  м/с;  $\Phi = 2,4$

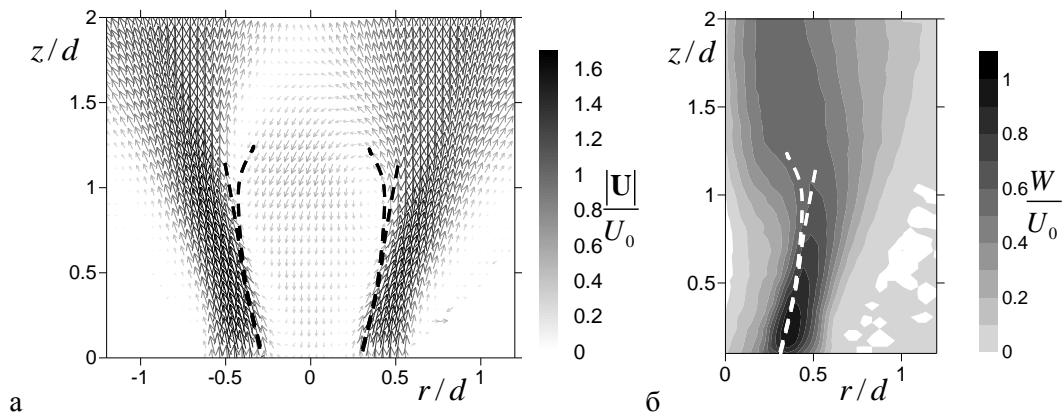


Рис. 13. Среднее поле скорости (а) и пространственное распределение средней азимутальной компоненты скорости при  $S = 1,0$ ;  $Re = 6\ 800$ ;  $U_0 = 7,2$  м/с  $\Phi = 0,68$  (б)

На рис. 12, 13 показаны распределения средней азимутальной компоненты скорости для обозначенных выше режимов. В случае подвешенного пламени наблюдается ярко выраженная зона рециркуляции, аналогично с изотермической струей [13], однако во втором случае, при обедненном горении, скорость обратного течения существенно ниже. Это может быть объяснено тем, что зона рециркуляции чувствительна к эффектам плавучести. Во втором случае также наблюдается существенное затухание азимутальной скорости, в отличие от первого, что показывает существенное влияние фронта пламени на структуру потока. Турбулентное перемешивание (см. распределение аксиальной компоненты кинетической энергии турбулентности) в основном наблюдается вблизи внутренней и внешней границ фронта

пламени (представляющего собой подобие расширяющегося цилиндра) и обусловлено плотной цепью интенсивных вихрей, генерируемых в слоях смешения с сильным градиентом средней скорости.

### Заключение

При помощи реализованных адаптивных алгоритмов для методики стробоскопической трассерной визуализации (PIV), позволяющих измерять скорость течения в газовых реагирующих потоках, изучена газодинамическая структура широкого набора режимов закрученного турбулентного пламени. На базе измерений стереоскопической PIV системой показано, что крупномасштабные вихревые образования играют ключевую роль в структуре турбулентных прямоточ-

ных и закрученных пламен. В частности показано, что для прямооточного подвешенного пламени взаимодействие фронта пламени с квазипериодическими вихрями соответствует нелинейному механизму стабилизации пламени за счет генерации акустических волн, приводящих к более интенсивному развитию турбулентных пульсаций на начальном участке струи и к повышению скорости распространения пламени.

Как для закрученных, так и для прямооточных пламен при больших числах Рейнольдса показано, что фронт пламени локализуется в областях наибольших турбулентных пульсаций, вызванных наличием вихревых структур. В случае закрученных пламен интенсивность турбулентных пульсаций и, следовательно, турбулентного теплообмена существенно выше, что объясняет больший диапазон устойчивого горения.

