

03

Определение мод неустойчивости в газовом факеле

© С.С. Абдуракипов, В.М. Дулин, Д.М. Маркович, К. Ханьялич

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

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Department of Multi-scale Physics, Faculty of Applied Sciences,

Leeghwaterstraat 39, Delft University of Technology,

2628 CB Delft, The Netherlands

E-mail:dmark@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 22 октября 2012 г.

Демонстрируется эффективность современных методов экспериментальной гидромеханики для определения локальных и глобальных мод неустойчивости в турбулентных течениях. С использованием методики *particle image velocimetry* и метода анализа последовательностей полей мгновенной скорости *dynamic mode decomposition* для незакрученного и сильнозакрученного струйного течения богатой пропано-воздушной смеси, истекающей в атмосферный воздух и горящей, как поднятое пламя, определены моды, вызванные неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца, прецессией вихревого ядра.

С одной стороны, нелинейная природа движения жидкости и газа делает чрезвычайно сложной проблему описания турбулентных течений, представляющих собой нелинейные стохастические динамические системы. С другой стороны, это также указывает на возможность эффективного управления турбулентными потоками за счет модификации свойств когерентных вихревых структур (КВС) [1] при малых энергетических затратах и даже на возможность реламиниризации всего потока [2] при внесении „подходящих“ возмущений. Темпы развития оптоэлектронных технологий привели к существенному шагу вперед в понимании гидромеханики турбулентных потоков, так как стали доступны для измерения такие данные, как например пространственные распределения мгновенной скорости, получаемые при использовании методики *particle image velocimetry* (PIV). К существенным достоинствам этого метода следует отнести не только простоту настройки и калибровки измерительной аппаратуры, но и большой массив данных,

получаемый в процессе эксперимента. Однако зачастую большой объем данных сковывает исследователя в процессе их анализа и интерпретации получаемых результатов. Это объясняет возросший интерес к использованию методов понижения размерности динамических стохастических систем методами линейной алгебры. Помимо используемого в гидромеханике уже 30 лет метода главных компонент (proper orthogonal decomposition, POD [1]), рост вычислительных мощностей сделал возможным аппроксимацию мод оператора Купмана из последовательности полей скорости (dynamic mode decomposition, DMD [3]), что позволяет не только исследовать устойчивость потока, но и предсказывать его динамику [4,5].

Данная работа использует метод DMD для исследования эволюции такой нелинейной системы, как турбулентное сдвиговое течение при наличии горения. Рассматривается два случая потока: незакрученная круглая струя, согласно [6] являющаяся открытой нелинейной системой, динамика которой определяется конвективной эволюцией локальных мод неустойчивости; сильнозакрученная струя с пузырьковым распадом вихревого ядра, являющаяся абсолютно неустойчивым течением к глобальной азимутальной моде, соответствующей прецессии ядра [7]. В работе рассмотрен режим горения богатой смеси как поднятого пламени [8], который определяется процессом турбулентного переноса до основания фронта пламени и процессом диффузии после него. Так как в потоке присутствует область между горелочным устройством и пламенем, где влияние горения относительно невелико, это оставляет возможность сравнения течения со случаем без горения. Исследование было проведено методом PIV на открытом горелочном стенде. На высоте более 2 м от профилированного сопла (выходной диаметр $d = 15$ mm), использованного для организации струйного течения, находилась вытяжка. В случае закрутки потока в предвключенный участок сопла вставлялся лопаточный завихритель (детальное описание приведено в [9]). Сопловой блок был соединен с трубой длиной 500 mm и внутренним диаметром 20 mm. В трубе смешивался пропан и воздух, после того как в ее основании подавался горючий газ через направленную по потоку иглу. Для PIV измерений поток воздуха засеивался трассерными частицами диоксида титана (средний размер $1 \mu\text{m}$). Пропан и воздух поступали из баллонов под давлением, и расходы газов контролировались регуляторами El-Flow (Bronkhorst). В случае закрученного протока число закрутки, определяемое из геометрических параметров завихрителя, равнялось 1.0. Коэффициент

стехиометрии (избытка топлива) пламени, определявшийся как отношение мольной доли топлива в подаваемой из сопла смеси к мольной доле для стехиометрической смеси, с учетом 21% объемного содержания кислорода в воздухе, равнялся $\Phi = 2.5$. Это значение соответствует приблизительно 11% объемной концентрации пропана в воздухе. Число Рейнольдса, построенное на базе диаметра сопла d , среднерасходной скорости U_0 (5.6 m/s) и кинематической вязкости смеси, равнялось 6 000. Для визуализации области горения использовалась интенсифицированная ПЗС-камера PCO dacam pro на базе электронно-оптического преобразователя. Для регистрации хемилюминесценции радикалов CH^* (500 изображений) камера была оснащена узкополосным оптическим фильтром ($430 \pm 5 \text{ nm}$). После получения распределения средней по времени интенсивности свечения CH^* вдоль линии обзора к нему применялось обратное преобразование Абеля.

