

На правах рукописи

Мулляджанов Рустам Илхамович

**УСТОЙЧИВОСТЬ И КОГЕРЕНТНЫЕ
СТРУКТУРЫ В СТРУЙНЫХ И ОТРЫВНЫХ
ТЕЧЕНИЯХ ЖИДКОСТИ**

01.02.05 — механика жидкости, газа и плазмы

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск — 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской Академии Наук, г. Новосибирск.

Официальные оппоненты: Бойко Андрей Владиславович, член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, главный научный сотрудник;

Пухначев Владислав Васильевич, член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУН Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, главный научный сотрудник;

Смирнов Евгений Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, заведующий Кафедрой гидродинамики, горения и теплообмена.

Ведущая организация: Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского, г. Жуковский.

Защита диссертации состоится “17” октября 2018 г. в 9-30 час. на заседании диссертационного совета Д 003.053.01 в ФГБУН Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФГБУН Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, <http://www.itp.nsc.ru>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять на имя ученого секретаря диссертационного совета Д 003.053.01 по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 1 (факс: (383) 330-84-80, e-mail: dissovet@itp.nsc.ru).

Автореферат разослан “___” _____ 2018 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
д.ф.-м.н., профессор



Владимир Васильевич Кузнецов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. При увеличении скорости потока жидкости или газа ламинарный режим течения рано или поздно сменяется турбулентным. В этом случае вихревые образования различных масштабов оказывают влияние практически на все свойства среды. Известно, что способность турбулентности к передаче импульса, переносу пассивных примесей и частиц, взвешенных в потоке, к катализации химических реакций, а также рассеиванию звуковых и электромагнитных волн оказывается выше, чем у ламинарных. Эти свойства играют ключевую роль в понимании механизмов многих физических явлений, которое необходимо для успешного развития технологий и многих отраслей промышленности (Монин и Яглом, 1967).

Теория гидродинамической устойчивости исследует условия, при которых один режим течения сменяется другим. Первые теоретические результаты были получены Гельмгольцем, Кельвином и Рэлеем. Зачастую турбулизация происходит посредством потери устойчивости крупномасштабных пока еще ламинарных образований, как в случае течения Тейлора – Куэтта или Рэлея – Бенара. Аналогичные структуры остаются легко различимыми и в случае полностью развитых турбулентных потоков (Браун и Рошко, 1974). Эти крупномасштабные вихри могут содержать в себе существенную долю турбулентной кинетической энергии в диапазоне от 10 до 50% для типичных конфигураций течения (Фидлер, 1988) и рассматриваются как некоторый “скелет” динамики потока, демонстрируя высокий уровень организации (Таунсенд, 1956).

Механизм каскадного переноса энергии при достаточно больших скоростях потока и соответствующие автомодельные соотношения, описанные Колмогоровым (1941), дают возможность количественно вычислять характеристики мелкомасштабной турбулентности. В свою очередь, характеристики основных крупномасштабных вихрей (*когерентных структур*), определяющих общие свойства потока, сильно зависят от конкретной геометрии течения и граничных условий в целом. С одной стороны, это дает возможность управлять свойствами потока и протекающими процессами переноса, варьируя входные условия и внося подходящие низкоамплитудные возмущения (Гиневский и др. 2001). С другой стороны, едва ли будет возможным разработать некоторую единую теорию, содержащую основные количественные параметры этих объектов. Полезен был бы общий принцип для расчета или определения тех или иных параметров крупномасштабных вихрей.

Традиционным теоретическим способом исследования когерентных структур является линейный анализ устойчивости с использованием осредненного по времени профиля скорости рассматриваемого турбулентного

течения (Гольдштик и Штерн, 1977). Основой для такого подхода является так называемая тройная декомпозиция гидродинамических полей, впервые систематически введенная Хуссейном и Рейнольдсом (1970), согласно которой поле скорости представляется в виде суммы вклада осредненного по времени движения, когерентных пульсаций и стохастической мелкомасштабной турбулентности. В результате можно получить линеаризованные уравнения на амплитуду возмущения, соответствующую когерентному движению, которая в рамках некоторых приближений далее сводится к задаче на собственные значения. Таким образом, в основе этого подхода лежит декомпозиция гидродинамических полей, линеаризация уравнений Навье–Стокса, а также моделирование появляющихся неизвестных слагаемых, среди которых имеются корреляции когерентного движения и стохастических пульсаций. Неизвестные корреляции обычно моделируются при помощи гипотезы Буссинеска (1877), справедливость которой, однако, не очевидна.

Для проверки подобных идей и построения новых моделей удобно использовать статистический метод идентификации вихрей, который опирается на четко сформулированные количественные критерии. Такими подходами являются классические методы фазового или условного осреднения, а также собственное ортогональное разложение, которое в контексте турбулентности было впервые предложено Ламли (1967). В рамках этого подхода при помощи двухточечных корреляций и соответствующей вариационной задачи ищется пространственный базис, который обладает свойством оптимальности в среднеквадратичном смысле, что позволяет количественно определять долю турбулентной кинетической энергии, соответствующей определенной собственной функции или “когерентной структуре”. Этот метод и данные нестационарного вихреразрешающего численного моделирования (Белоцерковский, 1994; Саго, 2006; Волков и др., 2014) могут быть эффективно использованы для анализа особенностей струйных и отрывных потоков для построения низкоразмерных моделей рассматриваемых динамических систем, а также для дополнения известных моделей и корреляций, основанных на осредненных по времени гидродинамических полях в свободных сдвиговых потоках (Шлихтинг, 1956; Абрамович, 1960; Вулис и Кошкарров, 1965; Гиневский, 1969; Чжен, 1970; Яворский, 1998).

Целью данной работы является теоретическое и численное исследование структуры струйных и отрывных течений жидкости и газа, изучение гидродинамической устойчивости и определение характеристик основных наиболее энергонесущих когерентных структур, а также выявление важнейших факторов, влияющих на характеристики течения и процессы тепломассопереноса.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

- развитие теории затопленных ламинарных неосесимметричных закрученных струйных течений, вызванных точечным источником массы, импульса и момента импульса;
- теоретическое исследование устойчивости классической затопленной струи Ландау к бесконечно малым возмущениям;
- численное исследование динамики и свойств когерентных структур в турбулентном струйном течении, а также анализ влияния граничных условий, включая закрутку потока и резкое изменение расхода жидкости или газа, на характеристики ближнего поля струи;
- численное исследование взаимодействия когерентных и стохастических пульсаций в отрывном потоке за круглым цилиндром;
- численный анализ роли вторичных течений и когерентных структур в струйных и отрывных потоках в щелевой геометрии.

Научная новизна данной работы подтверждается следующими результатами:

- представлено аналитическое решение линеаризованных уравнений для дальнего поля струи, соответствующее возмущению точного решения Ландау, которое определяется поперечными компонентами вектора момента импульса и соответствует неосесимметричной струе;
- решена линейная задача устойчивости для затопленной ламинарной струи, соответствующей точному решению Ландау, которая позволила предложить критерий оценки местоположения ламинарно-турбулентного перехода и впервые получить хорошее количественное соответствие между линейной теорией и экспериментальными данными;
- на основе собственного ортогонального разложения и численного моделирования систематически показано, что спиральные бегущие волны являются наиболее энергонесущими вихревыми структурами в дальнем поле затопленной турбулентной струи, характеристики которых могут быть предсказаны в рамках задачи линейной теории устойчивости, сформулированной для турбулентного течения;
- посредством численного моделирования исследованы механизмы интенсификации процессов перемешивания, вовлечения сторонней жидкости в ядро потока слабозакрученной струи, которое совершает небольшие колебания относительно оси симметрии, что приводит к наблюдаемому явлению противовращающегося вихревого ядра;
- на основе численного моделирования в соосной кольцевой закрученной струе исследованы переходные процессы при резком изменении расхода жидкости, что позволило выявить, что наблюдаемый гистерезис режимов в случае реагирующего потока может быть связан с формированием вторичной зоны рециркуляции около кромки сопла;

– при помощи численного моделирования рассчитаны смешанные корреляции когерентных и стохастических компонент поля скорости в отрывном течении при наличии крупномасштабных пульсаций в зоне рециркуляции, при этом впервые показано, что их значение не растет с увеличением числа Рейнольдса;

– на основе численного моделирования обнаружено, что в щелевых струйных и отрывных течениях помимо крупномасштабного квазидвумерного течения присутствуют продольные вихри и впервые показано, что эти структуры ответственны за интенсивный тепломассоперенос поперек узкой щели.

Теоретическая и практическая значимость данной работы заключаются в том, что полученные результаты способствуют более глубокому пониманию вопросов, связанных с гидродинамической устойчивостью струйных течений, а также с влиянием когерентных вихревых структур в струях и следах на нестационарную динамику и интенсивность турбулентного тепломассопереноса. Опираясь на полученное количественное согласие положения ламинарно-турбулентного перехода в затопленной струе, можно оптимизировать процессы смешения в ряде практических приложений. Выявленные наиболее энергонесущие когерентные структуры могут быть использованы для построения низкоразмерных моделей струйного течения. Новые результаты о взаимодействии когерентной и стохастической компоненты пульсаций скорости разрешают некоторые вопросы, связанные с подходом осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, которые являются основным инструментом для расчетов турбулентных течений в практических приложениях. Полученные данные об интенсивности процессов смешения и вовлечения сторонней жидкости в ядро потока в зависимости от параметра закрутки, а также о влиянии обнаруженных продольных вихревых структур на тепломассоперенос поперек канала в струйных и отрывных щелевых течениях могут быть полезными при проектировании соответствующего энергетического оборудования.

Достоверность полученных результатов обусловлена использованием проверенных методик численного и аналитического решения, совпадением полученных решений как качественно, так и во многих случаях количественно с достоверными экспериментальными или расчетными данными, согласием полученных результатов в предельных случаях с известными и апробированными результатами других авторов.

Положения, выносимые на защиту:

- результаты теоретического анализа течения в дальнем поле затопленной ламинарной струи, вызванной локализованным источником массы, импульса и момента импульса;
- результаты теоретического анализа устойчивости течения в дальнем поле

затопленной ламинарной струи, соответствующего точному решению уравнений Навье – Стокса;

– результаты численного исследования структуры и динамики течения незакрученных и слабозакрученных турбулентных струй, влияния степени закрутки потока на процессы перемешивания, а также резкого изменения входных условий на формирование когерентных структур;

– результаты численного исследования динамики течения при обтекании круглого цилиндра однородным потоком в докритическом режиме и взаимодействия когерентных флуктуаций со стохастическими;

– результаты численного исследования целевых струйных и отрывных потоков, формирования обнаруженных продольных вихревых структур в ограниченной геометрии течения и их связи с интенсивностью тепломассопереноса поперек щели.

Личный вклад автора. Научные результаты и выводы, послужившие основой диссертации и выносимые на защиту, получены соискателем самостоятельно. Постановка решаемых задач проводилась диссертантом как лично, так и совместно с проф. Н.И. Яворским и проф. К. Ханъяlichem. Автор проводил лично или непосредственно участвовал в теоретическом анализе, отладке вычислительных кодов, проведении численных расчетов, обработке и анализе полученных данных, а также подготовке результатов исследований к публикации.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы обсуждались на международных симпозиумах: на ежегодном съезде Американского физического сообщества APS Division of Fluid Dynamics (Денвер, США, 2017), “Turbulence and Shear Flow Phenomena” (Пуатье, Франция, 2013), “Direct and Large-Eddy Simulation” (Дрезден, Германия, 2013; Кипр, Греция, 2015), “Turbulence, Heat and Mass Transfer” (Сараево, Босния и Герцеговина, 2015), “European Fluid Mechanics Conference” (Севилья, Испания, 2016); на Международной конференции по методам аэрофизических исследований (Новосибирск, 2014; Пермь, 2016); на международном коллоквиуме сообщества EUROMECH “Dynamics of Concentrated Vortices” (Новосибирск, 2016); научной школе “Нелинейные волны - 2018” (Нижний Новгород, 2018); всероссийской конференции “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики” (Новосибирск, 2014; 2016); Сибирском теплофизическом семинаре (Новосибирск, 2015; 2017); Азиатском симпозиуме по визуализации (Новосибирск, 2015). Результаты диссертации обсуждались на семинарах Института теплофизики СО РАН (рук. акад. Алексеенко С.В., чл.-корр. Маркович Д.М.), Института гидродинамики СО РАН (рук. чл.-корр. Пухначев В.В.), Вычислительного центра СО РАН (рук. проф. Глинский Б.М.), Института теоретической и прикладной механики СО РАН (рук. проф. Козлов В.В.), Центрального аэрогидродинамического института (рук. проф. Копьев В.Ф.), Института

Пола Шеррера в г. Виллиген, Швейцария (рук. проф. Ничено Б.), а также на видеосеминаре ЦАГИ – ИТПМ СО РАН – СПбПУ – НИИМ МГУ – ОИВТ РАН. Результаты, послужившие основой для данной диссертации, вошли в перечень важнейших результатов фундаментальных исследований Института теплофизики СО РАН в 2014–2016 годах.

