

*Двенадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 25 — 28 июня 2013 г.*

УДК 532.517.4; 532.525.2; 534.413; 536.464

С.С. Абдуракипов^{1,2}, В.М. Дулин^{1,2}, Л.М. Чикишев^{1,2}

¹ *Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия,
630090, Новосибирск, Лаврентьева пр., 1, E-mail: ymd@itp.nsc.ru*

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

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗАКРУЧЕННЫХ ПЛАМЕН МЕТОДОМ PARTICLE
IMAGE VELOCIMETRY**

АННОТАЦИЯ

В данной работе проведено экспериментальное исследование динамики и пространственной структуры закрученного пропано-воздушного пламени при числах крутки $S = 0,4$ и $1,0$ и числе Рейнольдса $Re = 4400$ методом Particle Image Velocimetry (PIV) с частотой съемки 770 Гц. Для каждого числа крутки было проанализировано три режима горения, соответствующие коэффициентам стехиометрии смеси $\Phi = 0,7; 1,4$ и $2,5$. Пространственные распределения средних полей течения и распределения компонент кинетической энергии турбулентности были вычислены из ансамблей измеренных полей мгновенной скорости. Комплексный подход, включающий методы анализа временных рядов: Преобразование Фурье (ПФ) и Непрерывное Вейвлет Преобразование (НВП), статистические методы Proper Orthogonal Decomposition (POD) и Dynamical Mode Decomposition (DMD), был применен к измеренным ансамблям полей скорости. Результаты комплексного анализа нереагирующих и реагирующих течений при слабой и сильной закрутке потока показали, что горение существенно влияет на характеристики распада вихревого ядра: возникновение, интенсивность, положение зоны рециркуляции, а также на динамику и пространственную структуру доминирующих в потоке неустойчивостей.

**ЗАКРУЧЕННОЕ ПЛАМЯ, PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY, PROPER ORTHOGONAL
DECOMPOSITION, DYNAMIC MODE DECOMPOSITION, НЕПРЕРЫВНОЕ ВЕЙВЛЕТ
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ**

ВВЕДЕНИЕ

Знание свойств и характеристик турбулентных течений необходимо для решения многих фундаментальных и технических задач. Однако изучение динамики турбулентных потоков представляет собой довольно сложную задачу ввиду нелинейной, стохастической природы пульсаций скорости. Крупномасштабные вихревые структуры (КВС), формирующиеся в сдвиговых турбулентных течениях, в существенной степени определяют интенсивность процесса тепломассопереноса в таких потоках. Общеизвестно, что интенсивная закрутка потока, приводящая к распаду вихревого ядра (РВЯ) и образованию приосевой зоны рециркуляции, используется в горелочных устройствах для стабилизации пламени [1]. В случае сильной закрутки, течение характеризуется развитием спиральной моды неустойчивости потока, имеющей форму прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ) [2]. Хотя интенсивные турбулентные флуктуации, вызванные крупномасштабными

спиралевидными вихрями, интенсифицируют тепло- и массообмен между свежей и сгоревшей смесью в области возвратного течения, что является благоприятным фактором при стабилизации пламени, гидродинамическая неустойчивость течения представляет опасность из-за возможности возникновения резонанса с акустическими модами камеры сгорания [3]. Таким образом, информация о характеристиках течения с ПВЯ и, прежде всего, о частотах возникающих неустойчивостей необходима для разработки и совершенствования горелочных устройств. Однако, как известно, сильнозакрученные течения с ПВЯ подвержены влиянию только высокоамплитудных внешних возмущений ввиду природы доминирующей глобальной неустойчивости потока [4]. В этой связи слабозакрученные течения представляются более благоприятным объектом для управления. Причем, как показали авторы работы [5], слабая закрутка потока до появления стационарного РВЯ также может быть эффективно использована для стабилизации пламени предварительно перемешанной смеси в горелочных устройствах, а использование обедненного режима горения способствует снижению вредных выбросов окислов азота NO_x и, следовательно, повышению экологических показателей таких устройств. При используемой авторами работы [5] конструкции завихрителя слабая закрутка потока приводит к расширению струи вследствие центробежных эффектов и появлению осевого градиента давления в незакрученном ядре струи, сопровождающегося затуханием осевой скорости. Как результат, пламя предварительно перемешанной смеси стабилизируется в той области, где локальная скорость потока равна по модулю и противоположна по направлению скорости распространения пламени. При таких условиях горения значительно понижается вероятность нежелательных эффектов, таких как унос и проскок пламени в сопло. Согласно работе [6], течение при слабой закрутке является конвективно неустойчивым, а РВЯ носит перемежающийся характер: зона рециркуляции формы «пузыря» квазипериодически возникает в потоке и осциллирует в аксиальном направлении с малой частотой, оставаясь необнаруживаемой на среднем поле течения. Этот режим течения характеризуется ростом конвективных мод неустойчивости с отрицательным азимутальным волновым числом ($m = -1, -2, -3$). В связи с этим исследование динамики и пространственной структуры турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси как при сильной, так и при слабой закрутке потока с целью определения механизмов возникающих неустойчивостей и их роли в процессе стабилизации пламени является актуальной задачей.

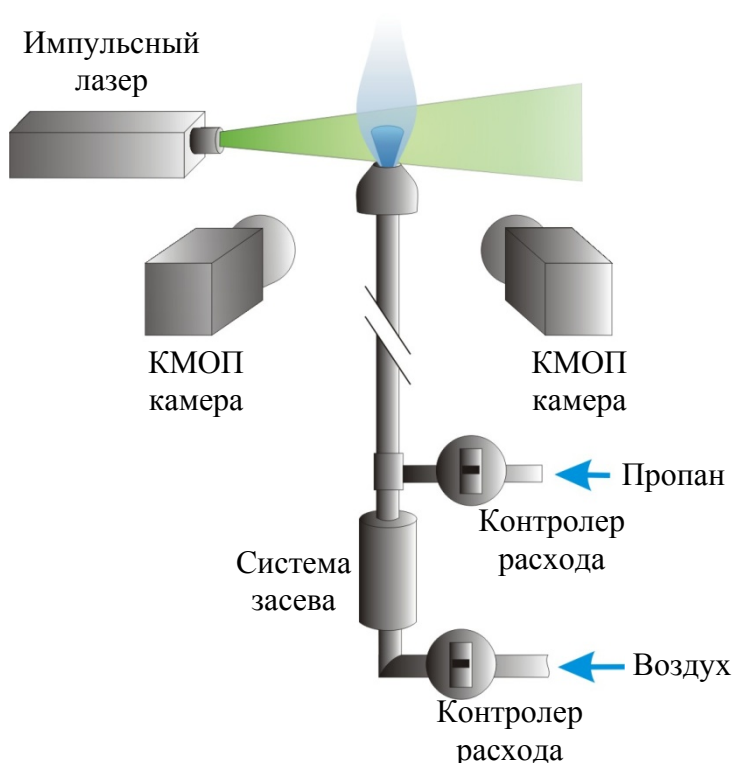
Развитие лазерной и оптоволоконной техники положило начало значительному прогрессу в разработке новых экспериментальных методов измерения полей скорости в турбулентных потоках. Применение бесконтактного метода Particle Image Velocimetry (PIV) для измерения полей мгновенной скорости в потоках позволяет получать количественную информацию о КВС и их динамике посредством прямого измерения поля скорости и его градиента, а также расчета пространственных, пространственно-временных корреляций и одноточечных статистических моментов пульсаций скорости. Возможность измерять поля скорости высокого пространственного и временного разрешения позволяет применять общедоступные методы исследования временных рядов: преобразования Фурье (ПФ) [8] и Непрерывное Вейвлет Преобразование (НВП) [7, 8] для анализа спектральных характеристик исследуемых PIV сигналов. Однако большие массивы данных, полученные из эксперимента, зачастую затрудняют их анализ и интерпретацию. Поэтому с увеличением производительности вычислительных систем широкое применение получили статистические методы анализа ансамблей полей скорости, такие как Proper Orthogonal Decomposition (POD) [9] и Dynamic Mode Decomposition (DMD) [10], позволяющие существенно понизить размерность динамической стохастической системы и проанализировать пространственную структуру наиболее энергоемких когерентных пульсаций, исследовать устойчивость и предсказывать динамику потока. Однако главным недостатком этих подходов является способность анализировать распределения скорости только в квазистационарных потоках. С этой точки зрения, Непрерывное Вейвлет Преобразование [7, 8] является незаменимым

инструментом для анализа нестационарных сигналов в турбулентных потоках, позволяющим получить двумерное временно-частотное представление анализируемого сигнала.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию динамики КВС в закрученном пламени с использованием современной методики измерения PIV и комплексного подхода к обработке данных: методов анализа временных сигналов ПФ и НВП и статистических подходов POD и DMD.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной работе экспериментальное исследование было проведено методом PIV на открытом горелочном стенде, состоящем из насоса, ресиверной камеры, расходомеров, системы засева потока трассерными частицами TiO_2 (средний размер 1 мкм), соплового блока и вытяжки, находящейся на расстоянии более 2 метров от сопла. Принципиальная схема установки показана на рис. 1. Для организации пламени пропано-воздушная смесь подавалась через сопло Витошинского с выходным диаметром $d = 15$ мм. Число Рейнольдса, построенное на базе диаметра d , среднерасходной скорости $U_0 = 5$ м/с и кинематической вязкости смеси, равнялось $Re = 4400$. Закрутка потока организовывалась лопаточными завихрителями [4], а число крутки S , определяемое на базе их геометрических параметров, равнялось 0,4 и 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 $\Phi = 0,7; 1,4; 2,5$. Для измерения трехкомпонентных полей мгновенной скорости в продольной плоскости использовалась скоростная PIV система «ПОЛИС» в стереоскопической конфигурации, состоящая из сдвоенного импульсного Nd:YLF лазера «Pegasus PIV» и двух КМОП камер «PCO 1200hs» (с опцией двухкадровой съемки). Система управлялась синхронизирующим процессором и компьютером с программным обеспечением ActualFlow [11]. Частота съемки составляла 770 Гц. Режим работы системы соответствовал паре вспышек лазера с задержкой 40 мкс, время экспозиции каждого кадра составляло 180 нс. Поле скорости рассчитывалось с использованием адаптивного итерационного кросскорреляционного алгоритма [12]. Для каждого режима горения было измерено по 2 400 полей мгновенной скорости во время четырех независимых запусков.



МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Интегральное преобразование Фурье и ряды Фурье долгое время являлись основным математическим подходом для анализа гармонического сигнала. Опираясь на функциональный анализ, каждая 2π -периодичная функция $f(t)$ из пространства $L^2(0,2\pi)$ (интегрируемая с квадратом на промежутке от 0 до 2π) может быть представлена суперпозицией масштабных преобразований базисной функции $\exp(i\omega_n t) = \cos(\omega_n t) + i\sin(\omega_n t)$ (1). Другими словами, это композиция синусов и косинусов с различными частотами, взятые с определенными коэффициентами c_n (2), зависящие от номера гармоники. В силу периодичности $f(t)$ пределы интегрирования могут быть распространены на всю временную ось.

$$f(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} c_n e^{i\omega_n t} \quad (1) \quad c_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega_n t} dt \quad (2)$$

Однако, если функция $f(t)$ не периодична, определена на всей вещественной оси и имеет конечную норму, то есть принадлежит пространству $L^2(R)$, разложения по базису функций $\{\exp(i\omega_n t) = \cos(\omega_n t) + i\sin(\omega_n t)\}$ неправомерно в этом функциональном пространстве.

Основываясь на вышесказанном, применение преобразования Фурье ограничено стационарными и периодическими во времени сигналами. Другими словами, применяя преобразование Фурье невозможно уловить тенденции, резкие изменения сигнала, информацию о начале и конце событий. Математический подход с применением специальных функций вейвлетов в качестве базисных функций решает эту проблему.

Уже более 30 лет Вейвлет анализ является мощным инструментом для обработки нестационарных во времени или неоднородных в пространстве сигналов различной природы. Вейвлет преобразование основывается на разложении одномерного сигнала по базису, полученному путем масштабных преобразований a и сдвигов b солитоноподобной функции (вейвлета) (3). При этом вейвлет должен быть локализован во времени и по частоте, иметь нулевое среднее и ограниченную норму. В данной работе был использован комплексный вейвлет Морле. Примеры базовых вейвлетов, их свойства и применение можно найти в работе [8].

$$\Psi_{ab}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad a, b \in R \quad \psi \in L^2(R) \quad (3)$$

Сконструировав базис из вейвлетов $\Psi_{ab}(t)$, можно записать на его основе интегральное вейвлет-преобразование (4) исходного одномерного сигнала $f(t)$.

$$W(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi_{ab}^*(t) dt \quad (4)$$

Каждая базисная функция характеризует как определенную пространственную (временную) частоту, так и ее локализацию в пространстве (времени). Другими словами, вейвлет преобразование обеспечивает двумерное представление одномерного сигнала, при этом частота (длина волны) и координата рассматриваются как независимые переменные. Все вышесказанное легко обобщается на случай многомерных сигналов.

Основная идея методов модального разложения ансамблей полей скорости – это разделения временных и пространственных переменных. Пусть мы имеем ансамбль из N экспериментально измеренных полей мгновенной скорости $u_j = u(x_i, t_j)$ с шагом Δt по времени между ними, записанные в столбцы матрицы V_1^N (5) размерности $M \times N$, где M – это произведение числа точек сетки на число рассматриваемых переменных.

$$V_1^N = [u_1, u_2, u_3, \dots, u_N] \quad (5)$$

Модальное разложение основывается на представлении полей скорости в виде суперпозиции отдельных K мод, являющиеся функциями только координаты, взятых с амплитудами, зависящими только от времени (6).

$$u(x_i, t_j) \approx \sum_{k=1}^K A_k(t_j) F_k(x_i) \quad (6)$$

В записи (6) предполагается, что для приближенного описания динамической системы достаточно $K \ll N$ мод, вносящих наибольший вклад в когерентную структуру потока. С точки зрения математики существует некоторая свобода при выборе базиса модального разложения. Базис может быть как пространственным, так и временным.

В методе Proper Orthogonal Decomposition используется разложение ансамбля полей мгновенной скорости $u(x_i, t_j)$ по ортонормированному базису из пространственных полиномов $POD_n(x_i)$ с соответствующими временными коэффициентами $a_n(t)$.

$$u(x_i, t_j) = \sum_{n=1}^N a_n(t_j) POD_n(x_i) \quad \int_{\Omega} POD_n(x_i) POD_m(x_i) dx_i = \delta_{nm} \quad (8)$$

$$a_n(t_j) = \int_{\Omega} u(x_i, t_j) POD_n(x_i) dx_i$$

Используя алгоритм кадрового POD [13], можно представить базисные функции $POD_n(x)$ в виде следующей суммы самих полей мгновенной скорости с коэффициентами A^n_k :

$$POD_n(x) = \sum_{k=1}^N A^n_k(t_k) u(x, t_k) \quad (9)$$

Вариационная задача для нахождения оптимального ортонормированного базиса (8) сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода:

$$\int_{\Omega} K(x, x') POD(x') dx' = \lambda POD(x) \Rightarrow \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N \left[\int u(x, t_k) u(x, t_m) dx \right] A_m^n = \lambda_n A_k^n \quad (10)$$

где ядро интегрального оператора $K(x, x')$ – это кросскорреляционная функция полей мгновенной скорости. Решение спектральной задачи (10) позволяет вычислить N собственных векторов A^n_k и соответствующих собственных значений λ_n для нахождения базисных функций $POD_n(x)$. В итоге, применение метода POD к ансамблю полей мгновенной скорости позволяет получить конечный набор собственных значений λ_n и пространственных базисных функций $POD_n(x)$, соответствующих пульсациям скорости, вносящим наибольший вклад в кинетическую энергию турбулентности (КЭТ) потока [9], и таким образом значительно сократить размерность исходных данных. При этом вклад POD моды в КЭТ определяется соответствующим собственным значением λ_n . Это дает возможность

приближенно описывать динамику потока, учитывая только наиболее энергоемкие моды в разложении (8).

В методе Dynamic Mode Decomposition в качестве базиса разложения для ансамбля полей мгновенной скорости $u(x_i, t_j)$ используются гармоники Фурье $\{e^{(\omega_r + i\omega_i)t}\}$, зависящие только от времени. При этом пространственные функции $DMD_n(x_i)$ являются проекцией ансамбля полей мгновенной скорости на этот временной базис.

$$u(x_i, t_j) = \sum_{n=1}^{N-1} b_n(t_j) DMD_n(x_i) = \sum_{n=1}^{N-1} e^{(\omega_r^n + i\omega_i^n)t_j} DMD_n(x_i) \quad (11)$$

Задача решается определением глобальных мод оператора эволюции A уравнения (12).

$$u_{i+1} = e^{\tilde{A}\Delta t} u_i = A u_i \quad (12)$$

Размерность матрицы линейного оператора A делает чрезвычайно трудоемкой задачу на собственные значения, поэтому для приближенного вычисления собственных значений и собственных векторов матрицы A используется модифицированный метод Арнольди. Данный метод заключается в нахождении матрицы C , сопровождающей к матрице A , размерность которой значительно ниже. Последовательное описание этой процедуры можно найти в работе [10].

Решая задачу на собственные значения матрицы C : $C u_n = \mu_n u_n$, получаем комплексные собственные вектора u_n и комплексные собственные значения μ_n ($n = 1, 2, \dots, N-1$), аппроксимирующие некоторые из собственных значений матрицы линейного отображения A и содержащие ценную информацию о динамических процессах в последовательности данных [10]. Удобно представить собственные значения μ_n в логарифмическом отображении (14): $\omega_n = \text{Ln}(\mu_n) / 2\pi\Delta t = \omega_r^n + i\omega_i^n$. В таком случае вещественная часть собственного значения ω_r^n соответствует инкременту роста (затухания), а мнимая ω_i^n – характерной частоте (фазовой скорости) эволюции моды в течении рассматриваемого промежутка времени. Математически это следует из вида общего решения линейной системы (11), как показано в [14]. Пространственные моды DMD_n получаются посредством проекции матрицы полей скорости V_1^{N-1} на собственные вектора u_n : $DMD_n = V_1^{N-1} u_n$.

