

УДК 532.517

Управление автоколебаниями круглой турбулентной струи, распространяющейся в узкой прямоугольной полости*

М.А. Засимова, А.Д. Красикова, Н.Г. Иванов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

E-mail: ivanov_ng@spbstu.ru

Представлены результаты численного моделирования распространения круглой турбулентной струи в стесненных условиях: струя при $Re = 5,4 \cdot 10^4$ подается в прямоугольную полость с отношением высоты к ширине 0,16. В URANS- и LES-расчетах воспроизведен регистрировавшийся ранее в экспериментах, проведенных Лаусоном, Аррудой и Давидсоном в 2005 году, автоколебательный режим распространения струи. Показана существенная перестройка структуры течения и поля давления при подаче со стороны узкой боковой стенки управляющей струи, что дает возможность управления автоколебаниями вплоть до полного их подавления. Для трех различных положений отверстия для подачи управляющей струи построена карта режимов в зависимости от соотношения импульсов управляющей и основной струй. Расчетные данные дают количественную оценку возможностей управления струйным потоком за счет впрыска низкорасходной управляющей струи в область распространения основной струи перпендикулярно оси последней.

Ключевые слова: турбулентная струя, автоколебания, управляющая струя, нестационарные уравнения Рейнольдса, метод моделирования крупных вихрей.

Введение

При распространении струй в стесненном пространстве в определенных условиях может сформироваться нестационарный режим течения с устойчивыми, статистически установившимися крупномасштабными автоколебаниями струй [1]. Такие самоподдерживающиеся автоколебания развиваются при взаимодействии струи с твердыми стенками, ограничивающими область ее распространения. Можно выделить два типа автоколебаний (см., например, [2]): регулярные, то есть колебания с отчетливо выделенной частотой, и нерегулярные — колебания с широким спектром частот. Автоколебательные режимы струйного течения часто встречаются, в частности, в струйных системах управления в устройствах пневмоавтоматики [3–5]. В работе [3] были приведены общие сведения о струйной технике и области ее применения, методы построения струйных систем автоматического управления, рекомендации по их монтажу и эксплуатации. Представление о современных достижениях при исследовании и разработке устройств,

* Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 22-29-00224.

основанных на струйной логике, дают, например, работы [4, 5] и приведенные в них обзоры литературы.

Автоколебания могут развиваться и при распространении струй воздуха в вентилируемых помещениях. Так, результаты численного моделирования [6] показали, что при определенных условиях работы системы вентиляции салона пассажирского самолета могут развиваться автоколебания приточных струй. Расчеты и эксперименты [7] указали на возможность развития автоколебательного режима течения воздуха при вентиляции университетской аудитории. Возникновение автоколебаний существенно меняет структуру воздушного течения, и это необходимо учитывать на этапе принятия практических решений по организации воздухообмена и оценке эффективности вентиляции.

К настоящему времени выполнен ряд экспериментальных и расчетных исследований фундаментального характера, посвященных описанию условий, при которых могут формироваться автоколебания струй, распространяющихся в различных системах (см., например, [2, 8–18]). Одна из причин возникновения автоколебаний, указанная в обзорных работах [8, 9], связана с формированием неустойчивости в слоях смещения струи и влиянием на поведение струи в ограниченном пространстве вторичного возвратного течения. В работах [10, 11] на основе экспериментальных исследований автоколебаний круглой струи, распространяющейся в узкой прямоугольной полости с открытой нижней границей, было сделано заключение о том, что при распространении струй в ограниченных полостях автоколебания могут развиваться при наличии протяженной открытой границы, дающей определенную свободу для втекания/вытекания жидкости из окружающего пространства. Это условие выполнялось и в тестовой задаче о распространении плоской струи в прямоугольной полости, для которой в работах [2, 12] на основе экспериментальных данных была построена карта стационарных и нестационарных (как автоколебательных, так и нерегулярных) режимов течения. Было показано, что существенное влияние на формируемый режим течения оказывает положение приточного отверстия для подачи струи. Данные расчетных исследований развития автоколебательных режимов течения в тестовой задаче [2], включая результаты моделирования на основе вихререзающих подходов, приводились, в частности, в работах [13, 14].

Для нескольких конфигураций в литературе представлены результаты исследования влияния режимных параметров, геометрии окружающего струю ограниченного пространства и числа приточных струй на развитие автоколебаний. Так, оценивалось влияние на частоту и амплитуду автоколебаний числа Рейнольдса, построенного по скорости струйного течения [15, 16], числа Релея, построенного по перепаду температуры между относительно холодной струей и нагретыми ограничивающими стенками [15], а также влияние положения ограничивающих стенок [16], числа и взаимного положения приточных отверстий [17, 18].

В работе [19] для рассмотренной ранее в публикациях [10, 11] задачи о распространении круглой струи в узкой полости было экспериментально продемонстрировано изменение частоты и амплитуды автоколебаний при впрыске по нормали к оси основной струи низкорасходных управляющих струй. В указанной работе для различных условий подачи управляющих струй были представлены подробные данные скорости, измеренной с привлечением анемометрии по изображениям частиц (PIV, Particle Image Velocimetry) и лазерной доплеровской анемометрии (LDA, Laser Doppler Anemometry). Для некоторых вариантов также были приведены результаты расчетов по методу URANS (Unsteady Reynolds–Averaged Navier–Stokes, решение осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса). Результаты расчетов по методу URANS были представлены также

в расчетной работе [20], где основное внимание уделялось влиянию на характеристики автоколебаний числа управляющих струй.

В настоящей работе для условий, соответствующих эксперименту [19], на основе трехмерного численного моделирования с привлечением подходов URANS и LES (Large Eddy Simulation, метод моделирования крупных вихрей) детально исследуется влияние на режим течения соотношения импульсов управляющей и основной струй, дается оценка границ квазистационарного и автоколебательного режимов распространения основной струи, анализируются возможности управления автоколебаниями. Использование двух методов обосновано следующим. Ресурсоемкий метод LES при обеспечении требований к расчетной сетке обладает сравнительно высокой точностью; полуэмпирическая информация, необходимая для замыкания отфильтрованных уравнений Навье–Стокса, оказывает при этом сравнительно небольшое влияние на решение. Результаты подхода URANS, широко используемого в инженерной практике, не универсальны и принципиально зависят от используемой полуэмпирической модели турбулентности. Для каждого класса задач применение подхода URANS требует детального обоснования, при этом доступной в литературе экспериментальной информации может оказаться недостаточно. Таким образом, одна из частных задач настоящего исследования — подтверждение применимости подхода URANS для описания статистически установившихся крупномасштабных автоколебаний струй на основе сопоставления литературных экспериментальных данных и результатов LES- и URANS-моделирования.