Публикации. Результаты работы опубликованы в 39 работах в трудах отечественных и международных конференций и рецензируемых периодических изданиях. В журналах из списка, рекомендованного ВАК, по теме диссертации опубликовано 16 статей (из них 10 в международных изданиях).

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 5 глав, заключения, списка публикаций из перечня ВАК по теме диссертации и списка цитируемой литературы, а также одного приложения. Работа содержит 253 страниц, включая 111 рисунков и 15 таблиц. Список литературы состоит из 422 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** приводится краткий обзор научной литературы по изучаемой проблеме и обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, а также формулируется цель, ставятся задачи, излагается научная новизна, ее теоретическая и практическая значимость.

В **первой** главе систематизированы и описаны методы и инструменты исследования.

В **п. 1.1** кратко излагается система уравнений движения жидкости и газа в размерной и безразмерной форме, а также ее основные особенности.

В **п. 1.2** описаны используемые подходы для численного моделирования течений жидкости и газа, среди которых метод прямого численного моделирования (Direct numerical simulations, DNS), метод крупных вихрей (Large-eddy simulations, LES) и нестационарные уравнения Навье – Стокса, осредненные по Рейнольдсу (Unsteady Reynolds-averaged Navier – Stokes equations, URANS). Описаны основные идеи декомпозиции гидродинамических полей, используемых в LES (пространственная фильтрация) и URANS (осреднение по Рейнольдсу).

В **п. 1.3** изложены способы замыкания уравнений, полученных в результате декомпозиций, применяемых в LES и URANS. Описан класс линейных моделей замыкания, основанных на гипотезе Буссинеска о турбулентной вязкости, в которых полагается линейная связь между бесследовой частью тензора подсеточных напряжений (LES) или напряжений Рейнольдса (URANS) и тензором скоростей деформации. Кратко описаны

известные в литературе модели этого класса и подробно изложена современная URANS-модель эллиптической релаксации $\zeta - f$ (Ханъялич и др., 2004), для которой помимо осредненных уравнений Навье–Стокса решается три транспортных и одно эллиптическое дифференциальное уравнение. Далее приведен способ замыкания на уровне вторых моментов, когда для компонент тензора напряжений Рейнольдса выписываются отдельные транспортные уравнения, а также приводятся детали URANS-модели Ханъялича и Якирлича (1998, 2002). Описана используемая динамическая модель Смагоринского для замыкания подсчетных напряжений в LES (Смагоринский, 1963; Германо и др. 1991; Лилли, 1992).

В п. 1.4 изложены численные методы и алгоритмы для решения уравнений Навье–Стокса, реализованные в двух пакетах программ.

Первая программа была использована для прямого численного расчета (DNS) струйного турбулентного течения, описанного далее в п. 3.2. Решаются уравнения Навье–Стокса для сжимаемой среды в цилиндрической системе координат, при этом для дискретизации в радиальном и продольном направлениях используется компактная конечно-разностная схема четвертого порядка, в то время как для азимутального направления применяется разложение Фурье. Для дискретизации уравнений по времени используется оптимизированная схема Рунге–Кутты четвертого порядка.

Вторая программа использовалась для численных расчетов при помощи подходов LES и URANS и основана на методе конечных объемов и совмещенных неструктурированных сетках. Дискретизация по пространству и времени имеет второй порядок точности. Уравнения на давление и скорость решаются с использованием итеративной процедуры SIMPLE.

Далее описываются два метода идентификации когерентных структур. В п. 1.5 приводится постановка и вывод метода собственного ортогонального разложения (Proper orthogonal decomposition, POD), который впервые был предложен Ламли (1967) для анализа турбулентных потоков. Идея метода заключается в поиске разложения некоторой величины (поля скорости), данные для которой обычно даны в виде значений в некоторые дискретные моменты времени t_i :

$$\mathbf{u}^i(\mathbf{x}) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t_i) = \sum_{q=1}^{\infty} a_q(t_i) \lambda_q \mathbf{v}_q(\mathbf{x}), \quad (1)$$

где a_q и $\mathbf{v}$ представляют собой ортонормированный базис временных коэффициентов и пространственных функций, соответственно, в то время как λ_q^2 пропорциональна доли турбулентной кинетической энергии, соответствующей собственной функции с индексом q в рассматриваемой области течения. Нумерация функций $\mathbf{v}$ обычно ранжируется согласно величине собственных значений: $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ и т.д. Главным достоинством этого метода является то, что собственные функции определяются из информации

о течении при помощи следующего постулируемого принципа:

$$\min_{\mathbf{v}} \langle \|\mathbf{u} - \underbrace{(\mathbf{u}, \mathbf{v})}_{a(t)\lambda} \mathbf{v} \| \rangle, \quad (2)$$

где норма определена как $\|f\| = (f, f)^{1/2}$, скалярное произведение как $(f, g) = \int f(\mathbf{x})g^*(\mathbf{x})d\mathbf{x}$, символ $*$ обозначает комплексное сопряжение, а $\langle \cdot \rangle$ обозначает осреднение по ансамблю (реализациям величины $\mathbf{u}$). В выражении (2) учтено, что $\|\mathbf{v}\| = 1$. Эта вариационная формулировка приводит к постановке задачи на собственные значения (Холмс и др., 2012):

$$\mathcal{R}\mathbf{v} = \lambda^2 \mathbf{v}, \quad \text{где} \quad \mathcal{R}\mathbf{v} = \langle (\mathbf{v}, \mathbf{u}) \mathbf{u} \rangle, \quad (3)$$

которая решается численно при помощи так называемого метода кадров и сингулярного разложения матрицы, составленной из значений поля $\mathbf{u}$ (Сирович, 1987). Из (2) видно, что собственная функция выбирается таким образом, чтобы минимизировать среднеквадратичное отклонение $\mathbf{v}$ от наблюдаемых значений $\mathbf{u}$, что как раз и позволяет интерпретировать λ^2 как долю турбулентной кинетической энергии потока в рассматриваемой области. Кроме того, важной особенностью эмпирического базиса $\mathbf{v}$ является автоматическое выполнение граничных условий типа Дирихле, как в случае течения около твердых поверхностей, где для $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ выполняется условие прилипания. Также, из свойств оператора $\mathcal{R}$ следует, что Фурье-гармоники являются аналитическим решением уравнения (3) относительно пространственной координаты вдоль однородного направления, что используется при анализе струйного течения с осевой симметрией.

В п. 1.6 приводится постановка линейной задачи устойчивости в плоскопараллельном приближении в цилиндрической системе координат (x, r, ϕ) , представляя поле скорости и давление как суперпозицию

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{v}, \quad p = Q + q, \quad (4)$$

где $\mathbf{U}$ и Q соответствуют вектору скорости и давлению основного течения, а $\mathbf{v}$ и q – возмущению. После подстановки выражения (4) в уравнения Навье – Стокса и линеаризации задачи (пренебрегая квадратичными слагаемыми по $\mathbf{v}$), получены уравнения типа Орра – Зоммерфельда. Для этого также используется плоскопараллельное приближение, в рамках которого предполагается, что $\mathbf{U} = U(r)\mathbf{e}_x$ и

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0(r)e^{i(kx+m\phi-\omega t)}, \quad q = q_0(r)e^{i(kx+m\phi-\omega t)}, \quad (5)$$

где $\mathbf{e}_x$ обозначает единичный орт в продольном направлении, k есть комплексное волновое число в продольном направлении, m соответствует вещественному азимутальному волновому числу, а ω есть действительная

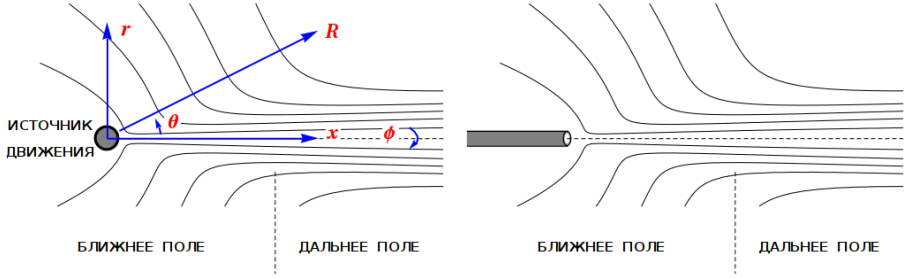


Рис. 1. Слева показано идеализированное представление струйного течения, вызванного локализованным источником движения, а также сферическая (R, θ, ϕ) и цилиндрическая (x, r, ϕ) система координат. Справа продемонстрирована одна из реализаций такого течения – струя жидкости, вытекающая из длинной трубы в затопленное пространство.

угловая частота. Реализован численный алгоритм, основанный на методе коллокаций и разложении функций задачи по полиномам Чебышева. Для исследования турбулентных потоков в качестве основного течения $\mathbf{U}$ используется осредненное по времени поле скорости $\bar{\mathbf{u}}$. Для учета турбулентных пульсаций используется гипотеза Буссинеска, что приводит к формальной замене кинематической вязкости на сумму $\nu + \nu_t$, где ν_t обозначает турбулентную вязкость.

Вторая глава посвящена теоретическому исследованию ламинарных, переходных и турбулентных струй, вытекающих из локализованного источника в затопленное пространство.

В п. 2.1 развивается теория дальнего поля ламинарных неосесимметричных закрученных струй в рамках асимптотического разложения при $R \rightarrow \infty$ по степеням отношения размеров отверстия трубы R_0 , из которой вытекает струя, к расстоянию R от источника, считая $R_0 \ll R$, см. рис. 1. В стационарной постановке задачи имеется три закона сохранения в дивергентной форме:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = Q\delta(R), \quad \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} = P_i\delta(R), \quad \frac{\partial K_{ij}}{\partial x_j} = L_i\delta(R), \quad (6)$$

соответствующие сохранению массы, импульса и момента импульса. Дельта-функция $\delta(R)$ в правой части уравнений появляется из-за наличия источника движения в начале координат, при этом Q , P_i и L_i соответствуют источнику массы и компонентам вектора импульса и момента импульса. Тензоры полного потока импульса и момента импульса имеют вид:

$$\Pi_{ij} = \rho u_j u_j + p \delta_{ij} - \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad K_{ij} = \epsilon_{ikm} x_k \Pi_{mj}, \quad (7)$$

где ρ и ν обозначают плотность и кинематическую вязкость среды, соответственно. Здесь использованы символ Кронекера δ_{ij} и тензор Леви – Чивиты ϵ_{ikm} .

Главные члены разложения поля скорости струйного течения в дальнем поле в сферической системе координат (R, θ, ϕ) выписываются как

$$\mathbf{u} = \frac{\nu}{R} \left(\underbrace{\mathbf{u}_L}_{P_x} + \frac{R_0}{R} \left[\underbrace{\mathbf{u}_{Ru} + \mathbf{u}_Y \ln \frac{R}{R_0}}_Q + \underbrace{\mathbf{u}_Z}_{L_x} + \underbrace{\mathbf{u}_M}_{L_y, L_z} \right] \right) + o(R^{-2}), \quad (8)$$

где $\mathbf{u}_L$ обозначает решение, полученное Слезкиным (1934), Ландау (1944) и Сквайром (1951), которое определяется вектором импульса, заданным в начале координат $\mathbf{P} = P_x \mathbf{e}_x$. Решения $\mathbf{u}_{Ru}$ и $\mathbf{u}_Y$ были получены Румером (1952) и Гольдштиком и Яворским (1986), которые связаны с законом сохранения массы при $Q \neq 0$. Решение для азимутальной компоненты скорости $\mathbf{u}_Z$ было получено Цуккером (1955), описывающее слабозакрученную струю с $L_x \neq 0$. Использованные безразмерные функции зависят только от угла θ . Общее решение в виде бесконечного ряда для неосесимметричных струй было выписано Яворским (1988).

В данной работе представлено аналитическое решение $\mathbf{u}_M \propto e^{i(\phi - \phi_0)}$ для линеаризованных относительно решения Ландау уравнений, которое соответствует ненулевым значениям L_y и L_z . Если ввести единичный вектор $\boldsymbol{\tau} = (0, -\sin \phi_0, \cos \phi_0)$, лежащий в ортогональной вектору $\mathbf{P}$ плоскости, то вектор момента количества движения представляется в компактном виде:

$$\mathbf{L} = \Lambda \boldsymbol{\tau} + L_x \mathbf{e}_x, \quad (9)$$

$$\Lambda = 8\pi R_0 \rho \nu^2 \lambda_0 \left(1 + 4 \left[3(A^2 - 1) - \frac{A}{2} \ln \frac{A+1}{A-1} \right]^{-1} \right). \quad (10)$$

Параметр A впервые появляется в точном решении $\mathbf{u}_L$, который однозначно связан с числом Рейнольдса для струи. Таким образом, в работе найдено представление для поля скорости при достаточном удалении от источника движения, соответствующее поперечным компонентам вектора момента импульса. Эта часть вектора $\mathbf{L}$, выделенная в отдельное слагаемое $\Lambda \boldsymbol{\tau}$ в выражении (9), однозначно определяется двумя параметрами ϕ_0 и λ_0 и появляется в случае неосесимметричного течения.