В общем случае DMD моды не ортогональны, так как фактически представление основано на использовании ортогональных временных коэффициентов (гармоник Фурье). DMD моды могут быть ранжированы согласно частоте ω_i , инкременту роста (затухания) ω_r и L_2 -норме $\|DMD_n\|$, характеризующей амплитуду соответствующей моды для ансамбля полей скорости. DMD моды являются линейным приближением ансамбля полей мгновенной скорости и могут быть использованы (аналогично POD) для описания и аппроксимации динамики КВС, присутствующих в потоке. Недостатки и ограничения метода DMD подробно проанализированы в работе [15].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Слабозакрученное пламя

В данной работе, аналогично [6], предполагалось, что зона рециркуляции в ядре струи указывает на присутствие РВЯ. Интенсивность и положение зоны рециркуляции в каждый момент времени определялась согласно точке минимальной аксиальной скорости в ядре струи. Это позволяет статистически описать процесс появления РВЯ в потоке за все время измерения, используя распределения мгновенной скорости. Будем также предполагать, что РВЯ возникает на среднем поле течения, когда минимальное значение локальной аксиальной скорости у оси струи равно или меньше нуля.

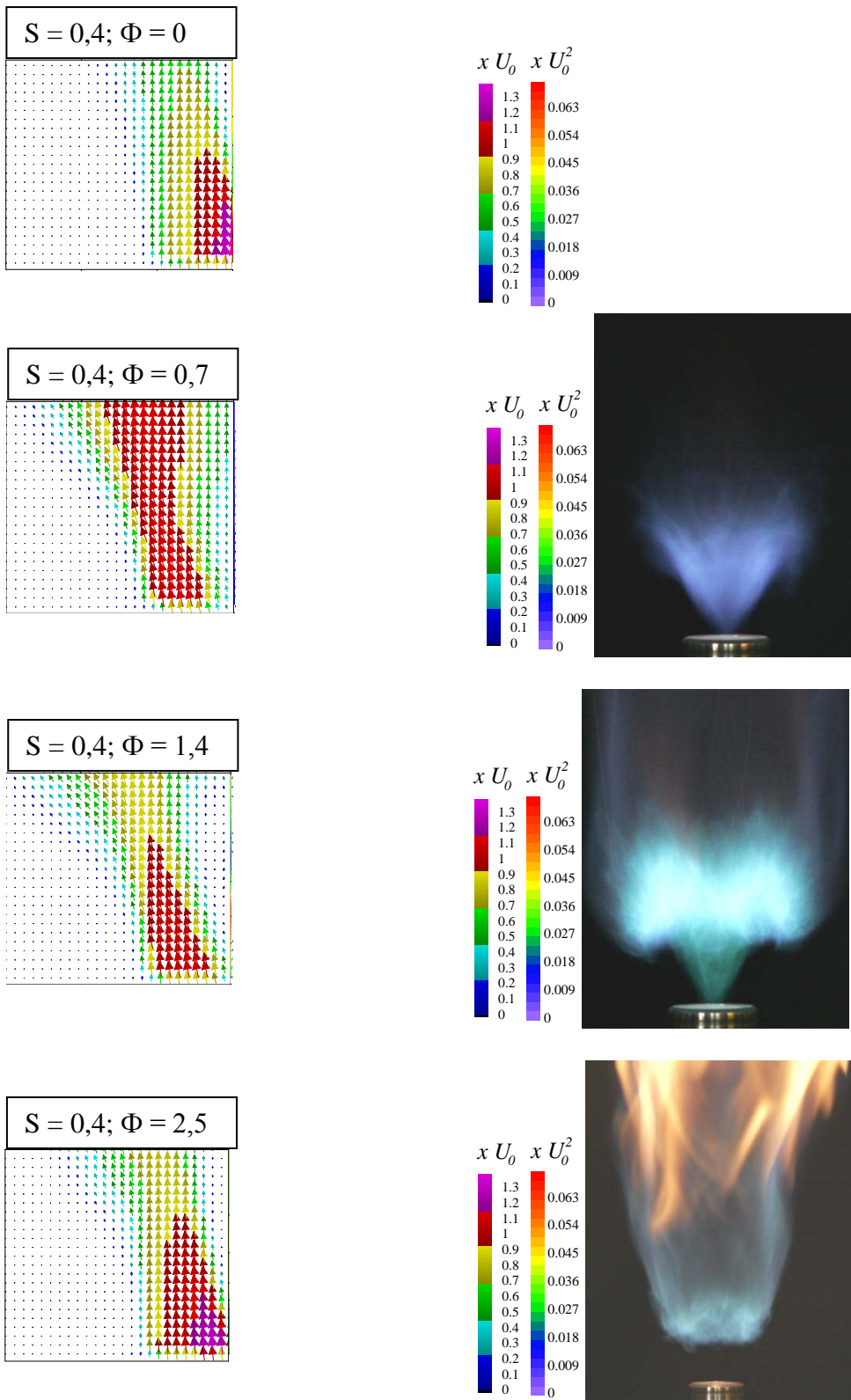


Рис. 2. Поле средней скорости (левая половина каждого изображения) и распределение радиальной компоненты КЭТ (правая половина) в центральном сечении потока для случая слабой закрутки $S = 0,4$. Четыре горизонтальные кривые показывают профили средней аксиальной скорости (вертикальная шкала профилей нормирована на $5U_0$). Сплошные замкнутые изолинии аксиальной скорости визуализируют область возвратного течения вблизи оси струи. Крестиком отмечена точка пробы пульсаций скорости.

На рис. 2. для изотермического слабозакрученного течения и трех режимов горения слабозакрученного пламени приведены поля средней скорости потока (левая половина

каждого изображения), профили средней аксиальной скорости в четырех сечениях и распределения радиальной компоненты КЭТ (правая половина) в центральной плоскости потока. Как можно видеть, на средних полях течения и поперечных профилях средней аксиальной скорости отчетливо наблюдается область затухания скорости в ядре струи. Анализируя среднее поле слабозакрученных течений, для изотермического режима ($\Phi = 0$) и обедненного режима горения ($\Phi = 0,7$) минимум аксиальной скорости чуть выше нуля, а при обогащенном режиме горения ($\Phi = 1,4$ и $\Phi = 2,5$) чуть ниже нуля, что соответствует слабой зоне рециркуляции. Для реагирующих течений наблюдается существенное расширение струи по сравнению с изотермическим течением. Распределения аксиальной компоненты КЭТ демонстрируют, что для всех не реагирующих и реагирующих течений наблюдается «V-образный» сдвиговый слой вокруг области затухания скорости. На распределениях радиальной компоненты КЭТ (рис. 2) можно наблюдать, что наиболее интенсивные пульсации радиальной скорости сосредоточены в ядре струи: для $\Phi = 0$ на оси струи у кромки сопла (до 30 % от U_0), а для поднятого пламени ($\Phi = 2,5$) в сдвиговом слое вокруг области затухания скорости (до 25 % от U_0). Для режимов с $\Phi = 0,7$ и $\Phi = 1,4$ радиальные пульсации напротив наиболее интенсивны после фронта пламени во внешнем слое смешения струи (до 30 % от U_0).

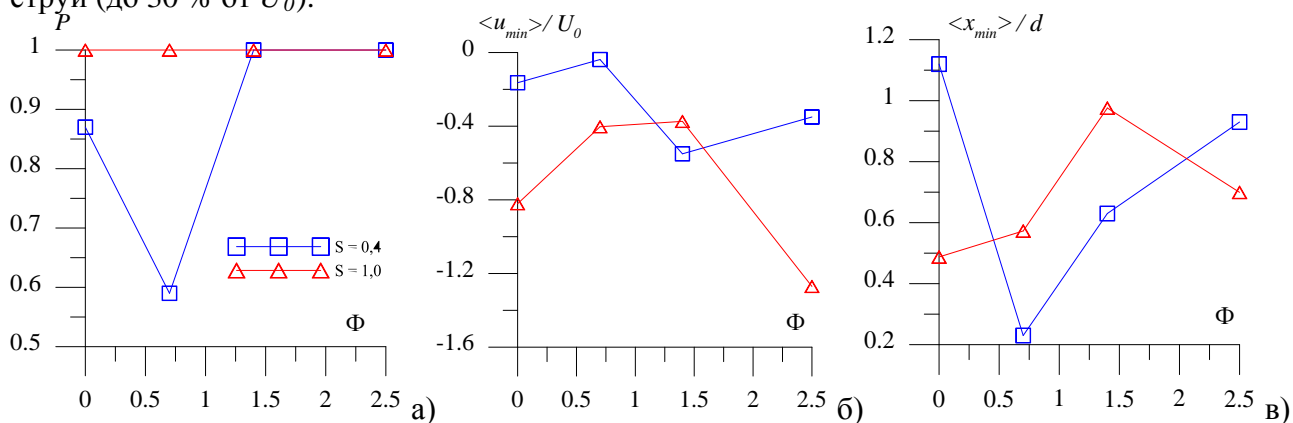


Рис. 3. Вероятность появления зоны рециркуляции на оси струи (а), нормированное среднее по времени значение минимума аксиальной скорости в ядре струи (б), нормированное среднее по времени значение аксиального положения точки минимума аксиальной скорости (в).

