

УДК 532.517.4, 532.525.2, 532.556.2, 532.574.7, 533.6.08

В. М. Дулин, Л. М. Чикишев, Д. М. Маркович, К. Ханьялич

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

Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: dmark@itp.nsc.ru

ВЛИЯНИЕ ГОРЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ *

Исследовано влияние горения на структуру течения слабо- и сильнозакрученной пропано-воздушной струи, истекающей в атмосферный воздух. Степень закрутки классифицировалась исходя из наличия / отсутствия устойчивой зоны рециркуляции в потоке без горения. С использованием высокоскоростной стереоскопической системы particle image velocimetry выполнена серия измерений полей мгновенной скорости в центральной плоскости течений бедных и богатых пламен, а также потоков без горения. По измеренным полям скорости рассчитаны распределения средней во времени скорости и среднеквадратичных пульсаций скорости. В случае богатой смеси полученные данные показывают принципиальное влияние горения на характеристики турбулентного течения и на тип распада вихревого ядра.

Ключевые слова: закрученная струя, закрученное пламя, распад вихревого ядра, крупномасштабные вихри, particle image velocimetry.

Закрутка потока часто используется для стабилизации пламен в камерах сгорания, так как она позволяет добиться устойчивого горения в относительно небольшом объеме, а также обеспечивает хорошие характеристики поджига смеси в широком диапазоне расходов ее компонент [1; 2]. В частности закрутка позволяет реализовать устойчивое горение топлива при значительном избытке воздуха (обедненное горение), что является перспективной технологией для снижения вредных выбросов окислов азота (NOx) [3; 4]. Проектирование современных эффективных горелочных устройств невозможно без оптимизации их работы с использованием методов вычислительной гидродинамики. Однако численное моделирование закрученных струйных течений даже без химиче-

ских реакций является чрезвычайно сложной задачей вследствие наличия в потоке таких явлений, как прецессия ядра струи, спиральные моды неустойчивости, а также сложной динамики всего потока в случае интенсивной закрутки, вызванной распадом вихревого ядра. Таким образом, развитие и валидация современных методов вычислительной гидродинамики, удовлетворительно описывающих сложные закрученные течения с горением, подразумевает наличие достоверных экспериментальных данных о структуре таких течений.

В настоящее время в литературе представлено большое количество работ, посвященных экспериментальному исследованию закрученных струйных потоков. Однако наблюдаемые режимы течения существенно

* Работа выполнена при финансировании правительства Российской Федерации в рамках программы поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (грант № 11.G34.31.0046 под руководством профессора К. Hanjalic) и Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы» (Государственный контракт № 16.516.11.6128). Авторы благодарны РФФИ (грант № 11-08-00985а) за частичное финансирование исследований.

отличаются друг от друга в зависимости от степени закрутки и способа ее наложения [5; 6]. Обобщая обширный научный материал, можно сделать вывод, что для незакрученных и слабозакрученных струй характерно формирование кольцевых вихрей в сдвиговом слое струи вследствие развития неустойчивости Кельвина – Гельмгольца. С увеличением степени закрутки (до возникновения распада вихревого ядра) в сдвиговом слое потока начинают доминировать различные спиральные моды [6–8]. Для степени закрутки, превышающей некоторое критическое значение, в потоке происходит распад вихревого ядра струи, который, как показывают наблюдения, может иметь различную топологию [9]: спиральную (редко в форме двойной спирали [10]), пузырьковую, коническую, при этом последние две могут иметь как симметричную, так и асимметричную форму [5]. Следует отметить, что из литературы известно о значительном влиянии сил плавучести на форму распада вихревого ядра [11]. Основываясь на большом объеме экспериментальных, теоретических и численных исследований, можно говорить о том, что распад вихря в закрученных струях имеет место, когда интегральная степень закрутки потока S (определяемая как соотношение между потоками момента импульса и импульса, обезразмеренное на радиус выходного отверстия) превышает критическое число, лежащее в диапазоне 0,5–0,8 (см., например, [6; 11–13]). Также, основываясь на литературных данных, можно заключить, что сильнозакрученные струи с распадом и прецессией вихревого ядра имеют сходную структуру течения, так как являются результатом роста глобальной моды $|m| = 1$ в абсолютно неустойчивом струйном потоке, содержащем изначально осесимметричную зону рециркуляции [6; 14; 15]. Зона рециркуляции возникает под действием центробежной неустойчивости при внезапном расширении сильнозакрученного потока. Как было показано в работе [16], наличие сдвига между вращающейся струей и внешней средой, по всей видимости, играет незначительную роль в этом явлении. Еще одно часто наблюдаемое явление для сильнозакрученных турбулентных струй с прецессией вихревого ядра – пара вторичных спиралевидных крупномасштабных вихревых структур, которые формируются вследствие нестационарной динамики

ядра струи. Один вихрь располагается внутри зоны рециркуляции и соответствует спиральной деформации закрученного ядра [14; 17], а второй вихрь индуцируется во внешнем слое смешения.