В п. 2.2 рассматривается вопрос гидродинамической устойчивости затопленной ламинарной струи в линейной постановке, не используя традиционного плоскопараллельного приближения, при этом учитывая расширение потока вниз по течению. Проведен анализ литературных данных, который показал, что точное решение Ландау $\mathbf{u} = \nu \mathbf{u}_L(\theta)/R$ accurately описывает экспериментальные результаты струйных течений, что, к примеру, показано в работе Андраде и Тсиена (1937) и рядом других авторов. Таким образом, поле скорости представляется в следующем виде:

$$\mathbf{u} = \frac{\nu}{R} \mathbf{u}_L(\theta) + \frac{\nu}{R} \mathbf{v}_m(\theta, \psi) e^{im\phi}, \quad (11)$$

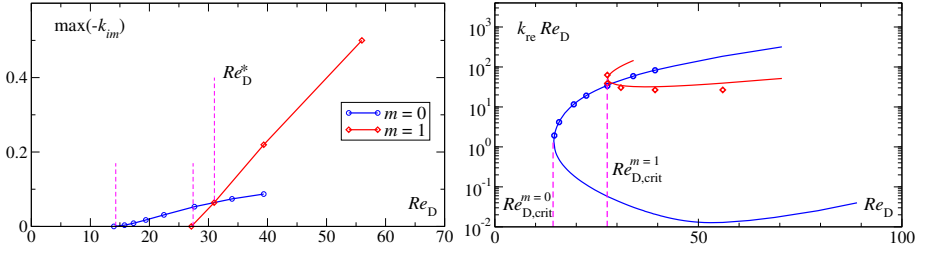


Рис. 2. Слева показано поведение максимума инкремента роста для $m = 0$ и 1 при различных числах Рейнольдса. Сравнение с данными из литературы (Моррис, 1976; Лихачев, 1990; Штерн и Хуссейн, 2003), показали хорошее совпадение значений критического числа Рейнольдса, а также соответствующих значений для длины волны возмущения и ее частоты. Справа показано сравнение $k_{re} Re_D$ при различных Re_D , полученных из расчетов в рамках данной работы (символы) и результатов Штерна и Хуссейна (2003), показанных линиями.

где m есть азимутальное волновое число. Из автомодельных соображений безразмерная функция v_m зависит только от угла θ и переменной $\psi = R/\sqrt{\nu t}$.

При помощи метода разделения переменных показано, что в случае $u_L = 0$ решение выражается аналитически через полиномы Лежандра по θ и через гипергеометрические функции по ψ . Асимптотики полученных соотношений по ψ выражаются через степенные зависимости, которые для некоторого показателя n можно переписать как

$$\psi^n = \left(\frac{R}{R_0}\right)^n \left(\frac{\nu t}{R_0^2}\right)^{-n/2} = e^{n \log \frac{R}{R_0} - \frac{n}{2} \log \frac{\nu t}{R_0^2}}, \quad (12)$$

где R_0 , как и прежде, есть некоторая постоянная размерности длины (радиус подводящей трубки). Тогда для произвольного числа Рейнольдса ($u_L \neq 0$) возмущение скорости логично представить в виде

$$v_m = v_{m0}(\theta) e^{ik\xi - i\omega \log \tau}, \quad \xi = \log \frac{R}{R_0}, \quad \tau = \frac{\nu t}{R_0^2}. \quad (13)$$

Параметр k является безразмерным радиальным волновым числом, ω обозначает безразмерную частоту.

После подстановки выражения (13) в уравнения Навье – Стокса и линеаризации, получена система обыкновенных дифференциальных уравнений типа Лежандра на компоненты вектора $v_{m0}(\theta)$, которая представляет собой задачу на собственные значения и рассматривается для комплекснозначных k и действительных $\Omega = \omega r^2/(\nu t)$. На оси симметрии уравнения имеют особенность при старшей производной, поэтому в окрестности этой точки функции задачи представляются в виде соответствующих асимптотических разложений. При помощи численных решений методом

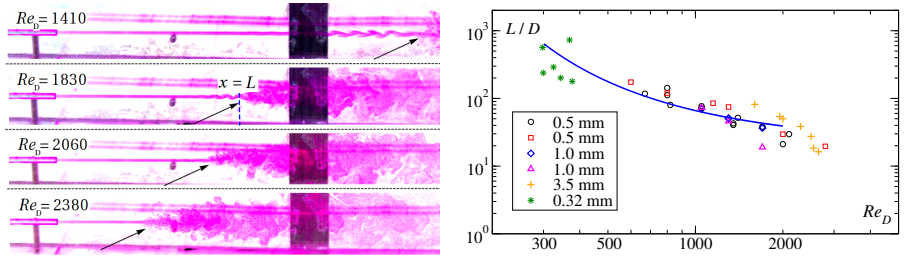


Рис. 3. Слева показана экспериментальная визуализация синусоидальной неустойчивости, развивающейся в струе воздуха при различных числах Рейнольдса. Фотографии любезно предоставлены Лемановым В.В. и Шаровым К.А. (ИТ СО РАН). Справа продемонстрировано сравнение экспериментальных данных для координаты L ламинарно-турбулентного перехода (показаны слева стрелками, $x = L$), отсчитываемой от кромки сопла, и линейной теории, описанной в данной работе. Экспериментальные точки для различных диаметров подводящих трубок взяты из работы Леманова и др. (2013), а также работы Рейнольдса (1962), отмеченные звездочками.

пристрелки показано, что растущие возмущения с $-k_{im} > 0$ имеются только при $m = 0$ и 1. Стоит отметить, что при плоскопараллельном анализе в дальнем поле струи возможно идентифицировать только синусоидальные неустойчивые возмущения (Бэтчелор и Гилл, 1962; Моррис, 1976). Определены критические значения чисел Рейнольдса, построенного по диаметру подводящей трубки и импульсу струи как $Re_D = \sqrt{3P_x/(\pi\rho v^2)}$, которые равны $Re_{D,crit}^{m=0} = 13.98$ и $Re_{D,crit}^{m=0} = 27.10$. Показано, что инкремент роста возмущений для $m = 1$ становится больше соответствующего значения для $m = 0$ при $Re_D^* > 31.04$, см. рис. 2.

Для сравнения полученных теоретических результатов с результатами экспериментов, предложено рассматривать отношение скорости возмущения к скорости основного течения, которое согласно (11) равно

$$\left| \frac{v_m}{u_L} \right| \propto \left(\frac{R}{R_0} \right)^{\max(-k_{im})}, \quad (14)$$

где $\max(-k_{im})$ является функцией числа Рейнольдса и представляет собой максимум $-k_{im}$ при некотором Re_D и Ω , см. рис. 2. На основе этого отношения введен модельный критерий ламинарно-турбулентного перехода в струйной задаче. Считается, что турбулизация происходит, когда в некоторой точке амплитуда возмущения достигает существенного значения по сравнению с локальным значением скорости. Фиксируя значение $|v_m/u|$ для $m = 1$ в (14) получено выражение для $L(Re_D)$, где L обозначает координату ламинарно-турбулентного перехода, которая показана стрелками на рис. 3. Впервые получено хорошее количественное согласие линейного анализа устойчивости с экспериментальными данными для зависимости $L(Re_D)$, которая аппроксимирована выражением

$$L/D = 20 \times 10^{(0.0081 Re_D^{0.8} - 0.11)^{-1}}, \quad (15)$$

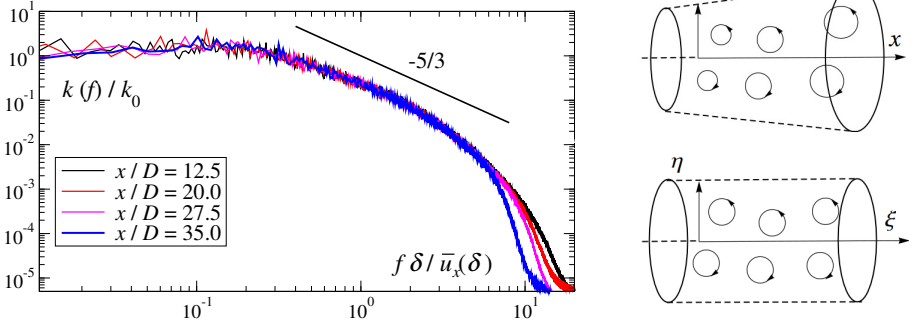


Рис. 4. Слева приведены результаты прямого численного моделирования, использованные в следующей главе (п. 3.1) для спектров турбулентной кинетической энергии $k(f)/k_0$, где k_0 есть осредненная турбулентная кинетическая энергия в точке, в зависимости от частоты, которая нормирована на полуширину струи δ и осредненную продольную скорость при $r = \delta$ для различных продольных положений x/D . Справа схематически показана область автомодельного течения в цилиндрических координатах (конусообразная область) и в новых модифицированных координатах (цилиндрическая область).

продемонстрированным на рис. 3 вместе с результатами измерений.

В п. 2.3 теоретически исследуется полностью развитое автомодельное струйное течение. Принципиально важно отметить результаты Джорджа (1989), для вывода которых достаточно рассмотреть осредненное по времени уравнение неразрывности и уравнение на продольную компоненту импульса в приближении пограничного слоя при достаточно больших числах Рейнольдса. В цилиндрической системе координат имеем

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u}_r) = 0, \quad (16)$$

$$\bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u'_x u'_r}), \quad (17)$$

где из уравнения (16) можно выразить $\bar{u}_r$ и подставить в (17). Продольная компонента скорости и сдвиговые напряжения Рейнольдса ищутся в автомодельном классе:

$$\bar{u}_x(x, r) = U_s(x) h(\eta), \quad (18)$$

$$\overline{u'_x u'_r}(x, r) = R_s(x) g(\eta), \quad (19)$$

где h и g представляют собой безразмерные функции переменной $\eta = r/\delta(x)$. После подстановки (18) и (19) в уравнение (17) при попытке разделить переменные одним из условий является соотношение:

$$R_s \propto U_s^2 \frac{d\delta}{dx}. \quad (20)$$

Это означает, что сдвиговые напряжения Рейнольдса определяются не просто квадратом масштаба скорости U_s^2 , но содержат также информацию о ближнем поле, которое и определяет угол раскрытия струи $d\delta/dx$. Зависимость этого параметра от входных условий подтверждается накопленными экспериментальными данными (см. обзор Болла и др., 2012).

Основываясь на этой идее, а также на результатах Юинга (1995), предложено исследовать предварительно обезразмеренную задачу в переменных $\xi = \log x$, $\eta = r/\delta$. Стоит отметить, что использование логарифмической координаты в продольном направлении согласуется с подходом, использованным нами в предыдущем пункте. Время модифицируется как $\tau = \log(t/\delta^2)$, основываясь на автомодельности спектра турбулентной кинетической энергии, которая показана в работе Бураттини и др. (2005) и на рис. 4. Важно отметить, что в автомодельной области продольная компонента скорости падает с расстоянием как x^{-1} , а полуширина струи δ растет линейно с расстоянием вниз по течению как αx , где α есть параметр (угол раскрытия струи), зависящий от начальных условий.

Вместо поля скорости и давления рассматриваются некоторые “приведенные” поля $\mathbf{v}$ и q , где уже учтено затухание в продольном направлении:

$$\mathbf{u}(x, r, \phi, t) = \mathbf{v}(\xi, \eta, \phi, \tau)/\delta(x) = e^{-\xi} \mathbf{v}(\xi, \eta, \phi, \tau)/\alpha, \quad (21)$$

$$p(x, r, \phi, t) = q(\xi, \eta, \phi, \tau)/\delta(x)^2 = e^{-2\xi} q(\xi, \eta, \phi, \tau)/\alpha^2. \quad (22)$$

Получены модифицированные уравнения Навье–Стокса в новых координатах:

$$\frac{\partial v_\xi}{\partial \xi} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial(\eta v_\eta)}{\partial \eta} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} = S_c, \quad (23)$$

$$\frac{Dv_\xi}{D\tau} = -\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{Re} \Delta' v_\xi + S_\xi, \quad (24)$$

$$\frac{Dv_\eta}{D\tau} - \frac{v_\phi^2}{\eta} = -\frac{\partial q}{\partial \eta} + \frac{1}{Re} (\Delta' v_\eta - \frac{v_\eta}{\eta^2} - \frac{2}{\eta^2} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi}) + S_\eta, \quad (25)$$

$$\frac{Dv_\phi}{D\tau} + \frac{v_\eta v_\phi}{\eta} = -\frac{1}{\eta} \frac{\partial q}{\partial \phi} + \frac{1}{Re} (\Delta' v_\phi - \frac{v_\phi}{\eta^2} + \frac{2}{\eta^2} \frac{\partial v_\eta}{\partial \phi}) + S_\phi, \quad (26)$$

где $D/D\tau = \partial/\partial\tau + (\mathbf{v} \cdot \nabla')$, при этом штрих означает пространственное дифференцирование в новых координатах. Источниковые члены S_c , S_ξ , S_η и S_ϕ имеют достаточно громоздкое представление и содержат производные функций задачи, а также параметр α . Предложена идея численного расчета полученных модифицированных уравнений (23)–(26) в цилиндрической вместо конусообразной расчетной области, при этом введенные нормировки (21) и (22) позволяют использовать периодические граничные условия вдоль координаты ξ , см. рис. 4.

