

УДК 533.17, 532.517.4, 532.525.2, 532.574.7, 533.6.08

Турбулентный перенос в закрученной струе с распадом вихревого ядра. PIV/PLIF-измерения и численное моделирование*

А.С. Лобасов^{1,2}, В.М. Дулин^{1,2}, Ар.А. Дектерев¹, А.В. Минаков^{1,3}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет

³Сибирский федеральный университет, Красноярск

E-mail: Alexey.Lobasov@gmail.com

Представлены результаты бесконтактных измерений и численного моделирования структуры турбулентной закрученной струи с распадом вихревого ядра. На основе измерений методами PIV и PLIF распределений мгновенной скорости и концентрации оценены значения интенсивности пульсаций и их локальные корреляции. Приведено сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования методами URANS и LES. На основе измерений и LES-моделирования проведен анализ локальной интенсивности конвективного и турбулентного переноса пассивной примеси.

Ключевые слова: закрученная струя, распад вихревого ядра, турбулентный перенос, оптические методы диагностики потока, численное моделирование турбулентного потока.

Введение

В настоящее время закрутка потока часто используется для стабилизации горения в камерах сгорания, которая позволяет обеспечить устойчивое горение в относительно небольшом объеме, а также способствует достижению хороших характеристик поджига пламени и устойчивого горения в широком диапазоне соотношения топливо-окислитель [1–3]. В струях закрутка интенсифицирует смешение и тепломассоперенос на начальном участке потока [1, 4–6]. При этом структура и динамика струй с закруткой значительно усложняется вследствие ряда эффектов: замедления потока вдоль оси и образования приосевого следа, распада вихревого ядра при превышении критического значения степени закрутки и образования центральной зоны рециркуляции, формирования винтовых вихрей, в том числе спиралевидного прецессирующего вихревого ядра [1, 7–13, 14, 15].

Современные методы численного моделирования турбулентных потоков открывают перспективу проведения оптимизационных расчетов горелочных устройств [16]. Однако они все еще не достигли необходимого уровня и их дальнейшее совершенствование подразумевает верификацию с использованием разносторонних экспериментальных данных.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 16-19-10566).

Задача совершенствования методов численного моделирования закрученных турбулентных струй без горения является актуальной на протяжении почти полувека [17]. В литературе приведены обширные данные о структуре турбулентных течений закрученных струй, систематизированный обзор которых представлен в монографии [18]. Однако эти данные ограничены профилями средней скорости и давления, интенсивностью пульсаций корреляционных функций и спектрами пульсаций [19]. Значительным ограничением при получении данных о переносе тепла в закрученных струях является тот факт, что течение в большой степени восприимчиво к температурным градиентам. В частности, значительно изменяются условия распада вихревого ядра [20].

Развитие оптоэлектронных технологий и таких методов измерения, как лазерная доплеровская анемометрия или анемометрия по изображениям частиц (PIV, Particle Image Velocimetry), открывают новые перспективы для измерения характеристик турбулентного переноса в закрученных струях [21–24], включая напряжения Рейнольдса и третьи статистические моменты пульсаций скорости. Более того, влияние этих методов на поток сводится к минимуму, что повышает достоверность данных. Использование метода панорамной лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF, Planar Laser-induced Fluorescence) делает возможным бесконтактное измерение распределений концентрации пассивной примеси и интенсивности пульсаций концентрации [25–27]. Экспериментальные работы по измерению распределений концентрации в закрученных турбулентных струях методом PLIF практически не представлены в литературе.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование переноса пассивной примеси на начальном участке турбулентной закрученной струи с распадом вихревого ядра и анализ эффективности методов численного моделирования, основанных на решении нестационарных уравнений Рейнольдса (URANS, Unsteady Reynolds-Averaged Navier–Stokes) и методе крупных вихрей (LES, Large-Eddy Simulation).

Методы исследования

Объектом исследования являлась закрученная струя, истекающая из осесимметричного сужающегося сопла (с выходным диаметром $d = 15$ мм) с установленным внутри лопастным завихрителем (см. рис. 1 и подробности описания в работе [24]). Степень закрутки S оценивалась на основании геометрических параметров завихрителя [1]:

$$S = \frac{2}{3} \left(\frac{1 - (d_1/d_2)^3}{1 - (d_1/d_2)^2} \right) \operatorname{tg}(\psi), \quad (1)$$

здесь $d_1 = 7$ мм — диаметр центрального тела, поддерживающего лопасти, $d_2 = 27$ мм — внутренний диаметр корпуса завихрителя, ψ — угол наклона лопастей. В представленной

