

УДК 534.413, 536.461, 536.464

Об автоколебаниях в струе и газовом факеле с сильной закруткой потока*

С.С. Абдуракипов, В.М. Дулин, Д.М. Маркович

Новосибирский государственный университет

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

E-mail: s.s.abdurakipov@gmail.com

Представлены результаты исследования нестационарной динамики потока в газовом факеле с сильной закруткой, распадом и прецессией вихревого ядра панорамными оптическими методами, а также результаты теоретического анализа наиболее быстро растущих мод гидродинамической неустойчивости потока. Определены характеристики автоколебательной моды на начальном участке турбулентного течения закрученной пропановоздушной струи, горящей в атмосферном воздухе в форме поднятого пламени. Анализ данных методом главных компонент и линейный анализ устойчивости выявил, что эволюция доминирующей в потоке автоколебательной моды соответствует квазитвердому вращению с практически постоянной угловой скоростью когерентной пространственной структуры, состоящей из спиралевидного вихревого ядра струи и двух винтовых вторичных вихрей.

Ключевые слова: закрученная струя, прецессия вихревого ядра, факел с закруткой потока, когерентные структуры, автоколебания.

Введение

Известно, что организация струйных течений с интенсивной закруткой, приводящей к распаду вихревого ядра и образованию центральной зоны возвратных токов, используется для стабилизации пламени в горелочных устройствах [1–3]. Этот режим течения, как правило, сопряжен с нестационарной динамикой потока с прецессией спиралевидного вихревого ядра (ПВЯ) [3]. Крупномасштабные вихри в закрученном потоке интенсифицируют тепло- и массообмен между свежей смесью и продуктами горения в области возвратного течения, что является благоприятным фактором для стабилизации пламени. Вместе с тем, авторы работ [4–6] связали образование возвратного течения в потоке закрученной струи с ростом амплитуды автоколебательной моды (глобальной моды неустойчивости), которая определяет нестационарную динамику потока на начальном участке струи. Гидродинамическая неустойчивость течения может представлять опасность для реагирующих потоков из-за возможности возникновения резонанса между тепловыделением и акустическими модами камеры сгорания и нежелательных режимов виброгорения [7]. В связи с этим информация о турбулентной структуре и динамике струйных

* Работа выполнена при частичном финансировании РФФИ (гранты № 16-08-01236, 16-31-00471); в части проведения эксперимента работы выполнены за счет средств, полученных от ФАНО России.

течений с горением при интенсивной закрутке потока необходима для разработки и совершенствования горелочных устройств и камер сгорания.

Природа движения жидкости и газа делает чрезвычайно сложной задачу описания динамики турбулентных потоков, представляющих собой нелинейные стохастические динамические системы с большим количеством степеней свободы, эволюционирующие согласно нелинейным уравнениям гидромеханики. Применение современных бесконтактных оптических методов исследования потоков, например, метода PIV (particle image velocimetry) дает возможность зарегистрировать большой массив реализаций поля мгновенной скорости в турбулентных потоках. При этом детальный анализ большого объема экспериментальных данных подразумевает применение развитых численных подходов, таких как методы понижения размерности стохастических динамических систем. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование пространственной структуры и динамики когерентной составляющей пульсаций скорости в сильно закрученной струе с распадом вихревого ядра и интенсивной прецессией потока. Рассмотрен режим горения пропана, поступающего вместе со струей, в форме поднятого пламени. Анализ выполнен с использованием классических инструментов гидродинамики — линейного локального анализа устойчивости среднего течения и метода главных компонент (POD — proper orthogonal decomposition, [8]) для идентификации прецессирующего вихревого ядра и крупномасштабных вихревых структур из последовательности реализаций поля скорости, полученных методом PIV.