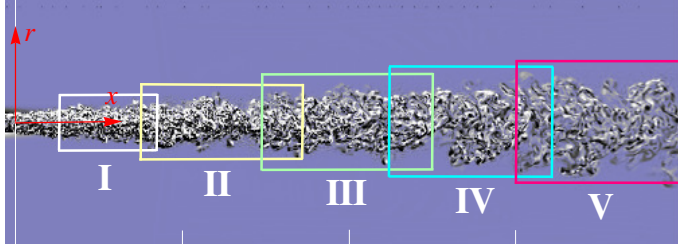


Рис. 5. Мгновенное поле азимутальной компоненты завихренности в области до $x/D \leq 40$, полученное при помощи прямого численного моделирования, и пять цилиндрических подобластей, в которых проводится статистический анализ.

В **третьей** главе численно исследуются незакрученные и слабозакрученные турбулентные струи.

В **п. 3.1** кратко изложена основная имеющаяся в литературе информация о когерентных структурах в ближней и дальней области турбулентных струй.

В **п. 3.2** анализируются результаты расчетов ближней и дальней области незакрученной турбулентной струи при помощи LES и DNS. Показано, что полностью развитое турбулентное струйное течение, вытекающее из длинной трубы, проявляет автомодельные свойства при увеличении продольной координаты выше значения $x/D = 20$, судя по поведению осредненной по времени осевой скорости и полуширины струи. Показано, что доля турбулентной кинетической энергии для отдельных азимутальных Фурье-гармоник также достигает некоторых асимптотических значений в широком диапазоне азимутальных волновых чисел m . Для рассматриваемого числа Рейнольдса $Re_D \approx 6000$ и умеренного спутного потока показано, что эта доля составляет примерно 11.5%, 16.7%, 13.1% и 9.2% для $m = 0, 1, 2$ и 3 , соответственно.

Применен метод POD к пяти цилиндрическим областям на различном удалении от сопла, показанных на рис. 5, для анализа основных энергонесущих когерентных структур. Получено распределение турбулентной кинетической энергии $k_q^m = (\lambda_q^m)^2/2$ для различных q и m , рис. 6. Впервые систематически показано, что типичной неосесимметричной когерентной структурой является спиральный вихрь (Тсо и Хуссейн, 1989), что подтверждается пространственным распределением собственных функций $\mathbf{v}_q$ для различных m . При помощи декомпозиции комплекснозначных временных коэффициентов $a(t) = \beta(t)e^{2\pi i\gamma(t)}$ для $m \neq 0$ показано, что фаза ведет себя во времени линейным образом $\gamma \approx ft$, где f может быть интерпретирована как частота вращения спиральной структуры вокруг своей оси. Это означает, что рассматриваемые вихри сносятся (распространяются) вниз

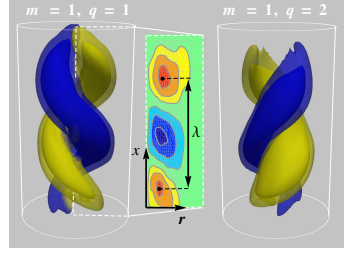
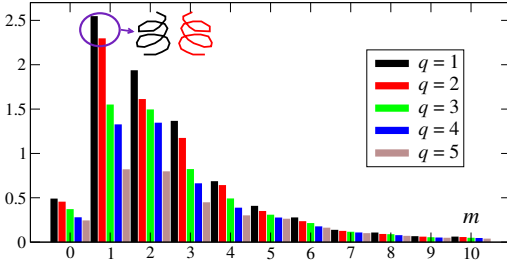


Рис. 6. Слева: распределение доли $k_q^m = (\lambda_q^m)^2/2$ (показано в процентах) от общей турбулентной кинетической энергии для пяти наиболее энергетичных POD мод (индекс $q = 1-5$) с разными m . Справа: изоповерхность модуля скорости, окрашенная величиной продольной скорости моды с $m = 1$ и $q = 1, 2$ для подобласти V (см. рис. 5).

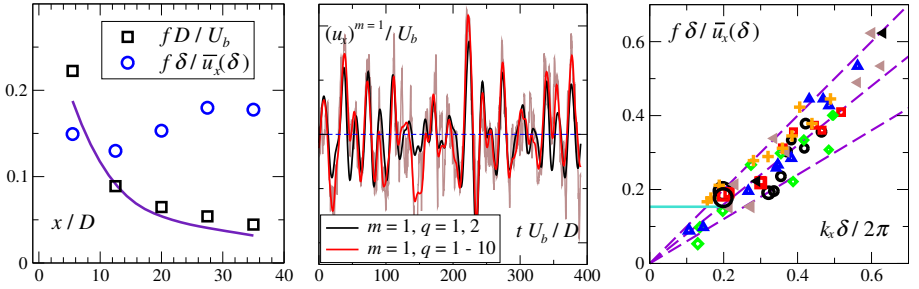


Рис. 7. Слева: нормированная частота, соответствующая POD модам с $q = 1, 2$ и $m = 1$. Линией показаны результаты плоскопараллельного анализа устойчивости. Посередине: сравнение полного мгновенного сигнала пульсаций продольной компоненты скорости для $m = 1$ в точке с координатами $x/D = 35$, $r/\delta = 1$ (коричневая линия) и сигнала, соответствующего низкоразмерному представлению для $q = 1, 2$ (черная линия) и $q = 1 - 10$ (красная линия). Справа: диаграмма для десяти наиболее энергонесущих POD мод для каждого $m = 0 - 5$ в пространстве $k_x - f$, где $k_x = 2\pi/\lambda$ обозначает продольное волновое число. Штриховые линии соответствуют фазовой скорости $u_{ph}/\bar{u}_x = 0.6, 0.8$ и 1 . Оранжевые крестики соответствуют POD модам с $m = 0$. Большой черный кружок соответствует POD модам $m = 1, q = 1, 2$, а горизонтальная голубая линия – результатам расчетов по плоскопараллельной линейной теории устойчивости.

по потоку с некоторой фазовой скоростью. Показано, что волновые характеристики пары зеркально-симметричных наиболее энергетичных мод с $m = 1$ и $q = 1, 2$ могут быть предсказаны при помощи плоскопараллельного линейного анализа устойчивости, см. рис. 7. При этом длина волны λ медленно растет с x и равняется примерно 5, если её нормировать на локальную полуширину струи ($\lambda/\delta \approx 5$). Частота вращения f спирали уменьшается с x и колеблется около значения 0.17 при нормировке на локальные характеристики струи. Аналогично фазовая скорость $u_{ph} = f\lambda$, убывающая с x , принимает почти постоянные значения (около 0.9), если обезразмерена при помощи δ и осредненной по времени осевой скорости в точке $r = \delta$. На рис. 7 также показано сравнение мгновенного сигнала

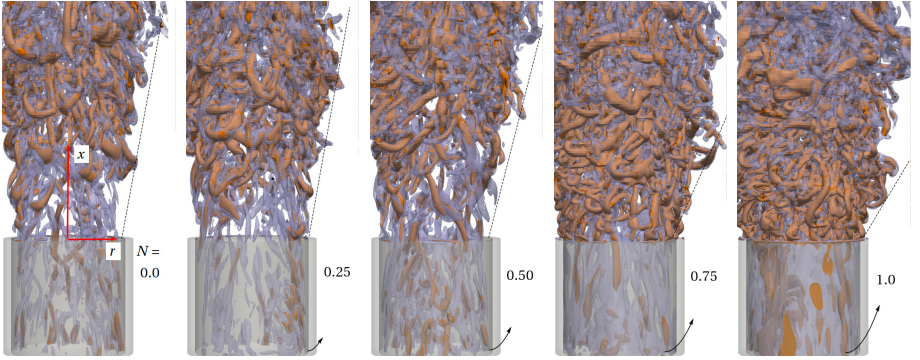


Рис. 8. Визуализация вихревых структур около кромки трубы при помощи изоповерхностей Q -критерия (Хант и др., 1988) с $Q = 0.5$ и 1.5 для различных значений N от 0 до 1. Черные стрелки указывают направление вращения внутренней стенки трубы. Штриховая линия схематически показывает угол раскрытия струи.

продольной компоненты скорости для $m = 1$ в слое смешения при $x = 35D$ с результатами низкоразмерного представления, используя две и десять POD мод. Несмотря на то, что $q = 1, 2$ с $m = 1$ содержат всего 4.85% общей турбулентной кинетической энергии, сравнение показывает отличное совпадение с мгновенным сигналом для $m = 1$. Также на рис. 7 представлено “эмпирическое” дисперсионное соотношение в плоскости $k_x - f$, где $k_x = 2\pi/\lambda$ представляет продольное волновое число. Каждая точка на этой диаграмме соответствует POD моде с различными m и q . Показано, что фазовая скорость для осесимметричных возмущений ($m = 0$) находится в интервале $0.8 < u_{ph}/\bar{u}_x(\delta) < 1.0$, в то время как для $m > 0$ изменяется в диапазоне от 0.6 до 1.0, что качественно соответствует результатам линейной теории устойчивости.

В п. 3.3 анализируются результаты расчетов ближней области закрученной струи при помощи LES. Исследуется течение из длинной вращающейся вокруг своей оси трубы, из которой вытекает полностью развитый турбулентный поток в затопленное пространство, что позволяет получить на выходе уникальный осредненный по времени профиль скорости и пульсаций, зависящий только от числа Рейнольдса и параметра крутки $N = U_w/U_b$, где U_b соответствует среднерасходной скорости потока в трубе, а U_w обозначает скорость вращения ее стенки. Рассматривается поток с $Re_D = 5300$ в диапазоне параметров $0 \leq N \leq 1$, что соответствует слабозакрученным струям согласно определениям интегрального числа крутки, встречающимся в литературе:

$$S_1 = \frac{\int_0^{D/2} \bar{u}_x \bar{u}_\phi r^2 dr}{D/2 \int_0^{D/2} \bar{u}_x^2 r dr}, \quad S_2 = \frac{\int_0^{D/2} \bar{u}_x \bar{u}_\phi r^2 dr}{D/2 \int_0^{D/2} (\bar{u}_x^2 - \bar{u}_\phi^2/2) r dr}, \quad (27)$$

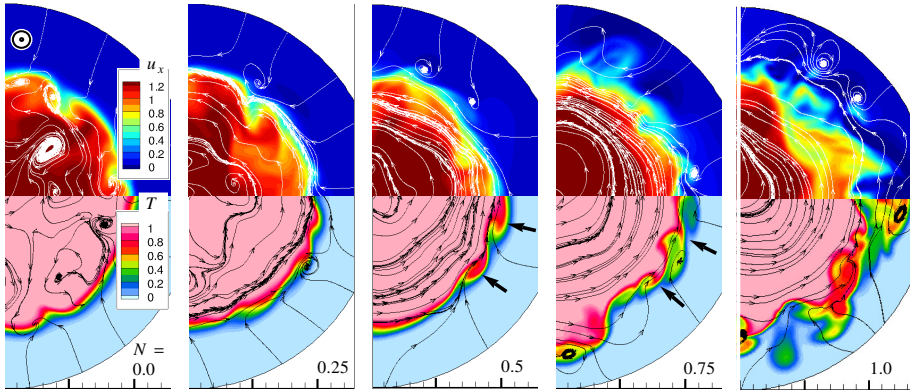


Рис. 9. Мгновенное поле продольной компоненты скорости (сверху) и температуры (снизу) вместе с линиями тока в плоскости $r - \phi$ в сечении $x/D = 0.5$ при различных N .

рассчитанные на кромке сопла и достигающие значений $S_1 \approx 0.3$ и $S_2 \approx 0.36$ при $N = 1$. Показано, что низкие значения интегрального параметра крутки связаны с профилем $\bar{u}_\phi$ в трубе, который близок к параболическому распределению относительно координаты r . Проведено сравнение осредненных по времени характеристик, полученных в расчете, с данными из литературы, которое показало хорошее согласие.