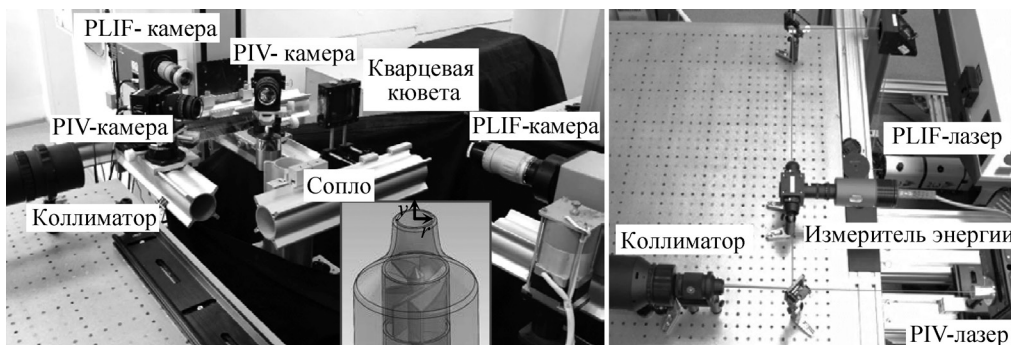


Рис. 1. Фотография экспериментальной установки и оборудования PIV/PLIF системы. Вставка демонстрирует геометрию сопла.

работе использовался завихритель с $\psi = 55^\circ$, соответствующий значению степени закрутки $S = 1,0$, что существенно превышает критическое значение 0,6 для распада вихревого ядра (см. [14, 15, 20, 28–30]). Поток формировался магистралью со сжатым воздухом (давление до 20 атм), расход которого поддерживался контроллерами массового расхода (Bronkhorst). Для засева потока парами ацетона в воздушный контур по байпасной схеме был подключен специальный питатель, представляющий собой термостатированную емкость с жидким ацетоном, через которую проходил воздух. Температура потока воздуха с парами ацетона на выходе из питателя составляла приблизительно 50°C . Концентрация паров ацетона в струе не превышала 3 %. В качестве трассеров потока использовались частицы оксида титана размером 0,5 мкм. Для организации газозвеси трассерных частиц в струе воздуха был задействован еще один питатель — сосуд объемом 2 дм^3 с установленным механическим миксером. Для организации трассерных частиц в окружающем сопло воздухе был применен генератор дыма (Magnum). Число Рейнольдса струи, построенное по среднему расходу и вязкости воздуха, составляло 5000, а среднерасходная скорость струи $U_0 = 5\text{ м/с}$.

Фотография экспериментальной установки представлена на рис. 1. Для возбуждения флуоресценции ацетона было использовано излучение четвертой гармоники твердотельного Nd:YAG-лазера (Quantel, Brilliant B). Энергия импульса лазера на длине волны 266 нм составляла 60 мДж. Для устранения остаточного излучения в оптической системе PLIF было реализовано спектральное разделение гармоник излучения с использованием дихроичного зеркала. После прохождения дихроичного зеркала отделенная от ультрафиолетового излучения вторая гармоника улавливалась ловушкой лазерного излучения, а ультрафиолетовое излучение направлялось системой прямоугольных призм в объектив-коллиматор, разворачивавший лазерный луч в коллимированный нож шириной до 50 мм и толщиной менее 0,8 мм. Порядка 10 % ультрафиолетового излучения отводилось в измеритель энергии (LaVision) для контроля энергии каждого импульса лазерного излучения.

Для регистрации излучения флуоресценции паров ацетона были использованы электронно-оптический преобразователь и усилитель (с квантовой эффективностью порядка 25 % в интересующем диапазоне длин волн — 290–320 нм), сопряженный с ПЗС-КМОП камерой LaVision ImagerPro (кадр размером 2560×2160 пикселей с динамическим диапазоном 16 бит) и оснащенный кварцевым ультрафиолетовым объективом ($f\#2,8$, 100 мм) с набором оптических фильтров. Набор оптических фильтров состоял из полосо-заграждающего фильтра, вырезающего гармоники Nd:YAG-лазера (1064, 532, 366 нм), и интерференционного фильтра с полосой пропускания в диапазоне от 280 до 600 нм. Применение оптических фильтров позволило в значительной степени избавиться от паразитных переотражений лазерного излучения. Экспозиция кадра составляла 200 нс.

