

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

На правах рукописи

**Волков Лука Сергеевич**

**Интенсификация смешения поперечной струи с высокоскоростным потоком воздуха с помощью электрических разрядов**

Специальность 1.1.9. –

«Механика жидкости, газа и плазмы»

диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2026

## Содержание

	4
Глава 1. Обзор литературы.....	13
1.1. Интенсификация смешения газов в условиях сверхзвукового потока.....	13
1.2. Известные критерии эффективности смешения.....	15
1.3. Поперечная вторичная струя в сверхзвуковом потоке.....	17
1.4. Диапазон частот воздействия на течение в активных стратегиях перемешивания.....	19
1.5. Воздействие электрических разрядов на высокоскоростные потоки газа.....	28
1.6. Искровой разряд в газе.....	30
1.7. Выводы по главе 1.....	32
Глава 2. Постановка расчетной задачи.....	34
2.1. Расчетная область и граничные условия.....	34
2.2. Численная модель.....	37
2.3. Проверка численной модели.....	40
2.4. Выводы по главе 2.....	52
Глава 3. Результаты моделирования поперечной струи в сверхзвуковом потоке.....	54
3.1. Структура и частота течения в отсутствии разрядов.....	54
3.2. Механизмы формирования поперечных вихрей в отсутствии разрядов.....	61
3.3. Структура и частоты течения в присутствии периодических разрядов.....	63
3.4. Применение критериев эффективности перемешивания.....	72
3.5. Влияние энергии и частоты разрядов на эффективность перемешивания.....	78
3.6. Альтернативные варианты местоположения разряда.....	84

3.7. Выводы по главе 3.....	86
Глава 4. Экспериментальное исследование поперечной струи в сверхзвуковом потоке.....	88
4.1. Экспериментальная установка и диагностический комплекс.....	88
4.2. Анализ теневых видеозаписей с помощью периодограмм.....	98
4.3. Анализ теневых видеозаписей методом SPOD.....	103
4.4. Сравнение экспериментальных данных с компьютерным моделированием.....	115
4.5. Выводы по главе 4.....	118
Заключение.....	120
Благодарности.....	122
Список сокращений и условных обозначений.....	123
Список литературы.....	125

## **Введение**

### **Актуальность темы исследования**

Для множества устройств, в которых осуществляется горение топлива, перемешивание топлива с окислителем является одной из ключевых функций и важной задачей для оптимизации при разработке таких устройств. Это относится к широкому кругу устройств: к горелкам, автомобильным двигателям внутреннего сгорания, двигателям космических ракет. К этому списку также относятся перспективные прямоточные воздушно-реактивные двигатели, в том числе со сверхзвуковым потоком на входе. Организация эффективного перемешивания для этих устройств является критически важной задачей ввиду низкого времени пребывания элементарного объема топливно-воздушной смеси в камере сгорания. И поэтому одним из ключевых направлений исследований в мировой науке, связанных с разработкой научных основ вышеупомянутых устройств, является задача интенсификации смешения топлива и окислителя (воздуха) [1]. Исследования смешения, воспламенения и поддержания горения топлива в условиях сверхзвукового потока проводятся в ряде государств (Россия, Китай, США, Австралия, Франция) и носят как фундаментальный, так и прикладной характер.

**Объект исследования** – нестационарное газодинамическое течение, образованное взаимодействием сверхзвукового потока воздуха вдоль стенки и вторичной струи газа, инжектируемой в этот поток через отверстие на стенке, в присутствии периодических искровых разрядов в отрывной зоне перед инжектором. Это одна из стандартных конфигураций течения, на примере которых исследуются способы интенсификации перемешивания газов в условиях сверхзвукового потока [2].

### **Степень разработанности темы**

Проработанность проблематики перемешивания веществ в высокоскоростных потоках имеет неоднородный характер. Некоторые отдельные

направления в рамках оптимизации смещения являются тщательно и всесторонне исследованными, в то время как другие потенциально перспективные направления исследованы недостаточно.

Так, в последние несколько десятилетий были всесторонне исследованы так называемые «пассивные» стратегии перемешивания. Они предусматривают внедрение механических элементов в сверхзвуковой тракт с целью внесения определенных возмущений в поток. Среди исследованных вариантов выделяются, например, каверны разнообразной формы, обеспечивающие рециркуляцию или изменяющие структуру вихрей в зоне перед инжектором, или пилоны и вихрегенераторы, частично экранирующие вторичную струю.

Другие, «активные» стратегии перемешивания, исследованы в гораздо меньшей степени. В этих стратегиях предусмотрен ввод энергии в область перемешивания: например, путем модуляции расхода струи, возбуждения неустойчивости с помощью искровых разрядов или других плазменных образований. Фундаментальные исследования в данной области остаются немногочисленными ввиду сложности проведения экспериментов. По теме интенсификации перемешивания газов в высокоскоростных потоках посредством искровых разрядов известен ряд работ коллектива из Китая [3,4], а также отдельные прошлые наработки сотрудников коллектива из ОИВТ РАН [5,6]. Другой близкой работой можно считать [7], где исследовалось перемешивание сверхзвукового потока с вторичной струей при воздействии лазерных импульсов, сфокусированных в отверстии инжектора струи.