1. Постановка задачи

1.1. Расчетная область

Рассматривается турбулентное течение несжимаемой жидкости (воды) в узкой прямоугольной полости (см. рис. 1а). Основная струя подается через выдвинутую в полость сквозь непроницаемую торцевую стенку толстостенную круглую трубу, при этом противоположная торцевая граница полностью открыта. Сечение на срезе трубы показано на рис. 1b: диаметр отверстия для подачи основной струи $d = 1,4$ см, толщина стенки трубы $h = 0,3$ см. Размеры полости $H \times L \times W$ в соответствии с условиями эксперимента [19] равны $4 \times 58,5 \times 25$ см, что приблизительно составляет $2,9d \times 41,8d \times 17,9d$. На одной из узких вытянутых стенок полости, параллельных оси основной струи, расположены три отверстия: #1, #2 и #3 — диаметром $d_c = 0,5$ см каждое. В зависимости от варианта подача управляющей (боковой) струи осуществляется через одно из этих отверстий.

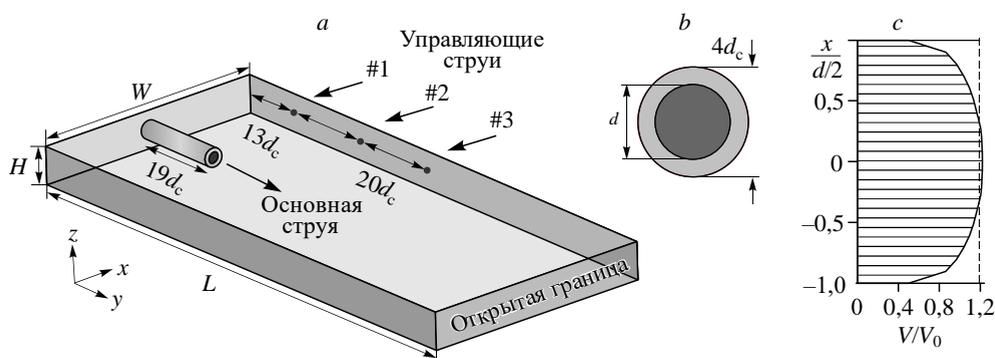


Рис. 1. Геометрия полости (а) и сечение на срезе трубы для подачи основной струи (b), распределение скорости в этом сечении (с).

Соотношение между диаметрами отверстий для подачи основной и управляющей струй составляет $d = 2,8d_c$. Длина выдвинутого в полость участка трубы для подачи основной струи равна $19d_c$, отверстие #1 отстоит от стенки на расстояние $13d_c$, расстояние между управляющими отверстиями составляет $20d_c$ (см. рис. 1а). При анализе данных использовалась система координат, изображенная на рис. 1а, ее начало расположено в центре отверстия для подачи основной струи.

1.2. Граничные условия

Для основной струи на срезе подающей трубы, то есть на поверхности входного для расчетной области (приточного) отверстия, в качестве граничного условия задавался профиль скорости (рис. 1с), извлеченный из решения дополнительной задачи о турбулентном течении в начальном участке круглой трубы диаметром d . В этой дополнительной задаче на входе в трубу задавался однородный профиль скорости $V_0 = 3,75$ м/с, что соответствовало значению числа Рейнольдса $Re = 5,4 \cdot 10^4$. В соответствии с приведенными в работе [19] данными, свидетельствовавшими о том, что в эксперименте максимальное значение скорости на срезе трубы составляло примерно $1,2V_0$, профиль скорости извлекался в сечении, удаленном от входа на расстояние $17d$.

Для управляющей струи на поверхности соответствующего отверстия (#1, #2 или #3) задавался однородный профиль скорости V_c . Значения V_c варьировались в диапазоне $0 \div 6,8$ м/с, максимальному значению V_c соответствовало значение числа Рейнольдса управляющей струи $Re_c = 4,2 \cdot 10^4$. Отношение расходов управляющей и основной струи $\alpha = (d_c^2 V_c) / (d^2 V_0)$ варьировалось в диапазоне от 0 до 0,23, отношение величин количества движения $\beta = (d_c^2 V_c^2) / (d^2 V_0^2)$ варьировалось в диапазоне от 0 до 0,42.

На непроницаемых стенках (торцевой и параллельных оси основной струи) задавались условия прилипания. На открытой торцевой границе задавалось мягкое выходное граничное условие: на участках, где жидкость выходит из области, давление полагалось заданным и постоянным, а на участках, где поток массы был направлен внутрь области, задавалось постоянное полное давление, и для расчета давления используется аналог соотношения Бернулли. Для оценки влияния положения выходной границы на результат решения было проведено дополнительное исследование, в ходе которого результаты, полученные для варианта с принятым в основной серии расчетов положением выходной границы непосредственно на открытой границе полости, сопоставлялись с результатами дополнительного расчета для расширенной расчетной области. В этом случае к полости со стороны открытой границы была пристроена протяженная вспомогательная область, и мягкие граничные условия ставились на ее внешних границах. В результате выявлены локальные различия значений скорости и давления в окрестности открытой границы полости, полученных в двух различных постановках, при этом установлено, что автоколебания струи слабо зависят от положения выходной границы: так, изменение частоты автоколебаний при переходе к расширенной расчетной области не превысило 3 %.

1.3. Вычислительные аспекты задачи

Задача решалась численным методом с использованием гидродинамического пакета ANSYS Fluent (версия 2019r3) [21]. Применялись два различных подхода к моделированию турбулентного движения: использованный ранее авторами в работе [22] подход URANS, в котором решалась система нестационарных осредненных по Рейнольдсу

уравнений Навье – Стокса в сочетании с полуэмпирической моделью турбулентности $k-\varepsilon$ RNG, и вихреразрешающий метод LES, в котором решались отфильтрованные уравнения Навье – Стокса в сочетании с подсеточной моделью Смагоринского (см., например, [23]).

В расчетах по методу LES для задания нестационарных условий на входных границах применялся реализованный в вычислительном пакете генератор синтетической турбулентности Vortex Method. В расчетах по методу URANS на входных границах задавались интенсивность турбулентности $I = 5\%$ и отношение турбулентной вязкости к молекулярной составляло $\nu_t/\nu = 10$, при этом для основной струи в качестве граничного условия на срезе подающей трубы задавались профили кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε , извлеченные из решения дополнительной задачи о турбулентном течении в начальном участке круглой трубы в том же сечении, что и профиль скорости.