Возвращаясь к закрученной струе с горением, следует отметить, что существует целый спектр режимов горения (например, присоединенные и поднятые пламена при горении богатой пропановоздушной смеси, а также и квазицилиндрические, V- и U-образные пламена описаны в работе [18]). Условно, закрученные пламена также можно разделить на сильно- и слабозакрученные [18; 19]. Как показано в серии работ профессора Роберта Ченга [3; 20], второй тип пламен характеризуется отсутствием зоны рециркуляции в потоке, что приводит к существенному снижению выбросов NOx при горении бедных пламен по сравнению со случаем сильной закрутки. Это обусловлено тем, что наличие замкнутых линий тока в случае сильной закрутки приводит к большому времени пребывания молекул азота в области высокой температуры. В случае же слабозакрученного пламени осевая скорость потока уменьшается после выхода из сопла, но остается положительной. Стабилизация нижней точки слабозакрученного пламени (обычно имеющего U-образную форму) в этом случае обусловлена невысокой скоростью потока на оси струи, а также наличием турбулентных пульсаций, которые увеличивают скорость распространения пламени за счет увеличения площади его поверхности. Таким образом, пределы обеднения смеси для устойчивого горения слабо- и сильнозакрученных пламен оказываются достаточно близкими [18; 20], несмотря на то что в первом случае область возвратного течения отсутствует.

Как показывают многочисленные исследования, крупномасштабные вихревые структуры также играют важную роль в процессе стабилизации и сильнозакрученных пламен. Согласно [21], само по себе прецессирующее вихревое ядро повышает устойчивость горения вследствие интенсификации тепло-массопереноса вблизи выхода из горелочного сопла. Основываясь на измерениях оптическими панорамными методами в модельной камере сгорания, авторы [22] показали, что прецессирующее вихревое ядро и вторичные спиральные вихри внутри зоны рециркуляции способствуют стабильности

горения за счет увеличения поверхности фронта пламени. Тем не менее наличие прецессирующего вихревого ядра в закрученных пламенах вызывает споры. Например, на основе данных лазерной доплеровской анемометрии и измерений методом *particle image velocimetry* (PIV) (см. соответственно работы [23; 19]) было показано, что прецессия вихревого ядра имела место только в потоке без горения и после поджига пламени не наблюдалась. Напротив, авторы работы [12] показали, что прецессия вихревого ядра не была подвержена заметному влиянию горения.

Целью настоящей работы является показать существенное влияние горения на режимы течения закрученной струи, в том числе и на наличие прецессии вихревого ядра, форму зоны рециркуляции, масштабы вихревых структур. В работе рассмотрены случаи сильной и слабой закрутки потока, а также два случая соотношения топливо – окислитель подаваемой смеси: с избытком воздуха (бедное пламя) и с избытком топлива (богатое пламя). Для проведения измерений использовалась высокоскоростная система PIV в стереоскопической конфигурации.

Описание эксперимента

Измерения проводились на открытом горелочном стенде, состоящем из соплового блока, устройства для засева потока трассерными частицами, камеры предварительного смешения пропана и воздуха, секции с расходомерами EL-FLOW (Bronkhorst). Сопловой блок представлял собой профилированное сопло с установленным внутри сменным завихрителем (см. [18]). Выходной диаметр сопла d составлял 15 мм. В работе использовались два завихрителя с различными углами наклона лопаток, при этом степень закрутки потока S (формула расчета приведена в работе [24]) равнялась 0,41 и 1,0, что соответствовало слабой и сильной закрутке. Число Рейнольдса Re_{air} (построенное по диаметру d , среднерасходной скорости смеси $U_0 = 5,0$ м/с и вязкости воздуха) было фиксировано и составляло 4 400. Коэффициент стехиометрии Φ пропановоздушной смеси, поступающей из сопла, был равен 0,7 и 1,4 для бедного и богатого пламени соответственно. Следует отметить, что добавление пропана в воздух может

оказывать влияние на поток даже без горения вследствие изменения вязкости газа. Выполненная в данной работе серия дополнительных измерений показала, что увеличение числа Рейнольдса струи воздуха на 20 и 30 % (что моделирует влияние добавки пропана в случаях $\Phi = 0,7$ и 1,4 соответственно) не оказывает существенного влияния на характеристики течения. Для обеспечения PIV-измерений поступающий из сопла поток засеивался частицами диоксида титана средним диаметром порядка 1 мкм, а внешний воздух засеивался дымом. Использованная PIV-система состояла из сдвоенного импульсного Nd:YLF лазера (Pegasus PIV) и пары КМОП камер PCO 1200HS. Система работала в двухкадровом режиме с частотой измерения полей скорости 770 Гц (задержка между полями составляла 1,3 мс). Плоскость лазерного ножа проходила через ось симметрии объекта исследования. Толщина лазерного ножа в измерительной области составляла 0,8 мм. Камеры оснащались узкополосными оптическими фильтрами, пропускавшими излучение лазера и подавлявшими излучение пламени. Управление системой осуществлялось при помощи программного обеспечения «Actual Flow» [25]. Полученные изображения частиц, после вычитания фонового сигнала, обрабатывались итерационным кросскорреляционным алгоритмом с непрерывным смещением расчетных областей и их деформацией [26]. Конечный размер минимальной расчетной ячейки составлял 32×32 пикселя (что соответствовало примерно $2,2 \times 2,2$ мм), степень перекрытия расчетных областей составляла 75 % для увеличения эффективности процедуры валидации векторов, а также точности последующей стереорекострукции. Для стереокалибровки PIV-системы использовалась мишень, которая представляла собой белую поверхность с черными маркерами. На камеры были установлены специальные поворотные объективы, позволяющие сфокусировать наблюдаемую под углом (относительно оси камеры) измерительную плоскость на плоскость матрицы. Детали процедуры калибровки (автоматического определения дисторсии изображения вследствие поворота камер), а также коррекции возможного рассогласования плоскостей ножа и калибровочной мишени описаны в работе [27]. Для каждого режима горения, а также для течений без горения, было из-

мерено по 2 400 полей мгновенной скорости во время четырех независимых запусков. По этим ансамблям были рассчитаны пространственные распределения средней скорости и компонент кинетической энергии турбулентности (КЭТ). Распределения завихренности, представленные в статье, рассчитывались с использованием центрально-разностной дифференциальной схемы второго порядка, имеющей передаточную функцию той же формы, что использованный кросс-корреляционный алгоритм [28].