Описание эксперимента

Эксперименты проводились на открытом горелочном стенде [9]. Измерения поля скорости были выполнены с использованием метода PIV. Степень закрутки потока, характеризующая соотношение между моментом импульса и импульсом струи, помноженным на ее радиус, определялась из геометрических параметров завихрителя [9] и равнялась 1,0, что значительно превышало характерное критическое значение (0,6) для распада вихревого ядра с формированием центральной зоны рециркуляции в струях [3]. Эквивалентное отношение топлива (коэффициент избытка топлива) в поступающей из сопла смеси составляло $\Phi = 2,5$. Это значение соответствует приблизительно 11 % объемной концентрации пропана в воздухе. Число Рейнольдса, построенное на базе диаметра сопла $d = 15$ мм, среднерасходной скорости $U_0 = 5,6$ м/с и кинематической вязкости смеси, равнялось 6000 для потока с горением. Для измерения была использована скоростная PIV система «ПОЛИС» в стереоскопической конфигурации, состоящая из двух совмещенных импульсных Nd:YLF-лазеров «Pegasus PIV» и пары КМОП-камер «PCO 1200hs» с опцией двухкадровой съемки. Поле скорости рассчитывалось по смещению частиц между двумя изображениями с использованием адаптивного кросскорреляционного алгоритма. Детали PIV-эксперимента описаны в работе [9]. Было измерено 2400 реализаций поля мгновенной скорости за четыре независимых запуска. Частота съемки составляла 770 Гц. Для учета неоднородности поля плотности в закрученном потоке с горением был использован панорамный оптический метод, основанный на регистрации стоксовой составляющей колебательно-вращательных переходов спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) молекулами азота (см. работы [10, 11]). Было зарегистрировано распределение средней плотности газа в продольном сечении реагирующей закрученной струи с целью анализа влияния стратификации потока на характеристики гидродинамических мод гидродинамической неустойчивости.

Результаты анализа

Метод POD [12] основан на разложении ансамбля реализаций поля мгновенной скорости $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t_i)$ по ортонормированному базису из пространственных функций $\varphi_n(\mathbf{x})$

с соответствующими собственными значениями λ_n и временными (ортонормированными) коэффициентами $a_n(t)$ согласно формулам (здесь и далее жирным шрифтом выделены векторные величины):

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t_i) = \sum_{n=1}^N a_n(t_i) \lambda_n \boldsymbol{\varphi}_n(\mathbf{x}), \quad (1)$$

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\varphi}_i(\mathbf{x}) \boldsymbol{\varphi}_j(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \delta_{ij}, \quad (2)$$

$$\sum_{n=1}^N a_i(t_n) a_j(t_n) = N \delta_{ij}. \quad (3)$$

Задача метода главных компонент для определения ортонормированного базиса (POD мод), собственных значений и временных коэффициентов решается с помощью процедуры сингулярного разложения (singular value decomposition) матрицы полей мгновенной скорости. Алгоритм был протестирован и использован в работе [13]. Собственные значения POD-мод характеризуют вклад базисных функций в интенсивность пульсаций скорости. Пространственные POD-моды, соответствующие максимальным собственным значениям, отвечают наиболее энергоемким пульсациям в потоке. Из литературы известно, что если когерентные пульсации в турбулентном потоке соответствуют квазипериодическим осцилляциям, то соответствующие пространственные структуры будут отражены в первых двух POD-модах [13, 14].

Линейный локальный анализ пространственной устойчивости был использован для численного определения наиболее растущих возмущений потока, соответствующих наибольшему инкременту роста, из анализа измеренных средних распределений скорости и плотности. Хотя в задаче рассматривается реагирующее турбулентное сильно закрученное струйное течение с наличием области возвратного течения, в литературе присутствует достаточно свидетельств успешного применения линейного локального анализа устойчивости для исследования подобных потоков [14, 15]. Ожидаемым результатом анализа является определение крупномасштабных квазипериодических когерентных пульсаций потока в условиях приближения динамической системы (поля скорости) к предельному циклу. В настоящей работе рассматривается система линейных уравнений, полученная при линеаризации уравнений неразрывности и Навье–Стокса относительно возмущений средней скорости \mathbf{U} с малой амплитудой (для определения наиболее быстрорастущих мод в начальный момент времени):

$$\nabla \tilde{\mathbf{u}} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \mathbf{U} + \mathbf{U} \cdot \nabla \tilde{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} + \frac{1}{\text{Re}_{v_t}} \nabla^2 \tilde{\mathbf{u}}. \quad (5)$$

Здесь вариации средней плотности потока в радиальном направлении учитываются множителем перед давлением; случайные турбулентные пульсации — добавочной турбулентной вязкостью в числе Рейнольдса $\text{Re}_{v_t} = U_0 d / (\nu + \nu_t)$, вычисленной из данных эксперимента с использованием гипотезы Буссинеска [15].