Для проведения расчетов использовались сетки, построенные из шестигранных ячеек (генератор сеток — программная система ICEM CFD). На основе предварительных оценок чувствительности численного решения к размерности расчетной сетки для проведения серии URANS-расчетов применялась сетка, состоящая из 0,6 млн ячеек, а для серии LES-расчетов — сетка из более чем 5 млн ячеек. Внешний вид структуры сетки, использовавшейся при проведении расчетов по методу LES, показан на рис. 2. Для обеих постановок сетки сгущались к твердым стенкам полости и к входным границам. Указанные размерность и топология сеток обеспечили слабую чувствительность решения к характеристикам сетки. Распределение безразмерного расстояния от центра первой пристенной ячейки до стенки (y^+), которое обеспечивала расчетная сетка при проведении URANS-расчетов, показано на рис. 2d. С учетом широкого диапазона изменения величины y^+ был выбран подход, объединяющий постановку граничных условий на стенке для низкорейнольдсовых моделей турбулентности и пристенные функции (подход Enhanced Wall Treatment).

При проведении расчетов обеспечивалась дискретизация по пространству и времени со вторым порядком точности. При аппроксимации конвективных слагаемых в уравнении движения использовалась центральная схема (Central Differencing). Для связи уравнений неразрывности и движения применялся алгоритм SIMPLE. Во всех представленных расчетах шаг по времени Δt задавался равным 10^{-2} с для URANS-расчетов и 10^{-3} с — для LES. В ходе отдельного методического исследования проверялась чувствительность

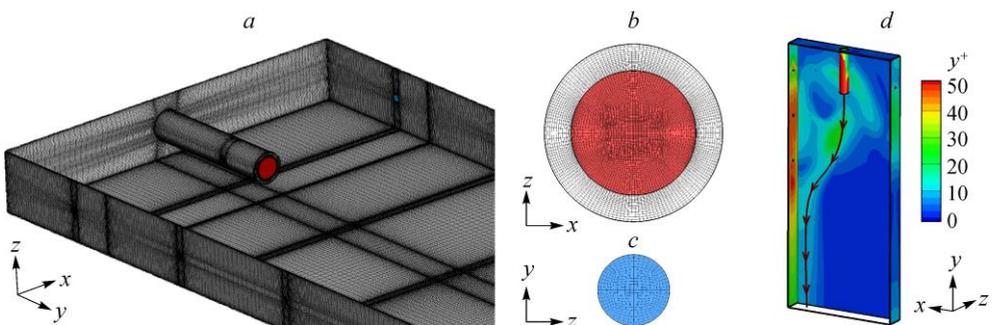


Рис. 2. Структура расчетной сетки, используемой в LES-расчетах.

Распределение ячеек на части границ полости (a) и на входных границах для подачи основной (b) и управляющей (c) струй, а также распределение величины y^+ на стенках полости (URANS-данные при подаче управляющей струи #1, $\beta = 42\%$) (d).

периода колебаний к величине шага по времени: шаг по времени уменьшался в два раза, однако на величину периода колебаний это влияния практически не оказало. Для накопления статистики использовались выборки размером примерно 600 с, что составляет более 100 периодов колебаний для нестационарных режимов с реализацией крупномасштабных автоколебаний основной струи. Была проведена проверка отсутствия влияния продолжительности выборки на средние величины.

Расчеты выполнялись с использованием ресурсов СКЦ «Политехнический» (<http://www.scc.spbstu.ru>) и проводились на кластере «Политехник – РСК Торнадо» с пиковой производительностью 943 Тфлопс. Представленные в статье результаты получены с использованием до 308 ядер при распараллеливании одного варианта.

2. Анализ полученных результатов

2.1. Анализ течения при подаче в узкую прямоугольную полость одиночной круглой струи

Расчеты с использованием как метода LES, так и метода URANS воспроизвели наблюдавшийся в эксперименте автоколебательный режим распространения основной струи при $\alpha = 0$, $\beta = 0$ (в отсутствие управляющей струи). Визуализация полученных по методу URANS моментальных распределений скорости в последовательные моменты времени демонстрирует, что за один период колебаний струя поочередно присоединяется к двум противоположным узким боковым стенкам полости, расположенным параллельно оси ее распространения (рис. 3а). Минимальное за период расстояние вдоль оси у между срезом подающей трубы и точкой прилипания струи составляет около $18,5d$. Периодическое отклонение основной струи от оси сопровождается изменением формы и размера рециркуляционных зон, формирующихся в полости по обе стороны от колеблющейся струи. Рециркуляционные зоны ограничены собственно струей, стенками полости и, в определенной фазе колебания, открытой торцевой границей полости. Согласно [10, 11], именно присутствие протяженной открытой границы полости может оказывать существенное влияние на формирование автоколебательного режима течения.

На рис. 3 также показаны поля модуля нормированной средней скорости $\langle V \rangle / V_0$, построенные по осредненным во времени компонентам скорости в центральном сечении полости, которые позволяют сопоставить данные эксперимента [19] (рис. 3б) и расчетов методами URANS (рис. 3с) и LES (рис. 3д). Следует отметить, что при полном воспроизведении в расчетах принятого в эксперименте значения скорости в окрестности входного сечения имеют место видимые различия между экспериментальными и расчетными значениями скорости на начальном участке распространения струи, что, по-видимому, связано с невозможностью точной передачи всех условий визуализации результатов эксперимента [19] при обработке расчетных данных. За пределами начального участка видно качественное и количественное согласование результатов, полученных методом LES с экспериментальными данными [19], в то время как URANS-расчеты заметно завышают протяженность струи. Как в экспериментальной, так и в расчетных картинах течения вблизи боковых стенок полости в области прилипания струи к стенке наблюдаются слабые локальные максимумы средней скорости.

На рис. 4а приведены для сравнения с экспериментальными результатами расчетные поперечные профили средней скорости, построенные вдоль линии l_1 , расположенной по нормали к оси струи в центральном сечении полости ($z = 0$) на расстоянии $1,35d$ от входного отверстия. Как видно из графиков, на малом расстоянии от среза подающей