Результаты

Слабая закрутка

В данном разделе представлены результаты измерений для случая слабой закрутки $S = 0,41$. На рис. 1 показаны фотографии режимов горения, поля осредненной по времени скорости, а также распределения радиальной и аксиальной компонент КЭТ, характеризующие локальную интенсивность и анизотропию пульсаций скорости в потоке. Цвет векторов скорости соответствует модулю трехкомпонентного вектора, а длина векторов пропорциональна модулю его компонент, лежащих в плоскости измерения. Красной линией показаны границы центральной зоны рециркуляции, определяемой по отрицательному значению аксиальной компоненты средней скорости в ядре струи.

В случае без горения значение средней аксиальной скорости остается положительным, после того как поток выходит из сопла. Тем не менее можно видеть область торможения потока в окрестности оси струи, в частности осевая скорость достигает локального минимума $U = 0,09U_0$ на $z/d = 1,2$, значение которого близко к ламинарной скорости распространения пропановоздушного пламени [29]. Таким образом, течение характеризуется наличием двух сдвиговых слоев: помимо одного слоя между основным потоком смеси и окружающим воздухом образуется второй сдвиговый слой вокруг области торможения потока в окрестности оси струи. Тем не менее положительное значение средней аксиальной скорости указывает на отсутствие устойчивой зоны рециркуляции в потоке и выраженного распада вихревого ядра пузырькового типа.

В то же время, как показывают представленные на рис. 2 поля мгновенной скорости, в центре струи можно наблюдать локальные области слабых возвратных течений, вызванные прохождением вихревых структур, формирующихся во внутреннем сдвиговом слое. Более того, в области до замедления потока (для $z/d < 0,5$) можно также наблюдать существенные значения радиальных (и азимутальных, не представленных в данной статье) пульсаций скорости в окрестности оси струи. На основе этих результатов и дополнительного анализа полей мгновенной скорости в работе сделан вывод, что исследованное слабозакрученное течение без горения характеризовалось спиральным типом распада вихря, для которого вихревая линия закрученного ядра сначала слабо прецессировала вокруг оси симметрии сопла (в области выходного отверстия сопла). Далее по потоку, вблизи $z/d = 0,5$ (где поток начинает испытывать существенное замедление), вихревая нить ядра струи принимала форму спирали с соответствующим появлением в плоскости измерения небольших вихрей в окрестности оси симметрии. Как уже упоминалось, отсутствие зоны рециркуляции в случае слабой закрутки выгодно с точки зрения снижения выбросов NO_x в бедных пламенах по сравнению со случаем сильной закрутки, так как в последнем горячие продукты горения концентрируются в зоне рециркуляции.

Осредненные по времени характеристики течения исследованных слабозакрученных пламен представлены на рис. 1. Визуализация режимов горения показывает, что в среднем пламена имеют U-образную форму. В обоих случаях наличие горения приводит к увеличению степени расширения струи. Примечательно, что горение также приводит к формированию зоны рециркуляции в случае избытка топлива ($\Phi = 1,4$). Из литературы известно [30], что наличие горения может вызывать распад вихревого ядра в закрученном потоке и приводит к возникновению возвратного течения в горелочных устройствах, для которых без горения аксиальная скорость была положительной. Таким образом, в настоящей работе установлено, что горение с избытком топлива приводит к распаду вихревого ядра, а в случае пламени с избытком воздуха распада вихря не наблюдается. Изменение структуры течения в первом случае может быть вы-

