

Р. И. Мулляджанов^{1,2}, **Р. Д. Сандберг**³, **С. С. Абдуракипов**^{1,2}
В. К. Джордж⁴, **К. Ханьялич**^{1,5}

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

² Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия

³ Университет Мельбурна
Виктория 3010, Австралия

⁴ Королевский университет науки, техники и медицины
SW7 2AZ, Лондон, Великобритания

⁵ Дельфтский технологический университет
Bld. 58, Van der Maasweg 9, 2629 HZ, Дельфт, Нидерланды

rustammul@gmail.com

О СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ В КРУГЛОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ *

При помощи базы данных результатов прямого численного моделирования (Direct Numerical Simulation, DNS) уравнений Навье – Стокса проведен анализ характеристик когерентных структур в турбулентной круглой струе, вытекающей из длинной трубы, на расстоянии до 40 калибров от сопла при числе Рейнольдса $Re = 5940$. Обнаружено, что оптимальные базисные функции POD разложения (Proper Orthogonal Decomposition, POD) имеют вид спиральных возмущений и соответствуют когерентным вихревым структурам, присутствующим в ближней и дальней области течения. Показано, что две первые зеркально-симметричные POD моды, содержащие около 5 % полной кинетической энергии турбулентности, описывают пространственную структуру и динамику крупномасштабных пульсаций скорости первой азимутальной моды $m = 1$ сдвигового слоя прямоочной турбулентной струи.

Ключевые слова: турбулентная струя, прямое численное моделирование, когерентные структуры.

Введение

Крупномасштабные организованные (когерентные) вихревые структуры присутствуют во многих свободных сдвиговых турбулентных течениях, таких как слои смещения, струи и следы [1–3]. Эти структуры участвуют в интенсивном перемеши-

вании [4–5] и играют значительную роль в генерации акустического шума [6]. Динамика и характеристики когерентных вихревых структур в существенной степени зависят от начальных и граничных условий [7–11] и определяют асимптотические автомодельные состояния течения при больших временах эволюции и расстояниях от области

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 16-31-00471 и 15-08-06166.
Авторы благодарны ССКЦ СО РАН за предоставленные вычислительные ресурсы для обработки данных расчета.

формирования [12–13]. Глубокое понимание динамики и пространственной организации энергонесущих крупномасштабных вихревых структур необходимо для разработки и развития эффективных методов управления турбулентными потоками.

Общеизвестно, что когерентные структуры в круглых струях обычно проявляются вблизи сопла в виде кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца, затем разрушаются вниз по течению и вносят вклад в формирование полностью развитого турбулентного потока [7; 14]. В то время как в ближнем поле струи доминирует осесимметричная мода, теория [15], численные расчеты [16] и экспериментальные наблюдения [17–18] свидетельствуют о присутствии спиральных структур в области развитого турбулентного потока. Прямой анализ наиболее энергонесущих мод потока, действительно, показывает наличие спиральных структур в конце потенциального ядра [19]: области наиболее важной с точки зрения генерации акустического шума [20]. Методы линейного анализа устойчивости и низкоразмерного моделирования [21–23] широко и весьма успешно применяются для прогнозирования характеристик доминирующих возмущений в ближней области струи, однако полное понимание структуры и динамики возмущений в дальнем поле струи все еще отсутствует.

Целью работы было численное исследование характеристик когерентных вихревых структур от ближней до дальней области турбулентной круглой струи на основе данных прямого численного моделирования (Direct Numerical Simulation, DNS) и статистического анализа методом главных компонент (Proper Orthogonal Decomposition, POD).

Постановка задачи, детали численных расчетов и результатов анализа

В данной работе представлен анализ результатов прямого численного моделирования турбулентной круглой струи [24–25]. Решение уравнений Навье – Стокса для сжимаемой среды проводилось на основе вычислительного кода, использующего для дискретизации уравнений движения метод конечных разностей четвертого порядка аппроксимации в радиальном и продольном

направлениях и разложение Фурье для однородной координаты – азимутального направления. Расчетная область разбивалась на подобласть для использования множества вычислительных ядер при помощи протокола MPI и OpenMP. Вычислительная сетка использовала около 400 млн узлов, что оказалось достаточным для того, чтобы разрешить даже самые малые турбулентные масштабы вплоть до размера Колмогорова.

Образование в потоке вихрей Кельвина – Гельмгольца и последующий ламинарно-турбулентный переход приводят к требованию более протяженных пространственных областей для создания развитого турбулентного течения [26]. В связи с этим в работе была рассмотрена турбулентная круглая струя, вытекающая из длинной круглой трубы с полностью развитым турбулентным профилем скорости, при числе Рейнольдса $Re = 5940$, определяемом по среднерасходной скорости U_b в трубе и диаметру трубы D . Поток из трубы истекал в пространство, затопленное той же жидкостью, с однородным спутным потоком $u_{co} = 0.27 U_b$ (случай M46-c1 в [24]). Вместе с достаточным пространственным разрешением расчет имел также продолжительную временную реализацию длительностью примерно $400D/U_b$ временных единиц, записанную на жесткий диск, что позволило провести статистический анализ даже дальней области струи. Цилиндрические координаты (x, r, ϕ) с началом, расположенным в центре выходного сечения трубы, соответствуют продольному, радиальному и азимутальному направлениям соответственно. Физическая область имела продольную координату по потоку до $x/D = 40$. Детальный статистический анализ пульсаций скорости проводился для пяти пространственных цилиндрических областей, отмеченных на рис. 1, а.