### Список литературы

1. Гунта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 558 с.
2. Billant P., Chomaz J.-M., Huerre P. Experimental Study of Vortex Breakdown in Swirling jets // *J. Fluid Mech.* 1998. Vol. 376. P. 183–219.
3. Liang H., Maxworthy T. An Experimental Investigation of Swirling Jets // *J. Fluid Mech.* 2005. Vol. 525. P. 115–159.
4. Козлов Г. В., Грек Г. Р., Сорокин А. М., Литвиненко Ю. А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру круглой струи // *Теплофизика и аэромеханика.* 2008. Т. 15, № 1. С. 59–73.
5. Bollinger L. M., Williams D. T. Experiments on Stability of Bunsen-Burner Flames for Turbulent Flow // *NACA report № 319.* Washington, D.C., USA, 1948.
6. Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L. Theory of Concentrated Vortices: An Introduction. N. Y.: Springer, 2007. 495 p.
7. Mourtazin D., Cohen J. The Effect of Buoyancy on Vortex Breakdown in a Swirling Jet // *J. of Fluid Mech.* 2007. Vol. 571. P. 177–189.
8. Schneider C., Dreizler A., Janicka J. Fluid Dynamical Analysis of Atmospheric Reacting and Isothermal Swirling Flows // *Flow Turbul. Combust.* 2005. Vol. 74. P. 103–127.
9. Peters N. Turbulent Combustion. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 320 p.
10. Peters N. The Turbulent Burning Velocity for Large-Scale and Small-Scale Turbulence // *J. Fluid Mech.* 1999. Vol. 384. P. 107–132.
11. Treurniet T. C., Nieuwstadt F. T. M., Boersma B. J. Direct Numerical Simulation of Homogeneous Turbulence in Combination with Premixed Combustion at Low Mach Number Modelled by the G-Equation // *J. Fluid Mech.* 2006. Vol. 565. P. 25–62.
12. Schuller T., Durox D., Candel S. Dynamics of Noise Radiated by a Perturbed Impinging Premixed Jet Flame // *Combust. and Flame.* 2007. Vol. 128. P. 88–110.
13. Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorezov Yu. S. et al. Effect of Axisymmetric Forcing on the Structure of a Swirling turbulent jet // *Int. J. of Heat and Fluid Flow.* 2008. Vol. 29. P. 1699–1715.
14. Yoshida H., Koda M., Ooishi Y. et al. Super-Mixing Combustion Enhanced by Resonance between Micro-Shear Layer and Acoustic Excitation // *Int. J. Heat and Fluid Flow.* 2001. Vol. 22. P. 372–379.
15. Meier W., Weigand P., Duan X. R. et al. Detailed Characterization of the Dynamics of Thermoacoustic Pulsations in a Lean Premixed Swirl Flame // *Combust. Flame.* 2007. Vol. 150. P. 2–26.
16. Stella A., Guj G., Kompenhans J. et al. Application of Particle Image Velocimetry to Combusting Flows: Design Considerations and Uncertainty Assessment // *Exp. Fluids.* 2001. Vol. 30. P. 167–180.
17. Willert C., Jarius M. Planar Flow Field Measurements in Atmospheric and Pressurized Combustion Chambers // *Exp. Fluids.* 2002. Vol. 33. P. 931–939.
18. Li Y.-H., Wu C.-Y., Chen B.-C., Chao Y.-C. Measurements of a High-Luminosity Flame Structure by a Shuttered PIV System // *Meas. Sci. Technol.* 2006. Vol. 16. P. 1–11.
19. Theunissen R., Scarano F., Riethmuller M. L. An Adaptive Sampling and Windowing Interrogation Method in PIV // *Meas. Sci. Technol.* 2007. Vol. 18. P. 275–287.
20. Westerweel J., Scarano F. Universal Outlier Detection for PIV Data // *Exp. Fluids.* 2005. Vol. 39. P. 1096–1100.
21. Heinz O., Ilyushin B., Markovich D. Application of a PDF Based Method for the Experimental Statistical Processing of Experimental Data // *Int. J. Heat and Fluid Flow.* 2004. Vol. 25. P. 864–874.

22. *Etoh T., Takehara K.* The Particle Mask Correlation Method // Proc. 8<sup>th</sup> Int. Symp. on Flow Visualization. 1998. Vol. 283.

23. *Маркович Д. М., Токарев М. П.* Алгоритмы реконструкции трехкомпонентного поля скорости в методе Stereo PIV // Вычислительные методы и программирование. 2008. Т. 9. С. 311–326.

24. *Raffel M., Willert C., Wereley S., Kompenhans J.* Particle image Velocimetry. A Practical Guide. N. Y.: Springer, 2007. 448 p.

25. *Wieneke B.* Stereo-PIV Using Self-Calibration on Particle Images // Experiments in Fluids. 2005. Vol. 39. P. 267–280.

26. *Soloff S. M., Adrian R. J., Liu Z.-C.* Distortion Compensation for Generalized Stereoscopic Particle Image Velocimetry // Meas. Sci. Technol. 1997. Vol. 8. P. 1441–1454.

### Список обозначений

PIV	–	Particle Image Velocimetry
Re	–	число Рейнольдса
$\Phi$	–	коэффициент избытка топлива
$z$	–	продольная координата (вдоль оси струи), м
$r$	–	поперечная координата (поперек оси струи), м
$\theta$	–	азимутальная координата (поперек оси струи), м
$d$	–	выходной диаметр сопла, м
$U_0$	–	среднерасходная скорость смеси
$S$	–	число закрутки
$N_p$	–	концентрация частиц на изображении

*Материал поступил в редколлегию 02.04.2009*

**V. M. Dulin, Yu. S. Kozorezov, D. M. Markovich, M. P. Tokarev**

### STEREO PIV DIAGNOSTICS OF FLOW STRUCTURE IN SWIRLING TURBULENT PROPANE FLAMES

This paper is devoted to experimental study of the instantaneous and average flow structure in the pre-mixed propane-air swirling flames using optical noncontact PIV (Particle Image Velocimetry) method in stereoscopic configuration. A visualization of the typical regimes of combustion for the swirling and non-swirling flame in a wide range of Reynolds numbers and equivalence ratios is presented. In addition, boundaries of steady combustion are defined. Measurements of instantaneous velocity fields for typical combustion regimes are performed. Instantaneous velocity fields were used to calculate the spatial distribution of the mean velocity and turbulence kinetic energy component. Interaction of the flame with a large-scale vortex structures is studied. It shows significantly different effects of burning on the turbulent structure of twisted jet. The paper describes algorithms of data processing, in particular, adaptive cross-correlation method of calculating the instantaneous velocity fields based on an analysis of the local particle image concentration. This method allows to effectively filtering out the velocity vector outliers, which appear in areas with low concentration of tracers during gas flows diagnostics, and calculate the spatial distribution of such characteristics as the intensity of turbulent pulsations.

*Keywords:* swirling jet, premixed flame, Stereo PIV.