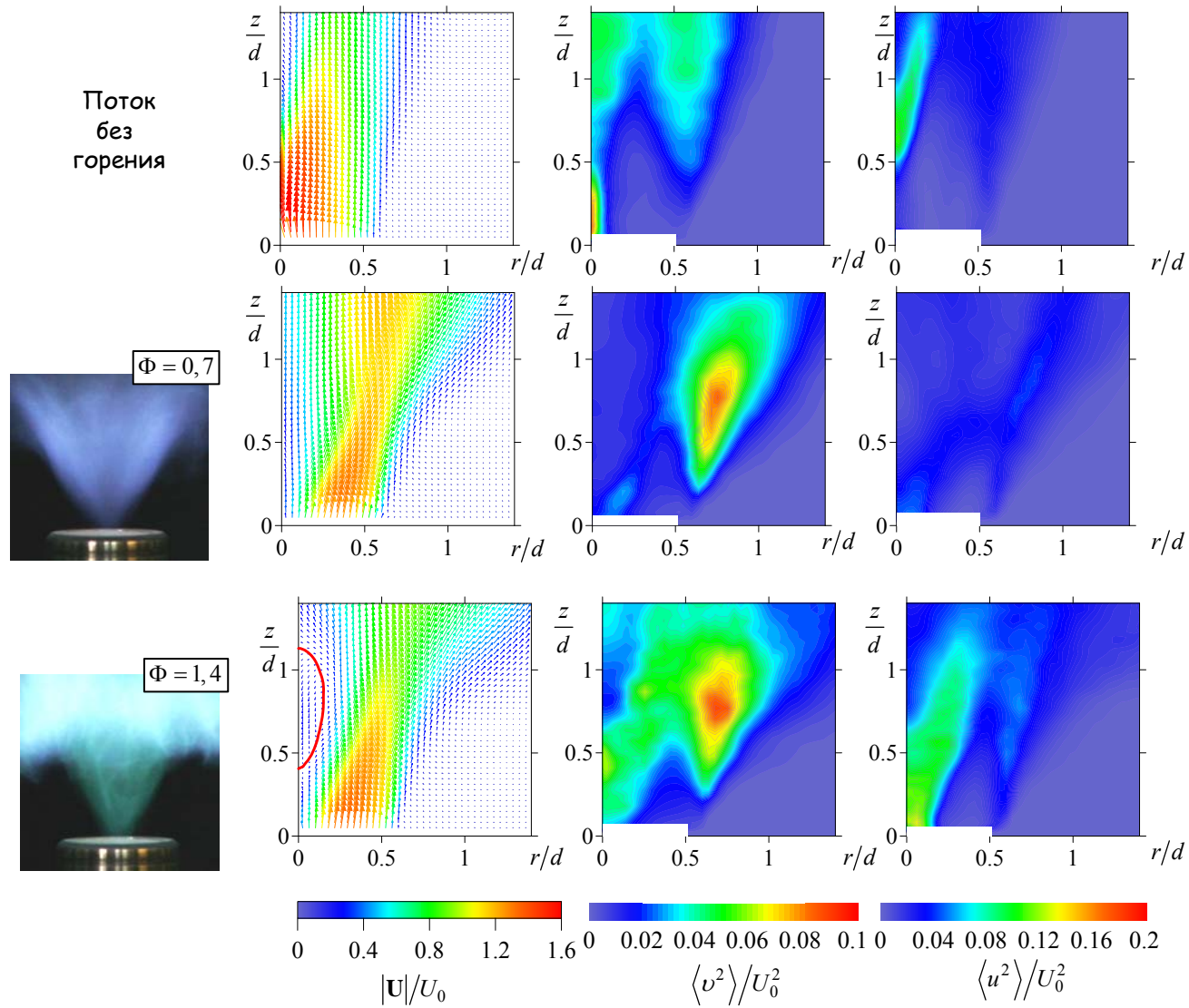


Рис. 1. Пространственные распределения средней скорости, радиальной и аксиальной компонент кинетической энергии турбулентности в центральной плоскости слабозакрученных течений. $S = 0,41$