Изучены процессы перемешивания на начальном участке струи, которые связаны со сдвиговой и центробежной неустойчивостью, интенсифицирующие образование когерентных структур, см. рис. 8. Зафиксировано увеличение потока массы через поперечное сечение $Q = 2\pi\rho \int_0^\infty \bar{u}_x(x,r)rdr$, а именно, dQ/dx , при увеличении N . Численно исследовано поле температуры T , которое получено в ходе решения дополнительного уравнения переноса, где турбулентный коэффициент диффузии выражался через ν_t при помощи турбулентного числа Прандтля равного 0.9. Проанализированы осредненные характеристики поля T и ее пульсации θ' , а также смешанные корреляции с полем скорости $\bar{u}'_i\theta'$. Анализ мгновенных полей скорости и температуры показал, что перемешивание интенсифицируется благодаря крупномасштабным азимутальным волнам, которые хорошо различимы на границе раздела “горячей” жидкости ($T = 1$), вытекающей из трубы, и “холодного” спутного потока ($T = 0$), рис. 9. При помощи Фурье-анализа относительно азимутального угла ϕ показано, что при увеличении закрутки струи турбулентная кинетическая энергия концентрируется в азимутальных волновых числах $m = 1 - 3$.

Проанализированы функции плотности вероятности (ФПВ) отдельных компонент скорости и температуры, а также пар переменных (u_r, T) и (u_x, T) в слое смешения около кромки сопла, см. рис. 10. Показано, что для незакрученного случая вовлечение “холодной” жидкости происходит

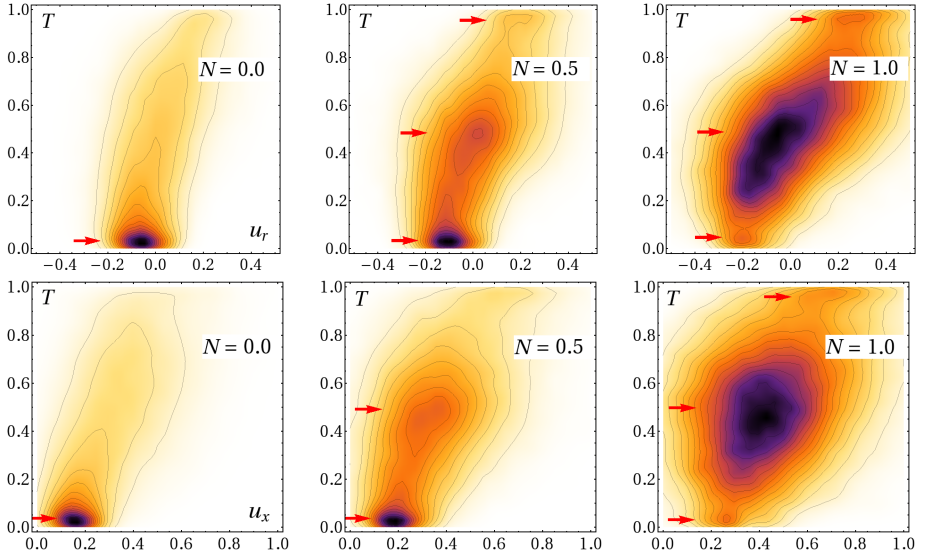


Рис. 10. Совместная ФПВ для двух пар переменных (u_r, T) и (u_x, T) в слое смешения в точке $x/D = 1.0$, $r/D = 0.5$ (верхний и нижний ряд, соответственно). Цветовая схема варьируется от белого для минимальных значений до черного для максимальных значений ФПВ.

при $u_r/U_b \approx -0.07$ и $u_x/U_b \approx 0.15$. С увеличением N происходит существенное изменение ФПВ. Стоит отметить, что для пар (u_r, T) и (u_x, T) имеется три пика, амплитуда которых зависит от значения N . Имеется пик с отрицательным значением u_r (или низким u_x) и $T \approx 0$. Для $N = 0.5$ этот максимум является самым заметным, также как и для $N = 0$, и соответствует вовлечению “холодной” окружающей жидкости в “горячую” струю. Второй пик имеет $u_r \approx 0$ ($u_x \approx 0.4$) и $T \approx 0.5$, описывающий характеристики хорошо перемешанной жидкости. Третий пик едва различим и имеет $u_r \approx 0.2$ (или $u_x \approx 0.6$) и $T \approx 1$, что соответствует выбрасываемой на периферию “горячей” жидкости из ядра струи. Для $N = 1$ главным пиком является тот, что описывает хорошо перемешанную жидкость с нулевой радиальной скоростью.

Проанализировано явление противовращающегося вихревого ядра, которое было впервые обнаружено экспериментально (Факционо и Альфредссон, 2004) и заключается в том, что при достаточном удалении от кромки сопла около оси симметрии появляется небольшая область, где $\bar{u}_\phi < 0$. В данном расчете обнаружено, что эта область появляется уже при $N = 0.5$ в диапазоне $x/D = 5.5 - 5.8$ с шириной зоны противовращения $r/D \approx 0.14$. При более высоких значениях N это явление становится более ярко выраженным. Для $N = 0.75$ область с $\bar{u}_\phi < 0$ расположена

между $x/D = 5.5$ и 6.4 и имеет ширину $r/D \approx 0.17$. Для $N = 1$ эта область начинается при $x/D \approx 4.5$ и заканчивается при 6.2 , при этом максимальная отрицательная азимутальная компонента скорости составляет примерно 2% от среднерасходной, а ширина этой зоны примерно равна $r/D \approx 0.22$. При помощи визуализации изоповерхность постоянной температуры и траекторий струйного ядра в поперечной плоскости показано, что рассматриваемое явление связано с сильными отклонениями ядра струи от оси симметрии из-за ее крупномасштабных колебаний как раз в области, где обнаружена $\bar{u}_\phi < 0$. Эта нестационарность проявляется как некоторое меандрирование и вращение ядра струи вокруг оси симметрии.

В п. 3.4 исследуется соосная кольцевая струя в геометрии, соответствующей предшествующим экспериментальным работам (Хюбнер и др., 2003; Туммерс и др., 2009), в которых по внутреннему и внешнему кольцевому каналу подавался природный газ и воздух, соответственно. Авторы этих работ наблюдали два характерных режима горения с присоединенным длинным желтым неустойчивым пламенем и коротким голубым поднятым устойчивым пламенем. Было обнаружено явление гистерезиса, при котором граница перехода от желтого к синему пламени (от неустойчивого к устойчивому), т.е. при монотонном увеличении скорости газа, происходит при более высоких значениях расхода (прямой переход), по сравнению с границей перехода от синего пламени к желтому (обратный переход). В промежуточной области наблюдались оба режима в зависимости от начальных условий (или “траектории”) эксперимента.

На основе LES исследованы режимы течения нереагирующего потока при параметрах, рассмотренных в описанных выше экспериментах, для выявления гидродинамического предвестника гистерезиса. Внешняя стенка внешнего кольцевого канала вращалась с постоянной скоростью во всех рассмотренных режимах, при этом параметр крутки $N = U_w/U_b$, определенный как и в прошлом пункте, менялся варьированием расхода в подводящих каналах. Числа Рейнольдса Re_a и Re_g , построенные по гидравлическому диаметру для внешнего и внутреннего канала, менялись от 11250 и 2250 до 6400 и 1300, соответственно. Проведены расчеты для стационарных случаев с максимальным и минимальным расходом газа при $N = 2.8$ (случай L1) и 4.91 (случай A1), результаты которых показали хорошее совпадение с экспериментальными данными. Далее при резком изменении расхода газа так, что параметр N становился равным 3.26, исследовались переходные процессы L1→L2 и A1→A2, которые в экспериментах с реагирующим потоком приводили к различным режимам L2 и A2. На рис. 11 показано детальное сравнение осредненных по времени линий тока около кромки сопла для всех рассмотренных стационарных режимов течения (L1, L2, A1, A2). Синей пунктирной линией показаны данные экспериментов с пламенем, черная пунктирная линия соответствует данным

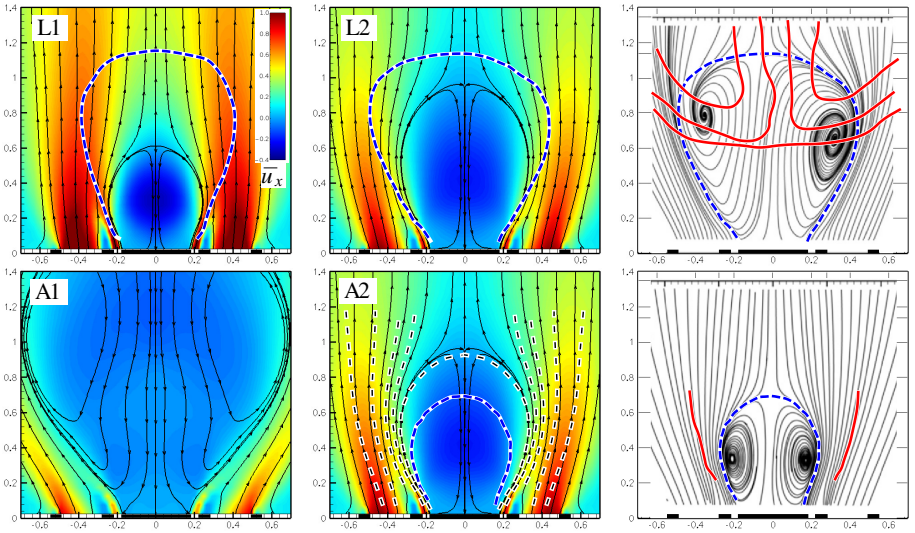


Рис. 11. Поле осредненной по времени продольной компоненты скорости для четырех рассчитанных случаев в плоскости $x-r$. Черные штриховые линии соответствуют рециркуляционной зоне и линиям тока из результатов эксперимента без горения для случая L2/A2. Синяя штриховая линия соответствует границе рециркуляционной области в реагирующем случае (справа показаны данные экспериментов для L2 и A2). Красная линия демонстрирует контуры средней концентрации ОН из экспериментов, указывая на местоположение пламени.

для нереагирующего потока. В случае нереагирующего потока гистерезиса не обнаружено, и финальные режимы L2 и A2 имеют идентичные статистические характеристики. Интересно отметить, что в случае реагирующего течения рециркуляционная зона для L2 режима больше, чем для A2, что как раз можно объяснить при помощи моделирования переходов L1→L2 и A1→A2 даже в нереагирующем случае.

Рассмотрен переход L1→L2, который происходит при резком уменьшении расхода воздуха и газа в момент $\tau = tU_b/D = 0$. Уменьшение продольной скорости и увеличение параметра крутки приводят к увеличению угла раскрытия струи, рис. 12 (верхний ряд). Вследствие этого внутренняя струя вовлекается в поток быстрее. После начала перехода зона рециркуляции растет монотонно примерно в течение $\tau < 20$ и далее перестает меняться. В отличие от быстрого перехода L1→L2, эволюция A1→A2 происходит более медленно в течение нескольких сотен единиц времени τ для того, чтобы достичь стационарного режима. Этот переход сопровождается интересной динамикой, которая включает в себя формирование новых крупномасштабных вихревых структур около сопла. Мгновенное поле скорости, соответствующее режиму A1, характеризуется большой и низкоинтенсивной областью возвратного течения за телом обтекания, см.

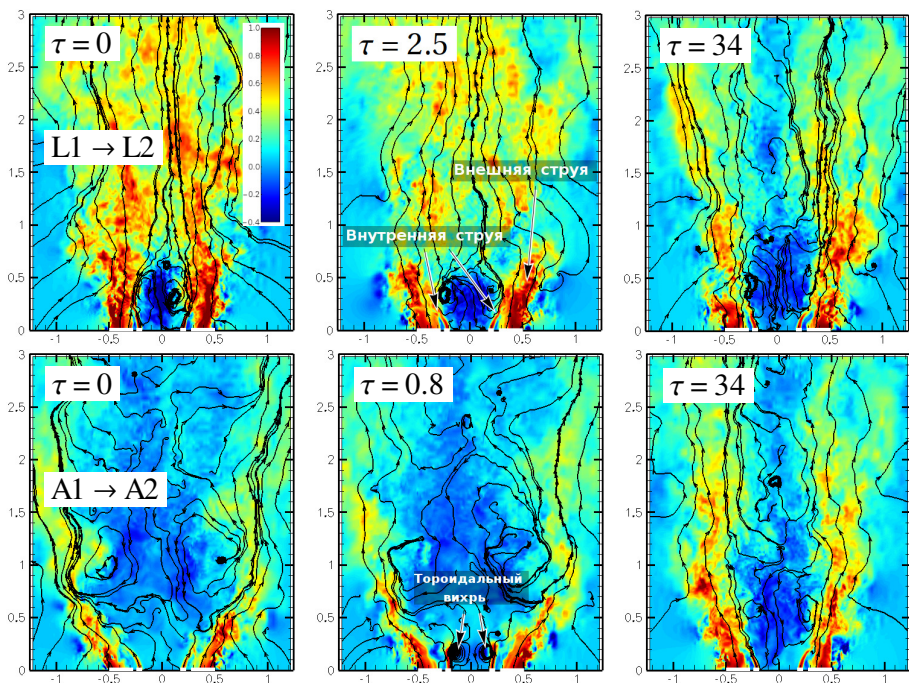


Рис. 12. Сверху: мгновенные поля продольной скорости в плоскости $x - \tau$ в последовательные моменты времени с начала перехода $L1 \rightarrow L2$ для $\tau = 0, 2.5$ и 34 . Снизу: аналогичные поля для перехода $A1 \rightarrow A2$ при $\tau = 0, 0.8$ и 34 .