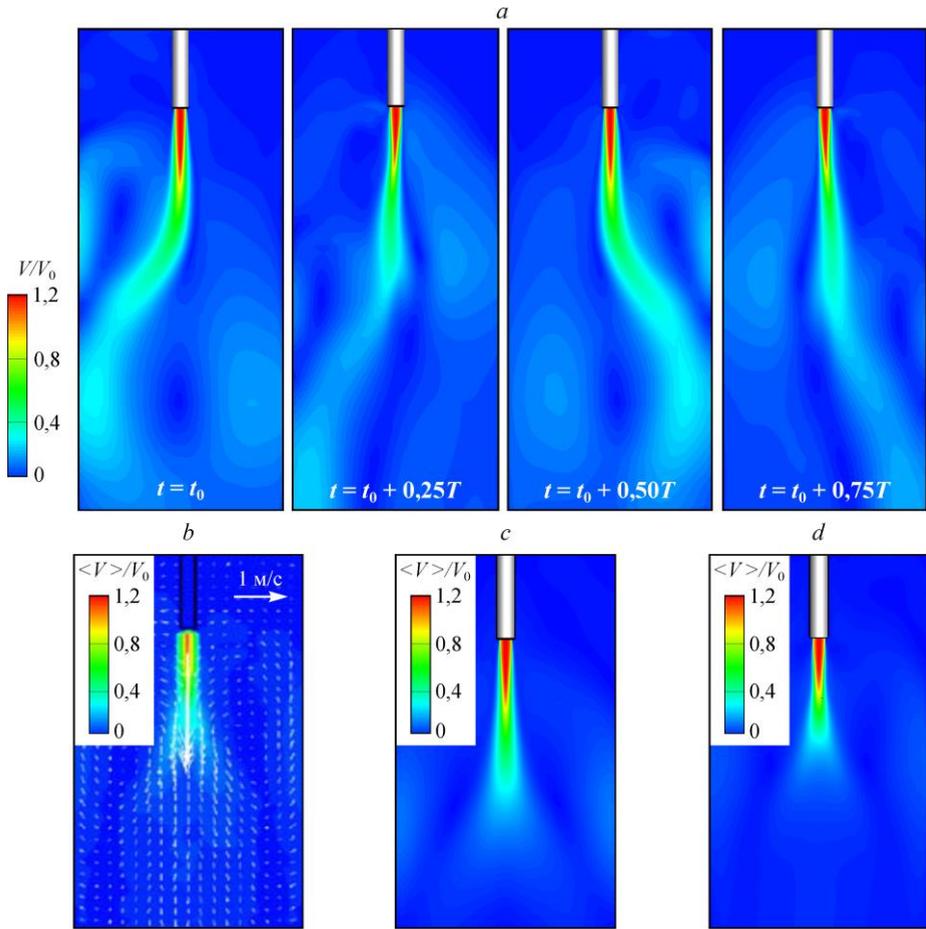


Рис. 3. Мгновенные (верхний ряд) и осредненные во времени (нижний ряд) распределения скорости в центральном сечении полости ($z = 0$): результаты URANS-расчетов (a, c), данные эксперимента [19] (b), результаты LES-расчетов (d).

трубы (менее двух калибров) профили скорости, извлеченные из URANS- и LES-расчетов, близки друг другу и соответствуют экспериментальным данным [19]. Некоторое расслоение расчетных кривых наблюдается в области слоев смешения, где расчет по методу URANS предсказывает несколько большие значения скорости, то есть уже на начальном участке слегка завышает ширину струи. Отметим, что показанное на графике распределение средней скорости в поперечном сечении колеблющейся струи в целом соответствует профилю скорости стационарной круглой струи, распространяющейся в свободном пространстве (см., например, данные [24]). Действительно, нестационарные эффекты в этой области проявляются слабо. Так, анализ полученного в URANS-расчете двумерного распределения скорости в поперечном сечении полости $y = 1,35d$ показывает, что изолинии моментальной скорости имеют близкую к окружности форму. На протяжении периода колебаний эта окружность, слабо деформируясь, смещается на небольшое расстояние сначала в одну, а затем в противоположную сторону.

На рис. 4*b* показаны профили средней скорости, построенные вдоль оси струи (вдоль линии l_2 , совпадающей с осью трубы). На графиках данные расчетов методами URANS и LES сопоставлены с результатами измерений работы [19]. Видно, что данные

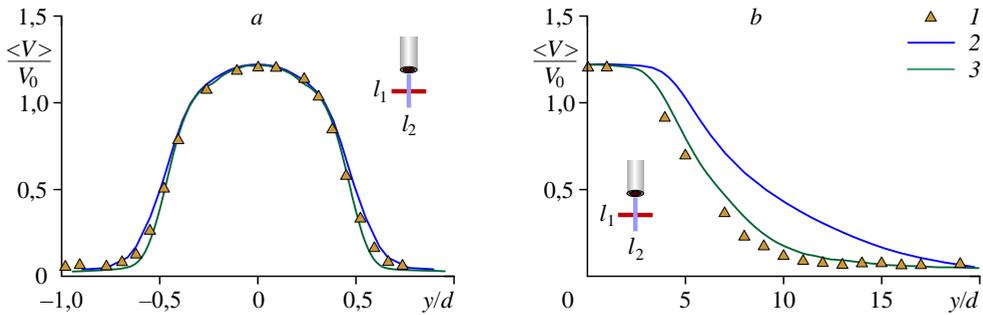


Рис. 4. Профили модуля средней скорости, построенные в сечениях поперек (l_1) и вдоль (l_2) оси распространения струи: сопоставление расчетных и экспериментальных [19] данных.

b : 1 — данные эксперимента, 2, 3 — соответственно результаты URANS- и LES-расчетов.

расчетов методом URANS заметно завышают значения скорости на оси струи на расстоянии 5–10 калибров от входного отверстия, отличие от экспериментальных данных достигает двух раз и более. Данные расчетов по методу LES неплохо согласуются с результатами эксперимента на всем протяжении струи. Отметим, что на удалении от входного отверстия характеристики струйного течения при наличии автоколебаний заметно отличаются от классических данных для стационарных круглых струй. Так, изолинии скорости в поперечном сечении (моментальное поле в URANS-решении или осредненное за некоторый промежуток времени поле в LES-решении) приобретают форму, близкую к эллиптической, симметричную при центральном положении струи и вытянутую — при ее смещении. Показанные на рис. 4*b* профили средней скорости на оси струи демонстрируют более быстрое затухание струи, чем в стационарном случае [24].