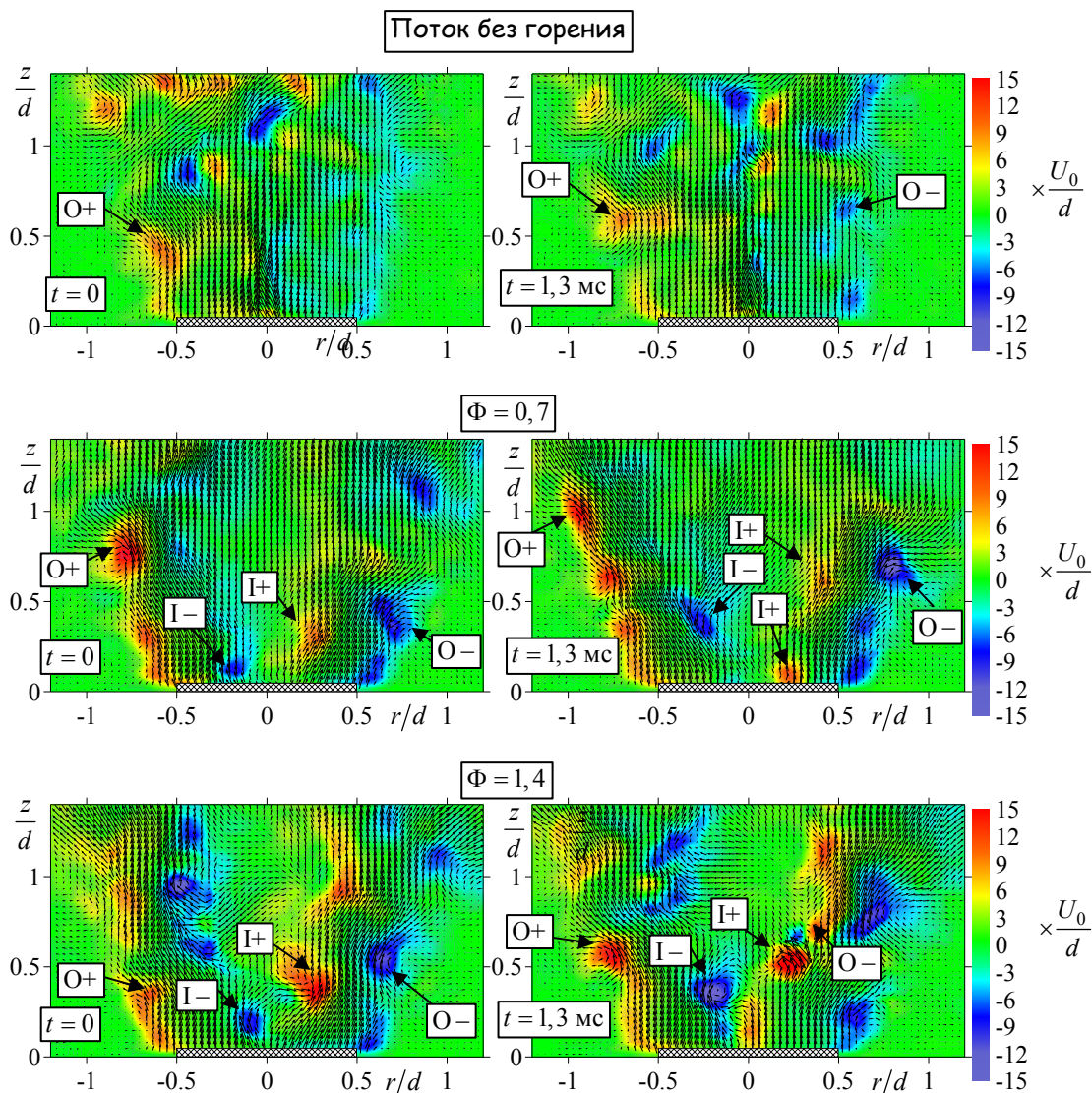


Рис. 2. Примеры полей мгновенной скорости и завихренности для слабозакрученных течений. $S = 0,41$

звано как наличием несгоревших углеводородов в данной области потока, влияющих на свойства газа, так и процессом их догорания далее по потоку, после перемешивания с атмосферным воздухом. В целом структура течения рассматриваемых режимов горения характеризуется присутствием двух сдвиговых слоев, что приводит к значительным пульсациям скорости вблизи основания фронта пламени, а также во внешнем слое смешения. Основным отличием богатого и бедного пламен является также то, что в первом случае горение происходит и над зоной рециркуляции, после смешения основного потока с атмосферным

воздухом. Также пламя богатой смеси характеризуется более высоким уровнем пульсаций скорости во внутреннем сдвиговом слое течения до фронта пламени.

Рис. 2 демонстрирует примеры распределения крупномасштабных вихревых структур в потоке для бедного и богатого режимов горения слабозакрученного пламени. Некоторые вихри с положительной / отрицательной завихренностью, соответствующие вращению против / по часовой стрелке, отмечены знаком «+» / «-». Буквы «O» / «I» указывают на расположение вихрей во внешнем / внутреннем слое смешения. Асимметричное положение областей интен-

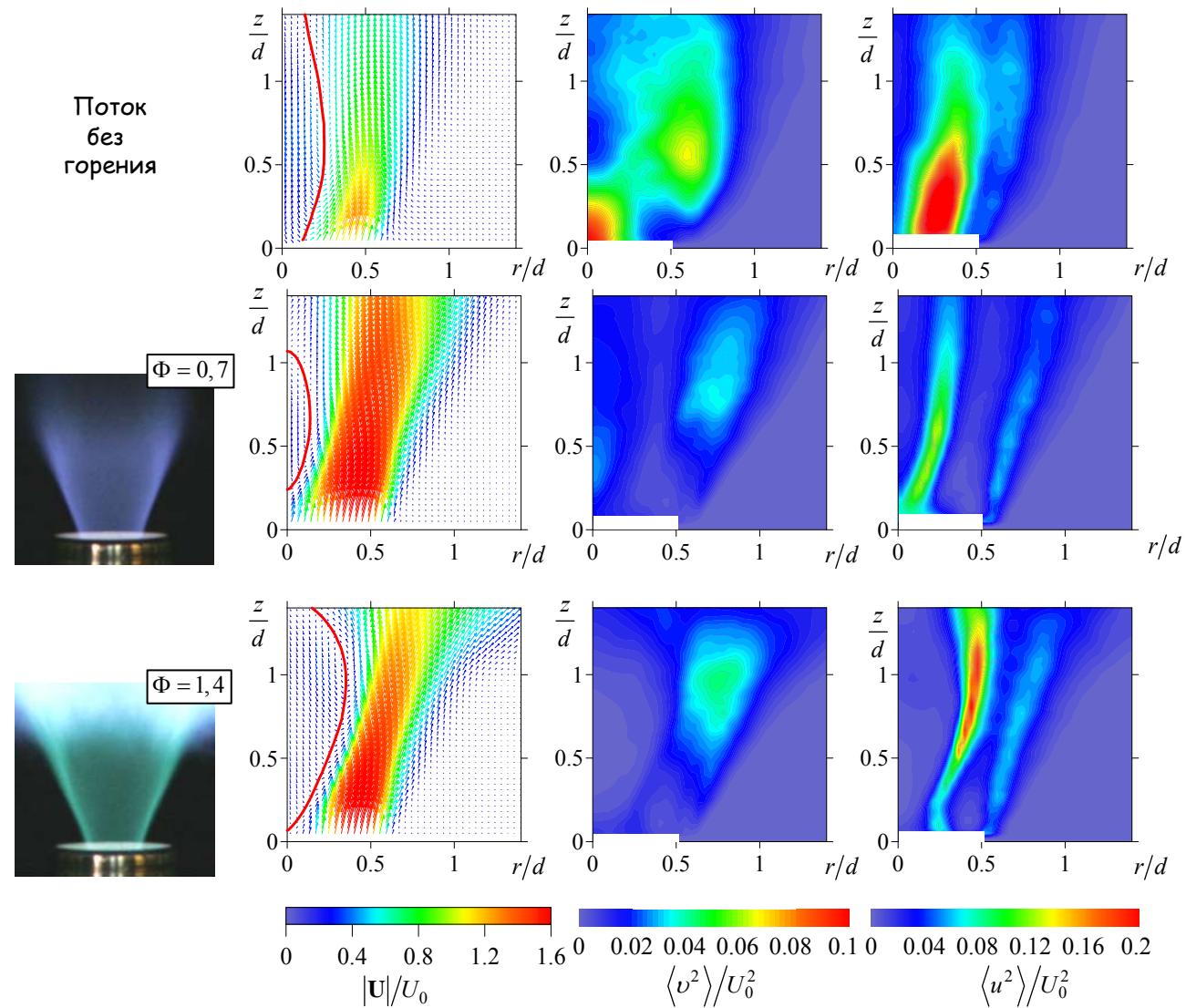


Рис. 3. Пространственные распределения средней скорости, радиальной и аксиальной компонент кинетической энергии турбулентности в центральной плоскости сильнозакрученных течений. $S = 1,0$