рис. 12 (нижний ряд). Резкое увеличение скорости во внутреннем канале приводит к формированию тороидального вихря (диполя) за телом обтекания, который виден в момент времени $\tau = 0.8$. Старая рециркуляционная область существует достаточно долго над небольшим, но интенсивным новым “пузырем”, который с течением времени растет. Рост прекращается при $\tau \approx 7$, однако, требуется около сотни единиц времени, чтобы течение достигло стационарного режима.

Основываясь на полученной информации предложен сценарий, при котором в реагирующем режиме $A2$ рециркуляционная зона оказывается меньше, чем в $L2$, в то время как до перехода “пузырь” $A1$ значительно больше, чем в $L1$. Очевидно, что если поднятое пламя в переходе $L1 \rightarrow L2$ оказывает незначительное влияние на его динамику, то в случае $A1 \rightarrow A2$ расположение фронта играет ключевую роль. Утверждается, что возникающий тороидальный вихрь в какой-то момент перестает расти в случае реагирующего потока. Таким образом, присоединенное пламя, расположенное между внешней и внутренней струей, поджигает поток в центре из-за термического расширения, что и приводит к относительно короткой и интенсивной зоне рециркуляции.

В **четвертой** главе численно исследуется отрывное течение в задаче обтекания длинного цилиндра диаметром D поперечным однородным потоком жидкости скорости U_b .

В п. 4.1 кратко изложена основная имеющаяся в литературе информация об известных режимах течения в этой задаче в зависимости от единственного безразмерного параметра – числа Рейнольдса.

В п. 4.2 исследуется стационарный поток в задаче обтекания цилиндра при наличии квазипериодического срыва крупномасштабных вихрей. Рассмотрена справедливость некоторых идей, заложенных в подходе URANS. Выведены уравнения URANS, применяя тройную декомпозицию поля скорости (и давления) на компоненту, осредненную по времени, а также квазипериодическую и стохастическую часть (Хуссейн и Рейнольдс, 1970):

$$\mathbf{u} = \underbrace{\bar{\mathbf{u}}}_{\text{средн.}} + \underbrace{\mathbf{u}^c}_{\text{период.}} + \underbrace{\mathbf{u}^s}_{\text{стохаст.}}. \quad (28)$$

$$= \tilde{\mathbf{u}}_{\text{усл. оср.}}$$

Квазипериодическая (когерентная) и стохастическая части обозначены как $\mathbf{u}^c$ и $\mathbf{u}^s$. Подстановка представления (28) в безразмерные уравнения Навье – Стокса и применение операции условного осреднения после некоторых преобразований дают:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} (L_{ij} + C_{ij} + R_{ij}), \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} L_{ij} &= \widetilde{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j = \widetilde{u_i^c u_j^c} - u_i^c u_j^c, \\ C_{ij} &= \widetilde{\tilde{u}_i u_j^s} + \widetilde{\tilde{u}_j u_i^s} = \widetilde{u_i^c u_j^s} + \widetilde{u_i^s u_j^c}, \\ R_{ij} &= \widetilde{u_i^s u_j^s}. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь по аналогии с LES введены напряжения Леонарда L_{ij} , смешенные корреляции C_{ij} и напряжения Рейнольдса R_{ij} , соответственно (Саго, 2001). В стандартном подходе URANS уравнения (29) обычно интегрируются численно в предположении $L_{ij} = C_{ij} = 0$, при этом в качестве решения получаются зависящие от времени поля $\tilde{\mathbf{u}}$ и $\tilde{p}$. В данной работе вычислен вклад слагаемых, обычно не учитываемых в подходе URANS.

При помощи LES исследованы характеристики течения при $Re = 3900$ и $Re = 1.4 \times 10^5$, которые соответствуют докритическому режиму с ламинарным отрывом пограничного слоя от кромки цилиндра. Характерные вихревые структуры для случая высокого числа Рейнольдса визуализированы на рис. 13. Для того, чтобы рассчитать исследуемые напряжения,

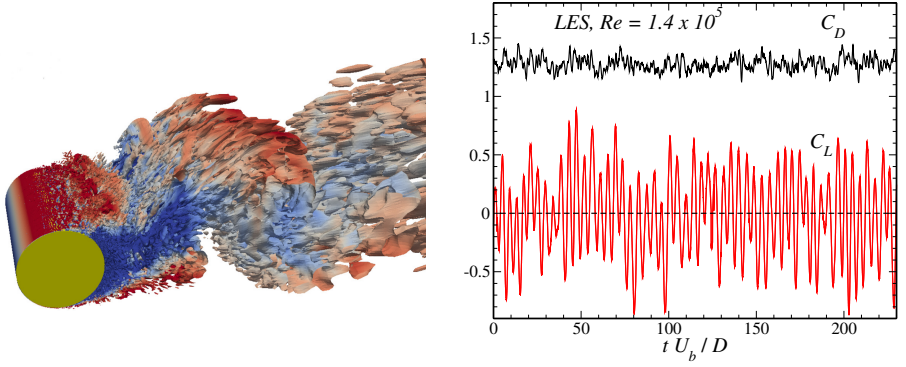


Рис. 13. Слева: визуализация вихревых структур при помощи изоповерхности $Q = 0.5$ из расчетов LES при $Re = 1.4 \times 10^5$ и окрашенных в поле продольной компоненты скорости. Справа: поведение коэффициента сопротивления (C_D) и подъемной силы (C_L).

введем определение некоторого оператора осреднения по времени в общем виде:

$$\tilde{u}(\mathbf{x}, t) = \int G(t - t') \mathbf{u}(\mathbf{x}, t') dt'. \quad (31)$$

Для квазипериодических потоков этот оператор осреднения может быть представлен как:

$$G(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \delta(t - t_n), \quad (32)$$

где моменты времени t_n соответствуют определенным значениям наблюдаемой величины, δ есть дельта-функция. Если t_n расположены во времени равномерно, тогда определение $G(t)$ соответствует фазовому осреднению. Для меняющегося временного интервала между повторяющимися событиями осреднение называется условным. В данной задаче для этого удобно использовать мгновенный сигнал коэффициента сопротивления и подъемной силы, которые имеют следующий вид:

$$C_D = \frac{F_{\parallel}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 D}, \quad C_L = \frac{F_{\perp}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 D}, \quad (33)$$

где $F_{\parallel}$ и $F_{\perp}$ обозначают компоненты силы на единицу длины цилиндра, действующие на тело параллельно и перпендикулярно натекающему потоку, соответственно.

При анализе данных LES использовались два характерных состояния, когда фаза подъемной силы (или коэффициента подъемной силы C_L) минимальна и равна нулю, см. рис. 13. Стоит отметить, что фаза любого

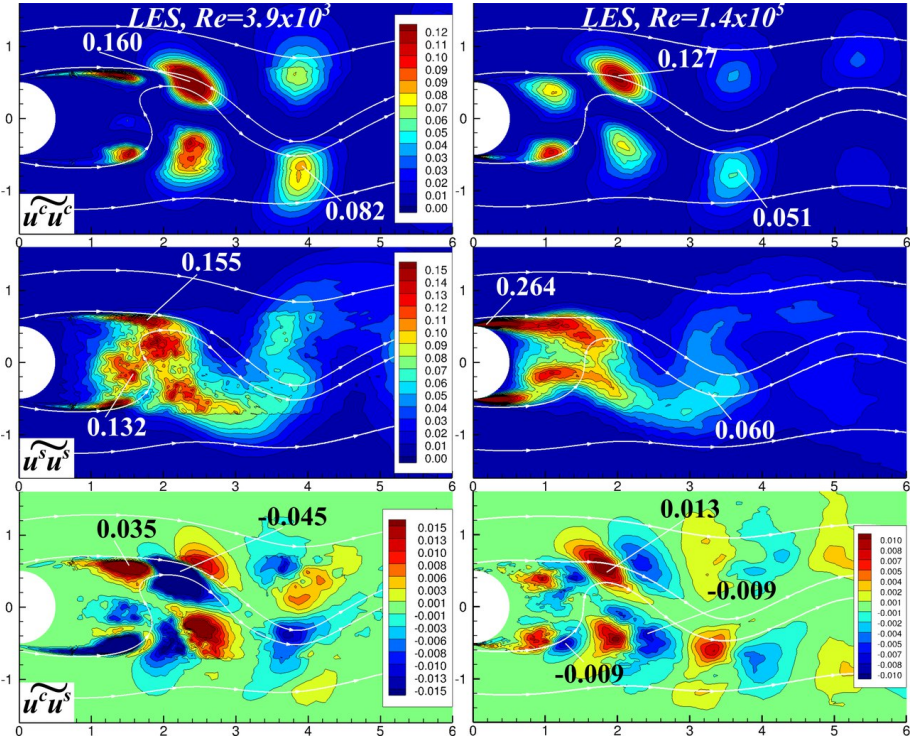


Рис. 14. Когерентные, стохастические и смешанные напряжения (продольная компонента), рассчитанные из данных LES при постоянной фазе, соответствующей минимальному значению C_L , для $Re = 3900$ (слева) и 1.4×10^5 (справа).

другого состояния может быть выражена как доля между минимальным (максимальным) значением C_L в интервале между $C_L \in [\min(C_L), 0]$ или $C_L \in [0, \max(C_L)]$, при этом значения минимумов и максимумов C_L меняются от фазы к фазе. Прямое вычисление L_{ij} , C_{ij} и R_{ij} из данных LES показало, что ненулевые значения напряжений Леонарда (L_{ij}) тем не менее малы по сравнению с остальными слагаемыми, что продемонстрировано на рис. 14 при помощи сравнения смешанных корреляций $\widetilde{u^c u^s}$ с $\widetilde{u^c u^c}$ и $\widetilde{u^s u^s}$. Поле $\widetilde{u^c u^c}$ для двух рассмотренных чисел Рейнольдса имеет очень схожую структуру и амплитуду. Показано, что значения $\widetilde{u^s u^s}$ гораздо выше для большого числа Рейнольдса, при этом пик пульсаций сдвигается к цилиндру из-за сокращения длины рециркуляционной зоны. Показано хорошее согласие при сравнении полей когерентных и стохастических пульсаций, полученных экспериментально для $Re = 1.4 \times 10^5$ Кантвеллом и Коулзом (1983) и в настоящих расчетах. Получено, что смешанные корреляции $\widetilde{u^c u^s}$ оказываются существенно ниже напряжений Рейнольдса ($\widetilde{u^s u^s}$), однако, достигают 30% от стохастических пульсаций в некоторых местах при

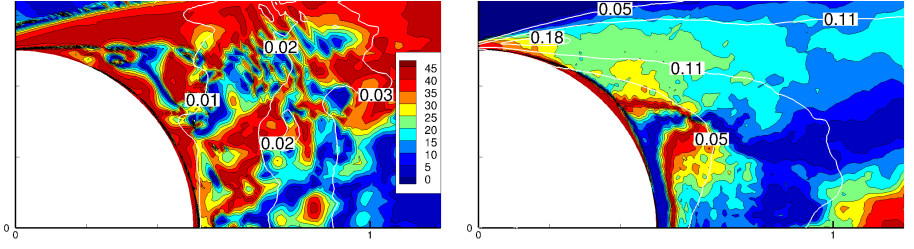


Рис. 15. Слева: угол (в градусах) между собственными векторами тензоров $\tilde{S}_{ij}$ и $\tilde{R}_{ij}^{tr}$ с соответствующими контурами условно-осредненной турбулентной кинетической энергии при $Re = 3.9 \times 10^3$. Справа: угол и контуры для $Re = 1.4 \times 10^5$

$Re = 3900$. Для $Re = 1.4 \times 10^5$ отношение их пиков ($= \widehat{u^c u^s} / \widehat{u^s u^s}$) достигает 5% и подтверждает вывод о несущественности смешанных корреляций при увеличении числа Рейнольдса. Это отношение оказывается еще меньше для проведенных расчетов, если в $\widehat{u^s u^s}$ учесть вклад от моделируемых подсеточных напряжений.

Линейные модели RANS, основанные на гипотезе турбулентной вязкости, переоценивают уровень производства турбулентной кинетической энергии, потому что получаемое выражение квадратично зависит от производной средней скорости, а значит, всегда положительно. Проведена оценка справедливости гипотезы Буссинесска при помощи расчета сонаправленности главных собственных векторов тензора $\tilde{S}_{ij} = (\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i) / 2$, построенного по условно-осредненному полю скорости, и бесследовой части тензора напряжений Рейнольдса $\tilde{R}_{ij}^{tr} = \widehat{u_i^s u_j^s} - \delta_{ij} \widehat{u_k^s u_k^s} / 3$. Поскольку данные расчета LES осреднены по фазе, то рассматриваемые тензоры имеют размерность 2×2 и представляют собой симметричные матрицы, а значит имеют действительные собственные значения и ортогональные собственные вектора. Для количественного анализа сонаправленности $\tilde{S}_{ij}$ и $\tilde{R}_{ij}^{tr}$ рассчитан угол между главными собственными векторами. На рис. 15 показано распределение этого угла около цилиндра для обоих чисел Рейнольдса. Стоит отметить, что турбулизация в слое смешения соответствует максимально возможному углу в 45 градусов. Области сильной разнонаправленности рассматриваемых векторов гораздо меньше для высоких чисел Рейнольдса.