На рис. 3 показаны характеристики РВЯ для не реагирующих и реагирующих течений: вероятность P появления области возвратного течения в ядре струи за время измерения (отношение количества полей скорости с зоной рециркуляции к полному количеству полей скорости в ансамбле), средняя за время измерения локальная интенсивность (величина аксиальной скорости $\langle u_{min} \rangle$) возвратного течения и среднее по времени аксиальное положение $\langle x_{min} \rangle$ точки минимума аксиальной скорости.

Для всех режимов среднее аксиальное и радиальное положение зоны рециркуляции согласуется со средними характеристиками течений, приведенные на рис. 2. Согласно рис. 3 а, для не реагирующего течения и обедненного пламени ($\Phi = 0,7$) РВЯ периодически появляется в потоке с вероятностью 0,87 и 0,59, соответственно, несмотря на его отсутствие на среднем поле течения. Для обогащенного пламени $\Phi = 1,4$ и $\Phi = 2,5$ РВЯ уже постоянно присутствует в потоке (вероятность равна единице). При этих же режимах горения зона рециркуляции более чем в 2 раза интенсивнее по сравнению с не реагирующим течением (рис. 3 б). В случае не реагирующего течения среднее положение зоны рециркуляции максимально удалено от сопла ($\langle x_{min} \rangle / d = 1,1$), а при $\Phi = 0,7$ оно максимально приближено ($\langle x_{min} \rangle / d = 0,23$). Среднее радиальное положение зоны рециркуляции равно нулю для всех режимов, что очевидно ввиду осесимметричности рассматриваемых течений.

Для анализа характерных частот пульсаций скорости, аксиального и радиального колебаний локальной зоны рециркуляции было использованы ПФ и НВП, которые для всех временных зависимостей показали, что колебания положения и интенсивности зоны рециркуляции

осуществляются с малой частотой в диапазоне 5 – 20 Гц в зависимости от рассматриваемого режима течения. Это соответствует результатам работы [6], где перемежающийся характер РВЯ в нереагирующей слабозакрученной струе характеризовался колебаниями зоны рециркуляции в аксиальном положении с малой частотой.

В данной работе POD и DMD разложение было применено к ансамблям из 600 полей мгновенной скорости, полученных посредством скоростных PIV измерений. На рис. 4 а представлен нормированный на полную КЭТ спектр собственных значений POD мод всех режимов течения в случае слабой закрутки. Спектр демонстрирует, что кинетическая энергия потока практически равномерно распределена между большим количеством мод. Первые пять POD мод содержат примерно 20 % КЭТ. Опираясь на ряд исследований, такими POD спектрами, как правило, обладают турбулентные течения с конвективным характером неустойчивостей, где доминирует набор характерных частот с незначительно отличающейся амплитудой на фоне остальных пульсаций. Для анализа характерных частот возникающих неустойчивостей были применены DMD анализ, ПФ и НВП. На рис. 6 показаны спектры DMD разложения (красным цветом) ансамблей полей мгновенной скорости, локальные спектры ПФ (синим цветом) от пульсаций аксиальной компоненты скорости для всех режимов. Качественно можно видеть согласованность этих спектров. Примеры доминирующих POD и DMD мод показаны в приложении к данной работе (см. рис. 9).

Для нереагирующего течения DMD спектр показывает два пика, выделяющиеся на фоне остальных частот 7 Гц и 51 Гц. Из анализа DMD мод, соответствующих этим частотам, можно видеть, что частота 7 Гц отвечает зоне рециркуляции периодически возникающей в потоке и колеблющейся в аксиальном направлении. ПФ мгновенных характеристик РВЯ, как интенсивности, так и аксиального положения, обнаруживает характерный пик на той же частоте 7 Гц. Вторая характерная частота 51 Гц, по-видимому, имеет отношение к КВС, образующимся в результате возникновения зоны рециркуляции. Первая POD мода показывает, что колебания зоны рециркуляции соответствуют наиболее энергоемким пульсациям в потоке. Для режима горения обедненной смеси ($\Phi = 0,7$) частота колебаний зоны рециркуляции оказалась несколько выше (19 Гц), чем в нереагирующем потоке (7 Гц). Помимо этого в потоке доминировала неустойчивость, имеющая несколько характерных частот, но при этом одинаковую пространственную форму. Пространственные DMD моды, отвечающие этим частотам, практически идентичны друг другу, что говорит о нестационарном поведении этой доминирующей неустойчивости.

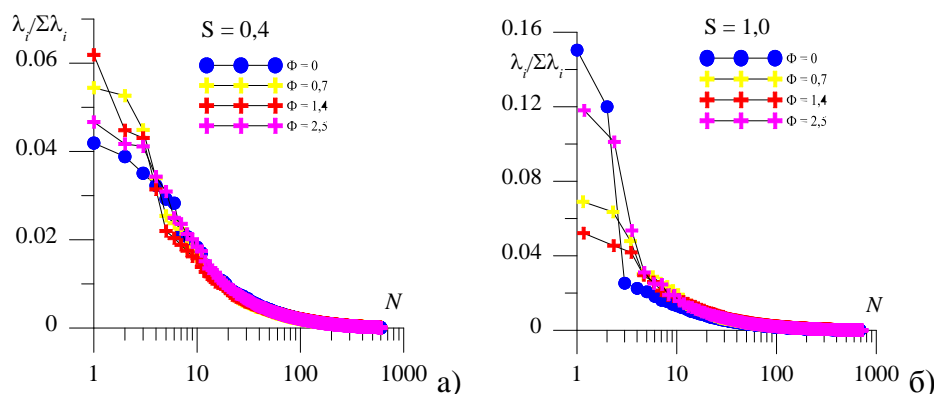


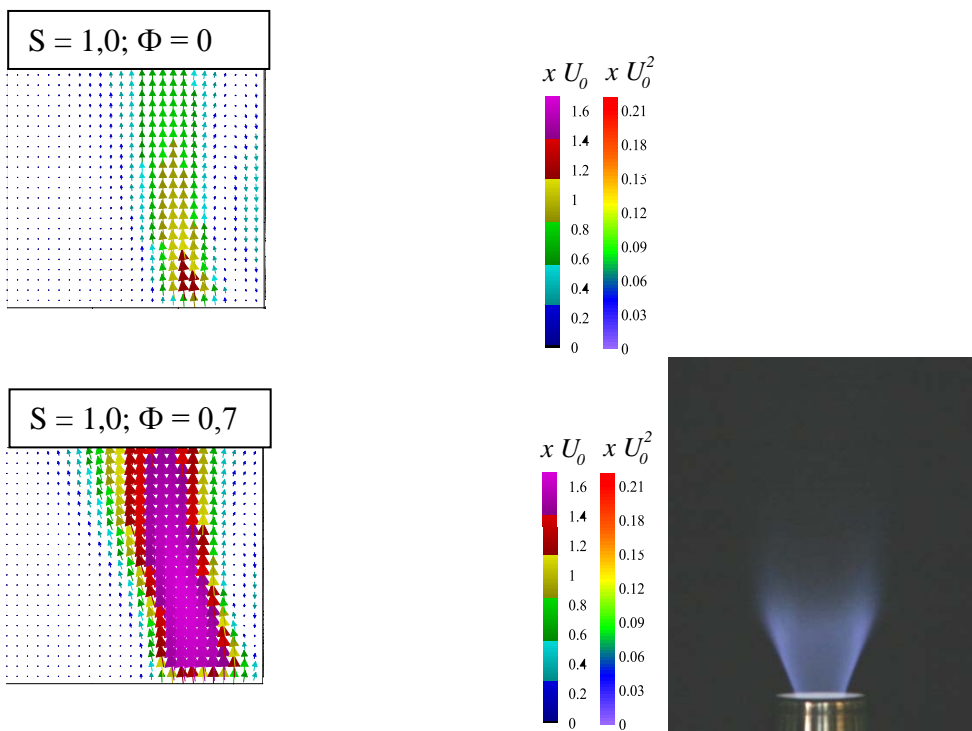
Рис. 4. Спектры собственных значений POD разложения для случая слабой (а) и сильной закрутки (б).