На рис. 5 приведены графики эволюции поперечной компоненты скорости в точке мониторинга, удаленной от среза подающей трубы на расстояние $2d$ вниз по потоку и смещенной от оси трубы в z -направлении на расстояние $0,86d$. Данные вихреразрешающего LES-моделирования и экспериментальные данные [19] показаны на рисунке как в исходном виде (графики на рис. 5*a*), так и после обработки с применением процедуры осреднения по последовательным интервалам длительностью в одну секунду, что составляет 15 конвективных времен W/V_0 (графики на рис. 5*b*). Видно, что по данным LES-расчетов значения модуля x -компоненты скорости, то есть компоненты, направленной в сторону отклонения колеблющейся струи от оси, в момент достигают $0,4V_0$ (при этом среднее за период значение равно нулю). В эксперименте [19] была зафиксирована

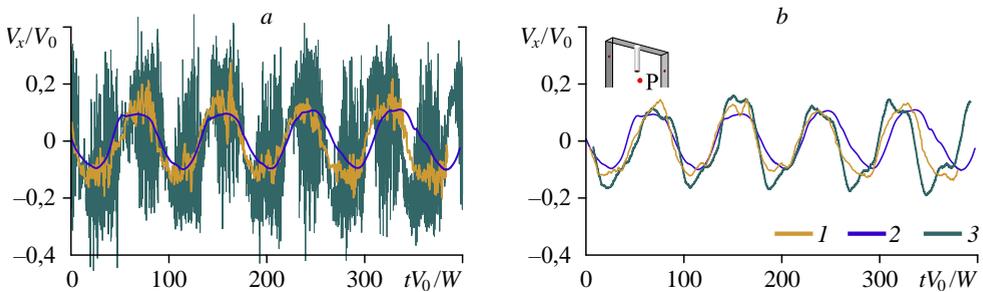


Рис. 5. Эволюция x -компоненты скорости: мгновенные (a) и осредненные по последовательным интервалам длительностью $15W/V_0$ (b) данные LES-расчетов и эксперимента [19].

b : 1 — данные эксперимента, 2, 3 — соответственно результаты URANS- и LES-расчетов.

несколько меньшая амплитуда пульсаций, что можно связать с инерционностью измерений, при этом, как и в LES-данных, в спектральном составе присутствовали множественные частоты, которые фильтровались при временном осреднении (рис. 5b). По данным URANS-расчетов можно получить лишь основную частоту колебаний, при этом на данной частоте фиксируется существенно меньшая амплитуда колебаний, соответствующая амплитуде колебаний осредненных данных LES-расчетов и эксперимента (рис. 5b).

По данным URANS-расчетов, период колебаний составил $T_{URANS} = 5,7$ с, что соответствует безразмерному периоду $T_{URANS}V_0/W = 85,5$, то есть числу Струхалиа $Sh_{URANS} = W/(T_{URANS}V_0) = 1,17 \cdot 10^{-2}$. По данным LES-расчетов, $T_{LES} = 5,5$ с, $Sh_{LES} = 1,21 \cdot 10^{-2}$. В экспериментальном исследовании [19] были представлены данные LDA-измерений только для выборки протяженностью четыре периода (см. кривую, построенную по оцифрованным экспериментальным данным на рис. 5a). Оценка периода колебаний по указанной кривой дает примерное значение $T_{exp} \approx 5,6$ с, однако неопределенность этой оценки в силу ограниченности экспериментальных данных весьма высока.

2.2. Управление автоколебаниями основной струи при подаче низкорасходной боковой струи

Влияние односторонней подачи боковой струи на структуру течения в полости и, как следствие, на автоколебания рассмотрим детально на примере конфигурации, в которой подача управляющей струи осуществляется через отверстие #1. Для этого случая на рис. 6 показана расчетная зависимость числа Струхалиа от параметра β , приведены результаты обработки URANS- и LES-данных для пяти значений скорости подачи управляющей струи; для рассмотренного в предыдущем разделе базового варианта без подачи боковой струи ($\alpha = 0, \beta = 0$) на график нанесено соответствующее данным [19] экспериментальное значение Sh .

Из представленных на графике URANS- и LES-данных видно, что в диапазоне значений отношения импульсов управляющей и основной струи от нуля до $\beta = 8,2\%$ (что соответствует отношению расходов $\alpha = 10,2\%$) в нестационарном решении присутствует основная частота, то есть крупномасштабные автоколебания сохраняются. В указанном диапазоне значений β частота автоколебаний по сравнению с базовым вариантом ($\alpha = 0, \beta = 0$) уменьшается приблизительно на 16%, при этом в URANS-расчетах снижение частоты оказывается более заметным. В случае варианта с $\beta = 10,5\%$ ($\alpha = 11,6\%$) крупномасштабные автоколебания выявить не удалось: по полученным как в URANS-,

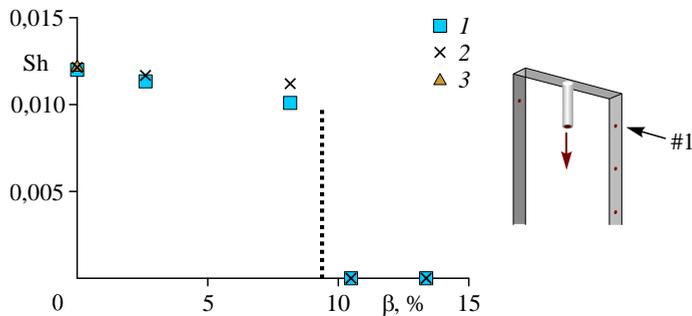


Рис. 6. Расчетная зависимость значений числа Струхалиа от отношения импульсов управляющей и основной струй β (слева) и схема подачи управляющей струи из отверстия #1 (справа).

1, 2 — соответственно результаты URANS- и LES-расчетов,
3 — данные эксперимента.

так и в LES-расчетах данным в точках мониторинга регистрировались сравнительно слабые нестационарные колебания, в которых основная частота не проявлялась. Такой режим с точки зрения поведения основной струи можно охарактеризовать как квазистационарный, на графике это иллюстрируется нулевыми значениями числа Струхала. Вертикальная пунктирная линия показывает примерную границу между автоколебательным и квазистационарным режимами.

Подача боковой струи в область распространения основной струи сопровождается изменением структуры течения, что и приводит к подавлению автоколебаний. В области подачи управляющей струи формируется зона пониженного давления (повышенных скоростей). Интенсивность движения в одной из двух рециркуляционных областей, сформированных основной струей, с увеличением β постепенно возрастает, и при некотором критическом значении β основная струя в соответствии с эффектом Коанда прилипает к границе, со стороны которой подается управляющая струя, то есть происходит переход к квазистационарному режиму течения. Анализ рассчитанных методом LES последовательных картин течения для варианта с β , превышающим критическое значение, показал, что в квазистационарном режиме место присоединения основной струи к боковой стенке полости не фиксировано и струя совершает колебания малой амплитуды в окрестности некоторого положения. На рис. 7а–7с для схожих значений β показано типичное распределение скорости для квазистационарного режима течения, полученное в эксперименте [19] и в расчетах с использованием URANS- и LES-подходов. Можно отметить как качественное сходство установившихся в расчетах и в эксперименте конфигураций двух рециркуляционных зон, сформированных основной струей, так и неплохое количественное согласование значений скорости. Как было отмечено выше при обсуждении рис. 3, URANS-расчеты несколько завышают протяженность начального участка струи с относительно высокими скоростями.