**Цель работы** – выявление закономерностей отклика поперечной струи в сверхзвуковом потоке на периодические искровые разряды, локализованные на плоскости инъекции, в отрывной зоне с наветренной стороны от инжектора. Эта цель включает в себя исследование структуры течения в присутствии разрядов, а также выявление зависимости эффективности перемешивания от энергии и частоты разрядов. В рамках диссертационной работы для достижения поставленной цели были сформулированы и выполнены следующие **задачи**:

- Провести анализ литературы, посвященной исследованию активных стратегий перемешивания сверхзвукового потока с поперечной струей; собрать информацию о частотах воздействия на исследуемое течение при применении этих стратегий.
- Провести численное компьютерное моделирование вторичной газовой струи в сверхзвуковом потоке воздуха в отсутствие разрядов и в присутствии искровых разрядов с наветренной стороны от инжектора.
- Составить подробное описание физических механизмов возбуждения неустойчивости струи и генерации крупных возмущений при воздействии искровых разрядов на исследуемое течение.
- По данным численного моделирования определить эффективность перемешивания в зависимости от частоты и энергии разрядов, найти оптимальные частоты.
- Провести натурные эксперименты по возбуждению вторичной струи газа в сверхзвуковом потоке воздуха периодическими искровыми разрядами.
- На основе экспериментальных данных определить частоты основных процессов в данном течении при отсутствии разрядов и в присутствии разрядов с разной частотой.

**Научная новизна.** Некоторые российские и зарубежные работы, посвященные интенсификации перемешивания газов за счет искрового разряда, были перечислены выше. На основании анализа литературы в настоящей работе было принято решение перенести точку воздействия разрядом на струю ближе к инжектору и использовать искру с малым межэлектродным расстоянием. Также было установлено, что механизм развития неустойчивости струи в отсутствие внешнего возбуждения описан не полностью. Поэтому в данной работе место выделения энергии (т.е. разрядный промежуток) было расположено в «ближней зоне» исследуемого течения: выше по потоку от инжектора в отрывной зоне. А именно, на расстоянии одного диаметра инжектора от центра инжектора (в экспериментах) или непосредственно на кромке инжектора (в основных

компьютерных расчетах). Была исследована структура течения и его эволюция в отсутствии разрядов и с разрядами.

В настоящей диссертационной работе был описан цикл естественных осцилляций струи в сверхзвуковом потоке в отсутствии разрядов, а также было впервые проведено комплексное исследование влияния частоты и энергии разрядов на процесс перемешивания сверхзвукового потока со вторичной струей при нескольких значениях коэффициента динамического напора струи. При этом был целенаправленно исследован сравнительно небольшой диапазон частот, в котором, согласно проведенному анализу литературы, ожидался максимальный эффект от воздействия плазменного актуатора. Стоит заметить, что некоторые работы других авторов, посвященные активным стратегиям перемешивания, включали в себя параметрические исследования с варьированием частоты активного воздействия на струю с целью поиска оптимума по тем или иным критериям. Самый яркий пример из известных соискателю – статья [8], в которой для возбуждения струи (путем задания пульсации расхода) были опробованы 5 частот в широком диапазоне от 5 до 200 кГц. Подобные работы, посвященные возбуждению струи искровыми разрядами, соискателю не известны.

Впервые одни и те же расчетные данные (полученные при моделировании поперечной струи в сверхзвуковом потоке) были проанализированы с позиции нескольких независимых критериев перемешивания.

### **Научная и практическая значимость**

Исследование механизмов развития неустойчивости струи при воздействии искровых разрядов, проведенное в рамках диссертационной работы, представляет интерес для фундаментальной науки, поскольку в научной литературе практически не уделяется внимание физическим механизмам распространения возмущений от искровых разрядов в исследуемой конфигурации течения и роли этих физических механизмов в интенсификации кинематического перемешивания газов. Исследование этих механизмов потенциально позволит оптимизировать

разработку новых способов интенсификации смешения газов в сверхзвуковых потоках. Проведено комплексное параметрическое исследование зависимости эффективности смешения от частоты и энергии искрового разряда. Это параметрическое исследование, являющееся частью диссертационной работы, может иметь значимость для будущих научных работ по теме активного перемешивания газов искровыми разрядами, поскольку дает новую информацию о характере зависимости эффективности смешения от нескольких независимых параметров.

Ожидается, что результаты, полученные в данной работе, способны внести вклад в реализацию приоритетов научно-технологического развития РФ в части «занятия и удержания лидерских позиций <...> в освоении и использовании космического и воздушного пространства», поскольку создают фундаментальный задел для развития технологий камер сгорания и других энергетических установок.

### **Методология и методы исследования**

В работе использовался комплексный подход, включающий эксперимент и численное моделирование.

Экспериментальные исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИАДТ-50 ОИВТ РАН. Были задействованы цифровые методы визуализации и анализа нестационарных газодинамических процессов. Диагностический комплекс включал в себя теньевую систему с лазерной подсветкой и высокоскоростной видеокамерой, электронный газовый расходомер и шунт для определения энергии искровых разрядов.

Моделирование выполнялось, в основном, методом нестационарных осредненных уравнений Навье-Стокса (URANS), решаемых методом конечных объемов, а также методом моделирования крупных вихрей (LES) в российском CFD-комплексе тяжелого класса FlowVision 3.14.