В уравнениях (5) при рассмотрении малых возмущений $\tilde{\mathbf{f}} = [\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{p}]^T$ в виде нормальных мод $\tilde{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t) = \text{Re}[\hat{\mathbf{f}}(r) \exp(iky + m\theta - \omega t)]$ полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) в цилиндрической системе координат может быть сведена к задаче на собственные значения: $A(\omega) \hat{\mathbf{f}}' = kB(\omega) \hat{\mathbf{f}}'$, где A, B — матричные операторы линейной задачи. При дискретизации системы ОДУ (оператора Орра–Зоммерфельда) был использован спектральный метод коллокаций Чебышева [16]. Задача

на собственные значения решалась в рамках анализа пространственной устойчивости: для вещественной частоты ω и комплексного аксиального волнового числа k . Алгоритм был протестирован на результатах работы [17].

На рис. 1а приведены распределения средней скорости потока и среднеквадратичного значения пульсаций радиальной скорости, а на рис. 1б — поле средней плотности газа в центральном сечении сильно закрученного поднятого пламени. На поле средней скорости отчетливо видна центральная зона рециркуляции формы «пузыря», возникающая вследствие распада вихревого ядра. В потоке наблюдаются интенсивные турбулентные пульсации на оси струи в окрестности нижней критической точки зоны рециркуляции, связанные с ПВЯ, также они присутствуют во внешнем слое смешения и имеют отношение к динамике крупномасштабных вихревых структур. Основание фронта пламени располагалось в слое смешения ($r/d = 1,0$) на расстоянии $y/d = 0,5$ от сопла [9]. На рис. 2а приведен нормированный на полную кинетическую энергию пульсаций спектр собственных значений POD, показывающий, что две главные POD-моды (x -компонента) вносят наибольший вклад (22 %) в кинетическую энергию пульсаций в сильно закрученном поднятом пламени. Первая пространственная POD-мода, отвечающая наибольшему собственному значению, показана на рис. 2с. Вторая мода отличается от первой лишь незначительным сдвигом по фазе. Две главные POD-моды соответствуют крупномасштабным пульсациям, связанным с ПВЯ и вихревыми структурами во внешнем слое смешения и вокруг зоны рециркуляции. Спектр Фурье от временных коэффициентов POD $a_n(t)$ и локальных пульсаций радиальной скорости в слое смешения демонстрирует характерный пик на безразмерной частоте (числе Струхала) $St = fd/U_0 = 0,74$ (рис. 2б), имеющий отношение к динамике ПВЯ и вихревых структур. Спектральный анализ пульсаций был проведен в работе [18]. На основе поля средней скорости U и двух главных POD-мод φ_1 и φ_2 с использованием формулы из работы [14]

$$u_{\text{POD}}(\mathbf{x}, t) = U + \text{Re}\{(\lambda_1 \varphi_1(x, y) + i \lambda_2 \varphi_2(x, y)) \exp[i(\theta - \omega t)]\} \quad (6)$$