Для примера на рис. 9 показана DMD мода с частотой 358 Гц, которая качественно очень схожа с первыми двумя POD модами с наибольшей энергией. Согласно работе [6], слабозакрученные нереагирующие течения с периодически возникающим РВЯ характеризуются ростом конвективных мод неустойчивости с отрицательным азимутальным волновым числом. Таким образом, можно предположить, что возникающая нестационарная неустойчивость в пламени при обедненном режиме имеет такую же природу. В случае

реагирующего течения с $\Phi = 1,4$ результаты DMD свидетельствуют о присутствии как минимум трех мод с частотами 5, 13, 16 Гц, отвечающие возникающей в потоке зоне рециркуляции. Аналогично случаю $\Phi = 0,7$ в течении также доминировала нестационарная неустойчивость с «плавающей» частотой, однако в гораздо более широком диапазоне частот (от 220 до 330 Гц). В качестве примера, показаны только DMD моды с частотой 13 Гц и 329 Гц. Наблюдается хорошее соответствие приведенных DMD мод с наиболее энергоемкими POD модами. В случае $\Phi = 2,5$ основное различие с режимом $\Phi = 1,4$ заключается в пространственной форме и локализации мод нестационарной неустойчивости, которая теперь располагается в сдвиговом слое, образуемом вокруг зоны рециркуляции. Результаты комплексного анализа нереагирующих и реагирующих течений при слабой закрутке говорят в пользу того, что горение значительно влияет на характеристики РВЯ: возникновение, интенсивность, положение зоны рециркуляции, что существенно сказывается на динамике и пространственной структуре доминирующих в потоке неустойчивостей.

Сильнозакрученное пламя

В случае сильной закрутки потока ($S = 1,0$) как для нереагирующего, так и для реагирующих течений, на рис. 5 отчетливо видна зона рециркуляции формы «пузыря», визуализированная изолиниями отрицательной аксиальной скорости (от минимального значения до нулевого). Для нереагирующего сильнозакрученного течения можно наблюдать относительно большие флуктуации скорости в радиальном направлении (до 50 % от U_0), вызванные ПВЯ закрученной струи.



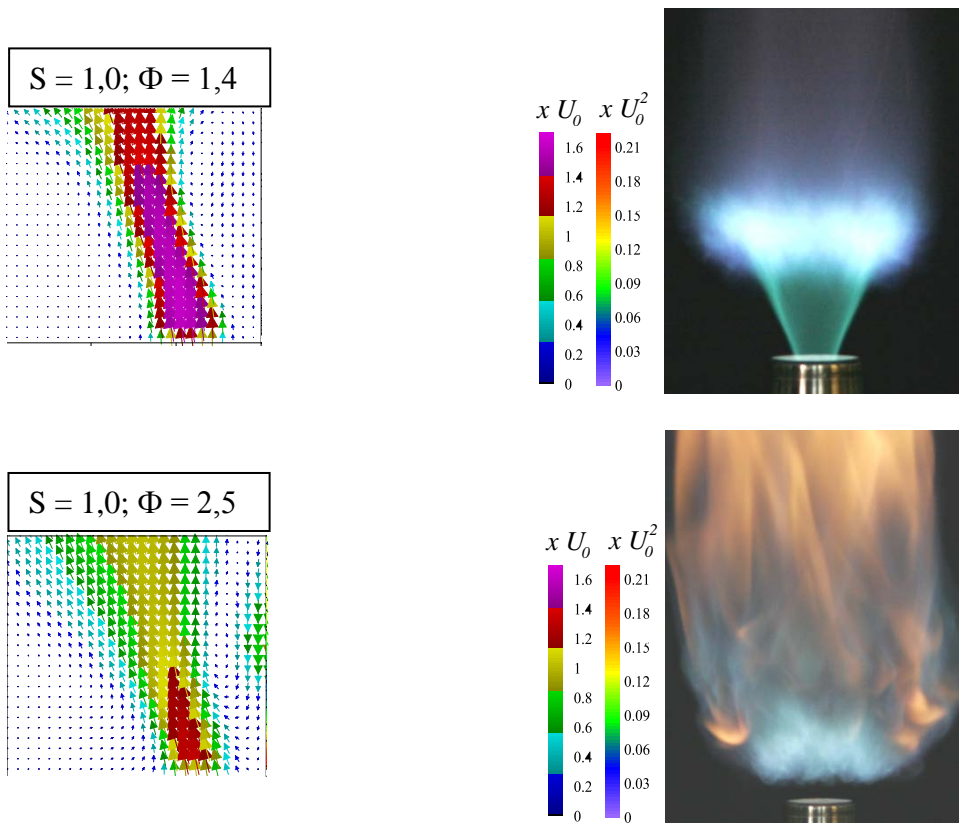


Рис. 5. Поле средней скорости (левая половина каждого изображения) и распределение радиальной компоненты КЭТ (правая половина) в центральном сечении потока для случая сильной закрутки $S = 1,0$. Четыре горизонтальные кривые показывают профили средней аксиальной скорости (вертикальная шкала профилей нормирована на $5U_0$). Сплошные замкнутые изолинии аксиальной скорости визуализируют область возвратного течения вблизи оси струи. Крестиком отмечена точка пробы пульсаций скорости.

Согласно данным о характеристиках РВЯ, см. рис. 3, в случае сильной закрутки потока РВЯ постоянно присутствует в потоке в течение всего времени измерения (вероятность $P = 1$) для всех режимов. При этом нереагирующее течение и поднятое пламя ($\Phi = 2,5$) имеют наиболее интенсивную зону рециркуляции по сравнению со всеми остальными режимами. Для двух реагирующих течений с $\Phi = 0,7$ и $\Phi = 1,4$ интенсивность зоны рециркуляции подавлена по сравнению с нереагирующим течением более чем в два раза, для поднятого пламени ($\Phi = 2,5$) она интенсивнее в полтора раза. При горении зона рециркуляции располагается дальше от сопла, при $\Phi = 1,4$ это расстояние максимально и равно $\langle x_{min} \rangle / d = 0,97$. Среднее радиальное положение точки минимума аксиальной скорости равно нулю для всех режимов, что очевидно ввиду осесимметричности рассматриваемых течений. ПФ и НВП, использовавшиеся для анализа характерных частот пульсаций скорости, аксиальных и радиальных флуктуаций локальной зоны рециркуляции, показали, что колебания зоны рециркуляции формы «пузыря» весьма незначительны по сравнению со слабозакрученными течениями. В работе [6] на нереагирующем течении было продемонстрировано, что при увеличении закрутки потока амплитуда колебаний зоны рециркуляции сначала растет, а потом при достижении определенного числа закрутки начинает резко затухать. При критическом числе закрутки поток становится абсолютно неустойчивым к глобальной моде $|m| = 1$, как результат, в потоке возникает ПВЯ и крупномасштабные спиральные КВС во внешнем слое смещения и внутри зоны рециркуляции.

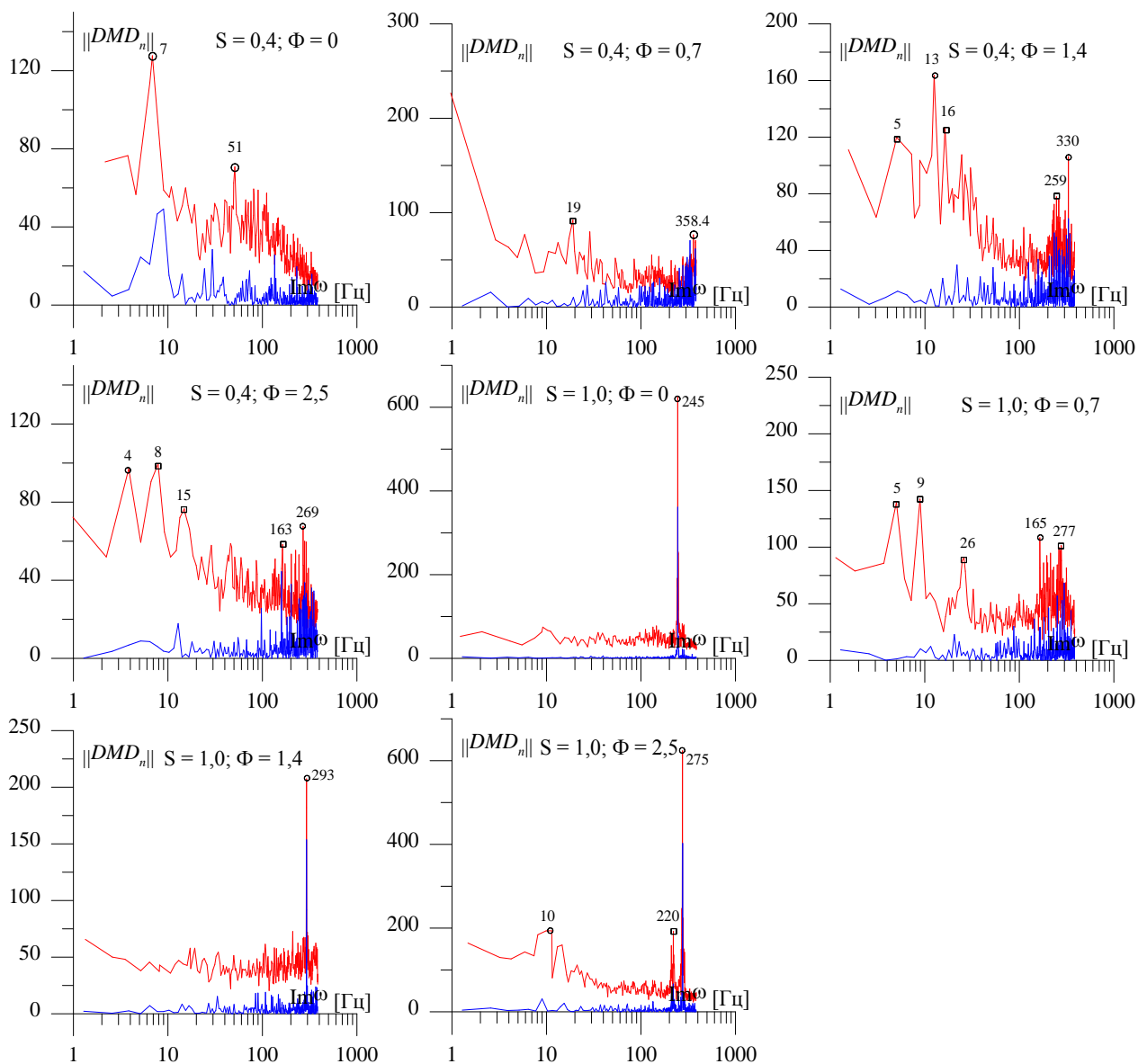


Рис. 6. Спектры DMD разложения и локальные Фурье спектры. Квадратами отмечены доминирующие в потоке моды, кружками отмечены моды, которые в качестве примеров показаны на рис. 9.