## **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Течение, которое формируется при инъекции вторичной околозвуковой поперечной струи в сверхзвуковой поток через отверстие на плоской стенке, реагирует на искровые разряды, локализованные на стенке в отрывной зоне с наветренной стороны от отверстия инжектора, следующим образом: во-первых, искровые разряды способны инициировать формирование крупных возмущений с наветренной стороны от отверстия струи; во-вторых, периодические искровые разряды приводят к тому, что возмущения на границе струи синхронизируются с разрядами. В зависимости от частоты разрядов, характерная частота возмущений на границе струи становится равной частоте разрядов или кратной этой частоте. В-третьих, наличие разрядов увеличивает среднюю интегральную глубину проникновения струи и влияет на интегральную эффективность смешения.

2. Механизм интенсификации смешения искровыми разрядами состоит из следующих основных этапов. На первом этапе после разряда размер отрывной зоны существенно увеличивается (в  $\sim 2$  раза), что способствует проникновению струи в поток за счет частичной блокировки потока отрывной зоной. Затем, направление градиентов давления в распадающейся тепловой каверне разряда способствует проникновению вещества струи внутрь отрывной зоны. Также, ударная волна от очередного разряда проходит изгиб границы струи, создавая на этой границе условия для развития неустойчивости конвективного типа. Указанные процессы приводят к увеличению векторного произведения градиентов плотности и давления в области перед инжектором, и, следовательно, к росту поперечной компоненты вектора завихренности, что в свою очередь приводит к улучшению кинематического перемешивания за счет интенсификации формирования поперечных вихрей.

3. Коэффициент эффективности смешения вторичной струи с поперечным сверхзвуковым потоком немонотонно зависит от частоты разрядов при постоянном среднем энергокладе (т.е. при постоянном произведении частоты разряда и энергии одного разряда). Для значений коэффициента динамического напора  $J$  в диапазоне от 0,7 до 1,3 существуют локальные максимумы эффективности

смешения. Один из этих локальных максимумов наблюдается на частоте, равной характерной частоте рождения крупных поперечных вихрей на передней границе струи. Для этой частоты число Струхала, рассчитанное по диаметру отверстия инжектора и скорости свободного сверхзвукового потока, составляет 0,24. Для  $J = 0,7$  наблюдается еще один максимум эффективности смешения на низких частотах разряда,  $Sr \sim 0,06$ .

**Достоверность** полученных результатов подтверждается воспроизводимостью и хорошим согласием экспериментальных данных и результатов численного моделирования. В свою очередь, достоверность результатов моделирования подтверждается сеточной сходимостью решения, сходимостью по временному шагу. Достоверность моделирования также подтверждается сопоставлением результатов моделирования стандартного частного случая поперечной струи в сверхзвуковом потоке с данными из литературы, полученными другими независимыми исследователями.

### **Соответствие паспорту специальности**

Круг вопросов, рассматриваемых в диссертации, соответствует паспорту специальности 1.1.9 Механика жидкости, газа и плазмы, в частности следующим пунктам:

- 5 – «Течения сжимаемых сред и ударные волны»
- 14 – «Гидродинамическая устойчивость»
- 18 – «Экспериментальные методы исследования динамических процессов в жидкостях и газах»

### **Апробация работы**

Результаты работы докладывались соискателем лично на 15 научных конференциях российского и международного уровня:

XLVII Академические чтения по космонавтике (г. Москва, 2023), 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ (г. Москва, 2023), XXII

Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике (г. Москва, 2023), Физика низкотемпературной плазмы – ФНТП-2023 (г. Казань, 2023), XLVIII Академические чтения по космонавтике (г. Москва, 2024), XXV Международная конференция «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости» – НеЗаТеГиУс (г. Звенигород, 2024), 51-я Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (г. Звенигород, 2024), XXIII Международное Совещание по Магнитоплазменной Аэродинамике (г. Москва, 2024), 66-я Всероссийская научная конференция МФТИ (г. Москва, 2024), 52 Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС (г. Звенигород, 2025), XXXV научно-техническая конференция по аэродинамике (пос. Володарского Московской области, 2025), II Российская молодежная научная конференция «Новые горизонты прикладной математики» (г. Москва, 2025), 67-я Всероссийская научная конференция МФТИ (г. Москва, 2025), XXIV Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике (г. Москва, 2025), L Академические чтения по космонавтике (г. Москва, 2026).

Дополнительно, доклады по теме диссертации были представлены соавторами соискателя на следующих конференциях:

XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике (г. Санкт-Петербург, 2023), The 3rd International Conference on High-Speed Vehicle Science and Technology (г. Пусан, Южная Корея, 2024), XI International conference "Plasma Physics and Plasma Technology" (г. Минск, Беларусь, 2025).

### **Публикации**

По материалам диссертации было опубликовано 4 статьи в рецензируемых научных журналах, индексируемых в RSCI, Scopus, WoS.

### **Личный вклад автора**

Все представленные экспериментальные данные и результаты численного моделирования по теме смещения поперечной газовой струи со сверхзвуковым потоком получены соискателем лично при научном руководстве А.А. Фирсова,

либо с определяющим участием соискателя в постановке задач и анализе результатов. Результаты исследований опубликованы в журналах: Компьютерные исследования и моделирование, Теплофизика высоких температур, Письма в журнал технической физики и International Journal of Thermal Sciences.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав основной части, заключения и списка литературы.

## Глава 1. Обзор литературы

В данной главе сделан обзор литературы по теме диссертации. Сделано обобщение информации об известных методах перемешивания веществ, сформулировано предположение о возможной эффективности искровых разрядов для перемешивания газов в высокоскоростных потоках. Обозначены условные рамки для поиска оптимальных частот разрядов. Представлены некоторые известные количественные критерии перемешивания.