Для измерения полей мгновенной скорости в продольной плоскости осесимметричных течений использовалась скоростная PIV система „ПОЛИС“, состоящая из сдвоенного импульсного Nf:YLF лазера „Pegasus PIV“ и КМОП камеры „PCO 1200hs“ (с опцией двухкадровой съемки). В случае исследования закрученного течения для измерения трех компонент скорости использовалась вторая камера и специальные поворотные объективы [10] для обеспечения съемки в стереоскопической конфигурации. Полученные изображения частиц обрабатывались адаптивным кросскорреляционным алгоритмом [11]. Конечный размер областей на изображении, в каждой из которых рассчитывалась скорость частиц, составлял $2.3 \times 2.2 \text{ mm}$. Для каждого режима горения было измерено по 2 400 полей мгновенной скорости во время четырех независимых запусков. Частота съемки составляла 770 и 1100 Hz для незакрученного и закрученного течений соответственно.

Использованный алгоритм DMD [3] сводится к разложению последовательности полей мгновенной скорости $\mathbf{u}(x)$ в виде конечного ряда комплексных гармоник Фурье, т.е. пространственных базисных функций $\phi_n(x)$ с зависящими от времени комплексными коэффициентами $b_n(t_i)$:

$$\mathbf{u}(x, t_i) = \sum_{n=1}^{N-1} b_n(t_i) \phi_n(x) = \sum_{n=1}^{N-1} e^{(\omega_r^n + i\omega_i^n)t_i} \phi_n(x). \quad (1)$$

Вещественный коэффициент ω_r^n соответствует инкременту роста (затухания), а мнимый ω_i^n — характерной частоте (фазовой скорости)

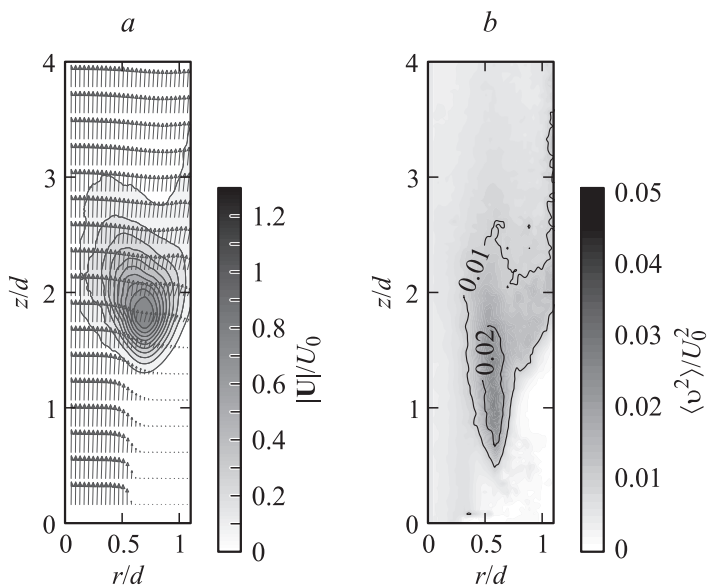


Рис. 1. Нормированные распределения: *a* — средней скорости U (с условной концентрацией CH^*) и *b* — среднеквадратичного отклонения радиальной скорости $\langle v^2 \rangle$; *c* — амплитуда мод DMD и *d* — примеры доминирующих мод для поднятого пламени без закрутки.

эволюции моды в течение рассматриваемого промежутка времени. Так как в работе исследовались стационарные турбулентные течения, то для всех мод ω_r^n были близки к нулю.

На рис. 1, *a* и *b* приведены распределения средней скорости потока и среднеквадратичного значения пульсаций радиальной скорости соответственно для поднятого пламени без закрутки. Между струей и внешним воздухом присутствовал сдвиговый слой, в котором в результате неустойчивости Кельвина–Гельмгольца имело место развитие возмущений, что соответствовало значительному отклонению скорости от среднего значения. Точка поджога (основание) пламени располагалась в слое смешения ($r/d = 0.72$) на расстоянии $z/d = 1.3$ от сопла [9]. На рис. 1, *c* показан спектр DMD для данного течения (L_2 -норма $\|\phi_n\|$ в зависимости от частоты ω_i^n). В спектре глобальных мод присутствует 2 выраженных пика на частотах 17 и 308 Hz.