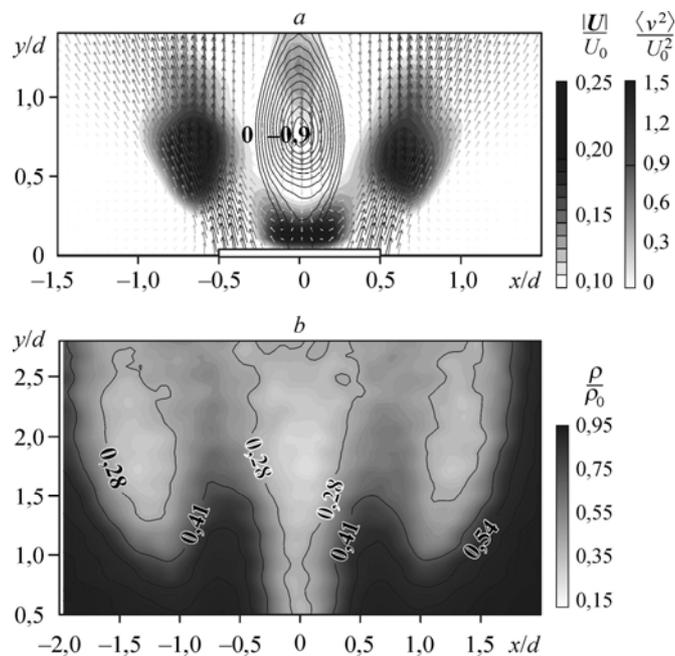


Рис. 1. Нормированные распределения вектора средней скорости U , среднеквадратичного отклонения радиальной скорости $\langle v^2 \rangle$ (скалярное поле) (а) и средней плотности (б) в центральном сечении сильно закрученного поднятого пламени.

восстановлена пространственная форма крупномасштабных возмущений в сильно закрученном поднятом пламени и визуализирована Q -критерием идентификации вихревых структур [19]. На изоповерхностях Q -критерия хорошо различимо вихревое ядро и пара вторичных вихревых структур, имеющих форму левовинтовых спиралей (см. рис. 2*d*).

На рис. 3*a* приведены дисперсионные кривые (зависимость инкремента роста $-k_{\text{im}}$ — мнимой части комплексного пространственного волнового числа k — от безразмерной частоты St) пространственной устойчивости наиболее неустойчивой первой азимутальной моды ($m = 1$) для нескольких аксиальных положений. На рис. 3*b* показана зависимость