Для измерения полей скорости была использована PIV-система ПОЛИС в стереоскопической конфигурации. Поток освещался излучением второй гармоники двух импульсных Nd:YAG-лазеров (Quantel, EverGreen), сведенных к одной оптической оси, с энергией каждого импульса 53 мДж. Длина волны излучения составляла 532 нм. Регистрация трассерных изображений была выполнена с использованием двух цифровых ПЗС-камер (ImperX IGV-B4820), оснащенных объективами SIGMA AF 50 mm ($f\#2,8$ EX DG Macro) и узкополосными оптическими фильтрами (Edmund Optics) с пропускающей способностью в 60 % на длине волны 532 нм и полной шириной пропускания 10 нм на полувысоте. Разрешение каждого изображения составляло 4 Мпикс.

Работа PIV- и PLIF-систем была синхронизована при помощи двух программируемых генераторов: LaVision и ПОЛИС. Частота регистрации изображений объединенной системой составляла 1,5 Гц. Регистрация сигнала флуоресценции паров ацетона осуществлялась в интервале между первым и вторым импульсами PIV-лазеров длительностью 40 мкс. Проверка пространственного сведения лазерных систем в единую плоскость

осуществлялась с помощью листа фотобумаги, закрепленного в области измерений. Для пространственного сопоставления изображений с PIV и PLIF камер была использована плоская калибровочная мишень Edmund Optics с черными круглыми маркерами на белом фоне (размер маркеров и расстояние между соседними маркерами составляли 2 мм).

Для количественной интерпретации PLIF-сигнала был использован ряд математических алгоритмов обработки данных, в том числе учитывающих изменение энергии импульсов лазера, выполняющих коррекцию неравномерности интенсивности лазерного излучения в ноже, а также неоднородной пространственной чувствительности сенсора камеры. Пространственная калибровка областей визирования была выполнена на основе модели третьего порядка для проекций изображений на сенсор камер. Параметры модели были использованы для стерео-реконструкции трехкомпонентного поля скорости по двухкомпонентным проекциям и для пространственного совмещения областей визирования. Для расчета полей скорости на трассерных картинах предварительно вычитался фоновый сигнал, рассчитываемый путем осреднения яркости в каждом пикселе по всей серии изображений. Поля скорости рассчитывались с использованием итерационного кросскорреляционного алгоритма с нецелым смещением и деформацией окон опроса между итерациями. Конечный размер окна опроса составлял 32×32 пикселей. Перекрывание между соседними окнами опроса составляло 50 %. Алгоритм учитывал количество частиц в окне опроса: если их число не превышало пяти, то в данной области вектор скорости не рассчитывался [31].

Для численного моделирования турбулентных закрученных течений были использованы следующие модели: двухпараметрическая модель ($k-\omega$ SST) и модель рейнольдсовых напряжений (RSM LRR) в рамках URANS-подхода, метод крупных вихрей (LES) с моделью подсеточной вязкости WALE. Дискретизация уравнений переноса была реализована методом контрольного объема. Связь полей скорости и давления для несжимаемой жидкости была выполнена с помощью процедуры SIMPLEC. Для аппроксимации конвективных членов уравнений гидродинамики в URANS-моделях применялась противопоточная схема второго порядка, для аппроксимации конвективных членов уравнений гидродинамики в LES-методе использовалась центрально-разностная схема, и для аппроксимации конвективных членов уравнений на турбулентные характеристики — противопоточная схема второго порядка. Диффузионные члены были аппроксимированы по схеме 2-го порядка, нестационарные слагаемые — по неявной схеме 2-го порядка точности. Временной шаг удовлетворял условию: средний CFL < 2 .

Для расчетов использовались неструктурированные расчетные сетки с детализацией порядка двух миллионов узлов (см. рис. 2). Несколько призматических слоев были расположены вблизи внутренней стенки сопла для лучшего разрешения пограничного слоя. В качестве критериев достаточности детализации расчетной сетки были рассмотрены часто используемые масштаб Колмогорова, масштаб энергонесущих вихрей и сдвиговый

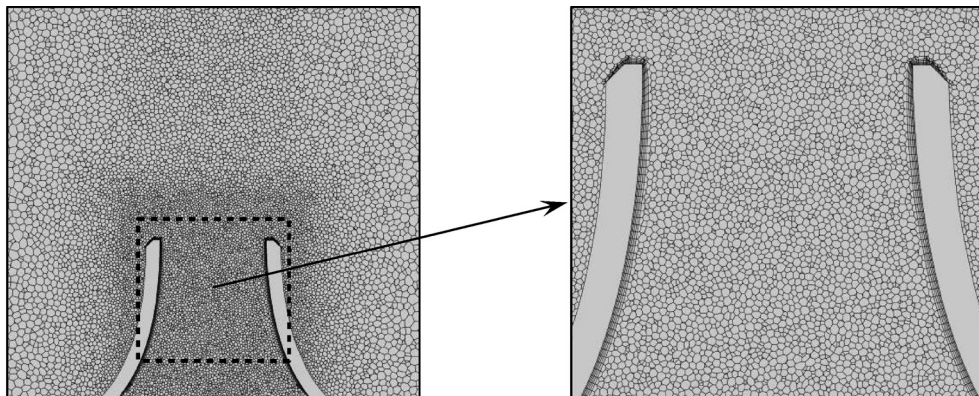


Рис. 2. Пример неструктурированной расчетной сетки, используемой при численном моделировании.