На рис. 4 б представлен нормированный на полную КЭТ спектр собственных значений POD мод всех режимов течения в случае сильной закрутки. Для нереагирующего течения собственные значения двух первых POD мод более чем в 5 раз превышают остальные собственные значения в спектре и содержат приблизительно 27 % КЭТ. Для реагирующих течений с $\Phi = 0,7$ и $\Phi = 1,4$ собственные значения трех первых мод не значительно больше остальных и содержат всего лишь 18 % и 14 % КЭТ, соответственно. В случае поднятого пламени с $\Phi = 2,5$ также можно выделить три моды, однако две первые более чем в два раза превышают третью. Эти две моды содержат 22 % КЭТ потока. Для всех режимов POD моды показаны на рис. 9. Первые две POD моды для нереагирующего течения демонстрируют пространственную структуру когерентных пульсаций во внутреннем и внешнем слое смешения. POD моды сдвинуты по фазе на $\pi/2$.

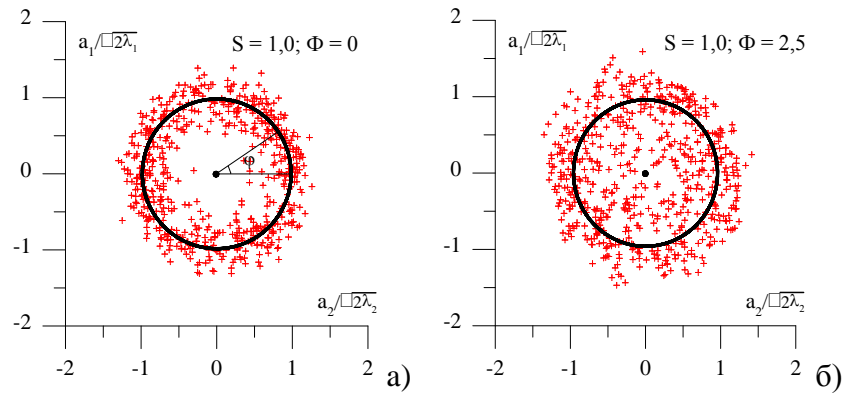


Рис. 7. Зависимость временных коэффициентов a_1 и a_2 двух первых POD мод для сильнозакрученной струи (а) и поднятого пламени (б).

Согласно рис. 7 а, коэффициенты корреляции a_1 и a_2 двух главных мод с мгновенными полями скорости не являются независимыми и расположены вокруг кольца. Как было показано в [17], это происходит, когда две первые POD моды, отвечают квазипериодичной динамике КВС. Это подтверждают спектры DMD и ПФ, показанные на рис. 6, где наблюдается отчетливый пик на частоте ПВЯ (245 Гц). DMD и POD моды отличаются друг от друга только сдвигом по фазе. Для реагирующих течений с $\Phi = 1,4$ и $\Phi = 2,5$ наблюдается похожая картина, характерная для сильнозакрученных течений. Однако для $\Phi = 1,4$ частота ПВЯ увеличилась на 20 %, а амплитуда оказалась существенно подавлена по сравнению с нереагирующим течением. Для поднятого пламени ($\Phi = 2,5$) частота прецессии выросла на 12 %, и наблюдались низкочастотные осцилляции воздуха, вовлекаемого в пламя на частоте 10 Гц. На рис. 7 б для поднятого пламени коэффициенты a_1 и a_2 не расположены на кольце. Это объясняется тем, что две первые POD моды статистически связаны с третьей POD модой, как было показано в работе [4]. Как показал анализ из POD и DMD, режим горения обедненного пламени ($\Phi = 0,7$) принципиально отличается от всех остальных режимов для случая сильной закрутки. Здесь неустойчивость теряет глобальный характер, становится нестационарной, похожей на наблюдающуюся в слабозакрученных течениях с периодическим РВЯ. НВП аксиальных пульсаций скорости у кромки сопла показали, что при обедненном режиме горения ($\Phi = 0,7$) частота ПВЯ квазипериодически сменяется с 250 Гц, примерно равной частоте ПВЯ для нереагирующего течения, на 312 Гц, предположительно соответствующей новой частоте ПВЯ данного реагирующего течения.

Согласно работам [4, 16], динамика и пространственная форма КВС может быть аппроксимирована линейной комбинацией двух POD мод и среднего поля течения с учетом пространственной симметрии. В данной работе, аналогично упомянутым выше работам, было построено низкоразмерное представление мгновенного поля скорости согласно формуле $u_{L.O.}(r,z,\theta) = \text{Re}\{[(2\lambda_1)^{1/2}\text{POD}_1 - i(2\lambda_2)^{1/2}\text{POD}_2]\exp(-i\theta - i\omega_p t_r)\}$ и восстановлена трехмерная форма когерентных структур. В записи формулы θ – азимутальный угол, изменяющийся в пределах от 0 до 2π , ω_p – круговая частота ПВЯ, t_r – время реконструкции. На рис. 8 показаны реконструированное мгновенное поле скорости в момент времени $t = 0.5$ с. Пространственная структура КВС во внешнем слое смещения и внутри зоны рециркуляции для нереагирующего течения и поднятого пламени была визуализирована с использованием изоповерхностей "swirling strength" критерия идентификации вихревых структур [18], характеризующий интенсивность вихревого движения. Как можно видеть, эти КВС являются левовинтовыми спиралями, то есть, закручены противоположно направлению интегрального вращения и направления струи.

$S = 1,0; \Phi = 0$

$S = 1,0; \Phi = 2,5$

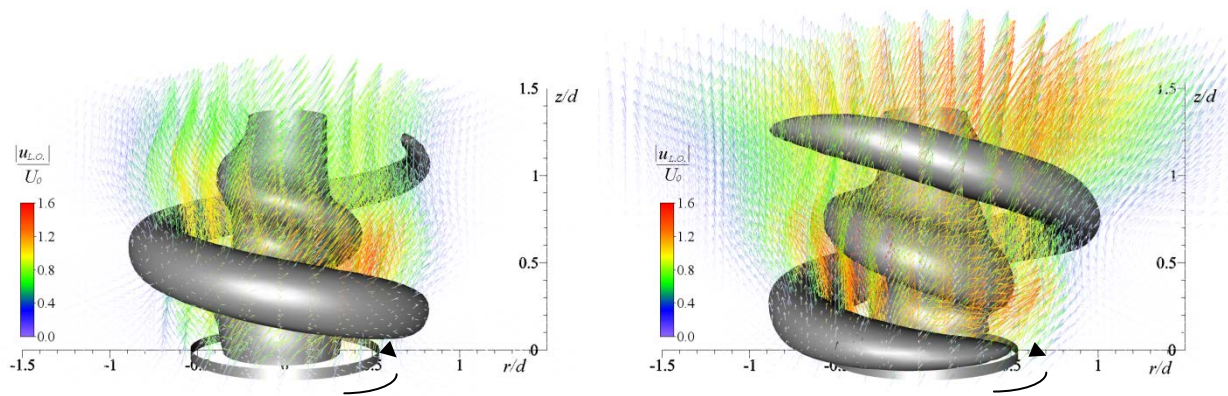


Рис. 8. Пространственная структура крупномасштабных пульсаций в сильно закрученной турбулентной струе и поднятом пламени, реконструированная на основе поля средней скорости и двух главных POD мод и визуализированная с использованием изоповерхности (90 Гц) критерия "swirling strength" [18] в момент времени $t = 0,5$ с. Стрелкой показано направление закрутки потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено комплексное исследование закрученных турбулентных пламен методом PIV с частотой съемки 770 Гц. Измерения проводились для двух чисел крутки потока $S = 0,4$ и $S = 1,0$ и постоянном числе Рейнольдса $Re = 4400$. Для каждого числа крутки было исследовано три режима горения, соответствующие коэффициентам стехиометрии смеси $\Phi = 0,7; 1,4$ и $2,5$.