### 1.1. Интенсификация смешения газов в условиях сверхзвукового потока

Одной из основных проблем, связанных с горением в высокоскоростном потоке, является короткое время пребывания топлива внутри камеры сгорания. Небольшое время пребывания приводит к необходимости интенсифицировать смешение топлива с воздухом и горение. Стабильность горения в высокоскоростном потоке зависит от соотношения характерных временных масштабов смешения топлива с окислителем (воздухом), химических реакций горения и времени пребывания в камере сгорания [9,10]. Можно количественно выразить данное требование через число Дамкелера, которое должно быть больше единицы для обеспечения устойчивого горения:

$$Da = \frac{L}{v_{\infty} \cdot (\tau_{mix} + \tau_{chem})} \quad (1.1)$$

где  $v_{\infty}$  – скорость сверхзвукового потока,  $L$  – длина области, в которой должно произойти сгорание,  $\tau_{chem}$  – характерное время сгорания,  $\tau_{mix}$  – характерное время перемешивания. По этой причине необходимы эффективные способы улучшения качества смешения топлива с высокоскоростным потоком воздуха и обеспечения стабильного горения в этих условиях.

За несколько десятилетий были предложены разнообразные стратегии, направленные на интенсификацию перемешивания газообразного топлива со сверхзвуковым потоком воздуха. В обзорных работах [11–13] приводятся примеры стратегий перемешивания. Они обычно классифицируются как «пассивные» и «активные». Оба класса стратегий направлены на ускорение кинематического перемешивания газов.

Пассивные стратегии включают модификации формы сверхзвукового тракта или внедрение в этот тракт твердых тел, с которыми должен взаимодействовать сверхзвуковой поток. Например, каверны служат для создания зон рециркуляции с низкой скоростью [14] или позволяют существенно изменить структуру вихрей в отрывной зоне [15]. А рампы и пилоны позволяют увеличить завихренность [16] и добиться увеличения глубины проникновения поперечной струи топлива в поток за счет экранирования от набегающего потока [17]. Также, на перемешивание могут влиять косые скачки уплотнения, падающие вблизи области подачи топлива [18,19]. Одной из известных проблем пассивных стратегий является падение полного давления [14]. Поэтому применение таких стратегий требует соблюдения баланса между улучшением перемешивания и потерей полного давления [11].

Активные стратегии предусматривают дополнительный ввод энергии в область перемешивания. Ввод энергии может быть осуществлен разными способами. Например, путем периодического изменения давления в струе топлива с разными частотами и разной формой графика давления [20]. Также к активным стратегиям относится применение плазменных образований – эти стратегии будут обсуждаться в соответствующем разделе. Помимо этого, известны исследования активных методов смешения, в которых ввод энергии осуществляется с помощью лазерных импульсов [7,21] или электродетонаторов [22]. Согласно [11], для активных стратегий важно соответствие между частотами внешнего воздействия и собственными характерными частотами пульсаций течения.

Исследуются и комплексные стратегии, объединяющие активные и пассивные элементы. Например, в статье [23] исследуется интенсификация смешения за счет совокупности пульсирующих струй (с частотами порядка 50-200

кГц) и каверн. С помощью численного моделирования показано, что в рассмотренной конфигурации сверхзвукового тракта можно управлять глубиной проникновения и эффективностью смешения, варьируя частоту пульсаций струи, однако наилучшее смешение достигается не на той же частоте, что и наибольшая глубина проникновения струи.

## 1.2. Известные критерии эффективности смешения

Для того, чтобы охарактеризовать эффективность смешения, необходимы некие количественные критерии. В литературе встречается несколько примеров таких критериев. Рассмотрим отдельно критерии, применяющиеся в расчетно-теоретических и в экспериментальных работах.

В настоящее время в расчетных работах, как правило, используется следующий интегральный критерий эффективности перемешивания газов в сверхзвуковом потоке [2]:

$$\eta_m(\rho, U, W) = \frac{\int W_r \rho U dA}{\int W \rho U dA}, \quad W_r = \min \left\{ W, W_{st} \frac{1-W}{1-W_{st}} \right\}, \quad (1.2)$$

где интегралы берутся по некоторой плоскости, перпендикулярной потоку,  $W$  – массовая доля топлива,  $U$  – продольная компонента скорости,  $\rho$  – плотность,  $W_{st}$  – массовая доля топлива в стехиометрической смеси или произвольное предпочтительное значение массовой доли. Так,  $\eta_m = 0$  означает отсутствие перемешивания, а  $\eta_m = 1$  означает отсутствие областей с богатой топливно-воздушной смесью (что, впрочем, не исключает наличия областей с бедной смесью). Этот критерий не чувствителен к размеру области интегрирования: те области, в которых концентрация топлива равна нулю, не дают вклада в интегралы, и поэтому для применения этого критерия даже не обязательно знать размеры сечения сверхзвукового тракта. Особенностью этого критерия является заданное

значение массовой доли, соответствующее «наилучшему» перемешиванию, и не привязанное к расходам воздуха и топлива.

Данный критерий был применен во множестве работ, посвященных интенсификации смешения [14,15,24]. Как показано в [24] на конкретных примерах струй водорода и этилена в потоке воздуха, в случае нестационарного течения этот критерий можно применять как к мгновенным, так и к осредненным полям величин, однако, если принять во внимание, что смешение осуществляется с целью подготовки топливно-воздушной смеси к сгоранию, более предпочтительно применять этот критерий к мгновенным полям характеристик. В [25] показано, что в случае горения  $\eta_m$  коррелирует с коэффициентом сгорания топлива.