На рис. 1, а показана визуализация сложной вихревой структуры турбулентного течения контурами модуля мгновенной завихренности. На рис. 1, б представлены зависимости от продольной координаты x/D величин обратной средней продольной скорости на оси струи $\overline{u_c^{-1}}$, полуширины струи δ , толщины потери импульса θ , определяемой как

$$\theta(x) = \frac{2}{D} \int_0^{\infty} \frac{\overline{u_x} - u_{co}}{\overline{u_c} - u_{co}} \left(1 - \frac{\overline{u_x} - u_{co}}{\overline{u_c} - u_{co}} \right) r dr, \quad (1)$$

где верхняя черта над символом означает усреднение по времени. Средние характеристики показывают, что полностью развитый (автомодельный) турбулентный поток достигается после $x = 20D$.

Цилиндрическая геометрия (табл. 1) позволяет использовать разложение полей течения на моды Фурье совместно с POD разложением по ортогональным базисным функциям [27]. При анализе каждое трехкомпонентное поле мгновенной скорости \mathbf{u}

представлялось в виде комплексных амплитуд Фурье

$$\mathbf{u}(r, x, m, t) = \mathbf{u}^m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{u}(r, x, \varphi, t) e^{im\varphi} d\varphi, \quad (2)$$

где m – азимутальное волновое число.

Затем для каждой гармоники m проводилось POD разложение временной последовательности комплексных амплитуд Фурье в пяти пространственных областях I–V.

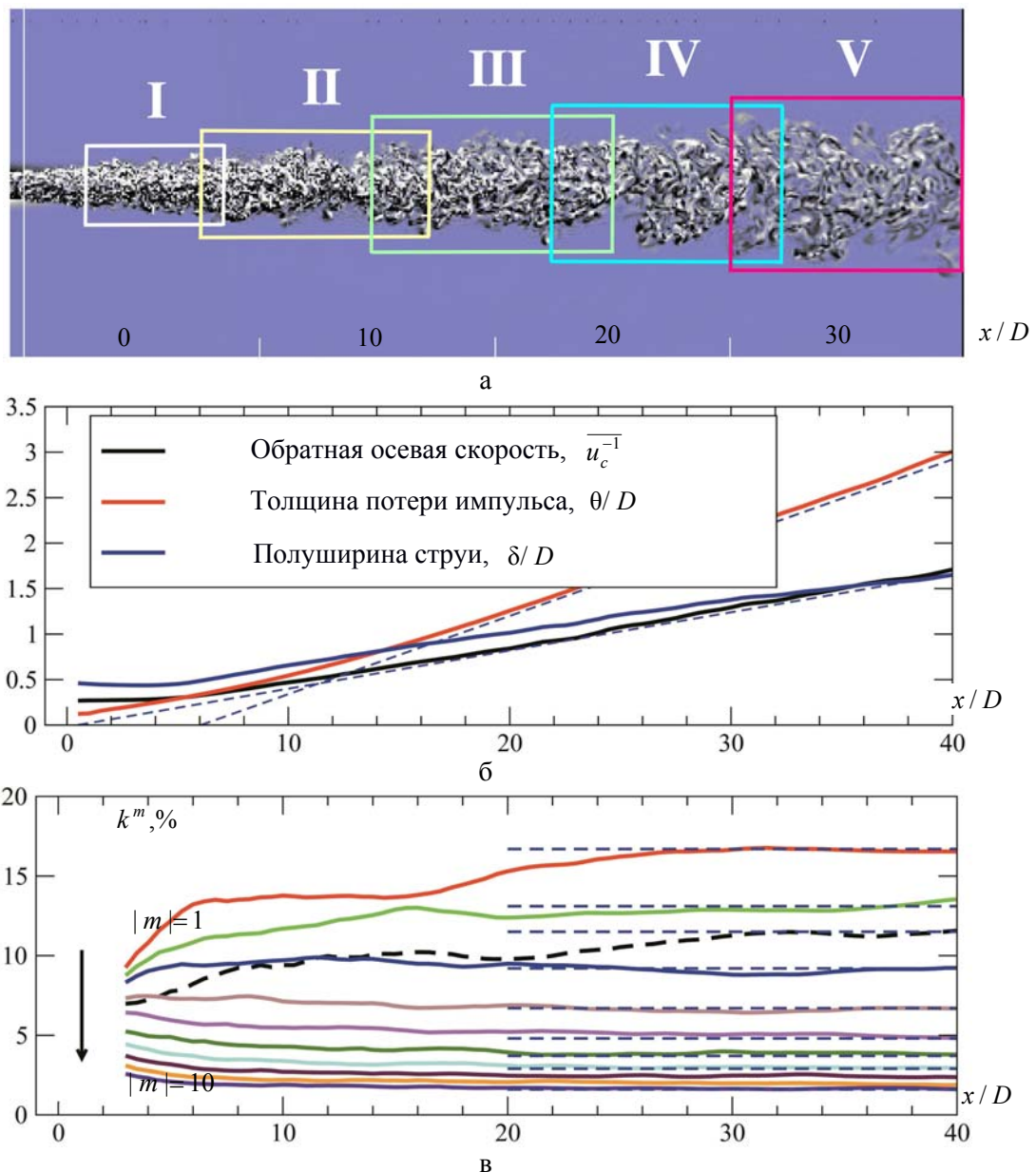


Рис. 1. Распределение амплитуды мгновенной завихренности (а) в области до 40 калибров от сопла. Отмечены пять цилиндрических пространственных областей, для которых проводился статистический анализ пульсаций скорости. Нормированные величины обратной скорости (б) на оси струи $\overline{u_c^{-1}}$, толщины потери импульса θ и полуширины струи δ в зависимости от координаты по потоку x . Зависимость интегральной кинетической энергии турбулентности (в) для различных азимутальных мод m от x . Пунктирная линия соответствует азимутальной моде $m = 0$