масштаб [32]. Средняя величина y_1^+ составляла 1,8. Характерный размер ячейки $\Delta = (\Delta x \times \Delta y \times \Delta z)^{1/3}$ сравнивался с колмогоровским масштабом $L_K = (v^3/\varepsilon)^{1/4}$ (v — кинематическая вязкость), обобщенным сдвиговым масштабом турбулентности $L_s = (\varepsilon/S^3)^{1/2}$ (ε — скорость диссипации, полученная из RSM) и вторым инвариантом тензора скоростей деформации $S = (S_{ij}S_{ij})^{1/2}$. Отношение Δ/L_K составляло от 10 до 20 для модели RSM, отношение размера ячейки к сдвиговому масштабу турбулентности Δ/L_s в исследуемой области течения — меньше 1,0.

Результаты

Измерения мгновенных распределений концентрации пассивной примеси c и трех компонент скорости $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ выполнены в продольном сечении потока (x, y) , проходящем через ось струи (Oy) , при радиальном направлении Ox . В таком сечении радиальная и азимутальная компоненты скорости совпадали с u_x и u_z соответственно. Результаты численного моделирования были интерполированы на ту же координатную сетку, что и данные измерений. Пространственное распределение средней скорости U и концентрации C в закрученной турбулентной струе с распадом вихревого ядра, измеренные в эксперименте и рассчитанные с использованием LES- и URANS-подходов, представлены на рис. 3. Центральная зона рециркуляции визуализирована из условия $U_y < 0$.

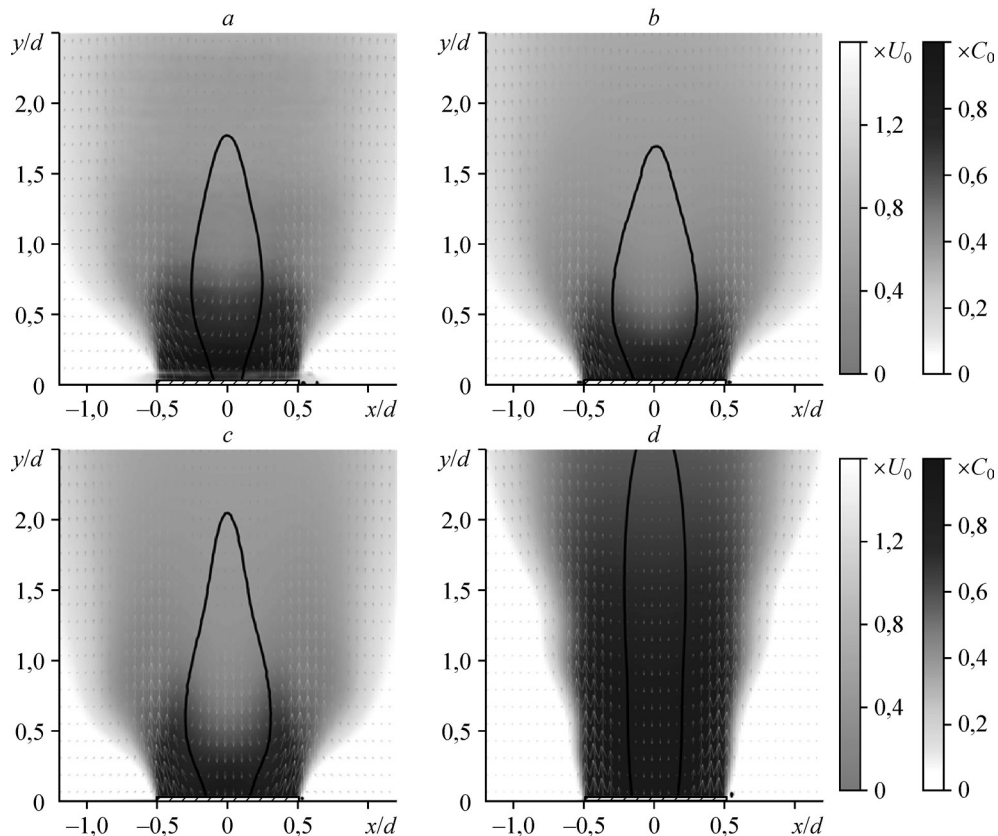


Рис. 3. Распределения средней скорости (векторы) и концентрации в закрученной турбулентной струе, полученные в эксперименте и в результате численного моделирования. Черная линия огибает зону рециркуляции; a — эксперимент, численное моделирование: LES (b), RSM (c), SST (d).