Стоит упомянуть, что в настоящее время используются и другие критерии перемешивания газов, например, отношение дисперсии и среднеквадратичного значения концентрации топлива [4,26], однако они встречаются сравнительно редко.

Однако в экспериментах  $\eta_m$  не применяется, поскольку он требует измерения скорости, плотности и химического состава смеси в большом количестве точек. В работах, посвященных перемешиванию газов в сверхзвуковом и дозвуковом потоке, можно встретить косвенные способы количественного описания перемешивания. Например, в [27] рассматривается перемешивание потока с поперечной струей, при этом выводы о качестве перемешивания делаются на основе измерения площади поперечного сечения засеянной струи, подсвеченной лазерным ножом. Таким же способом в [28,29] была визуализирована и представлена в явном виде на рисунках граница струи в заданных плоскостях, что делает возможным нахождение длины этой границы или ее местоположения. В работе [30] методом планарной лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF) исследовано мгновенное распределение концентрации вещества струи, построены поля и профили концентрации. Снижение концентрации косвенно свидетельствует об улучшении смешения.

В настоящее время остается малоизученной связь между интегральным критерием (1.2) и более простыми критериями, потенциально применимыми в экспериментах.

### 1.3. Поперечная вторичная струя в сверхзвуковом потоке

Поперечная вторичная трансзвуковая струя, инжектируемая в сверхзвуковой поток воздуха через отверстие на плоской стенке – одна из стандартных конфигураций течения, на примере которых исследуются способы интенсификации перемешивания газов в условиях сверхзвукового потока [2]. В англоязычной литературе для обозначения этой конфигурации течения существует устоявшаяся аббревиатура: JISC, т.е. «jet in supersonic crossflow» [31]. Это течение исследуется на протяжении нескольких десятилетий, начиная с 60-х годов XX века [32,33].

Структура этого течения подробно рассмотрена в работах [34,35]. На рисунке 1.1 изображена структура данного течения, обозначены некоторые характерные скачки уплотнения и вихри. В ближней зоне присутствуют скачки, характерные для истечения трансзвуковой затопленной недорасширенной струи: висячий скачок уплотнения и первый диск Маха. В дальней зоне формируется лямбда-структура скачков, как при сверхзвуковом обтекании препятствия на стенке. Важно отметить наличие периодически возникающих крупных возмущений на наветренной границе струи (цифра 11 на рисунке 1.1). В работе [35] было показано, что эти возмущения имеют вид поперечных вихрей, которые опоясывают пару продольных вихрей (CVP, «counter-rotating vortex pair»).

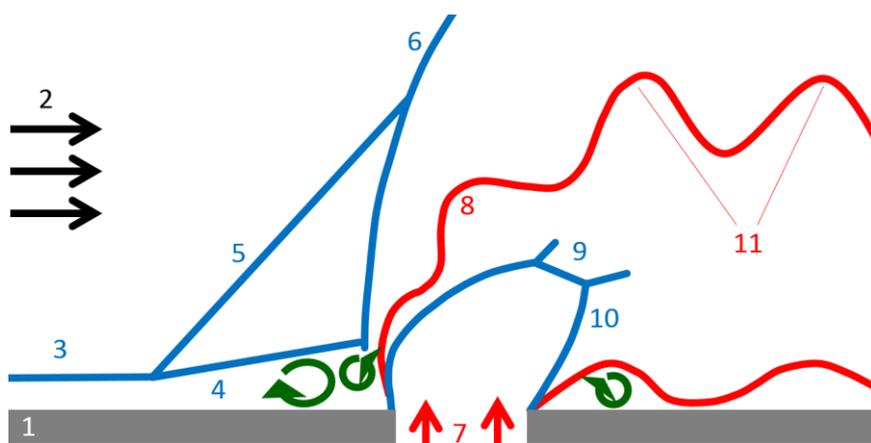


Рисунок 1.1 – Структура исследуемого течения. 1 – стенка, 2 – свободный сверхзвуковой поток, 3 – погранслои, 4 – отрывная зона, 5 –  $\lambda$ -скачок, 6 – головной скачок, 7 – инжектор вторичной струи, 8 – граница струи, 9 – диск Маха, 10 – висячий скачок уплотнения, 11 – крупные возмущения

Данная конфигурация сверхзвукового течения представляет также ценность для тестирования методов вычислительной гидродинамики. Один из частных случаев этого течения исследуется на протяжении почти трех десятилетий учеными из разных стран, и о нем накоплено много данных, которые характеризуются высокой надежностью благодаря многократным и разносторонним независимым исследованиям. Приведем некоторые из них. Частный случай течения с коэффициентом динамического напора, близким к 1, и числом Маха в набегающем сверхзвуковом потоке 1,6, был в 1990-х годах исследован экспериментально в США методами теневой фотографии и лазерной доплерометрии (LDV) [36], с помощью чувствительной к давлению краски (PSP) [37] и лазерно-индуцированной флуоресценции [38]. Впоследствии этот частный случай также был неоднократно воспроизведен различными численными методами. В некоторых случаях он становился средством для валидации расчетных кодов и моделей. Так, в работе (Kawai & Lele, 2010) расчет производился методом крупных вихрей (LES). Коллектив из Китая и Великобритании провел для этого же случая гибридный расчет RANS/LES (DES) [39]. В статьях американского [40] и индийского [41] коллективов этот случай был исследован методом осредненных уравнений Навье-Стокса (RANS), причем в последнем случае с применением коммерческого кода ANSYS. Коллектив в ОИВТ РАН тоже успешно провел моделирование этого

частного случая методом нестационарного RANS (URANS) в отечественном программном комплексе FlowVision [42], используя этот пример для проверки используемой численной модели. В [43] на примере этой задачи, уже ставшей классической, были проанализированы факторы, влияющие на расхождение моделирования и эксперимента и показана важность аккуратного выбора модели турбулентности обеспечения сходимости моделирования с экспериментом.