Количественно охарактеризовать прилипание струи к боковой стенке полости в квазистационарных режимах можно различными способами. В экспериментальной работе [19]

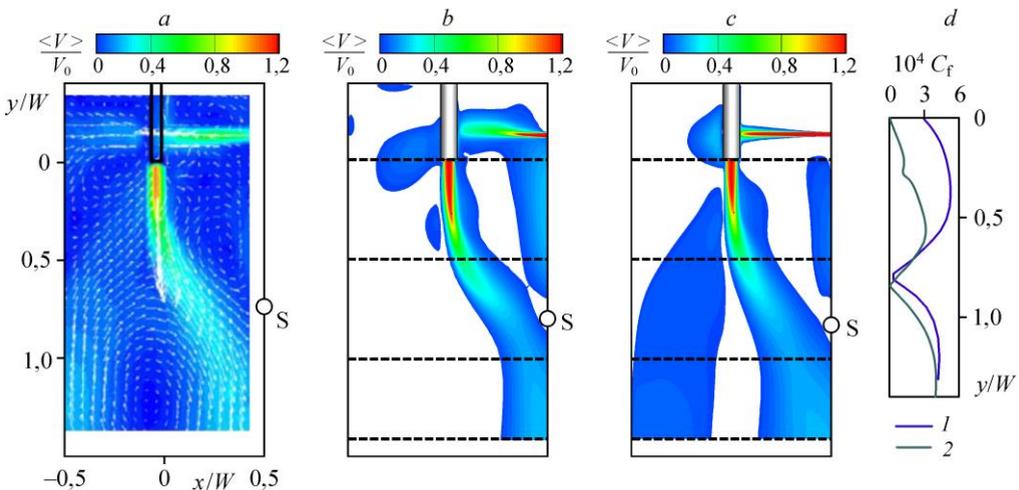


Рис. 7. Распределения осредненной во времени скорости в центральном сечении полости ($z = 0$): данные эксперимента при $\beta = 49\%$ [19] (a), результаты URANS (b) и LES (c) расчетов при $\beta = 42\%$ и подаче управляющей струи из отверстия #1; распределение трения вдоль боковой границы полости (d).

S — точка, к которой коэффициент трения C_f на боковой границе принимает минимальное значение; d: результаты URANS (1) и LES (2) расчетов.

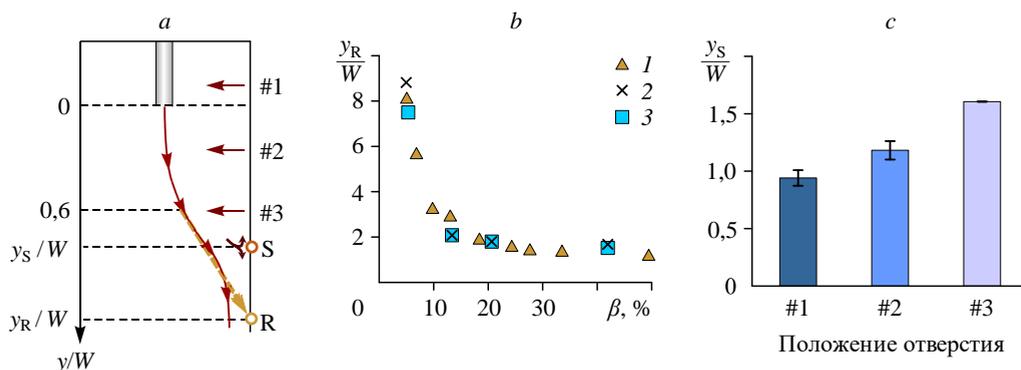


Рис. 8. Схема расположения точек S и R (a), зависимость нормированной координаты y_R от β при подаче управляющей струи из отверстия #1 (b) и значения нормированной координаты y_S для различных положений отверстия для подачи управляющей струи (c).

количественные оценки присоединения струи выполнялись на основе определения положения точки R — точки пересечения с боковой границей полости касательной к линии тока, проходящей через центр струи в поперечном сечении $y/W = 0,6$, то есть линии, отражающей направление струи в этом сечении (см. схему на рис. 8a). Конечно, выбор координаты поперечного сечения, в котором оценивается направление отклоненной струи, при такой оценке субъективен, неопределенность возникает и при построении касательной к центральной линии тока.

На рис. 8b показано изменение осредненной во времени вертикальной координаты y_R , определяющей положение точки R, для всего рассмотренного диапазона значений β как для автоколебательных, так и для квазистационарных режимов распространения струи. На рисунке можно видеть достаточно хорошее согласование представленных результатов обработки URANS- и LES-расчетов для четырех значений β и данных эксперимента [19]. Для квазистационарного режима течения (при $\beta > 10\%$) положение точки R слабо зависит от β . Для автоколебательного режима течения (при $\beta < 10\%$) с уменьшением значений β величина y_R резко возрастает, что соответствует малым отклонениям основной струи от вертикальной оси y при небольшой интенсивности управляющей струи (в отсутствие управляющей струи, при $\beta = 0$, y_R стремится к бесконечности).

Другой способ количественной оценки присоединения струи по результатам трехмерного расчета заключается в нахождении координаты точки S, в которой осредненный во времени коэффициент трения на боковой границе полости принимает минимальное значение. Распределения трения вдоль этой границы, извлеченные из результатов URANS- и LES-расчетов при $\beta = 42\%$, приведены на рис. 7d. Положение точки S для URANS-данных отмечено на рис. 7b, а для LES-данных — на рис. 7c. Видно, что по результатам LES эта точка немного смещена вниз по потоку. Положение точки S на рис. 7a отмечено приближенно, исходя из анализа иллюстрации поля скорости, полученного по экспериментальным данным, которая была представлена в работе [19]. Следует отметить неплохое согласование с расчетными данными. Результаты расчетной оценки положения точки присоединения основной струи к боковой границе полости при соответствующих квазистационарному режиму значениях β приведены на рис. 8c для различных положений отверстия, через которое подается управляющая струя. Здесь среднее значение координаты y_S представлено в виде столбца, а диапазон его изменения при варьировании β — линией черного цвета. Для случая подачи управляющей струи из отверстия #1

изменение положения точки присоединения струи во всем диапазоне β , в котором реализуется квазистационарный режим, не превышает 13 %.