В случае SST-модели, в отличие от RSM, полученное решение оказалось стационарным. Можно видеть, что модель SST неправильно предсказывает угол раскрытия струи, форму зоны рециркуляции и скорость перемешивания струи с окружающим воздухом. Осредненные характеристики потока, рассчитанные методами LES и URANS RSM, показывают хорошее соответствие с данными эксперимента.

Для количественного сравнения результатов на рис. 4 представлены профили в сечении $y/d = 0,7$, соответствующем области наибольшей ширины зоны рециркуляции. Так как значение радиальной компоненты скорости не превышает 10 % модуля скорости, в PIV-эксперименте измерение данной компоненты скорости подвержено наибольшему влиянию ошибки, что особенно проявляется в окрестности оси струи. Из сравнения данных численного моделирования и эксперимента видно, что данные SST, соответствующие стационарному решению, не позволяют даже качественно предсказать распределение средней концентрации. Данные LES и URANS RSM показывают хорошее согласование с экспериментом по распределению средней скорости и концентрации, особенно в случае LES.

Результаты сравнения одноточечных корреляций приведены на рис. 5, где данные SST не представлены. В случае URANS RSM пульсации скорости соответствуют сумме когерентных пульсаций, разрешаемых напрямую, и моделируемых стохастических пульсаций, амплитуда которых была в 5 раз меньше когерентных. Можно видеть, что данные LES лучше соответствуют форме напряжений Рейнольдса $\langle u'_x u'_y \rangle$, измеренных в эксперименте. Амплитуда профиля измеренного турбулентного потока $\langle u'_x c' \rangle$ значительно ниже, чем в LES- и URANS RSM-расчетах, для которых наблюдается хорошее соответствие. Следует также отметить, что интенсивность пульсаций, измеренных методами PIV и PLIF, в окрестности зоны рециркуляции оказалась существенно меньше, чем в численных расчетах. Это может быть следствием эффекта конечного пространственного разрешения PIV и PLIF в области, где происходит быстрая турбулиизация потока.

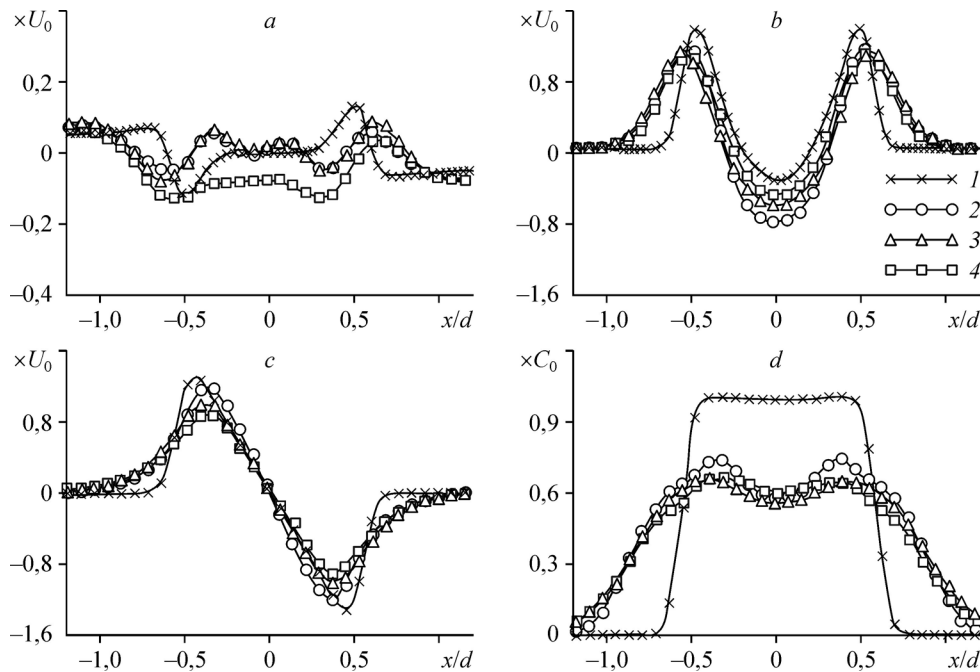


Рис. 4. Распределения средней скорости и концентрации для закрученной турбулентной струи в сечении $y/d = 0,7$.