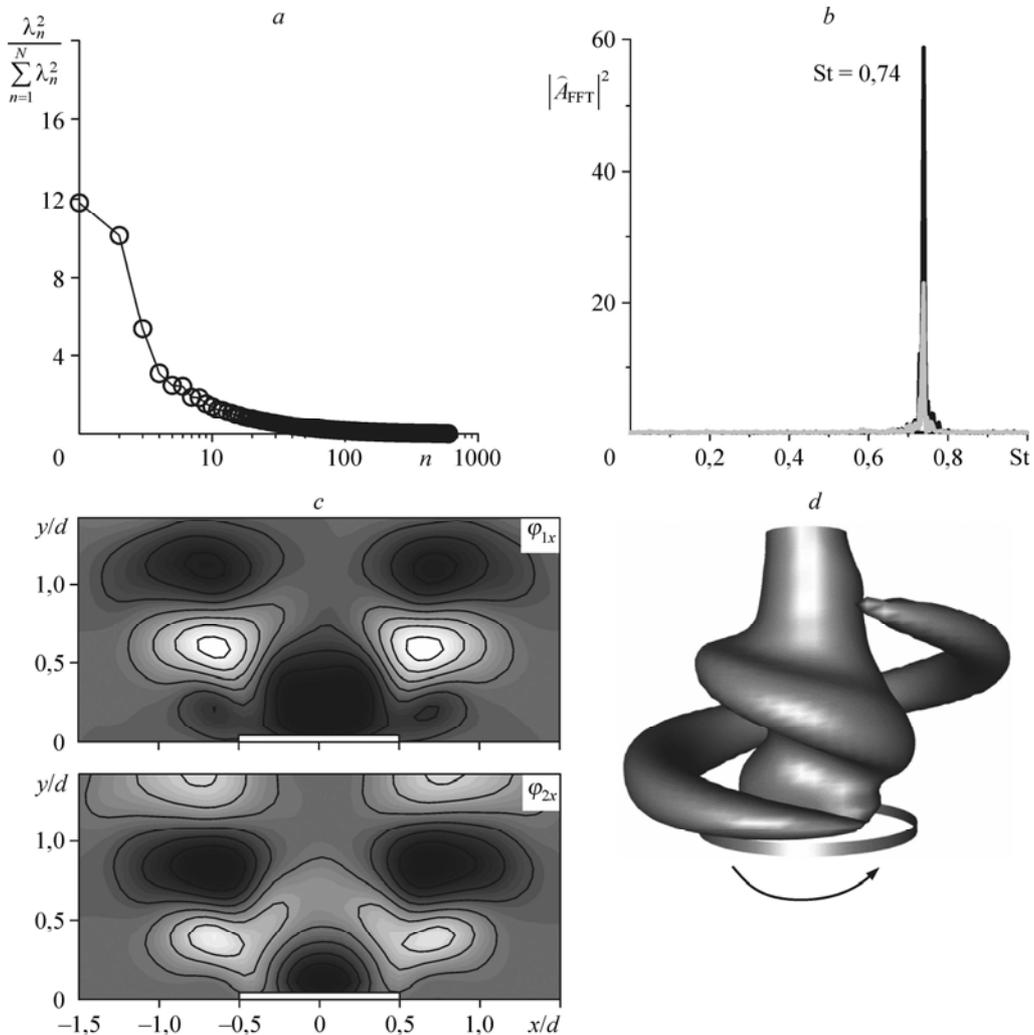


Рис. 2. Характерные частоты и собственные моды сильно закрученного поднятого факела, полученные из анализа данных PIV-эксперимента.

- a* — спектр собственных значений POD, нормированный на полную кинетическую энергию пульсаций,
b — спектр Фурье $|\hat{A}_{\text{FFT}}(St)|^2$ от временных коэффициентов $a_1(t)$ первой POD-моды (черная кривая) и спектр локальных пульсаций радиальной скорости в слое смешения (серая кривая),
c — пространственные распределения двух главных POD-мод (x -компонента), соответствующие максимальным собственным значениям в спектре,
d — пространственная структура крупномасштабных пульсаций в сильно закрученном поднятом пламени с распадом и прецессией вихревого ядра, реконструированная на основе поля средней скорости U и двух главных POD-мод φ_1 и φ_2 согласно формуле (6), данная когерентная структура визуализирована изоповерхностью (серый цвет) величины Q -критерия идентификации вихревых структур.

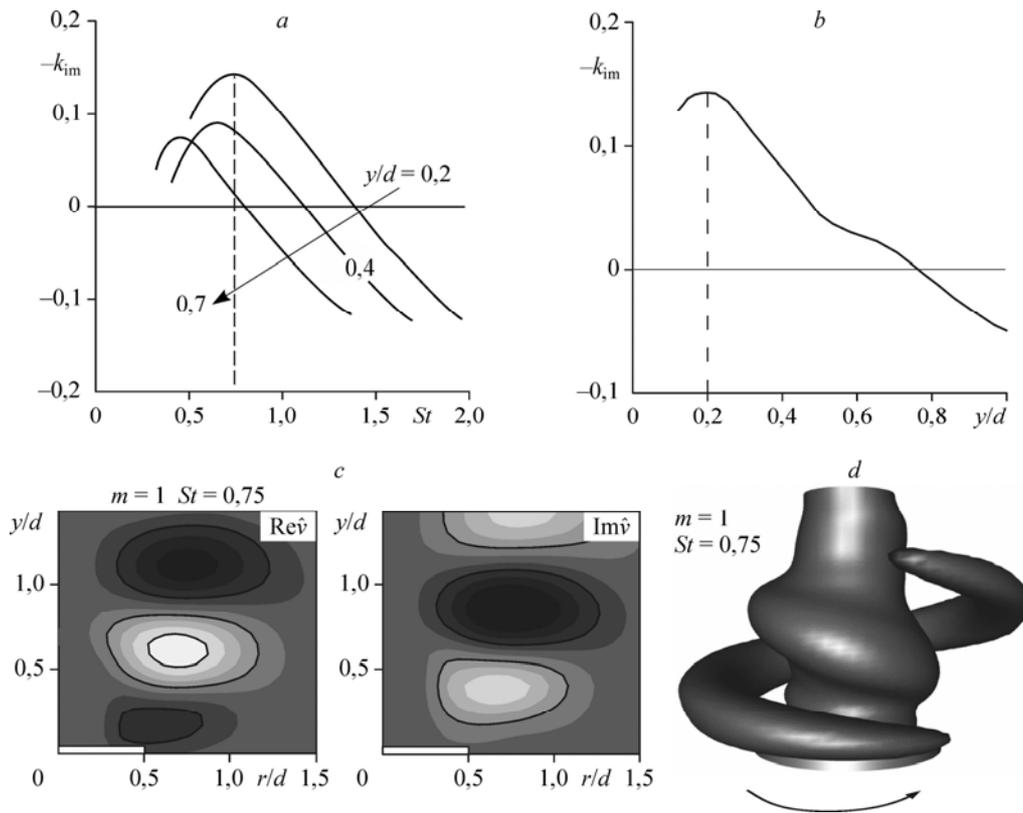


Рис. 3. Характерные частоты и собственные моды сильно закрученного поднятого факела, полученные из анализа гидродинамической устойчивости.