О реализации перехода к квазистационарному режиму течения с прилипанием основной струи к боковой стенке при подаче управляющей струи через расположенные ниже по потоку отверстия #2 и #3 свидетельствует карта режимов течения, где данные о влиянии параметра β на число Струхала представлены совместно для всех рассмотренных случаев (рис. 9). Отметим, что расчеты для вариантов с подачей управляющей струи через отверстия #2 и #3 проводились только на основе URANS-подхода, так как представленное выше сопоставление URANS-данных с результатами LES-моделирования для варианта с отверстием #1 показало, что, несмотря на заметное завышение уровня скоростей на начальном участке струи, подход URANS обеспечивает достаточно высокую точность при предсказании частоты в автоколебательном режиме течения и координаты точки присоединения струи в квазистационарном режиме.

При подаче управляющей струи из отверстия #2 подавление автоколебаний происходит при существенно большей интенсивности управляющей струи, чем в случае отверстия #1: максимальное значение отношения импульсов, при котором автоколебания еще сохраняются, составило $\beta = 20,6$ % ($\alpha = 16,2$ %). Глобальная неустойчивость течения в более широком диапазоне β обусловлена тем, что в этом случае осуществляется непосредственное взаимодействие двух перпендикулярно направленных струй.

С увеличением β управляющая струя сливается с основной, что приводит к формированию протяженной рециркуляционной зоны в окрестности боковой стенки. Глобальная структура течения при этом становится устойчивой, по результатам расчетов при $\beta = 24,5$ % ($\alpha = 17,7$ %) зафиксирован квазистационарный режим. На рис. 10а, 10б приведены для сравнения расчетное и экспериментальное [19] распределения скорости, полученные для схожих значений β , отвечающих квазистационарному режиму течения. Наряду с интенсивной рециркуляционной зоной, возникшей у боковой стенки, со стороны которой подается управляющая струя, формируется и устойчивая рециркуляционная зона меньшей интенсивности с противоположной стороны. Граница этой зоны — отмеченная на расчетном поле точка Т, в которой трение принимает нулевое значение. При качественном сходстве расчетной и экспериментальной картин течения имеют место определенные количественные различия: протяженность основной рециркуляционной зоны в эксперименте больше и, соответственно, точка S расположена ниже по потоку.

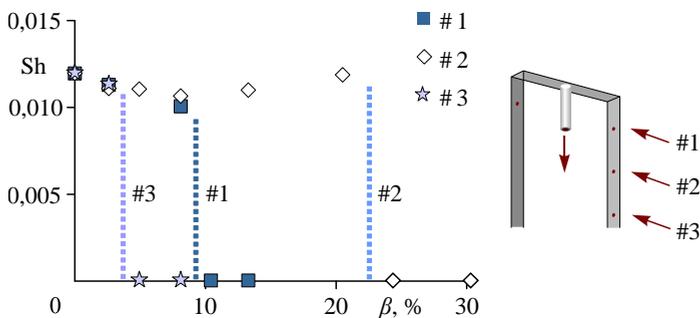


Рис. 9. Зависимость значений числа Струхала от отношения импульсов управляющей и основной струй β (слева) и схема подачи управляющей струи из отверстий #1–#3 (справа). 1–3 — результаты URANS-расчетов для подачи управляющей струи соответственно из отверстий #1–#3.

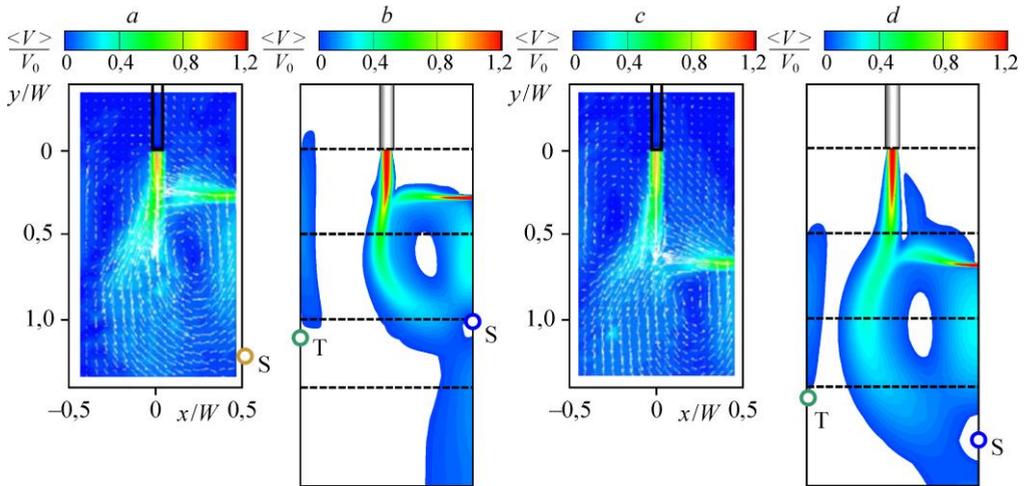


Рис. 10. Распределения осредненной по времени скорости в центральном сечении полости.

Слева — подача боковой струи из отверстия #2: данные эксперимента при $\beta = 38,1\%$ [19] (a), результаты URANS-расчета при $\beta = 42\%$ (b);
справа — подача боковой струи из отверстия #3: данные эксперимента при $\beta = 40,7\%$ [19] (c), результаты URANS-расчета при $\beta = 42\%$ (d).

Согласно расчетным данным, изменение положения точки присоединения струи во всем диапазоне β , в котором реализуется квазистационарный режим, составляет 16 %.

При подаче управляющей струи из находящегося ниже всех по потоку отверстия #3 автоколебательный режим течения сохраняется только при малых значениях β , крупномасштабные автоколебания удалось зафиксировать лишь при $\beta \leq 2,6\%$ ($\alpha = 5,8\%$). При значениях β , превышающих критическое, в нижней части полости формируется протяженная рециркуляционная зона, характеризующаяся повышенными значениями скорости (см. рис. 10c, 10d). Размеры этой зоны с дальнейшим увеличением β не изменяются: как показано на рис. 8с, координата y_S для положения отверстия #3 не зависит от β , что обусловлено близостью точки S к открытой границе полости. Как и для предыдущих вариантов, поле скорости, построенное по данным URANS-расчета, качественно соответствует экспериментальной картине течения.

Выводы

Выполнено трехмерное численное моделирование распространения круглой турбулентной струи в узкой прямоугольной полости, одна из торцевых границ которой открыта. Отношение высоты полости к ее ширине составляет 0,16, число Рейнольдса $Re = 5,4 \cdot 10^4$. Постановка задачи соответствует экспериментальной работе [19]. Моделирование турбулентного движения осуществлялось как на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (подход URANS), так и с привлечением метода моделирования крупных вихрей (LES).