Компоненты скорости U_x (a), U_y (b), U_z (c), концентрация C (d); 1 — SST, 2 — RSM, 3 — LES, 4 — эксперимент.

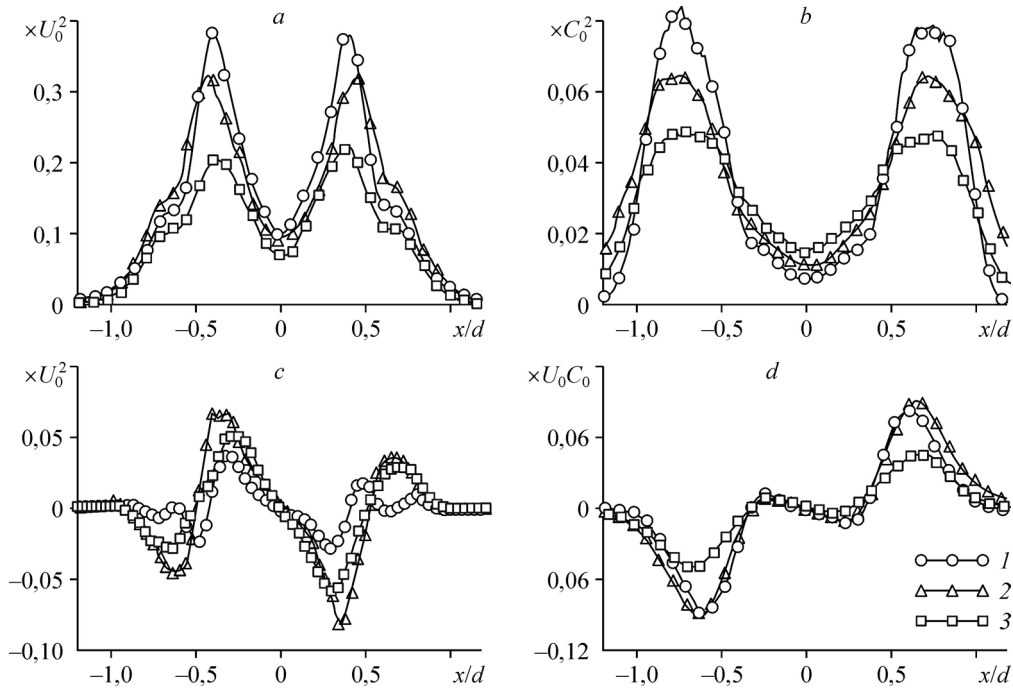


Рис. 5. Распределения корреляций пульсаций скорости и концентрации для закрученной турбулентной струи в сечении $y/d = 0,7$.

Профили потока $\langle u'_y \rangle$ (a), $\langle c' c' \rangle$ (b), $\langle u'_x u'_y \rangle$ (c), $\langle u'_x c' \rangle$ (d); 1 — RSM, 2 — LES, 3 — эксперимент.

С целью анализа особенностей локального переноса в турбулентном потоке закрученной струи с распадом вихревого ядра были оценены все члены осредненного по Рейнольдсу уравнения переноса пассивной примеси (скаляра) c в цилиндрической системе координат (2):

$$U_y \frac{\partial C}{\partial y} + U_r \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial \langle u'_y c' \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle u'_r c' \rangle}{\partial r} + \frac{\langle u'_r c' \rangle}{r} = D \left\{ \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) \right\}. \quad (2)$$

Первое и второе слагаемые соответствуют переносу средним течением. Третье слагаемое и сумма четвертого и пятого соответствуют турбулентному переносу в аксиальном и радиальном направлениях. Вклад шестого слагаемого соответствует молекулярной диффузии, где D — это соответствующий коэффициент. Результаты расчета для данных эксперимента и LES-расчета представлены на рис. 6. Можно видеть, что для потока при данном числе Рейнольдса ($Re = 5000$) молекулярная диффузия пренебрежимо мала. Перенос средним течением происходит главным образом в осевом направлении и скомпенсирован турбулентной диффузией в радиальном направлении. Интенсивность турбулентной диффузии в осевом направлении значительно меньше. С целью проверки достоверности оценки членов уравнения переноса была рассчитана сумма всех слагаемых, которая должна быть равна нулю. В случае эксперимента сумма не превысила 14 % величины конвективного переноса, что свидетельствует о приемлемой точности измерений.