Здесь и далее под коэффициентом динамического напора  $J$  понимается отношение

$$J = \frac{(\rho U^2)_{\text{jet}}}{(\rho U^2)_{\infty}}, \quad (1.3)$$

где  $\rho$  – плотность,  $U$  – скорость, индекс  $\text{jet}$  относится к характеристикам струи на выходе из инжектора, а индекс  $\infty$  относится к характеристикам набегающего свободного потока.

#### **1.4. Диапазон частот воздействия на течение в активных стратегиях перемешивания**

Рассмотрим несколько работ, посвященных проблеме перемешивания поперечной струи со сверхзвуковым потоком. Информация из этих работ может быть полезной для выбора частоты внешнего воздействия на поперечную струю в сверхзвуковом потоке при использовании активных стратегий перемешивания.

Далее приведены те работы, в которых исследуются нестационарные характеристики течения с поперечной струей в сверхзвуковом потоке, без применения активных методов перемешивания. Для таких работ анализировались характерные частоты наблюдаемых периодических или квазипериодических процессов в области смешения струи с потоком.

А также приведены работы, содержащие конкретные примеры применения или изучения активных стратегий перемешивания: статьи про пульсирующие струи (т.е. струи с переменным расходом) и про струи в присутствии импульсно-

периодического выделения энергии посредством электрических разрядов или лазерного излучения.

Основные параметры течения, изученного в статьях, занесены в Таблицу 1. Для удобства анализа информация о частотах периодических процессов была унифицирована: частоты периодических процессов выражены в безразмерном виде как число Струхала, рассчитанное по диаметру инжектора и по скорости потока (или по скорости газа в струе). Некоторые необходимые для этого значения параметров течения (такие как скорость сверхзвукового потока) рассчитывались косвенно, по общеизвестным формулам газодинамики, если они не были в явном виде приведены в той или иной статье.

Таблица 1. Статьи, в которых есть информация о частоте периодических процессов при взаимодействии поперечной струи со сверхзвуковым потоком или о частотах воздействия на струю при использовании активных стратегий перемешивания

Ссылка	M	$v_{\infty}$ , м/с	Газ	D, мм	$v_j$ , м/с	J	f, кГц	$Sh_{\infty}$	$Sh_j$	комментарий
[44]	3,4	2360	H <sub>2</sub>	2	1205	1,4	568	0,48	0,94	«Средняя» частота, указанная в тексте
[45]	1,6	460	H <sub>2</sub>	2,8	1200	22	20	0,12	0,05	Частота определена по спектру давления
[46]	1,9	495	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	2,5	306	1,9	46	0,23	0,37	Частота определена по спектру скорости
[47]	1,6	450	воздух	4	280	1,7	53	0,47	0,76	
[48]	1,6		воздух	4		1,7		0,2	0,22	Ламинарный пограничный слой
[49]	1,6		воздух			1,2		0,3		Сравнивается течение при 2 разных значениях J
[49]	1,6		воздух			2,2		0,24		
[50]	2		воздух	15,3	580	1,7	5		0,13	
[51]	3,5	870	воздух	6,3	315	1	15	0,1	0,3	
[52]	1,6	450	воздух	4	320	2,2	25	0,22	0,31	«Естественная» частота
[52]	1,6	450	воздух	4	320	2,2	10	0,09	0,12	Искусственное возбуждение
[20]	3,8	660	H <sub>2</sub>	1	320	1,8	22	0,03	0,07	
[20]	2,8	2000	H <sub>2</sub>	2	1200	2,1	270	0,27	0,45	«Естественная» частота
[53]	2,8	2000	H <sub>2</sub>	2	1200	2,1	40	0,04	0,07	Искусственное возбуждение
[3]		740	Ar	2	224	8,7	50	0,14	0,44	Импульсное тепловыделение
[4]		721	Ar	2			50	0,14		Искровые разряды
[7]		1800	CH <sub>4</sub>	2	260		80	0,09	0,62	Лазерная искра, оценка $U_{\infty}$ примерная
[54]	2,5	560	воздух	4,8	250		2,5	0,21	0,47	Лазерная искра
[A2]	2	500	CO <sub>2</sub>	3	270	0,6-1,3	40	0,24	0,44	Импульсное тепловыделение

Сначала приведем работы, в которых не предусматривалось какое-либо активное воздействие на струю. В ряде работ, посвященных поперечной инжекции газов в сверхзвуковой поток, есть данные о спектре пульсаций скорости или давления. В некоторых работах указана только характерная частота формирования возмущений.