В URANS- и LES-расчетах воспроизведен регистрировавшийся ранее в экспериментах автоколебательный режим распространения струи с характерными числами Струхалия порядка 10^{-2} . Получено хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных по периоду автоколебаний. Сопоставление осредненных во времени полей скорости продемонстрировало качественное и количественное согласование результатов расчетов по методу LES с экспериментальными данными, в то время как URANS-расчеты заметно завышают значения скорости вдоль оси струи.

Выполнена оценка возможностей управления автоколебательным струйным потоком за счет впрыска низкорасходной управляющей струи в область распространения основной струи перпендикулярно ее оси. Показано, что подача боковой струи в область распространения основной струи сопровождается перестройкой структуры течения, это при некотором значении отношения импульсов управляющей и основной струи β приводит к подавлению автоколебаний и переходу к квазистационарному режиму течения.

Для трех различных положений отверстия для подачи управляющей струи построены карты режимов течения в зависимости от значений β , изменявшихся в диапазоне от нуля до 42 %. Для всех рассмотренных вариантов получены оценки координат точки пересечения касательной к средней линии тока с боковой границей полости и точки, в которой осредненный во времени коэффициент трения на боковой границе полости принимает минимальное значение, что позволяет количественно охарактеризовать структуру течения в квазистационарном режиме.

Авторы благодарят В.В. Риса за ценные советы и замечания.

Список литературы

1. Moly N.A. Oscillatory flow of a jet into a blind cavity // *Nature*. 1969. Vol. 224. P. 1192–1194.
2. Mataoui A., Schiestel R., Salem A. Flow regimes of interaction of a turbulent plane jet into a rectangular cavity: experimental approach and numerical modelling // *Flow, Turbulence and Combustion*. 2001. Vol. 67. P. 267–304.
3. Алферов В.В., Владимиров В.С., Новиков Б.К., Строгалев В.П., Масленников С.И. Струйная автоматика в системах управления. М.: Машиностроение. 1975. 367 с.
4. Sieber M., Ostermann F., Woszidlo R., Oberleithner K., Paschereit C.O. Lagrangian coherent structures in the flow field of a fluidic oscillator // *Physical Review Fluids*. 2016. Vol. 1, No. 5. P. 050509-1–050509-2.
5. Khalde C.M., Pandit A.V., Sangwai J.S., Ranade V.V. Flow, mixing, and heat transfer in fluidic oscillators // *The Canadian J. of Chemical Engng.* 2019. Vol. 97, Iss. 2. P. 542–559.
6. Yang C., Zhang X., Yao Z., He F. The large eddy simulation and stability analysis of flow field in a generic cabin // *Procedia Engng.* 2015. Vol. 121. P. 1749–1756.
7. Zasimova M., Ivanov N., Smirnov E., Markov D., Stankov P. Air distribution in a classroom at various supply diffuser operation modes // 6th Intern. Symp. on Environment-Friendly Energies and Applications (EFEA). Sofia, Bulgaria, 2021. P. 1–6.
8. Rockwell D., Naudasher E. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1979. Vol. 11. P. 67–94.
9. Maurel A., Ern P., Zielinska B.J.A., Wesfreid J.E. Experimental study of self-sustained oscillations in a confined jet // *Physical Review E*. 1996. Vol. 5, No. 4. P. 3643–3651.
10. Lawson N.J., Davidson M.R. Crossflow characteristics of an oscillating jet in a thin slab casting mould // *Transactions of the ASME*. 1999. Vol. 121, No. 5. P. 588–595.
11. Lawson N.J., Davidson M.R. Self-sustained oscillation of a submerged jet in a thin rectangular cavity // *J. Fluids and Structures*. 2001. Vol. 15, No. 1. P. 59–81.
12. Mataoui A., Schiestel R. Unsteady phenomena of an oscillating turbulent jet flow inside a cavity: effect of aspect ratio // *J. Fluids and Structures*. 2009. Vol. 25, No. 1. P. 60–79.
13. Денисихина Д.М., Бассина И.А., Никулин Д.А. Стрелец М.Х. Численное моделирование автоколебаний турбулентной струи, истекающей в прямоугольную полость // *Теплофизика высоких температур*. 2005. Т. 43, № 4. С. 568–579.
14. Ivanov N., Zasimova M., Stepasheva E., Kudryavtseva V. CFD modeling of a self-oscillatory airflow regime in the test ventilated room with plane supply opening // *E3S Web of Conferences*. 2022. Vol. 356. P. 04020-1–04020-4.
15. Aminzadeh M., Khadem J., Zolfaghari S.A., Omidvar A. Numerical investigation on oscillation behavior of a non-isothermal self-excited jet in a cavity: the effects of Reynolds number and temperature differences // *Intern. J. Engng. Transactions C: Aspects*. 2022. Vol. 35, No. 6. P. 1193–1201.
16. Rightholt B.W., Kenjereš S., Kalter R., Tummers M.J., Kleijn C.R. Electromagnetic control of an oscillating turbulent jet in a confined cavity // *Intern. J. Heat and Fluid Flow*. 2016. Vol. 62, Part B. P. 395–406.
17. Mosavati M., Balachandrar R., Barron R.M. Characteristics of self-oscillating twin jets // *Physics of Fluids*. 2021. Vol. 33, Iss. 3. P. 035129-1–035129-13.

18. Jaafarian S.M., Zolfaghari S.A., Omidvar A., Khadem J., Aminzadeh M. Comparative evaluation of oscillatory behavior and cooling performance of twin and single self-excited jets in a confined heated enclosure // Appl. Thermal Engng. 2023. Vol. 236. P. 121567-1–121567-16.
19. Lawson N.J., Arruda M.P., Davidson M.R. Control of a submerged jet in a thin rectangular cavity // J. Fluids and Structures. 2005. Vol. 20, Iss. 8. P. 1025–1042.
20. Bensider N., Mataoui A., Aksouh M. Control of self-sustained jet oscillations in 3D thin rectangular cavity // Chemical Engng Research and Design. 2017. Vol. 117. P. 533–541.
21. ANSYS Fluent Theory Guide. Release 19R3. ANSYS Inc. 2019.
22. Засимова М.А., Рис В.В., Иванов Н.Г. Численное моделирование формирования и движения турбулентных вихревых облаков // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2023. № 5. С. 57–69.
23. Засимова М.А., Иванов Н.Г., Марков Д. Численное моделирование циркуляции воздуха в помещении при подаче из плоской щели. Ч. 1. Отработка применения вихререзрешающего подхода с использованием периодической постановки // Научно-технич. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2020. Т. 13, № 3. С. 56–74.
24. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М. Эколит, 2011. 720 с.

*Статья поступила в редакцию 29 октября 2023 г.,
после доработки — 16 декабря 2023 г.,
принята к публикации 13 июня 2024 г.*