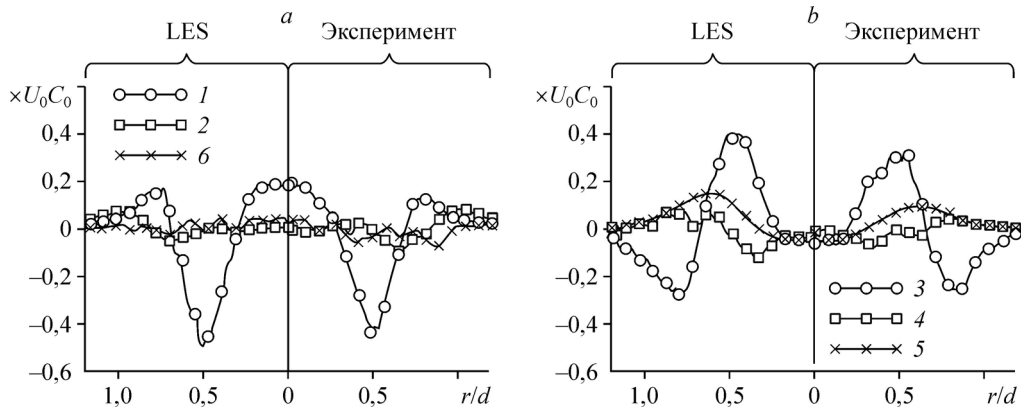


Рис. 6. Значения слагаемых в уравнении переноса (2) для закрученной турбулентной струи в сечении $y/d = 0,7$. Сравнение экспериментальных данных и LES-моделирования.

1–6 соответствуют значениям слагаемых 1–6 в (2).

Заключение

Проведено исследование структуры потока закрученной турбулентной струи с распадом вихревого ядра с использованием современных методов оптической диагностики потоков (PIV и PLIF) и методов численного моделирования (URANS и LES). Акцент в работе сделан на анализе переноса пассивной примеси в окрестности зоны рециркуляции. Установлено, что метод LES наиболее достоверно моделирует структуру закрученной турбулентной струи, в том числе турбулентный поток и напряжения Рейнольдса. Результаты расчета нестационарной RSM-моделью оказались также достаточно точными: они позволяют достоверно воспроизвести форму центральной зоны рециркуляции, угол раскрытия струи и распределение пассивной примеси. С использованием SST-модели было получено практически стационарное решение, несоответствующее структуре реального течения.

На основе данных эксперимента и LES-моделирования был проведен анализ вклада различных составляющих переноса в поперечном сечении через зону рециркуляции. Анализ показал, что при числе Рейнольдса $Re = 5000$ молекулярная диффузия пренебрежимо мала. Перенос средним течением происходит главным образом в осевом направлении и скомпенсирован турбулентной диффузией в радиальном направлении. Интенсивность турбулентной диффузии в осевом направлении значительно меньше.

Авторы выражают благодарность Д.К. Шараборину за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

1. Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N. Swirl flows. England, Tunbridge Wells, Kent: Abacus Press, 1984. 488 p.
2. Weber R., Dugué J. Combustion accelerated swirling flows in high confinements // Progress in Energy and Combustion Sci. 1992. Vol. 18, No. 4. P. 349–367.
3. Михайлов А.И., Горбунов Г.М., Борисов В.В., Квасников Л.А., Марков Н.И. Рабочий процесс и расчет камер сгорания газотурбинных двигателей. М.: Гос. изд-во оборонной промышленности, 1959. 286 с.
4. Zemtsov C.P., Stöllinger M.K., Heinz S., Stanescu D. Large-eddy simulation of swirling turbulent jet flows in absence of vortex breakdown // AIAA J. 2009. Vol. 47, No. 12. P. 3011–3021.
5. Cozzi F., Coghe A., Sharma R. Analysis of local entrainment rate in the initial region of isothermal free swirling jets by stereo PIV // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2018. Vol. 94. P. 281–294.
6. Fröhlich J., García-Villalba M., Rodi W. Scalar mixing and large-scale coherent structures in a turbulent swirling jet // Flow, Turbulence and Combustion. 2008. Vol. 80, No. 1. P. 47–59.