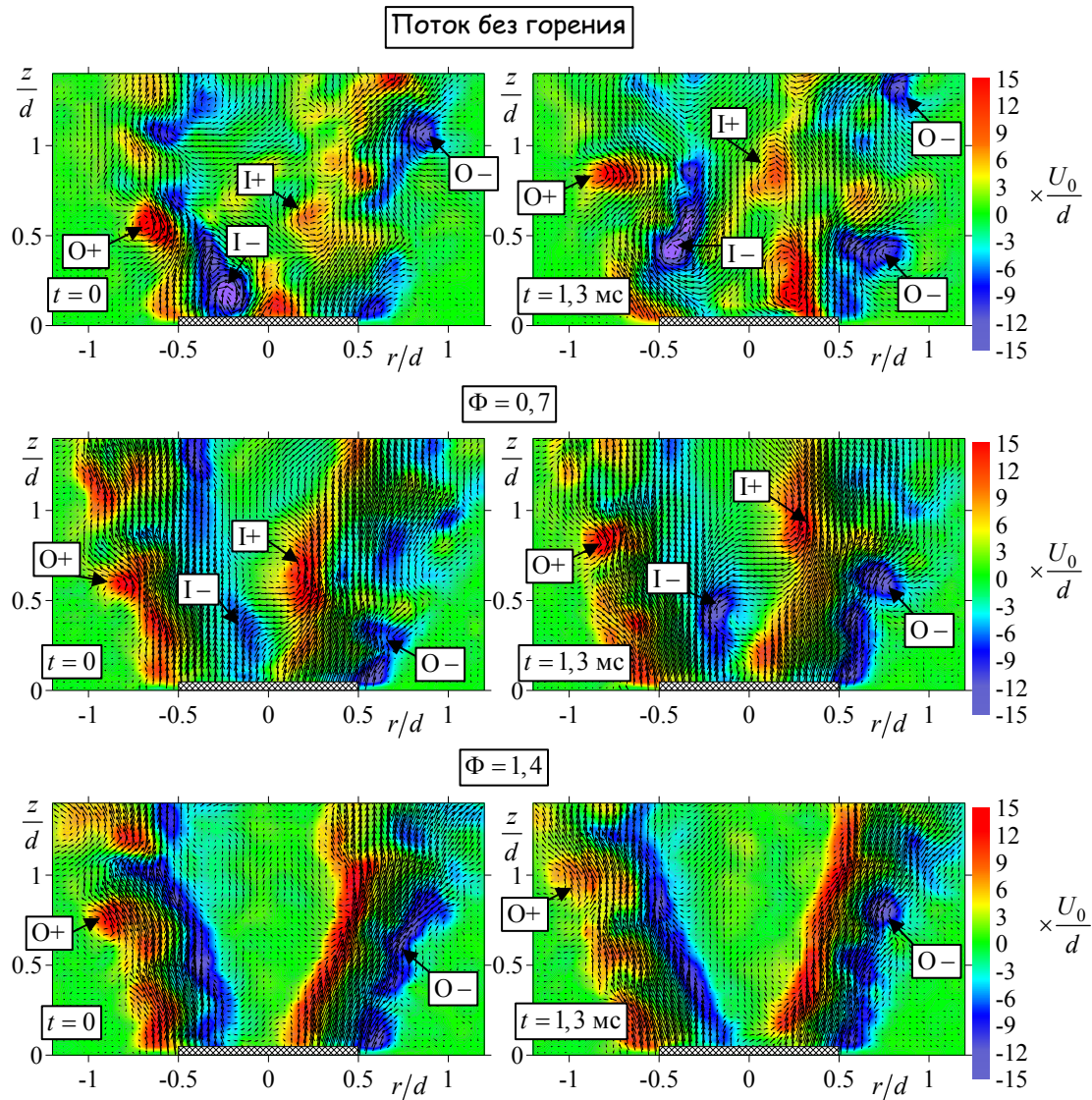


Рис. 4. Примеры полей мгновенной скорости и завихренности для сильнозакрученных течений. $S = 1,0$

сивной завихренности относительно оси струи косвенным образом указывает на то, что генерируемые в слоях смешения крупномасштабные вихри соответствуют спиральям с нечетными азимутальными модами. В случае богатой смеси также можно наблюдать значительные радиальные пульсации скорости в области верхней критической точки зоны рециркуляции, где имеет место процесс догорания горячих продуктов после подмешивания внешнего воздуха.