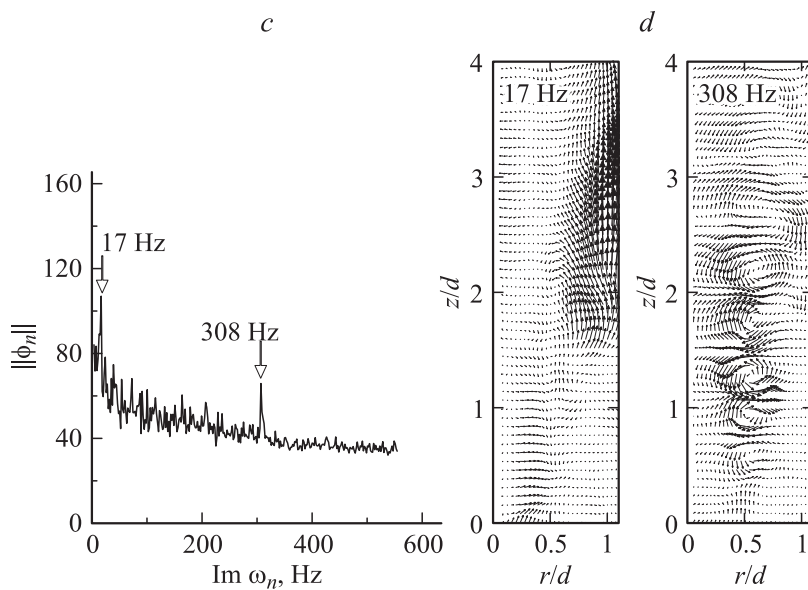


Рис. 1 (продолжение).

Согласно рис. 1, *d*, частота 308 Hz (число Струхалия $St = \omega_i^n d / U_0 = 0.93$) соответствовала росту локальной моды возмущения вдоль сдвигового слоя и сворачиванию КВС перед фронтом пламени. Как можно видеть, когерентное движение газа на этой частоте также сохраняется и после фронта. Меньшая частота 17 Hz была связана с длинноволновыми осцилляциями поперечной и продольной скорости после основания пламени и соответствовала глобальной моде неустойчивости диффузионного факела за счет действия сил плавучести [12].

Для сильнозакрученного поднятого пламени осредненная структура течения (рис. 2, *a*) демонстрирует наличие центральной зоны рециркуляции вследствие распада вихревого ядра струи. Течение характеризовалось интенсивными турбулентными пульсациями (рис. 2, *b*) как вблизи нижней точки зоны рециркуляции, так и во внешнем слое смешения, что также имело место в потоке без горения [9]. Как и в случае без закрутки, основание поднятого пламени было локализовано в слое смешения между внешним воздухом и подаваемой смесью. Из