- a* — дисперсионные кривые наиболее неустойчивой моды $m = 1$ для трех осевых положений $y/d = 0,2, 0,4, 0,7$;
b — зависимость инкремента $-k_{im}$ пространственного роста моды $m = 1$ на частоте $St = 0,75$ от осевого положения y/d ;
c — пространственные распределения вещественной ($Re \hat{v}$) и мнимой ($Im \hat{v}$) частей радиальной компоненты собственных функций в центральной плоскости согласно формуле (7);
d — трехмерная реконструкция глобальной структуры крупномасштабных пульсаций в сильно закрученном поднятом пламени, полученная из поля средней скорости, локальных собственных значений и функций анализа пространственной устойчивости с использованием формулы (7) и визуализированная Q -критерием идентификации вихревых структур.

инкремента роста моды ($m = 1$), вычисленного при частоте $St = 0,74$, от аксиального положения профиля y/d . Моды с другими значениями m были устойчивыми или имели значительно меньший инкремент роста, поэтому не рассматривались. Можно видеть, что максимальный инкремент роста достигается при осевом положении $y/d = 0,2$, где наблюдается область интенсивных радиальных пульсаций, связанных с ПВЯ (см. рис. 1а). По мере удаления от сопла максимальные значения дисперсионных кривых уменьшаются, а при $y/d > 0,78$ мода $m = 1$ становится устойчивой (см. рис. 3б). Безразмерная частота возмущений моды $m = 1$ при максимальном инкременте роста ($y/d = 0,2$) составляет $St = 0,75$, что хорошо согласуется с результатами эксперимента ($St = 0,74$). Проведено сравнение пространственной формы возмущений наиболее неустойчивой моды $m = 1$ на основе анализа устойчивости и собственной моды потока, полученной из анализа ансамбля поля скорости методом главных компонент. В случае анализа устойчивости, глобальные дву- и трехмерные пространственные структуры возмущений (рис. 2с и 2d соответственно) были восстановлены из локальных решений с использованием формул [14, 15]

$$\mathbf{u}_{\text{LSA}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U} + \text{Re} \left\{ A_0 \hat{\mathbf{u}}(r) \exp \left[\frac{i}{\varepsilon} \left(\int_0^y k(\xi) d\xi + m\theta - \omega t \right) \right] \right\}, \quad (7)$$

где комплексное аксиальное волновое число k и собственные функции $\hat{\mathbf{u}}(r)$ вычислялись при частоте $St = 0,74$ для каждого осевого положения y/d в отдельности. В выражении (7) эффект неоднородности среднего поля в осевом направлении учтен параметром ε , равным отношению длины волны возмущения к характерному масштабу неоднородности среднего поля в осевом направлении [15]. Вихревая структура возмущений, визуализированная изоповерхностями Q -критерия (см. рис. 3d), соответствует вихревому ядру и двум вторичным спиралевидным структурам: одна располагается во внешнем слое смешения, другая — вокруг зоны рециркуляции.