Метод «Snapshot POD» [28] представляет собой разложение последовательности из $N = 1100$ коэффициентов Фурье

$$[\mathbf{u}_1^m, \mathbf{u}_2^m, \dots, \mathbf{u}_N^m],$$

вычисленных в моменты времени $t = t_1, t_2, \dots, t_n$ (с шагом $\Delta t \approx 0.35D/U_b$) в виде суперпозиции комплексных пространственных ортонормированных базисных функций $\mathbf{v}_q^m(r, x)$ с вещественными амплитудами λ_q^m (собственными значениями POD) и комплексными безразмерными временными коэффициентами $a_m^q(t_i)$:

$$\mathbf{u}_i^m(r, x) = \mathbf{u}(r, x, m, t_i) = \sum_{q=1}^N a_q^m(t_i) \lambda_q^m \mathbf{v}_q^m(r, x). \quad (3)$$

При этом пространственные базисные функции \mathbf{v}_q^m и временные коэффициенты $a_q^m(t)$ удовлетворяют следующим условиям:

$$2\pi \int_V \mathbf{v}_i^m(r, x) \mathbf{v}_j^m(r, x) r dr dx = V \delta_{ij}, \quad (4)$$

$$\sum_{n=1}^N a_i^m(t_n) a_j^m(t_n) = N \delta_{ij}, \quad (5)$$

в которых V – объем рассматриваемой области, а δ_{ij} обозначает символ Кронекера. Алгоритм анализа данных прошел валида-

цию в предыдущих работах авторов на базах данных эксперимента и расчета [29–30].

На рис. 1, в показана зависимость величины КЭТ для набора азимутальных гармоник, $k^m = |\mathbf{u}^m|^2 / 2$, проинтегрированная в плоскости $r - \phi$. На малом расстоянии от сопла вследствие истекающего из трубы развитого турбулентного потока большое число азимутальных гармоник (вплоть до старших m) являются неустойчивыми и вносят весомый вклад в кинетическую энергию турбулентности потока. Однако далее по потоку гармоники с малыми волновыми числами m несут основную часть кинетической энергии, при этом достигаются некоторые постоянные значения доли энергии для широкого спектра m при $x = 40D$ (табл. 2).

На рис. 2 показаны распределения величины кинетической энергии пульсаций $k_q^m = (\lambda_q^m)^2 / 2$ для наиболее энергонесущих POD мод различных азимутальных гармоник m для пяти областей потока. Результаты показывают, что по сравнению с начальным участком автомодельная область струи характеризуется доминированием азимутальных гармоник с малыми волновыми числами, которые содержат существенную часть

Таблица 1

Геометрические параметры пространственных областей для анализа, отмеченные на рис. 1, а *

Область	x_s/D	x_e/D	R/D
I	2.5	8.5	1.5
II	7.5	17.5	2.0
III	15.0	25.0	2.5
IV	22.5	32.5	2.8
V	30.0	40.0	3.0

* В табл. 1 и 2 значения x_s и x_e соответствуют продольной координате начала и конца области, а R – радиусу каждой цилиндрической области.

Таблица 2

Геометрические характеристики пространственных областей для анализа данных, отмеченные на рис. 1, а

$ m $	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$k^m, \%$	11.5	16.7	13.1	9.2	6.7	4.8	3.7	2.9	2.4	1.9	1.6