В экспериментальной работе [44] с помощью высокоскоростной теневой съемки исследовалась эволюция поперечной струи водорода в сверхзвуковом потоке воздуха с целью демонстрации возможности подобного исследования с мегагерцовым разрешением во времени. Используемая аппаратура позволяла делать в одном опыте до 17 снимков с частотой до 1 МГц. Полученные теневые изображения анализировались на предмет возмущений (крупных вихрей, “large eddies” в терминах авторов). Изображения анализировались вручную. Изображения обрабатывались методом кросс-корреляции для определения перемещения крупных вихрей за время между двумя кадрами. Также анализировались продольные и поперечные размеры вихрей на теневых изображениях в зависимости от расстояния вниз по потоку от места инжекции. Частота формирования крупных вихрей определялась по  $x-t$  диаграммам, на которых отмечалось положение вихрей в различные моменты времени.

В статье [45] изложены результаты гибридного RANS-LES расчета струи водорода, поперечно инжектируемой в сверхзвуковой поток через одно из отверстий разной формы: круглое и два вытянутых вдоль потока с сохранением площади. Утверждается, что инжекция через вытянутое отверстие, по сравнению с круглым отверстием, приводит к большей глубине проникновения струи, но к худшему перемешиванию, что объясняется меньшей интенсивностью турбулентного перемешивания. В изученном случае инжекции выбрано сравнительно большое значение  $J = 22$ . Это значительно больше, чем в других работах, проанализированных в данном обзоре. В статье приводятся спектры давления в нескольких точках. Для случая с круглым отверстием отмечен выраженный пик на частоте 20 кГц ( $Sh_\infty = 0,12$ ). Этот пик, согласно статье, соответствует частоте отхождения вихрей за диском Маха.

Следующая работа [46] посвящена влиянию инжектируемого газа на структуру поперечной струи в сверхзвуковом потоке и на качество перемешивания. Исследование проводилось численно методом LES. Сравнивались струи из четырех различных газов: водородная, гелиевая, азотная и этиленовая, причем  $J$  поддерживалось постоянным. Было обнаружено, что глубина проникновения струи практически не зависит от инжектируемого вещества. Струи из газов с большой молярной массой (азот и этилен) образовывали более выраженные крупномасштабные структуры, тогда как у струй с малой молярной массой (водород, гелий) эти структуры оказывались вытянуты в направлении потока. Эффективность перемешивания у легких газов оказалась существенно выше, чем у тяжелых. Отличия объясняются высокой скоростью легких газов на выходе из инжектора, что способствует быстрому росту турбулентной кинетической энергии. В статье приведены графики спектральной мощности для пульсаций скорости в определенной точке на границе струи на расстоянии  $x/D=4$  от инжектора. В тексте отмечено, что в этом спектре нет явно выраженных пиков, что свидетельствует об отсутствии строгой периодичности в формировании возмущений. Тем не менее, в случае этиленовой струи есть слабый пик на частоте  $\frac{f \cdot D}{U_\infty - U_{jet}} = 0,6$ .

В следующей расчетной работе [47] моделировалось течение, исследованное экспериментально в [55]: инъекция поперечной струи воздуха в сверхзвуковой поток воздуха. Однако помимо круглого инжектора предлагался инжектор с выходным отверстием в форме эллипса. Сравнение структуры течения с эллиптическим инжектором и с круглым инжектором позволило сделать следующие выводы. Струя из эллиптического инжектора быстро распространяется в направлении, поперечном струе и потоку, однако проникает в поток на глубину, меньшую, чем в случае круглого инжектора. Также в случае эллиптического инжектора уменьшается амплитуда колебаний структуры скачков в области инъекции. Характеристическая частота формирования крупных вихрей определялась в работе так же, как в [44], по  $x-t$  диаграммам. Она указана в тексте статьи в виде  $Sh_\infty = 0,47$ .

В [48] проведено моделирование течения, ранее изученного экспериментально в [55], методом LES. Исследовалось влияние пограничного слоя на перемешивание струи с потоком. Проведено сравнение течения в двух случаях: с ламинарным и с турбулентным пограничным слоем на плоскости инжекции в набегающем сверхзвуковом потоке. Обнаружено, что турбулентные структуры в пограничном слое влияют на механизм смешивания струй. Они усиливают неустойчивость сдвигового слоя с наветренной стороны струи, и, таким образом, способствуют развитию турбулентности на границе струи. Исследованы спектры скорости и давления на различных расстояниях от инжектора для двух случаев: ламинарного и турбулентного пограничного слоя у стенки. Отмечено, что в случае ламинарного пограничного слоя присутствует четкий пик на частоте  $Sh_{\infty} = 0,2$ , а в случае турбулентного пограничного слоя пик оказывается не столь выраженным; частота формирования вихрей в случае турбулентного погранслоя оказывается в диапазоне  $Sh_{\infty} = 0,5 \dots 0,6$ . В таблицу внесена информация про случай ламинарного погранслоя.

В работе [49] поперечная струя воздуха в сверхзвуковом потоке моделировалась методом LES, с числом Маха в потоке  $M = 1,6$ , числом Рейнольдса, рассчитанным по диаметру струи,  $Re = 1,38 \cdot 10^5$ , и двумя значениями  $J$ : 1,2 и 2,2. Изучено влияние  $J$  на структуру течения и на развитие неустойчивости в сдвиговом слое на передней границе струи. В спектрах пульсаций  $y$ -компоненты скорости на передней границе струи выделяются четкие максимумы на  $Sh_{\infty} = 0,3$  и  $0,24$  для  $J = 1,2$  и  $2,2$  соответственно. В этой статье безразмерные параметры задачи наиболее близки к тем, которые имеют место в данной диссертационной работе, в Главах 3 и 4.