Заключение

На основе измерений двумерных пространственных распределений скорости и плотности панорамными оптическими методами проведен анализ когерентных структур, соответствующих автоколебательной моде в сильно закрученной струе с распадом и прецессией вихревого ядра при горении газового топлива (пропана) в форме поднятого пламени. На основе скоростных PIV-измерений установлено наличие центральной зоны рециркуляции, идентифицирована форма и частота прецессии крупномасштабных вихревых структур как на основе пространственно-временной декомпозиции поля мгновенной скорости методом главных компонент, так и на основе линейного локального анализа устойчивости, выполненного для распределений средней скорости и плотности с использованием модели эффективной вязкости для учета турбулентных пульсаций. Хорошее соответствие результатов, полученных различными методами, объясняется характером основной моды неустойчивости сильно закрученной струи, которая вызвана автоколебаниями вследствие глобальной неустойчивости потока. Осцилляции потока соответствуют квазитвердому вращению с практически постоянной угловой скоростью когерентной структуры, состоящей из спиралевидного вихревого ядра струи и спиралевидной структуры из двух вторичных вихрей. Форма когерентной структуры соответствует первой азимутальной моде $m = 1$, которая содержит примерно 22 % осредненной по пространству кинетической энергии пульсаций скорости. Полученные результаты согласуются с выводами исследования струи без горения трехмерным методом PIV [20].

Список литературы

1. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2003. 504 с.
2. Ахмедов Р.Б., Балагула Т.Б., Рашидов Ф.К., Сакаев А.Ю. Аэродинамика закрученной струи. М.: Энергия, 1977. 240 с.
3. Гупта А.К., Лилли Д.Д., Сайред Н. Закрученные потоки. Мир, 1987. 588 с.
4. Ruith M.R., Chen P., Meiburg E., Maxworthy T. Three-dimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes: direct numerical simulation // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 486. P. 331–378.
5. Liang H., Maxworthy T. An experimental investigation of swirling jets // J. Fluid Mech. 2005. Vol. 525. P. 115–159.
6. Oberleithner K., Paschereit C.O., Seele R., Wygnanski I. Formation of turbulent vortex breakdown: intermittency, criticality, and global instability // AIAA J. 2012. Vol. 50, No. 7. P. 1437–1452.
7. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. М.: Государственное изд-во физико-математической литературы, 1961. 500 с.
8. Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. Coherent structures // Quart. Appl. Math. 1987. Vol. 45, No. 3. P. 561–571.
9. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.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.
10. Sharaborin D., Chikishev L., Dulin V. Optical tomography in reacting flows based on Stokes Raman scattering // J. Phys.: Conf. Series. 2015. Vol. 643. P. 012034-1–012034-5.

11. **Sharaborin D., Abdurakipov S., Dulin V.** Investigation of mass transfer in swirling turbulent flames. // J. Phys.: Conf. Series. 2015. Vol. 754, No. 7. P. 072003-1–072003-6.
12. **Holmes P., Lumley J.L., Berkooz G.** Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. Cambridge: University Press, 1996. 420 p.
13. **Markovich D.M., Abdurakipov S.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Hanjalić K.** Comparative analysis of low- and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions // Phys. Fluids. 2014. Vol. 26, No. 6. P. 065109-1–065109-22.
14. **Oberleithner K., Sieber M., Nayeri C.N., Paschereit C.O., Petz C., Hege H.C., Noack B.R., Wagnanski I.** 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. **Oberleithner K., Schimek S., Paschereit C.O.** Shear flow instabilities in swirl-stabilized combustors and their impact on the amplitude dependent flame response: a linear stability analysis // Combust. & Flame. 2015. Vol. 162, No. 1. P. 86–99.
16. **Khorrani M.R., Malik M.R., Ash R.L.** Application of spectral collocation techniques to the stability of swirling flows // J. Comp. Phys. 1989. Vol. 81, No. 1. P. 206–229.
17. **Mullyadzhyanov R., Abdurakipov S., Hanjalić K.** Helical structures in the near field of a turbulent pipe jet // Flow, Turbulence and Combustion. 2017. Vol. 98, No. 2. P. 367–388.
18. **Абдуракипов С.С., Дулин В.М., Маркович Д.М., Ханьялич К.** Определение мод неустойчивости в газовом факеле // Письма в Журн. техн. физики. 2013. Т. 39, № 6, С. 79-86.
19. **Jeong J., Hussain F.** On the identification of a vortex // J. Fluid Mech. 1995. Vol. 285. P. 69–94.
20. **Алексеев С.В., Дулин В.М., Токарев М.П., Маркович Д.М.** Трехмерные когерентные структуры в закрученной струе с распадом вихря // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 2. С. 311–314.

Статья поступила в редакцию 21 сентября 2017 г.