Из приведенного исследования нереагирующих и реагирующих турбулентных течений при слабой и сильной закрутке потока, можно заключить, что применение комплексного подхода с использованием методов ПФ и НВП, статистических методов POD и DMD для анализа мгновенных характеристик потока позволило получить информацию о динамике и пространственной структуре доминирующих в потоке КВС. При слабой закрутке потока наблюдался квазипериодический РВЯ и возникновение зоны рециркуляции, осциллирующей в аксиальном направлении с малой частотой. Было обнаружено, что горение существенно влияет на характеристики РВЯ, и, в результате, на возникновение и развитие нестационарных КВС, предположительно соответствующие, согласно работе [6], конвективным модам неустойчивости с отрицательным азимутальным волновым числом.

В случае сильной закрутки нереагирующее течение характеризовалось интенсивной ПВЯ с образованием пары вторичных спиралей: одна во внешнем слое смешения и вторая внутри зоны рециркуляции. Присутствие горения существенно не повлияло на пространственную структуру вихрей, индуцированных ПВЯ, в поднятом пламени ($\Phi = 2,5$). Для режима $\Phi = 1,4$ прецессия оказалась существенно подавлена, а для $\Phi = 0,7$ течение вовсе характеризовалось нестационарным и перемежающимся поведением ПВЯ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена при финансировании Правительства Российской Федерации (грант № 11.G34.31.0046 для поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

PIV – Particle Image Velocimetry

КЭТ – кинетическая энергия турбулентности, m^2/c^2

КВС – крупномасштабные вихревые структуры
 РВЯ – распад вихревого ядра
 ПВЯ – прецессия вихревого ядра
 ПФ - Преобразование Фурье
 НВП – Непрерывное Вейвлет Преобразование
 POD – Proper Orthogonal Decomposition
 DMD – Dynamic Mode Decomposition
 ψ_{ab} – базис Непрерывного Вейвлет Преобразования
 $W(a,b)$ – коэффициенты разложения сигнала по базису вейвлетов
 POD_n – n -ая POD мода
 a_n – коэффициент корреляции n -ой POD моды с полем мгновенной скорости, м/с
 λ_n – n -ое собственное значение кросскорреляционной матрицы полей мгновенной скорости, м²/с²
 DMD_n – n -ая DMD мода, м/с
 $\|DMD_n\|$ - L_2 -норма n -ой DMD моды, м/с
 b_n – комплексная временная амплитуда n -ой DMD моды
 μ_n – n -ое комплексное собственное значение матрицы C
 y_n – n -ый комплексный собственный вектор матрицы C
 ω_r^n – вещественная часть логарифма собственного значения μ_n , Гц
 ω_i^n – мнимая часть логарифма собственного значения μ_n , Гц
 V_1^N - последовательность полей мгновенной скорости, м/с
 A – матрица линейного отображения (оператор эволюции) между полями мгновенной скорости
 C – сопровождающая матрица для A
 Δt – шаг по времени между полями мгновенной скорости, с
 Re – число Рейнольдса
 S – число крутки
 Φ – коэффициент стехиометрии смеси
 U_0 – среднерасходная скорость потока, м/с
 d – выходной диаметр сопла, м
 r – радиальная координата, м
 t_i – время измерения поля скорости, с
 u_i – поле мгновенной скорости потока в момент времени t_i , м/с
 P – вероятность появления зоны рециркуляции за время измерения
 $\langle u_{min} \rangle$ - средняя по времени интенсивность зоны рециркуляции, м/с

$\langle x_{min} \rangle$ - среднее по времени аксиальное положение зоны рециркуляции, м

$u_{L.O.}$ – низкоразмерное представление поля скорости, построенное на основе среднего поля и 2-х POD мод, м/с

t_r – время реконструкции, с

z – аксиальная координата, м

θ - азимутальный угол (от 0 до 2π)

ω_p - круговая частота прецессии вихревого ядра, рад/с

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 590 с.
2. Liang H., Maxworthy T. An experimental investigation of swirling jets // Fluid Mech. 2005. V. 525. P. 115-159.
3. Froud D., O'Doherty T., Syred N. Phase averaging of the precessing vortex core in a swirl burner under piloted and premixed combustion conditions // Comb. and Flame. 1995. V. 100. P. 407-412.
4. 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 // Combust. Sci. Technol. 2012. V. 184. P. 1862 – 1890.
5. Johnson M.R., Littlejohn D., Nazeer W.A., Smith K.O., Cheng R.K. A comparison of flowfields and emissions of high-swirl injectors and low-swirl injectors for lean premixed gas turbines. 2005 // Proc. of the Combustion Institute. V. 30. P. 2867 – 2874.
6. Oberleithner K., Paschereit C.O., Seele R., Wygnanski I. Formation of Turbulent Vortex Breakdown: Intermittency, Criticality, and Global Instability // AIAA. 2012. V. 50. N. 7. P. 1437 – 1452.
7. Farge M. Wavelet transforms and their applications to turbulence // Annu. Rev. Fluid Mech. 1992. V. 24. P. 395-457.
8. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1145 – 1170.
9. Holmes P., Lumley J. L., Berkooz G. Turbulence, Coherent Structures, Dynamic Systems and Symmetry. Cambridge Univ. Press. 1996. 420 p.
10. Schmid P. J. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data // Fluid Mech. 2010. V. 656. P. 5-28.
11. Ахметбеков Е.К., Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Тюрюшкин А.Н. Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) // Вычислительные методы и программирование: новые вычислительные технологии. 2006. Т. 7. С. 79-85
12. 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.
13. Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I: Coherent structures // Q. Appl. Maths. 1987. V. 45. N. 3. P. 561-571.
14. Guckenheimer J., Holmes P. Nonlinear oscillations, dynamical systems, and bifurcations of vector fields. Applied Mathematical Sciences, Springer. 1997. V. 42.
15. Duke D., Soria J., Honnery D. An error analysis of the dynamic mode decomposition // Exp. Fluids. 2011. V. 52. N. 2. P. 529-542.
16. Oberleithner K., Sieber M., Nayeri C.N., Paschereit C.O., Petz C., Hege H.-C., Noack B.R., Wygnanski I. Three-dimensional coherent structures in a swirling jet undergoing

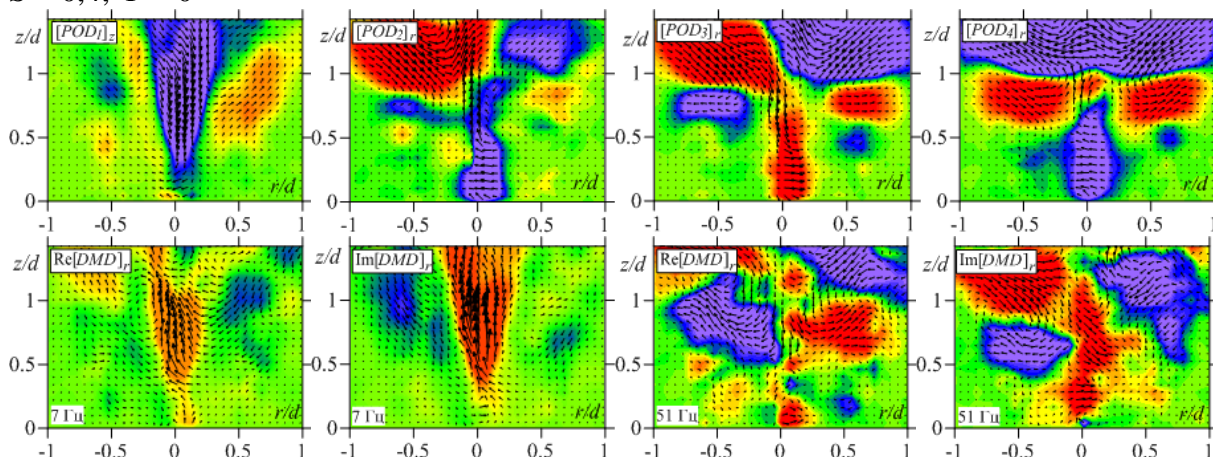
vortex breakdown: stability analysis and empirical mode construction // J. Fluid Mech. 2011. V. 679. P. 383-414.

17. **Legrand M., Nogueira J., Lecuona A.** Flow temporal reconstruction from non-time-resolved data part I: mathematic fundamentals // Exp. Fluids. 2011. V. 51. N. 4. P. 1047–1055.