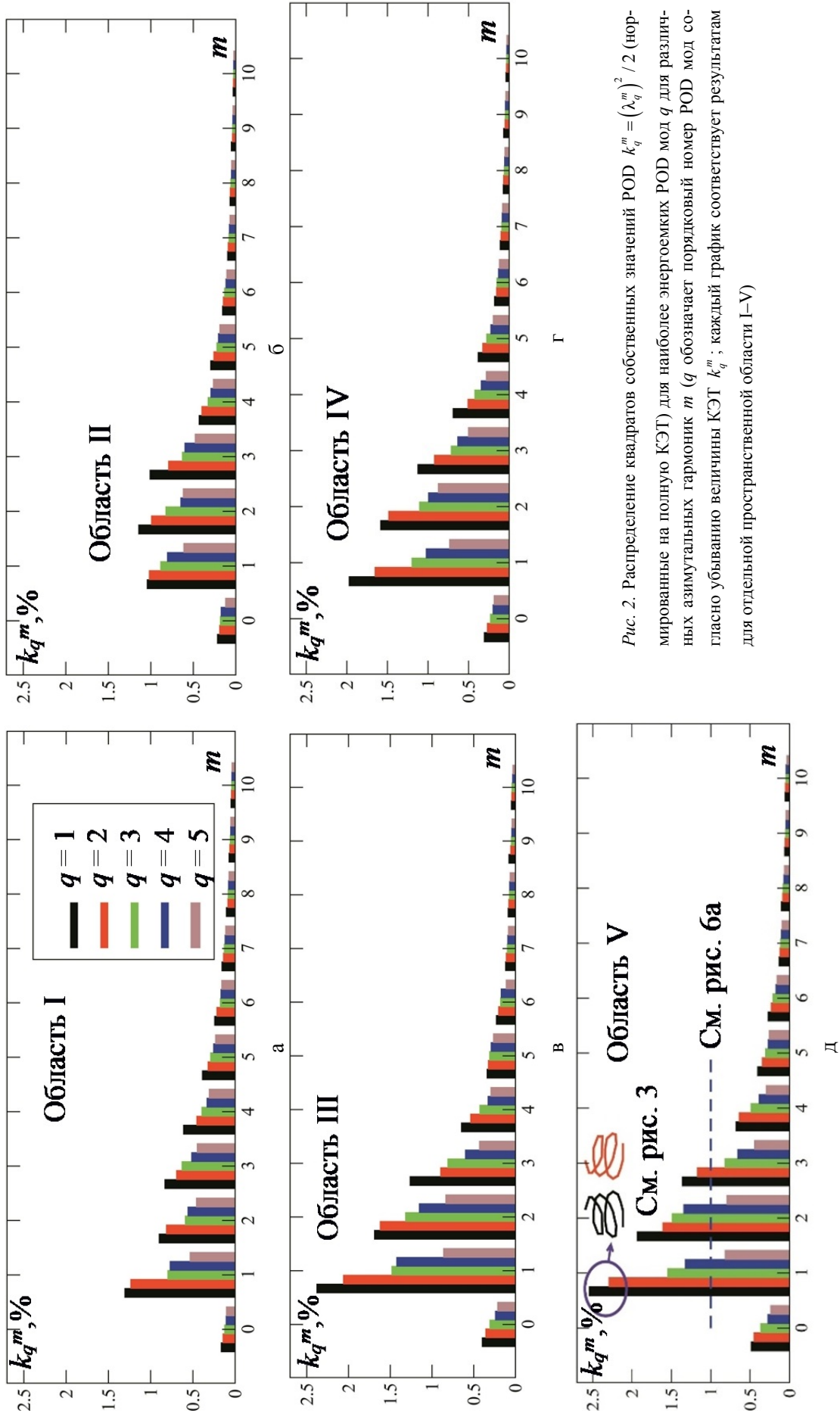


Рис. 2. Распределение квадратов собственных значений РОД $k_q^m = (\lambda_q^m)^2 / 2$ (нормированные на полную КЭТ) для наиболее энергоемких РОД мод q для различных азимутальных гармоник m (q обозначает порядковый номер РОД мод согласно убыванию величины КЭТ k_q^m ; каждый график соответствует результатам для отдельной пространственной области I–V)

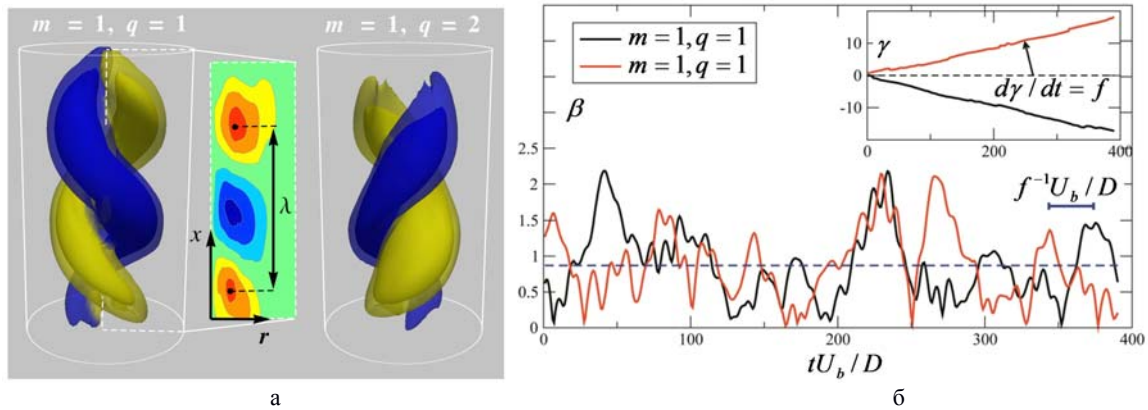


Рис. 3. Изоповерхности (а) величины осевой компоненты скорости для POD мод $m = 1, q = 1$ и $m = 1, q = 2$, полученных для области V. Двумерное распределение соответствует осевой компоненте вещественной части POD моды $m = 1, q = 1$. Эволюция (б) амплитуды β и фазы γ временных коэффициентов POD мод $m = 1, q = 1$ и $m = 1, q = 2$

кинетической энергии пульсаций. В процессе анализа было обнаружено, что собственные функции POD образуют пары с примерно равным количеством энергии у каждой пространственной моды. Это особенно проявляется в ближней области струи, где временная реализация полей скорости чрезвычайно велика с точки зрения характерных локальных временных масштабов течения, что обеспечивает хорошую сходимость результатов (см. для примера моды $q = 1, 2$ и $q = 3, 4$ на рис. 2). Каждая пространственная собственная функция должна иметь зеркально-симметричную пару (по отношению к азимутальной координате $\varphi \rightarrow -\varphi$), что следует из осевой симметрии потока в случае, когда интегральная закрутка отсутствует. Небольшое отклонение в величине энергии у зеркально-симметричных мод связано с ограничивающим условием ортогональности на собственные функции $\mathbf{v}_q^m(r, x)$ POD разложения.