Сильная закрутка

Рассмотрим результаты для случая сильной закрутки, $S = 1,0$. В верхнем ряду рис. 3

представлены осредненные характеристики сильнозакрученного течения без горения. Как можно видеть из поля средней скорости, течение характеризуется наличием зоны рециркуляции пузырькового типа. Для потока также характерны высокие значения радиальной компоненты КЭТ $\langle v^2 \rangle$ (также как и азимутальной, которая не приводится в данной работе) в области $z/d < 0,4$ и $r/d < 0,3$ вследствие прецессии нижней критической точки зоны рециркуляции, в окрестности которой возвратное течение сталкивалось с основным потоком, выходящим из сопла. Согласно результатам фазового анализа данных PIV и измерений лазерным доплеровским анемометром для этого же

течения в работе [31], динамика струи характеризовалась прецессией вихревого ядра с формированием двух вторичных спиральных вихрей. При этом один вихрь располагался внутри зоны рециркуляции (внутренний вторичный вихрь на рис. 4 обозначен «I»), а второй (внешний вторичный вихрь на рис. 4 обозначен «O») был индуцирован во внешнем слое смешения. Такой режим течения классифицируется в данной работе как пузырьковый тип распада с прецессией ядра струи.

В случае сильнозакрученных пламен течение также характеризовалось наличием двух сдвиговых слоев. Существенным отличием от потока без горения является то, что распределение аксиальной компоненты КЭТ характеризовалось двумя, хорошо отличимыми областями локально больших значений в окрестности наибольшего значения градиента средней скорости. На основе результатов визуализации предполагается, что поверхность фронта пламени находилась между двумя этими областями, однако это требует дополнительной проверки. Наиболее выраженным отличием картины течения реагирующих потоков между собой является то, что для бедного пламени ($\Phi = 0,7$) осредненные по времени данные PIV указывают на наличие зоны рециркуляции пузырькового типа с существенными пульсациями радиальной скорости внутри нее вследствие наличия крупных энергоемких вихрей (см. рис. 4). В то же время для пламени с $\Phi = 1,4$ имел место распад вихря конической формы с относительно малой интенсивностью пульсаций скорости внутри. Различие в структуре потока этих сильнозакрученных пламен более наглядно на изображении полей мгновенной скорости (см. рис. 4). Крупномасштабные асимметричные вихри присутствовали во внутреннем и внешнем слоях смешения бедного пламени, и спираль во внутреннем слое вызывала значительные пульсации радиальной скорости. В случае же $\Phi = 1,4$ форма конической зоны рециркуляции не претерпевала значительных изменений во времени (в области z/d меньше единицы), и вихри, присутствовавшие во внутреннем и наружном сдвиговых слоях, были значительно меньше по сравнению со случаем бедного пламени. Кроме того, для пламени богатой смеси возвратное течение было существенно менее турбулентным. Таким образом, тип распада

вихря для богатого пламени значительно отличался от пузырькового типа и был классифицирован как конический.

Заключение

С использованием стереоскопической системы PIV с высокой частотой съемки в работе исследована структура течения слабо- и сильнозакрученных пламен смеси пропана и воздуха. Для бедных пламен с избытком воздуха и богатых пламен с избытком топлива измерены ансамбли полей мгновенной скорости, по которым были рассчитаны средние по времени значения скорости, а также компоненты кинетической энергии турбулентности. Выполнен сравнительный анализ структуры течения в пламенах с потоком без горения.

Слабозакрученное течение без горения характеризовалось спиральным типом распада вихря, для которого не наблюдалось зоны рециркуляции на распределении средней скорости. Однако внезапное расширение ядра закрученной струи приводило к торможению потока вблизи оси симметрии и к развитию спиральной моды неустойчивости нити вихревого ядра. Согласно литературным данным, наличие области торможения потока и пульсации скорости в этой области способствовало стабилизации пламен. При этом отсутствие зоны рециркуляции являлось выгодным фактором с позиции уменьшения выбросов NO_x по сравнению со случаем сильной закрутки. При исследовании слабозакрученного пламени богатой смеси для того же горелочного сопла в работе обнаружено возникновение зоны рециркуляции в потоке, которая соответствовала распаду вихря пузырькового типа. Из литературы известно, что такое явление распада вихря, вызванное горением, может приводить к негативному эффекту проскока пламени внутрь горелочного устройства. На основании выполненных измерений структуры течения в данной работе можно также ожидать, что такое явление будет увеличивать уровень выбросов NO_x слабозакрученного пламени.

Сильнозакрученный поток без горения характеризовался пузырьковым типом распада вихревого ядра и его прецессией. В предыдущих исследованиях было показано, что прецессия вихревого ядра также индуцирует пару вторичных спиральных вих-

рей, один из которых находится во внешнем слое смешения, а второй – внутри зоны рециркуляции. Если для бедного сильнозакрученного пламени поток также характеризовался наличием этих когерентных структур, то в случае пламени богатой смеси горение приводило к изменению типа распада вихря: наблюдался распад вихря конической формы со слаботурбулентным и неинтенсивным возвратным течением. При этом наиболее энергоемкие вихревые структуры формировались в сдвиговых слоях вокруг основного потока и имели значительно меньший размер по сравнению со случаем пузырькового типа распада вихря. Фронт пламени также имел коническую форму.