7. **Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M., Shtork S.I., Tokarev M.P.** Flow structure of swirling turbulent propane flames // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2011. Vol. 87, No. 4. P. 569–595.
8. **Ruith M.R., Chen P., Meiburg E., Maxworthy T.** Three-dimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes: direct numerical simulation // *J. Fluid Mechanics*. 2003. Vol. 486. P. 331–378.
9. **Oberleithner K., Paschereit C.O., Seele R., Wagnanski I.** Formation of turbulent vortex breakdown: intermittency, criticality, and global instability // *AIAA J.* 2012. Vol. 50, No. 7. P. 1437–1452.
10. **Lucca-Negro O., O'Doherty T.** Vortex breakdown: a review // *Progress in Energy and Combustion Sci.* 2001. Vol. 27, No. 4. P. 431–481.
11. **Liang H., Maxworthy T.** An experimental investigation of swirling jets // *J. Fluid Mechanics*. 2005. Vol. 525. P. 115–159.
12. **Billant P., Chomaz J.M., Huerre P.** Experimental study of vortex breakdown in swirling jets // *J. Fluid Mechanics*. 1998. Vol. 376. P. 183–219.
13. **Loiseleux T., Chomaz J.M.** Breaking of rotational symmetry in a swirling jet experiment // *Physics of Fluids*. 2003. Vol. 15, No. 2. P. 511–523.
14. **Шторк С.И., Комас О., Фернандес Э.К., Хейтор М.В.** Аэродинамическая структура нестационарного закрученного потока позади внезапного расширения // *Теплофизика и аэромеханика*. 2005. Т. 12, № 2. С. 229–241.
15. **Литвинов И.В., Шараборин Д.К., Шторк С.И.** Определение параметров винтовой симметрии нестационарного вихревого течения на основе фазово-осредненных PIV-измерений // *Теплофизика и аэромеханика*. 2015. Т. 22, № 5. С. 673–676.
16. **Reynolds W.C., Alonso J.J., Fatica M.** Aircraft gas turbine engine simulations // 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. 2003. P. 1–17.
17. **Lilley D.G., Chigier N.A.** Nonisotropic turbulent stress distribution in swirling flows from mean value distributions // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 1971. Vol. 14, No. 4. P. 573–585.
18. **Ахмедов Р.Б., Балагула Т.Б., Рашидов Ф.К., Сакаев А.Ю.** Аэродинамика закрученной струи. М.: Энергия, 1977. 240 с.
19. **Крашенинников С.Ю.** Исследование затопленной воздушной струи при высокой интенсивности закрутки // *Изв. АН СССР. Механика жидк. и газа*. 1971. № 6. С. 148–154.
20. **Mourtazin D., Cohen J.** The effect of buoyancy on vortex breakdown in a swirling jet // *J. Fluid Mechanics*. 2007. Vol. 571. P. 177–189.
21. **Komori S., Ueda H.** Turbulent flow structure in the near field of a swirling round free jet // *Physics Fluids*. 1985. Vol. 28, No. 7. P. 2075–2082.
22. **Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M.** Experimental study of an impinging jet with different swirl rates // *Int. J. Heat and Fluid Flow*. 2007. Vol. 28, No. 6. P. 1340–1359.
23. **Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M.** Effect of axisymmetric forcing on the structure of a swirling turbulent jet // *Int. J. Heat and Fluid Flow*. 2008. Vol. 29, No. 6. P. 1699–1715.
24. **Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M.** Effect of high-amplitude forcing on turbulent combustion intensity and vortex core precession in a strongly swirling lifted propane/air flame // *Combustion Sci. and Technology*. 2012. Vol. 184, No. 10–11. P. 1862–1890.
25. **Su L.K.** Measurements of the three-dimensional scalar dissipation rate in gas-phase planar turbulent jets // *Center for Turbulence Research Annual Briefs*. 1998. P. 35–46.
26. **Wang G.-H., Clemens N.T., Barlow R.S., Varghese P.L.** A system model for assessing scalar dissipation measurement accuracy in turbulent flows // *Measurement Sci. and Technology*. 2007. Vol. 18, No. 5. P. 1287–1303.
27. **Örlü R., Alfredsson P.H.** An experimental study of the near-field mixing characteristics of a swirling jet // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2008. Vol. 80, No. 3. P. 323–350.
28. **Syred N., Beer J.M.** Combustion in swirling flows: a review // *Combustion and Flame*. 1974. Vol. 23, No. 2. P. 143–201.
29. **Anacleto P.M., Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I.** Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor // *Combustion Sci. and Technology*. 2003. Vol. 175, No. 8. P. 1369–1388.
30. **Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I.** An analysis of unsteady highly turbulent swirling flow in a model vortex combustor // *Experiments in Fluids*. 2006. Vol. 40, No. 2. P. 177–187.
31. **Маркович Д.М., Токарев М.П.** Алгоритмы реконструкции трехкомпонентного поля скорости в методе Stereo PIV // *Вычислительные методы и программирование*. 2008. Т. 9, № 3. С. 311–326.
32. **Picano F., Hanjalić K.** Leray- α regularization of the Smagorinsky-closed filtered equations for turbulent jets at high Reynolds numbers // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2012. Vol. 89, No. 4. P. 627–650.

*Статья поступила в редакцию 29 ноября 2018 г.,
после доработки — 3 декабря 2018 г.,
принята к публикации 11 декабря 2018 г.*