На рис. 3 показана спиральная форма двух наиболее энергоёмких POD мод с $m = 1, q = 1, 2$ в дальней области V, которые вместе содержат 4.85% полной кинетической энергии пульсаций. Спиральная форма образуется из-за волнообразного распределения собственных функций в осевом направлении x совместно с разложением Фурье по азимутальной координате φ . Такая форма наблюдается для всех энергонесущих мод и может быть интерпретирована как общая форма базисной собственной функции струйного течения. Для детального ис-

следования динамики выделенных спиральных структур мы проанализировали комплексные временные амплитуды a_q^m POD разложения, воспользовавшись представлением Эйлера:

$$\alpha(t) = \beta(t)e^{2\pi i \gamma(t)}, \quad (6)$$

где β и γ – временные последовательности вещественных чисел. При этом $\beta(t)$ несет информацию об эволюции амплитуды, а $\gamma(t)$ – об изменении фазы со временем. Важно отметить, что фаза оказывается квазилинейной функцией времени $\gamma \approx ft$ (см. вставку на рис. 3, б) [31]. Обратите внимание, что зеркально-симметричные собственные функции имеют одинаковое значение γ с точностью до знака, что соответствует вращению спиралей вокруг оси симметрии в противоположном направлении с частотой вращения f .

Выявленная зависимость $e^{2\pi i ft}$ подразумевает, что спиральные моды распространяются вниз по потоку с характерной фазовой скоростью. Динамика турбулентных пульсаций также описывается амплитудой $\beta(t)$, см. рис. 3б, где можно наблюдать масштабные флуктуации, которые появляются с периодом вращения спирали $1/f \approx 22.5D/U_b$.

Обобщенные характеристики спиральной моды, соответствующей наиболее энергонесущей собственной функции POD для $m = 1$, показаны на рис. 4. Рассчитаны характерная длина волны, частота и фазовая скорость распространения. Длина волны возмущения медленно возрастает вниз по потоку, и равняется примерно $\lambda/\delta \approx 5$ при нормировании

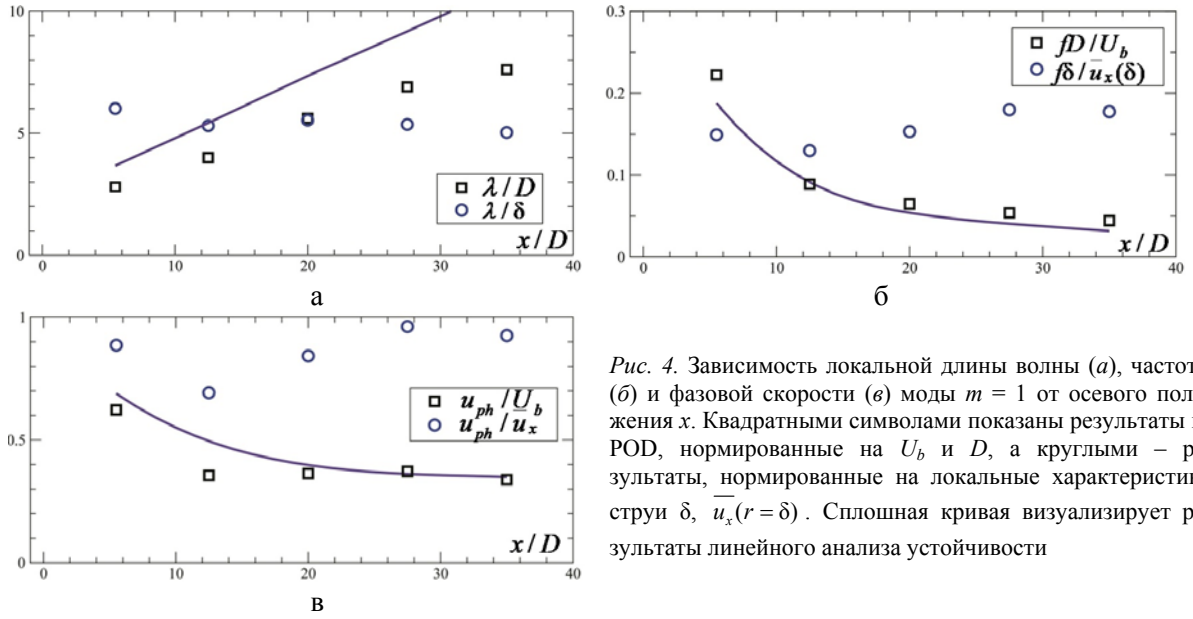


Рис. 4. Зависимость локальной длины волны (а), частоты (б) и фазовой скорости (в) моды $m = 1$ от осевого положения x . Квадратными символами показаны результаты из POD, нормированные на U_b и D , а круглыми – результаты, нормированные на локальные характеристики струи δ , $\bar{u}_x(r = \delta)$. Сплошная кривая визуализирует результаты линейного анализа устойчивости