Проведены расчеты течения при $Re = 3900$ и 1.4×10^5 , используя метод URANS и линейную модель $\zeta - f$, основанную на гипотезе турбулентной вязкости (Eddy-viscosity model, EVM), а также модель Ханъялича-Якирлича второго порядка замыкания (Reynolds-stress model, RSM). Показано, что обе модели неспособны аккуратно описать статистические характеристики потока и, в частности, воспроизвести длину зоны рециркуляции при $Re = 3900$, однако, при $Re = 1.4 \times 10^5$ результаты имеют достаточно высокую точность, особенно для RSM. Выявлено, что при высоких

числах Рейнольдса обе модели хорошо предсказывают динамические характеристики в широком частотном диапазоне, включая низкочастотные модуляции турбулентного сигнала, наблюдаемые в LES. Обсуждаются концептуальные ограничения URANS как вихреразрешающего метода.

В **пятой** главе численно исследуются турбулентные струйные и отрывные течения в целевой геометрии между двух параллельных плоскостей.

В **п. 5.1** кратко изложена некоторая имеющаяся в литературе информация об особенностях течения в квазидвумерной геометрии, когда поперечные и продольные характерные размеры сильно превышают расстояние в третьем пространственном направлении.

В **п. 5.2** на основе LES исследована щелевая турбулентная струя в прямоугольной области с размерами $L \times D \times H$ ($x \times y \times z$), где D ($= 200H$) и L ($= 267H$) много больше, чем расстояние между узкими стенками H , рис. 16. В большую область вытекает полностью развитый турбулентный поток со среднерасходной скоростью U_b из подводящего прямоугольного канала со сторонами $B \times H$, где $B \approx 10H$ обозначает его ширину, при этом число Рейнольдса Re_H , построенное по U_b и H , составляет 10^4 . Выбранные параметры соответствуют экспериментальным исследованиям, которые проводятся в Институте теплофизики СО РАН (Шестаков М.В.). Проанализированы статистические характеристики течения, что позволило выделить ближнее, среднее и дальнее поле струи. Определена дальняя область $x/H > 130$ ($x \approx 13B$), где осредненная по времени продольная скорость на оси спадает согласно автомодельной теории двумерных струй ($\propto x^{-1/2}$). Область $z/H < 40$, в которой проявляется существенная трехмерность течения, связана с интенсивными вторичными течениями и выделена в ближнее поле струи. Средней называется переходная область, которая располагается в диапазоне $40H < x < 13B$. Характерное осциллирующее (меандрирующее) движение ядра струи проявляется с $x \approx 5B$. Стоит отметить, что в ближней области характерным масштабом является расстояние H , в то время как в дальней области – B .

На рис. 16 показана визуализация вихревых структур и вторичных течений в ближней области. Обнаружено, что высокие значения завихренности располагаются внутри идентифицированных продольных вихрей, которые также наблюдаются и в дальнем поле на фоне меандрирующего потока. Показано развитие этих вихрей в ближней области и их связь с процессами интенсификации вовлечения сторонней жидкости в ядро потока. Положения максимума продольной завихренности в слое смешения совпадает с нормированным объемным расходом жидкости, поступающей в ядро струи, функции которых имеют пик в области $x/H = 11.5 - 13.3$. Также указано, что на расстоянии $x/H = 40$ интенсивность вторичных течений монотонно падает, что и связывается с началом области дальнего поля щелевой струи. В среднем и дальнем поле обнаружены продольные

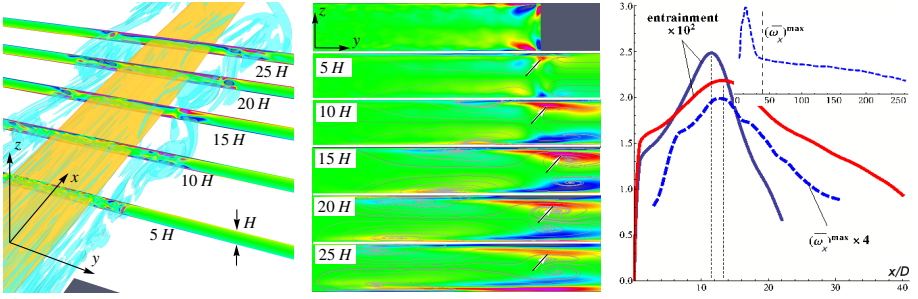


Рис. 16. Слева: визуализация вихрей при помощи изоповерхностей Q -критерия. Поле завихренности показано в нескольких вертикальных плоскостях (красные/синие области соответствуют положительным/отрицательным значениям). Желтая изоповерхность соответствует значению осредненной продольной скорости $\bar{u} = 1.15U_b$. Посередине: в нескольких сечениях в плоскости $y - z$ и различных x показано осредненное по времени поле продольной компоненты завихренности и соответствующие линии тока. Справа: сплошная линия показывает значение (умноженное на 10^2) функции $(U_b H)^{-1} \int_0^H \bar{u}(x, y, z) dy$ в зависимости от x при $y = 7H$ (синяя линия) и $y = 10H$ (красная линия). Пунктирная линия соответствует значению (умноженному на 4) локального максимума осредненной по времени продольной компоненты завихренности (нормированной на H/U_b) внутри вторичного вихря, показанного черной стрелкой на соседнем рисунке. На дополнительном графике показана эволюция максимума продольной компоненты завихренности в зависимости от продольной координаты x .

вихревые структуры, меандрирующие вместе с ядром струи, при этом они располагаются в форме зигзага поперек канала. Рассмотрены некоторые возможные сценарии расположения продольных вихревых структур, один из которых подтверждается прямыми наблюдениями из численного расчета. Указано, что процессы переноса в продольном и поперечном направлении определяются крупномасштабными квазидвумерными вихрями, в то время как для переноса поперек узких стенок важную роль играют выявленные продольные вихри – относительно мелкомасштабные турбулентные структуры, появляющиеся в потоках при наличии поперечных колебаний, взаимодействующих с твердыми стенками.

В п. 5.3 при помощи LES исследовано щелевое течение в задаче обтекания цилиндра, установленного перпендикулярно параллельным стенкам узкого канала. Течение реализуется в прямоугольной расчетной области с размерами $29D \times 20D \times H$ ($x \times y \times z$), где $H = 0.4D$ обозначает высоту щелевого канала, при этом центр цилиндра находится на удалении $14D$ от входной границы. Натекающий поток имеет стационарный параболический профиль скорости со среднерасходным значением U_b , кроме того, считается, что верхняя стенка нагрета относительно нижней, при этом входной профиль температуры соответствует линейной функции. Число Рейнольдса, построенное по U_b и H , равно 3750, число Прандтля принято равным 6.13, что соответствует параметрам течения, исследуемым экспериментально в Институте теплофизики СО РАН (Шестаков М.В.). Показано, что

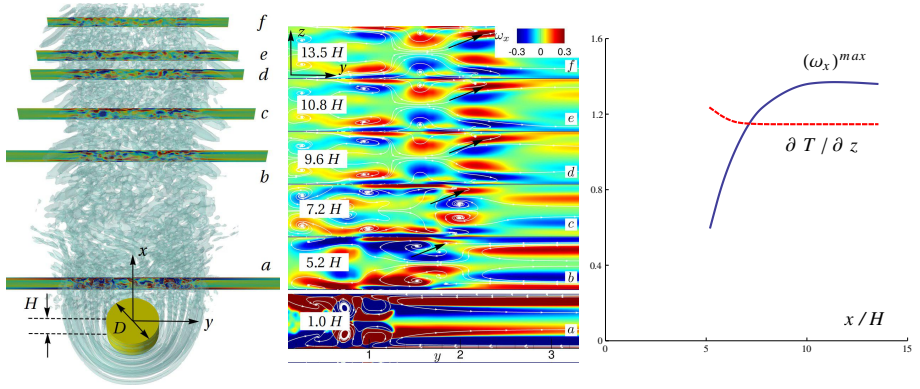


Рис. 17. Слева: аналогично Рис. 16 показана визуализация вихрей при помощи изоповерхности Q -критерия и поле завихренности в нескольких вертикальных плоскостях. Посередине: в нескольких сечениях в плоскости $y - z$ и различных x показано осредненное по времени поле продольной компоненты завихренности и соответствующие линии тока. Справа: сплошная линия показывает значение (умноженное на 4) локального максимума осредненной по времени продольной компоненты завихренности в точках, указанных стрелкой на левом рисунке. Пунктирная линия показывает вертикальную компоненту теплового потока в середине канала в месте расположения соответствующих вихрей, нормированного на соответствующую величину с линейным распределением температуры.

осредненные характеристики течения, полученные в численных расчетах хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Изучены характеристики подковообразных вихрей, образующихся перед цилиндром. Аналогично предыдущей струйной задаче показано, что в слоях смешения реализуются продольные вихревые структуры, которые можно наблюдать при помощи визуализации, рис. 17. Исследована эволюция этих структур вниз по течению, при этом значение осредненной завихренности достигает некоторое постоянное значение при $x/H > 10$. При помощи анализа вертикальной компоненты теплового потока ($\propto \partial T / \partial z$) показано, что эти вихри связаны с интенсификацией локального тепломассопереноса по сравнению с ламинарным течением как в центре канала, так и около стенок.

В заключении приведены основные результаты диссертации:

1. Представлено аналитическое решение для дальнего поля струи, соответствующее возмущению точного решения Ландау, как второй член асимптотического разложения по обратным степеням расстояния R от источника, которое определяется поперечными компонентами вектора момента импульса. Найденное решение описывает течение неосесимметричных струй далеко от точечного источника движения. Это позволило сравнить эффект “памяти” потока о входных условиях и указать на различия асимптотического поведения ламинарных и турбулентных струй.

2. Решена задача устойчивости затопленной ламинарной струи, соответствующей точному решению Ландау. Показано, что возмущения растут с R степенным образом. Получены критические значения числа Рейнольдса для возмущений с азимутальным волновым числом $m = 0$ и 1, равные $Re_{D,crit}^{m=0} = 13.98$ и $Re_{D,crit}^{m=1} = 27.10$. Предложен критерий оценки местоположения ламинарно-турбулентного перехода, основываясь на отношении скорости возмущения к скорости основного потока. Впервые получено хорошее количественное соответствие между линейной теорией и экспериментальными данными вплоть до чисел Рейнольдса $Re_D \approx 2000$ для значения расстояния от кромки сопла, на котором происходит турбулизация струи.

3. На основе LES и DNS исследована задача о турбулентной струе при числе Рейнольдса $Re_D \approx 6000$, вытекающей из длинной трубы. При помощи собственного ортогонального разложения впервые систематически показано, что спиральные бегущие волны являются собственными функциями струйной задачи и, таким образом, представляют наиболее энергонесущие вихревые структуры в дальнем поле затопленной турбулентной струи. Показано, что в автомодельной области доля турбулентной кинетической энергии для данных параметров течения составляет 11.5%, 16.7%, 13.1% и 9.2% для $m = 0, 1, 2$ и 3, соответственно. Получены зависимости волновых характеристик идентифицированных структур от их частоты. Показано, что характеристики наиболее энергонесущих вихревых структур с азимутальным волновым числом $m = 1$ хорошо согласуются с результатами плоскопараллельного линейного анализа устойчивости, что указывает на справедливость использования линейного анализа устойчивости для турбулентных потоков и анализа крупномасштабных флуктуаций.

4. Посредством LES исследована ближняя область незакрученных и слабозакрученных струй, вытекающих из вращающейся вокруг своей оси трубы при $Re_D = 5300$ и параметре крутки, определенного как отношение скорости вращения стенки трубы к среднерасходной скорости жидкости в канале, изменяющегося в диапазоне $N = 0 - 1$. Проанализировано влияние N на осредненные по времени характеристики потока, а именно, поле

скорости, концентрацию пассивной примеси, пульсационных составляющих и их смешанных корреляций. Получена зависимость интенсивности вовлечения окружающей жидкости в ядро потока от N . Описано явление противовращающегося вихревого ядра, возникающее около 6 калибров вниз по течению от кромки сопла.