Список литературы

1. Гунта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 558 с.
2. Syred N., Chigier N. A., Beér J. M. Flame Stabilization in Recirculation Zones of Jets with Swirl // Proc. Combust. Inst. 1971. Vol. 13. P. 617–624.
3. Dunn-Rankin D. Lean Combustion. Technology and Control. Elsevier, 2008.
4. Tacina R. R. Combustor Technology for Future Aircraft // NASA Tech. Mem. 1990. AIAA-90-2400.
5. Billant P., Chomaz J.-M., Huerre P. Experimental Study of Vortex Breakdown in Swirling Jets // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 376. P. 183–219.
6. Liang H., Maxworthy T. An Experimental investigation of swirling jets // J. Fluid Mech. 2005. V. 525. P. 115–159.
7. Gallaire F., Rott S., Chomaz J.-M. Experimental Study of a Free and Forced Swirling Jet // Phys. Fluids. 2004. Vol. 16. P. 2907–2917.
8. Loiseleux T., Chomaz J.-M. Breaking of Rotational Symmetry in a Swirling Jet Experiment // Phys. Fluids. 2003. Vol. 15. P. 511–523.
9. Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L. Theory of Concentrated Vortices: An Introduction. N. Y.: Springer, 2007. 495 p.
10. Duwig C., Fuchs L. Large Eddy Simulation of Vortex Breakdown / Flame Interaction // Phys. Fluids. 2007. Vol. 19. P. 075103.
11. Mourtazin D., Cohen J. The Effect of Buoyancy on Vortex Breakdown in a Swirling Jet // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 571. P. 177–189.
12. Anacleto P. M., Fernandes E. C., Heitor M. V. et al. Swirl Flow Structure and Flame Characteristics in a Model Lean Premixed Combustor // Combust. Sci. Technol. 2003. Vol. 175. P. 1369–1388.
13. Fernandes E. C., Heitor M. V., Shtork S. I. An Analysis of Unsteady Highly Turbulent Swirling Flow in a Model Vortex Combustor // Exp. in Fluids. 2005. Vol. 40. P. 177–187.
14. Oberleithner K., Sieber M., Nayeri C. N. et al. Three-Dimensional Coherent Structures in a Swirling Jet Undergoing Vortex Breakdown: Stability Analysis and Empirical Mode Construction // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 679. P. 383–414.
15. Ruith M. R., Chen P., Meiburg E. et al. Three-Dimensional Vortex Breakdown in Swirling Jets and Wakes: Direct Numerical Simulation // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 486. P. 331–378.
16. Liang H., Maxworthy T. Experimental Investigations of a Swirling Jet in Both Stationary and Rotating Surroundings // Exp. Fluids. 2008. Vol. 45. P. 283–293.
17. Cala C. E., Fernandes E. C., Heitor M. V. et al. Coherent Structures in Unsteady Swirling Jet Flow // Exp. in Fluids. 2006. Vol. 40. P. 267–276.
18. Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorezov Yu. S. et al. Flow Structure of Swirling Turbulent Propane Flames // Flow Turbul. Combust. 2011. Vol. 87. P. 569–595.
19. Legrand M., Nogueira J., Lecuona A. Flow Temporal Reconstruction from Non-Time-Resolved Data Part I: Mathematic Fundamentals // Exp. Fluids. 2011. Vol. 51. P. 1047–1055.
20. Cheng R. K. Low Swirl Combustion // The Gas Turbine Handbook / Ed. by R. Dennis. Washington DC: DOE, 2006.
21. Boxx I., Stöhr M., Carter C. et al. Temporally Resolved Planar Measurements of Transient Phenomena in a Partially Premixed Swirl Flame in a Gas Turbine Model Combustor // Combust. Flame. 2010. Vol. 157. P. 1510–1525.
22. Stöhr M., Sadanandan R., Meier W. Phase-Resolved Characterization of Vortex Flame Interaction in a Turbulent Swirl Flame // Exp. Fluids. 2011. Vol. 51. P. 1153–1167.
23. 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.
24. Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorezov Yu. S. et al. Effect of Axisymmetric For-

ing on the Structure of a Swirling Turbulent Jet // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2008. Vol. 29. P. 1699–1715.

25. *Ахметбеков Е. К., Бильский А. В., Ложкин Ю. А. и др.* Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) // *Вычисл. методы и программирование*. 2006. Т. 7. С. 79–85.

26. *Токарев М. П., Маркович Д. М., Бильский А. В.* Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // *Вычисл. технологии*. 2007. Т. 2. С. 1–23.

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

28. *Дулин В. М., Козорезов Ю. С., Маркович Д. М.* Оценка диссипации кинетиче-

ской энергии турбулентности в свободной струе методом PIV // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика*. 2012. Т. 7, вып. 1. С. 53–69.

29. *Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р.* Горение: физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. М.: Физматлит, 2003.

30. *Konle M., Kiesewetter F., Sattelmayer T.* Simultaneous High Repetition Rate PIV–LIF-Measurements of CIVB Driven Flashback // *Exp. Fluids*. 2008. Vol. 44. P. 529–538.

31. *Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorезov Yu. S. et al.* Effect of High-Amplitude Forcing on Turbulent Combustion Intensity and Vortex Core Precession in a Strongly Swirling Lifted Propane-Air Flame // *Combust. Sci. Technol.* 2012. DOI: 10.1080/00102202.2012.695239.

Материал поступил в редколлегию 18.09.2012

V. M. Dulin, L. M. Chikishev, D. M. Markovich, K. Hanjalic

MODIFICATION OF SWIRLING JET FLOW BY PREMIXED COMBUSTION

Effect of combustion of propane-air mixture in a weakly and strongly swirling jet was studied. The rate of swirl was classified in terms of the absence / presence of a stable recirculation zone in the non-reacting jet flow. Sequences of the instantaneous velocity fields were measured in lean and rich flames at atmospheric pressure, and also in the non-reacting flow, by using a high-repetition stereoscopic particle image velocimetry system. Spatial distributions of the time-averaged velocity and Reynolds stresses, calculated from the sequences, revealed that combustion of rich mixture dramatically affected structure of flow and type of vortex breakdown.

Keywords: swirling jet, swirling flame, vortex breakdown, large scale vortices, particle image velocimetry.