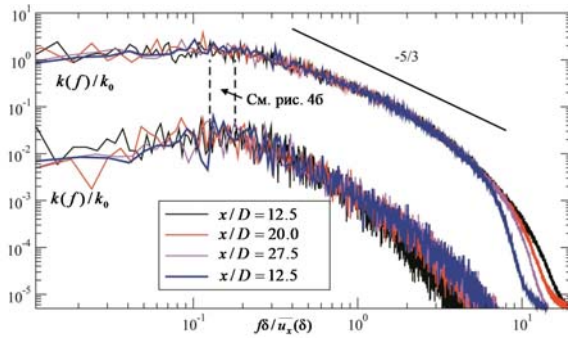


Рис. 5. Нормированные спектры полной кинетической энергии турбулентности $k(f)$ в слое смешения струи (при $r = \delta$ и различных осевых положениях $x/D = 12.5, 20.0, 27.5, 35.0$) и спектры $k^{m=1}$ пульсаций моды $m = 1$ (график сдвинут вниз для наглядности)

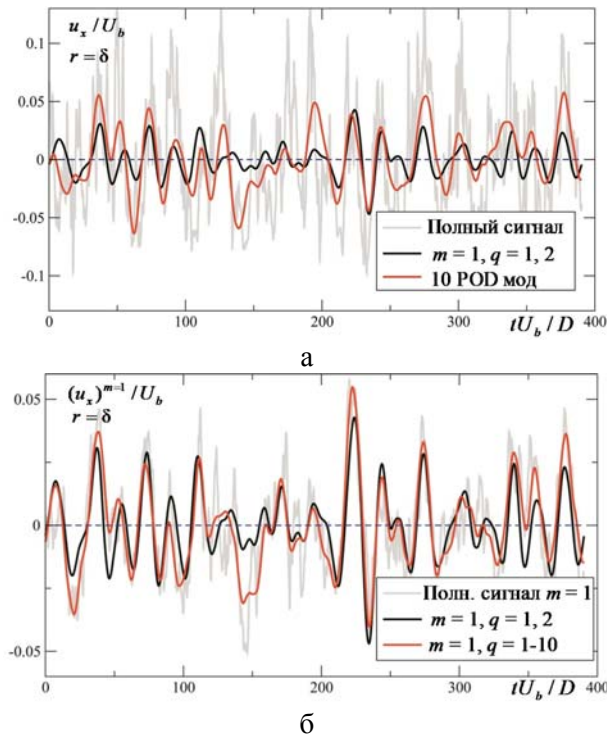


Рис. 6. Сравнение продольной компоненты пульсаций скорости из DNS расчета и полученных из низкоразмерной реконструкции на основе суперпозиции POD мод ($x = 35D, r = \delta$) (а); сравнение продольной компоненты пульсаций азимутальной моды $m = 1$ (б)

на полуширину струи. В то же время характерная частота возмущений моды падает с увеличением x , однако при нормировании на локальные характеристики струи ее величина также колеблется вокруг постоянного значения 0.17. Фазовая скорость распространения возмущений $u_{ph} = f\lambda$ незначительно меньше 1.0 (≈ 0.9) в единицах полуширины струи и локальной продольной скорости в слое смещения (при $r = \delta$), что согласуется с более ранними исследованиями [32]. Отметим, что первые POD моды, полученные для азимутальных гармоник с $m > 1$, имеют значения λ , f и u_{ph} , близкие к значениям для $m = 1$.

В работе проведено сравнение результатов POD анализа данных DNS расчета с результатами линейного локального анализа пространственной устойчивости средних полей течения в условиях квазипараллельного приближения. Линеаризованные уравнения Навье – Стокса на возмущения скорости $\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}$ получены для возмущений в форме монохроматической волны

$$\tilde{\mathbf{u}} = \hat{\mathbf{u}}(r)e^{ikx + im\varphi - 2\pi ift},$$

где $k = k_{re} + ik_{im}$ – комплекснозначное пространственное волновое число с $k_{re} = 2\pi/\lambda$. Напряжения Рейнольдса моделируются с помощью гипотезы Буссинеска. Эти уравнения приводятся к системе линейных обыкновенных дифференциальных уравнений с соответствующими граничными условиями, которые решаются для неизвестного собственного значения $k(f)$ и собственной функции $\hat{\mathbf{u}}(r)$. Набор собственных значений $k(f)$ определяют дисперсионную кривую. Детали процедуры описаны в [29]. Амплитуда возмущений экспоненциально возрастает, когда $k_{im}(f) < 0$ для фиксированной частоты f . На рис. 4 показаны характеристики λ , f и u_{ph} неустойчивой азимутальной моды $m = 1$ для кривой нейтральной устойчивости ($k_{im} = 0$). Видно, что длина волны возмущения несколько завышена, но частота и фазовая скорость хорошо соответствуют результатам POD. Несмотря на хорошее согласие результатов, важно прояснить, являются ли идентифицированные наиболее энергонесущие когерентные структуры значимыми для глобальной динамики потока. Для ответа мы провели анализ спектров кинетической энергии пульсаций в слое смещения струи для различных осевых положений (рис. 5). Можно заметить, что

спектры для разных осевых положений ложатся на одну кривую, что говорит о самоподобии больших масштабов течения.