5. На основе LES исследовано течение закрученной соосной кольцевой струе при различных параметрах течения с числами Рейнольдса $Re_g = 1300 - 2250$ и $Re_a = 6400 - 11250$ для внутреннего и внешнего кольцевого канала, соответственно, и параметрами крутки $N = 2.8 - 4.9$, построенными по скорости вращающейся внешней стенки. Изучено влияние резкого изменения расхода жидкости на режимы течения. Исследованы переходные процессы, сопровождающиеся формированием крупномасштабных когерентных структур. Показано, что экспериментально наблюдаемый гистерезис режимов в случае реагирующего потока может быть связан с формированием вторичной зоны рециркуляции около кромки сопла в случае резкого уменьшения расхода газа.

6. Численно исследована задача обтекания длинного цилиндра поперечным однородным потоком жидкости в докритическом режиме течения с ламинарным отрывом пограничного слоя при $Re_D = 3900$ и 1.4×10^5 . При помощи условного осреднения получены уравнения URANS, в которых помимо напряжений Рейнольдса, появляются также напряжения Леонарда и смешанные корреляции когерентных и стохастических флуктуаций. На основе LES впервые показано, что смешанные корреляции становятся пренебрежимо малы только при относительно высоких числах Рейнольдса. Проанализирована справедливость гипотезы Буссинеска и показано, что главный собственный вектор бесследовой части напряжений Рейнольдса с хорошей точностью сонаправлен с аналогичным вектором тензора скоростей деформации только при относительно высоких числах Рейнольдса.

7. Исследована задача о щелевом струйном течении при числе Рейнольдса 10^4 и задача обтекания цилиндра потоком в узком канале между двух параллельных стенок при $Re_D = 3750$ посредством LES. Описаны характеристики квазидвумерного крупномасштабного движения в этих щелевых течениях. В таких конфигурациях впервые численно обнаружены продольные вихревые структуры, которые связаны с взаимодействием меандрирующего потока в поперечном направлении и твердых стенок. Предложена упрощенная кинематическая модель, объясняющая зигзагообразное распределение этих вихрей в поперечном основному потоку направлении. Показана связь выявленных продольных структур с интенсификацией процессов вовлечения сторонней жидкости в ядро потока, а также с локальным теплопереносом.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Mullyadzhanov R.I., Sandberg R.D., Abdurakipov S.S., George W.K., Hanjalić K. Propagating helical waves as a building block of round turbulent jets // [Physical Review Fluids](#). – 2018. – Vol. 3. – P. 062601(R). (из перечня ВАК)
2. Мулладжанов Р.И. Уравнения для описания семейства автомодельных решений дальнего поля круглой затопленной турбулентной струи // [Теплофизика и Аэромеханика](#). – 2018. – Т. 25, № 4. – С. 647–650. (из перечня ВАК)
3. Мулладжанов Р.И., Яворский Н.И. Линейная гидродинамическая устойчивость дальнего поля затопленной ламинарной струи // [Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки](#). – 2018. – Т. 11, № 3. – С. 32–40. (из перечня ВАК)
4. Иващенко В.А., Мулладжанов Р.И. Численное моделирование затопленной струи переменной плотности // [Сибирский физический журнал](#). – 2018. – Т. 13, № 1. – С. 45–53. (из перечня ВАК)
5. Mullyadzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalić K. Helical structures in the near field of a turbulent pipe jet // [Flow, Turbulence and Combustion](#). – 2017. – Vol. 98, №. 2. – P. 367–388. (из перечня ВАК)
6. Mullyadzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalić K. On coherent structures and mixing characteristics in the near field of a rotating-pipe jet // [International Journal of Heat and Fluid Flow](#). – 2017. – Vol. 63. – P. 139–148. (из перечня ВАК)
7. Палкин Е.В., Мулладжанов Р.И. Низкочастотные пульсации в задаче обтекания цилиндра потоком жидкости в узком зазоре при $Re = 3750$ // [Сибирский физический журнал](#). – 2017. – Т. 12, № 1. – С. 43–49. (из перечня ВАК)
8. Мулладжанов Р.И., Сандберг Р.Д., Абдуракипов С.С., Джордж В.К., Ханъялич К. О спиральных структурах в круглой турбулентной струе // [Сибирский физический журнал](#). – 2017. – Т. 12, № 4. – С. 40–51. (из перечня ВАК)
9. Palkin E., Mullyadzhanov R., Hadžiabdić M., Hanjalić K. Scrutinizing URANS in shedding flows: The case of cylinder in cross-flow in the subcritical regime // [Flow, Turbulence and Combustion](#). – 2016. – Vol. 97, №. 4. – P. 1017–1046. (из перечня ВАК)
10. Shestakov M.V., Mullyadzhanov R.I., Tokarev M.P., Markovich D.M. Modulation of large-scale meandering and three-dimensional flows in turbulent slot jets // [Journal of Engineering Thermophysics](#). – 2016. – Vol. 25, №. 2. – P. 159–165. (из перечня ВАК)
11. Mullyadzhanov R., Palkin E., Niceno B., Vervisch L., Hanjalić K. Verification of a low Mach variable-density Navier–Stokes solver for

- turbulent combustion // [Journal of Physics: Conference Series](#). – 2016. – Vol. 754, № 6. – P. 062005. (из перечня ВАК)
12. Mullyadzhzhanov R., Hadžiabdić M., Hanjalić K. LES investigation of the hysteresis regime in the cold model of a rotating-pipe swirl burner // [Flow, Turbulence and Combustion](#). – 2015. – Vol. 94, №. 1. – P. 175–198. (из перечня ВАК)
 13. Hanjalić K., Mullyadzhzhanov R. On spatial segregation of vortices and pressure eddies in a confined slot jet // [Physics of Fluids](#). – 2015. – Vol. 27, №. 3. – P. 031703. (из перечня ВАК)
 14. Mullyadzhzhanov R., Pyushin B., Hanjalić K. On dynamics and secondary currents in meandering confined turbulent shallow jet // [International Journal of Heat and Fluid Flow](#). – 2015. – Vol. 56. – P. 284–289. (из перечня ВАК)
 15. Мулляджанов Р.И., Яворский Н.И. Решение задачи об истечении неосесимметричной закрученной затопленной струи // [Прикладная механика и техническая физика](#). – 2013. – Т. 54, № 2. – С. 46–51. (из перечня ВАК)
 16. Hadžiabdić M., Hanjalić K., Mullyadzhzhanov R. LES of turbulent flow in a concentric annulus with rotating outer wall // [International Journal of Heat and Fluid Flow](#). – 2013. – Vol. 43. – P. 74–84. (из перечня ВАК)
 17. Современные проблемы моделирования энергетических процессов. Под ред. проф. Ханъялича К., чл.-корр. РАН Марковича Д. М., к.ф.-м.н. Сиковского Д.Ф. Новосибирск, Изд-во НГУ, 2016. 452 с.
Мулляджанов Р.И., Абдуракипов С.С., Ханъялич К. Когерентные структуры в круглой турбулентной струе, С. 263–296.
 18. Mullyadzhzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalić K. Turbulent kinetic energy evolution in the near-field of a rotating pipe round jet // In [Direct and Large-Eddy Simulation X](#), Springer. ERCOFTAC Series. – 2018. – Vol. 24. – P. 553–558. (Scopus)
 19. Mullyadzhzhanov R., Pyushin B., Hadžiabdić M., Hanjalić K. Large-eddy simulation of a shallow turbulent jet // In [Direct and Large-Eddy Simulation IX](#), Springer. ERCOFTAC Series. – 2015. – Vol. 20. – P. 233–239. (Scopus)
 20. Palkin E., Shestakov M., Mullyadzhzhanov R., Markovich D., Hanjalić K. Flow around a confined cylinder: LES and PIV study // [MATEC Web of Conferences](#). – 2017. – Vol. 115. – P. 02010. (Scopus)
 21. Мулляджанов Р.И., Сандберг Р.Д., Абдуракипов С.С., Джордж В.К., Ханъялич К. Бегущие спиральные волны в турбулентной струе // Сб. трудов XVIII научной школы “Нелинейные волны - 2018”, Нижний Новгород, Россия, 26 февраля - 4 марта, 2018, С. 217–218.
 22. Mullyadzhzhanov R., Sandberg R., Abdurakipov S., George W., Hanjalić. Identification of coherent wavy motion in round turbulent jets // [Proc.](#)

- of 70th Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, Denver, USA, November 19-21, 2017, 1 p.
23. Палкин Е.В., Шестаков М.В., Муляджанов Р.И., Маркович Д.М., Ханъялич К. Обтекание цилиндра в узком зазоре: LES и PIV // Сб. трудов Всероссийской конференции “XXXIII Сибирский теплофизический семинар”, Новосибирск, Россия, 6-8 июня, 2017, С. 75.
 24. Mullyadzhanov R., Sandberg R., Abdurakipov S., Hanjalić. Helical wave as a building block of a round turbulent jet // Book of Abstracts of 11th European Fluid Mechanics Conference, Sevilla, Spain, September 12-16, 2016, 1 p.
 25. Палкин Е.В., Муляджанов Р.И. Вихревые структуры при обтекании цилиндра в неглубоком канале при $Re = 3750$ // Сб. трудов XIV Всероссийской школы-конференции “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики”, Новосибирск, Россия, 22-25 ноября, 2016, С. 40.
 26. Mullyadzhanov R., Sandberg R., Abdurakipov S., Hanjalić. Helical wave as a building block of a round turbulent jet // Proc. of 581 EUROMECH Colloquium “Dynamics of concentrated vortices”, Novosibirsk, Russia, May 30 - June 1, 2016, 1 p.
 27. Палкин Е.В., Муляджанов Р.И., Ничено Б., Вервиш Л., Ханъялич К. Численное решение уравнений Навье – Стокса с переменной плотностью в приближении малых чисел Маха // Сб. трудов Всероссийской конференции “Теплофизика и физическая гидродинамика”, Ялта, Крым, 19-25 сентября, 2016, 1 с.
 28. Муляджанов Р.И., Абдуракипов С.С., Ханъялич К. Когерентные структуры в ближней области круглой канонической струи // Сб. трудов XI Всероссийского съезда по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, Казань, Россия, 20-24 августа, 2015, С. 2661–2664.
 29. Palkin E., Mullyadzhanov R., Hadžiabdić M., Hanjalić K. Scrutinizing URANS models in shedding flows: The case of the cylinder in cross flow // Proc. of 8th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Sarajevo, Bosnia & Herzegovina, September 15-18, 2015, 14 p.
 30. Mullyadzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalić K. On coherent structures in the near field of a pipe jet // Proc. of 8th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Sarajevo, Bosnia & Herzegovina, September 15-18, 2015, 10 p.
 31. Mullyadzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalić. Large-eddy simulations of the round jet with a fully developed inflow conditions at $Re = 5300$: Coherent structures evolution // Proc. of 13th Asian Symposium on Visualization, Novosibirsk, Russia, June 22-26, 2015, 6 p.

32. Мулладжанов Р.И., Сандберг Р.Д., Абдуракипов С.С., Ханъялич К. Турбулентные затопленные осесимметричные струи: новые результаты // Сб. трудов Всероссийской конференции “XXXII Сибирский теплофизический семинар”, Новосибирск, Россия, 19-20 ноября, 2015, 1 с.
33. Mullyadzhanov R., Abdurakipov S., Hanjalić K. Turbulent kinetic energy evolution in the near field of a rotating-pipe round jet // Proc. of X Direct and Large-Eddy Simulation ERCOFTAC Workshop, Limassol, Cyprus, May 27 - 29, 2015, 2 p.
34. Palkin E., Mullyadzhanov R., Hanjalić K. URANS and LES of a flow over a cylinder at $Re = 3900$ // Proc. of 17th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, Novosibirsk, Russia, June 30 - July 6, 2014, 9 p.
35. Мулладжанов Р.И. Динамика и трехмерные вторичные течения в турбулентной целевой струе // Сб. трудов XIII Всероссийской школы-конференции “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики”, Новосибирск, Россия, 20-23 ноября, 2014, С. 123–124.
36. Mullyadzhanov R., Plyushin B., Hadžiabdić M., Hanjalić K. Numerical study of a quasi-two-dimensional confined turbulent jet // Book of Abstracts of 14th European Turbulence Conference, Lyon, France, September 1-4, 2013, 2 p.
37. Hadžiabdić M., Mullyadzhanov R., Hanjalić K. LES investigation of the hysteresis regime in the cold model of a swirl burner // Proc. of 8th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Poitiers, France, August 28-30, 2013, 4 p.
38. Mullyadzhanov R., Plyushin B., Hadžiabdić M., Hanjalić K. Numerical simulation of a quasi-two-dimensional jet // Proc. of IX Direct and Large-Eddy Simulation ERCOFTAC Workshop, Dresden, Germany, April 3 - 5, 2013, 2 p.
39. Мулладжанов Р.И., Яворский Н.И. О задаче устойчивости для затопленной струи // Сб. трудов 4-ой Всероссийской конференции “Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения”, Бийск, Россия, 5-10 июля, 2011, С. 69–70.

Подписано к печати “___” _____ 2018 г. Заказ № _____
Формат 60×84/16. Объем 2 уч.-изд. л. Тираж 130 экз.

Отпечатано в Институте теплофизики СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1.