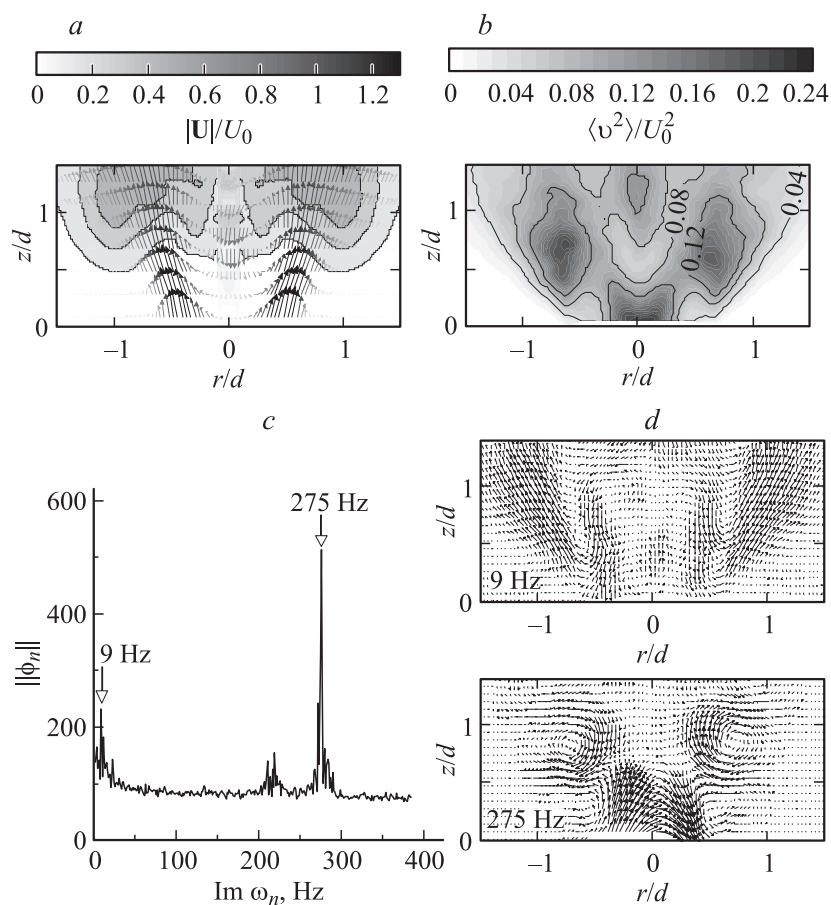


Рис. 2. Нормированные распределения: *a* — средней скорости U (с условной концентрацией CH^*) и *b* — среднеквадратичного отклонения радиальной скорости $\langle v^2 \rangle$, *c* — амплитуда мод DMD и *d* — примеры доминирующих мод для поднятого пламени при сильной закрутке.

спектра DMD на рис. 2, *c* видно, что наиболее интенсивные пульсации соответствовали частоте 275 Hz ($St = 0.8$), но в потоке также присутствовали осцилляции на частоте около 9 Hz. Как видно из мод DMD на

рис. 2, *d*, осцилляции на 275 Hz соответствовали изменению радиальной скорости вблизи нижней точки зоны рециркуляции, а также во внешнем и внутреннем слоях смешения. Аналогичные когерентные структуры были также обнаружены в анализе POD для сильнозакрученных струй без горения. Известно, что они соответствуют прецессии вихревого ядра струи вследствие неустойчивости потока к глобальной азимутальной моде [7], при этом вторичная КВС во внешнем слое смешения также имеет спиральную форму. Частота 9 Hz соответствовала осцилляциям потока в продольном направлении, которые имели место главным образом во внешнем слое смешения над основанием фронта пламени. Эта мода не наблюдалась в потоке без горения и была связана с квазипериодическими пульсациями тепловыделения. В данной работе был сделан вывод, что в закрученном потоке мода на частоте 9 Hz также соответствует глобальной моде неустойчивости вследствие действия сил плавучести на диффузионный факел. Отличие в частоте для потоков с закруткой и без нее, вероятно, связано с варикозной модой в первом случае и синусоидальной во втором [12].

Работа была 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 № 16.516.11.6057). Часть исследований выполнена в рамках междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 24 „Физико-химические основы управления процессами смешения и горения органического топлива“.

Список литературы

- [1] *Holmes P., Lumley J.L., Berkooz G.* Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. Cambridge: University press, 1996.
- [2] *Hof B., Westerweel J., Schneider T.M., Eckhardt B.* // *Nature*. 2006. V. 443. P. 59–62.
- [3] *Schmid P.J.* // *J. Fluid Mech.* 2010. V. 656. P. 5–28.

- [4] *Boyd S.* EE263: Introduction to linear dynamical systems (lecture course). Information systems laboratory. Department of electrical engineering. Stanford University.
- [5] *Mezić I., Loire S., Fonoberov V.A., Hogan P.* // *Science*. 2010. V. 330. P. 486–489.
- [6] *Broze G., Hussain F.* // *J. Fluid Mech.* 1996. V. 311. P. 37–71.
- [7] *Oberleithner K., Sieber M., Nayeri et al.* // *J. Fluid Mech.* 2011. V. 679. P. 383–414.
- [8] *Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N.* Swirl flows. Abacus Press, Kent Engl, 1984.
- [9] *Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov et al.* // *Flow, Turb. and Combust.* 2011. V. 87. P. 569–595.
- [10] *Маркович Д.М., Токарев М.П.* // *Выч. методы и программирование*. 2008. Т. 9. С. 311–326.
- [11] *Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В.* // *Выч. технологии*. 2007. Т. 2. С. 1–23.
- [12] *Cetegen B.M., Dong Y.* // *Exp. Fluids*. 2000. V. 28. P. 546–558.