Вертикальные пунктирные линии показывают диапазон частот, представленный на рис. 4, б, где, как ожидается, динамика спиральных мод $m = 1$, $q = 1, 2$ вносит существенный вклад. Данный диапазон частот в спектре пульсаций, действительно, является наиболее энергосодержащим, однако доминирующий пик в нем отсутствует, который наблюдается, например, в струях с выраженным ламинарно-турбулентным переходом из-за динамики кольцевых вихрей Кельвина – Гельмгольца. Тем не менее, если проинтегрировать спектр в низкочастотной области до предела $f\delta/\bar{u}_x < 0.24$, то в результате получим величину в 43 % от полной КЭТ. В то же время спектры кинетической энергии пульсаций только азимутальной моды $m = 1$ демонстрируют отчетливый пик в этом диапазоне частот (см. рис. 4, б).

На рис. 6, а показано сравнение мгновенных пульсаций осевой компоненты скорости в слое смещения струи (при $r = \delta$, $x = 35D$) с низкоразмерной реконструкцией пульсаций, построенных на основе доминирующих POD мод. Можно видеть, что две первые POD моды $m = 1$, $q = 1, 2$, содержащие 4.85 % полной кинетической энергии пульсаций, захватывают все значимые крупномасштабные события. Десять наиболее энергонесущих POD мод для $m = 1$, 2 и 3, содержащие суммарно 16.66 % полной энергии, значительно увеличивают амплитуду пульсаций (см. рис. 6, а) и более точно описывают исходный сигнал. При рассмотрении пульсаций только первой азимутальной моды $m = 1$, показанных на рис. 6, б, можно видеть, что суперпозиции двух первых POD мод оказывается достаточно для реконструкции пульсаций скорости с хорошей точностью. Подобные результаты были зафиксированы и для других азимутальных гармоник m .

Заключение

В данной работе при помощи результатов численных расчетов методом DNS и статистического анализа методом POD исследованы характеристики когерентных структур от ближней до дальней области канонической прямоочной турбулентной

струи, вытекающей из трубы круглого сечения. Показано, что распространяющиеся вниз по потоку когерентные структуры спиральной формы являются характерными собственными модами струйного течения и вносят существенный вклад в структуру и динамику пульсаций прямоочной турбулентной струи. Обнаруженные спиральные структуры, по всей видимости, играют доминирующую роль в динамике неосесимметричных и закрученных струй [30], что хорошо согласуется с асимптотикой в дальней области струи и соображениями автомодельности течения [13; 33]. Масштабируемые характеристики наиболее энергонесущих спиральных структур, такие как локальная длина волны, частота и фазовая скорость возмущений, нормированные на локальные параметры струи, были проанализированы с использованием статистического метода POD и сопоставлены с результатами линейного анализа устойчивости. Установлено, что две первые зеркально-симметричные POD моды, содержащие около 5 % полной кинетической энергии турбулентности, описывают пространственную структуру и динамику крупномасштабных пульсаций первой азимутальной моды $m = 1$ сдвигового слоя прямоочной турбулентной струи. Дальнейшие исследования будут направлены на детальное изучение роли наблюдаемых спиральных структур в процессах перемешивания [4], генерации акустического шума [6], анализ их вклада в сильную анизотропию течения, а также распределение концентрации пассивной примеси в дисперсных потоках [35].

Список литературы

1. *Cantwell B.* Organized motion in turbulent flow // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1981. Vol. 13. No. 1. P. 457–515.
2. *Hussain A.* Coherent structures-reality and myth // *Phys. Fluids.* 1983. Vol. 26. No. 10. P. 2816–2850.
3. *Гиневский А., Власов Е., Каравосов Р.* Акустическое управление турбулентными струями. М.: Физматлит, 2001.
4. *Ball C., Fellouah H., Pollard A.* The flow field in turbulent round free jets // *Prog. Aero. Sci.* 2012. Vol. 50. P. 1–26.
5. *Litvinenko M., Kozlov V., Kozlov G., Grek G.* Effect of streamwise streaky structures on turbulization of a circular jet // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 2004. Vol. 45. No. 3. P. 349–357.
6. *Jordan P., Colonius T.* Wave packets and turbulent jet noise // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2013. Vol. 45. P. 173–195.
7. *Crow S., Champagne F.* Orderly structure in jet turbulence // *J. Fluid Mech.* 1971. Vol. 48. No. 3. P. 547–591.
8. *Zaman K., Hussain A.* Turbulence suppression in free shear flows by controlled excitation. // *J. Fluid Mech.* 1981. Vol. 103. P. 133–159.
9. *Kozlov G., Grek G., Sorokin A., Litvinenko Y.* Influence of initial conditions at the nozzle exit on the structure of round jet // *Thermophysics and Aeromechanics.* 2008. Vol. 15. No. 1. P. 55.
10. *George W.* Asymptotic effect of initial and upstream conditions on turbulence // *J. Fluids Eng.* 2012. Vol. 134. No. 6. 061203.
11. *Litvinenko Y., Grek G., Kozlov G., Sorokin A., Litvinenko M.* Development of a free round jet at different conditions at the nozzle exit under an acoustic action // *Prog. Flight Phys.* 2012. Vol. 3. P. 429–448.
12. *Wynnanski I., Champagne F., Marasli B.* On the large-scale structures in two-dimensional, small-deficit, turbulent wakes // *J. Fluid Mech.* 1986. Vol. 168. P. 31–71.
13. *George W., Arndt R., Arndt R. E., Corrsin S.* *Advances in turbulence.* Springer, 1989.
14. *Yule A.* Large-scale structure in the mixing layer of a round jet // *J. Fluid Mech.* 1978. Vol. 89. No. 3. P. 413–432.
15. *Batchelor G., Gill A.* Analysis of the stability of axisymmetric jets // *J. Fluid Mech.* 1962. Vol. 14. No. 4. P. 529–551.
16. *Danaila I., Dušek J., Anselmet F.* Coherent structures in a round, spatially evolving, unforced, homogeneous jet at low Reynolds numbers // *Phys. Fluids.* 1997. Vol. 9. No. 11. P. 3323–3342.
17. *Tso J., Hussain F.* Organized motions in a fully developed turbulent axisymmetric jet // *J. Fluid Mech.* 1989. Vol. 203. P. 425–448.
18. *Jung D., Gamard S., George W.* Downstream evolution of the most energetic modes in a turbulent axisymmetric jet at high Reynolds number. Part 1. The near-field region // *J. Fluid Mech.* 2004. Vol. 514. P. 173–204.
19. *Freund J., Colonius T.* Turbulence and sound-field POD analysis of a turbulent jet // *Int. J. Aeroacoustics.* 2009. Vol. 8. No. 4. P. 337–354.