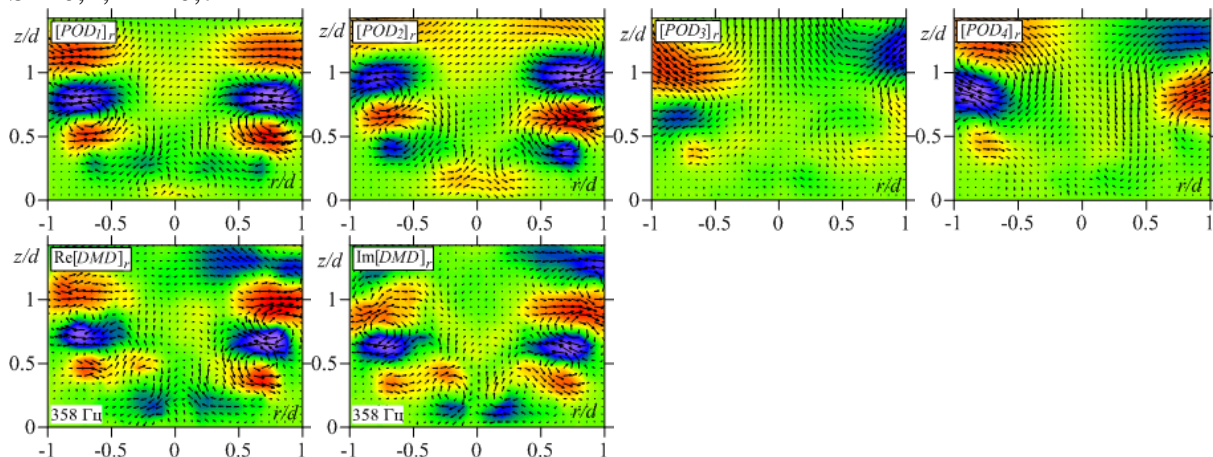
18. **Zhou J., Adrian R. J., Balachandar S., Kendall T. M.** Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow // J. Fluid Mech. 1999. V. 387. P. 353-396.

ПРИЛОЖЕНИЕ

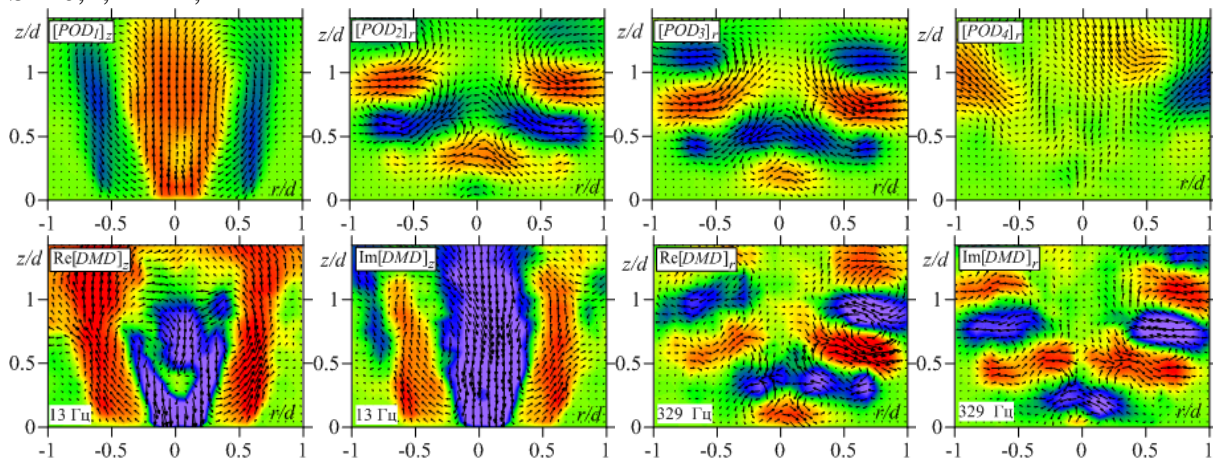
$S = 0,4; \Phi = 0$



$S = 0,4; \Phi = 0,7$



$S = 0,4; \Phi = 1,4$



$S = 0,4; \Phi = 2,5$

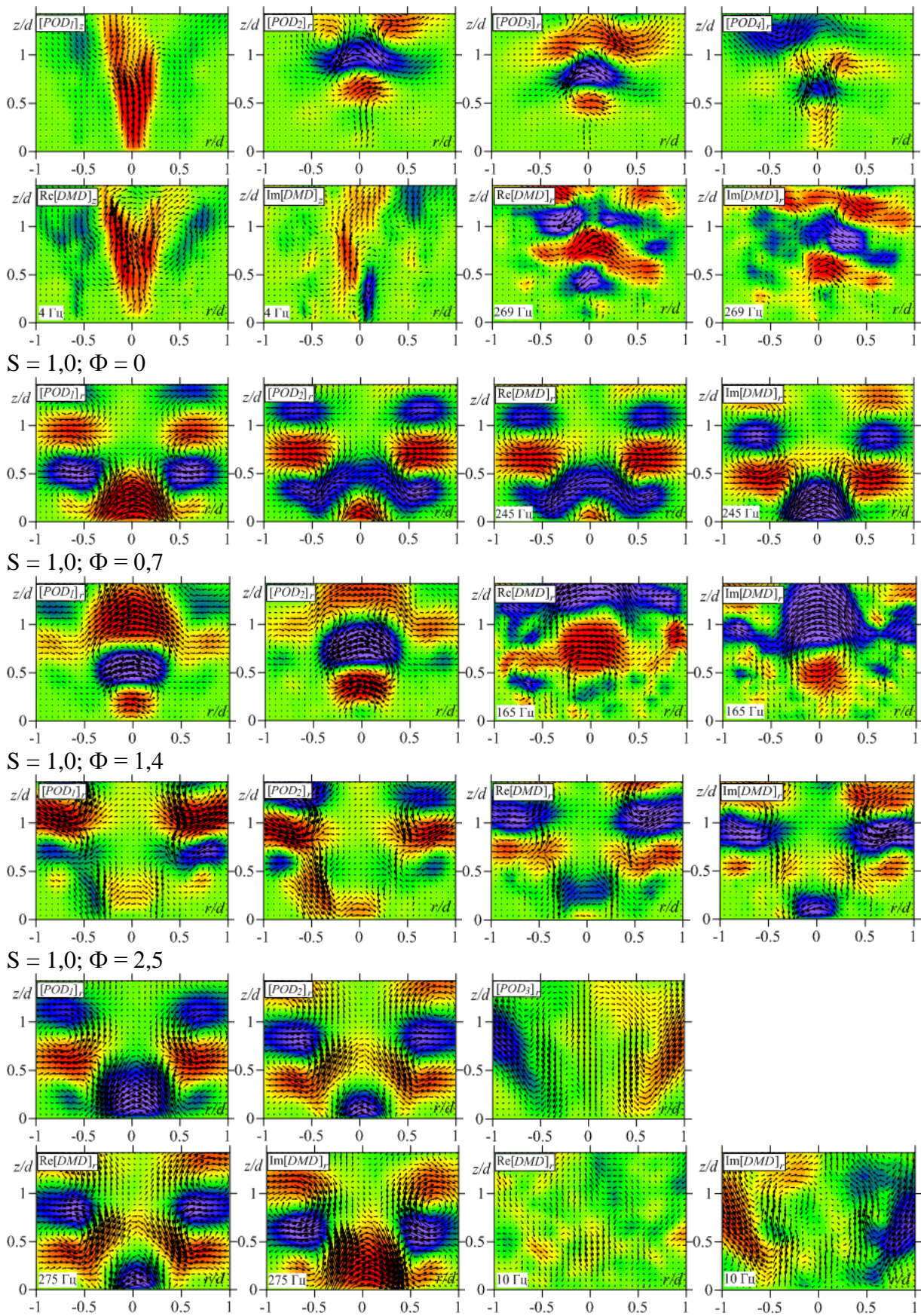


Рис. 9. Распределения аксиальной и радиальной компоненты доминирующих POD мод, мнимой и действительных частей доминирующих DMD мод. Показанные в качестве примера DMD моды обозначены кружками на спектрах.

¹ Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of RAS, Russia, 630090, Novosibirsk, 1 Lavrentyev Avenue, E-mail: ymd@itp.nsc.ru

² Novosibirsk State University, Russia, 630090, Novosibirsk, 2 Pirogova str.

INVESTIGATION OF SWIRLING FLAME DYNAMICS VIA PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY

In this paper experimental investigation of dynamics and flow structure of swirling propane-air flames at low and high swirl numbers $S = 0,4; 1,0$ and Reynolds number $Re = 4400$ was carried out using Particle Image Velocimetry (PIV) technique with 770 Hz acquisition rate. For each swirl number three combustion regimes with stoichiometric coefficient $\Phi = 0,7; 1,4; 2,5$ were analyzed. The spatial distributions of the average velocity and components of turbulent kinetic energy were calculated from the measured ensembles of the instantaneous velocity fields. A comprehensive approach, including methods of time series analysis: Fourier Transform (FT) and the Continuous Wavelet Transform (CWT), statistical methods Proper Orthogonal Decomposition (POD) and Dynamical Mode Decomposition (DMD), was applied to the measured ensembles of velocity fields. The results of the comprehensive analysis for non-reacting and reacting flows under the influence of low and high swirl intensities indicated that combustion substantially affects the characteristics of vortex breakdown: occurrence, intensity, position of recirculation zone, as well as the spatial structure and dynamics of dominant flow instabilities.

SWIRLING FLAME, PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY, PROPER ORTHOGONAL DECOMPOSITION, DYNAMIC MODE DECOMPOSITION, CONTINUOUS WAVELET TRANSFORM