20. Tam C., Viswanathan K., Ahuja K., Panda J. The sources of jet noise: experimental evidence // *J. Fluid Mech.* 2008. Vol. 615. P. 253–292.
21. Suzuki T., Colonius T. Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array // *J. Fluid Mech.* 2006. Vol. 565. P. 197–226.
22. Gudmundsson K., Colonius T. Instability wave models for the near-field fluctuations of turbulent jets // *J. Fluid Mech.* 2011. Vol. 689. P. 97–128.
23. Garnaud X., Lesshafft L., Schmid P., Huerre P. The preferred mode of incompressible jets: linear frequency response analysis // *J. Fluid Mech.* 2013. Vol. 716. P. 189–202.
24. Sandberg R., Sandham N., Saponitsky V. DNS of compressible pipe flow exiting into a coflow // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 2012. Vol. 35. P. 33–44.
25. Sandberg R., Tester B. Mach-number scaling of individual azimuthal modes of subsonic co-flowing jets // *J. Fluid Mech.* 2016. Vol. 93. P. 209–228.
26. Леманов В., Терехов В., Шаров К., Шумейко А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // *Письма в журнал технической физики.* 2013. Т. 39, вып. 9. С. 34–40.
27. Holmes P., Lumley J., Berkooz G. *Turbulence, Coherent Structures. Dynamical Systems and Symmetry.* Cambridge University Press, 1998.
28. Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. Coherent structures // *Quart. Appl. Math.* 1987. Vol. 45. No. 3. P. 561–571.
29. Mullyadzhанov R., Abdurakipov S., Hanjalić K. Helical Structures in the Near Field of a Turbulent Pipe Jet // *Flow Turb. Combust.* 2017. Vol. 98. No. 2. P. 367–388.
30. Markovich D., Dulin V., Abdurakipov S., Kozinkin L., Tokarev M., Hanjalić K. Helical modes in low-and high-swirl jets measured by tomographic PIV // *J. Turbulence.* 2016. Vol. 17. No. 7. P. 678–698.
31. Dugleby A., Ball K., Paul M., Fischer P. Dynamical eigenfunction decomposition of turbulent pipe flow // *J. Turbulence.* 2007. Vol. 8. No. 43. P. 1–28.
32. Wygnanski I., Fiedler H. Some measurements in the self-preserving jet // *J. Fluid Mech.* 1969. Vol. 38. No. 3. P. 577–612.
33. Mullyadzhанov R., Yavorskii N. Solution of the problem of flow of a non-axisymmetric swirling submerged jets // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 2013. Vol. 54. No. 2. P. 207–211.
34. Fu Z., Agarwal A., Cavalieri A., Jordan P., Bres G. Turbulent jet noise in the absence of coherent structures // *Phys. Rev. Fluids.* 2017. Vol. 2. No. 6. 064601.
35. Lau T., Nathan G. The effect of Stokes number on particle velocity and concentration distributions in a well-characterised, turbulent, co-flowing two-phase jet // *J. Fluid Mech.* 2016. Vol. 809. P. 72–110.

R. I. Mullyadzhanov^{1,2}, **R. D. Sandberg**³, **S. S. Abdurakipov**^{1,2}
W. K. George⁴, **K. Hanjalic**^{1,5}

¹ *Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

² *Institute of Thermophysics SB RAS
1 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

³ *University of Melbourne
Victoria 3010, Australia*

⁴ *Imperial College of Science, Technology and Medicine
SW7 2AZ, London, United Kingdom*

⁵ *Delft University of Technology
Bld. 58, Van der Maasweg 9, 2629 HZ, Delft, Netherlands*

rustammul@gmail.com

ON HELICAL STRUCTURES IN A ROUND TURBULENT JET

Using Direct Numerical Simulation (DNS) database we performed a statistical analysis of the characteristics of coherent structures in a turbulent circular pipe jet for Reynolds number $Re = 5940$ at a distance up to 40 pipe diameters from an inlet. It was shown that the optimal basic functions of the Proper Orthogonal Decomposition of velocity fields have the form of spiral perturbations and correspond to the coherent vortex structures present from the near to far field of the jet. The first two mirror-symmetric POD modes containing about 5 % of the total turbulent kinetic energy describe the spatial structure and dynamics of large-scale velocity fluctuations of the first azimuthal mode $m = 1$ in the mixing layer of turbulent jet.

Keywords: turbulent jet, direct numerical simulation, coherent structures.