Следующая группа статей посвящена инжекции пульсирующих струй в сверхзвуковой поток. Под модуляцией здесь понимается периодическое изменение характеристик струи: давления и массового расхода; в пределе – вплоть до полного прекращения подачи вещества в струю. В таблицу внесена та частота, на которой осуществлялась модуляция струи, то есть частота пульсации струи. Если таких

частот в рассматриваемой работе было несколько, то выбрана та частота, которую авторы статьи указывают как наилучшую по тем или иным критериям.

В экспериментальной работе [50] представлен анализ изображений поперечной струи в сверхзвуковом потоке, полученных с помощью рассеяния Ми на микроскопических кристаллах водяного льда. Изображения течения в поперечных плоскостях позволили определить, как влияет модуляция струи на эффективность перемешивания. Модуляция осуществлялась с помощью резонансной трубы Гартмана-Шпренгера, встроенной в инжектор вторичной струи. Указано звуковое давление пульсаций – 135 дБ, что соответствует около 100 Па при нормальных условиях, однако осредненное давление в струе не указано. В качестве меры эффективности перемешивания использовалась площадь изображения, на которой нормированное стандартное отклонение яркости превышало заданное пороговое значение. Таким образом определялась площадь областей, в которых происходит кинематическое перемешивание за счет крупных вихрей. Модуляция струи на частоте  $Sh_j = 0,13$  привела к наибольшему увеличению значения данного критерия по сравнению с базовым случаем (без модуляции). В статье отмечено, что были проведены эксперименты с другими безразмерными частотами модуляции: как больше 0,13, так и меньше, но на других частотах эффект воздействия модуляции на характеристики течения оказался менее выраженным.

Детальный анализ различных факторов, влияющих на перемешивание поперечной струи со сверхзвуковым потоком приведен в работе [51]. В эксперименте варьировались  $J$ , угол инжекции струи, толщина пограничного слоя в набегающем потоке, амплитуда и частота модуляции струи. Модуляция струи осуществлялась с помощью трубы Гартмана-Шпренгера. Вторичная струя засеивалась парами этилового спирта, которые конденсировались при перемешивании струи с холодным сверхзвуковым потоком, а эффективность перемешивания определялась по изображениям струи, подсвеченной лазерной плоскостью. Авторы отмечают, что глубина проникновения модулированной струи несущественно отличается от немодулированной струи. Однако при модуляции на частоте  $Sh_j = 0,3$  наблюдается более быстрое уменьшение концентрации вещества

струи в центральной плоскости, по сравнению со случаем отсутствия модуляции. Этот эффект имеет место при  $J = 1$ , и, в меньшей степени, при  $J = 2$ . Для случая с  $J = 1$  амплитуда модуляции давления составляла 6-7% от полного давления.

Статья [52] посвящена моделированию модулированной струи воздуха в сверхзвуковом потоке методом LES. Исследовалась динамика струи в ближней зоне, влияние модуляции на глубину проникновения струи и на перемешивание, а также спектр пульсаций течения. В случае пульсирующей струи  $J$  менялось синусоидально от 1,2 до 3,2. При отсутствии модуляции спектр пульсаций давления в области дрейфа крупных вихрей в сдвиговом слое с наветренной стороны струи имеет максимум на  $Sh_{\infty} = 0,22$ . Однако модуляция струи была задана на произвольной частоте 10 кГц ( $Sh_{\infty} = 0,09$ ), при этом в статье не указано, является ли эта частота оптимальной в том или ином смысле. Поэтому в таблицу внесена «естественная» частота пульсаций. Тем не менее, авторы отмечают, что модуляция струи приводит к улучшению перемешивания в ближней зоне (до  $x/D = 10$ ). В работе было показано, что модуляция струи приводит к подавлению пульсаций на «естественной» частоте и возникновению пульсаций на частоте модуляции и кратных ей частотах.

В расчетной работе [20] исследовалось влияние модуляции струи на структуру течения, эффективность перемешивания, глубину проникновения и другие характеристики течения. В нескольких рассмотренных случаях модулированной струи давление в струе осциллировало на одной частоте, но с разными формами: синусоидальной, пилообразной и меандрами. Отношение максимального и минимального давления в пределах одного цикла составляло около 3. Согласно приведенным в статье графикам, эффективность перемешивания и глубина проникновения лишь незначительно зависели от формы модуляции струи, но для случая с  $J = 1,8$  ( $P_{jet}/P_{\infty} = 25,15$ ) модуляция приводила к улучшению перемешивания.

В статье [53] течение с пульсирующей струей водорода в сверхзвуковом потоке воздуха было промоделировано методами LES на базе платформы OpenFOAM с учетом горения. Исследовались механизмы интенсификации

перемешивания и горения. Эта работа являлась продолжением предыдущей работы этих же авторов [8], в которой течение с теми же параметрами исследовалось методом URANS при нескольких частотах пульсации струи, и в которой было обнаружено, что оптимальная частота – 50 кГц (впрочем, ближайшие рассмотренные частоты были 10 и 100 кГц). В новой работе было показано, что характерная частота появления вихрей в сдвиговом слое на границе струи 270 кГц. А «оптимальная» частота 50 кГц оказалась связана с частотой осцилляции головного скачка уплотнения перед струей – 40 кГц. Было показано, что при частоте пульсации струи 40 кГц эффективность перемешивания оказывается даже чуть больше, чем при частоте 50 кГц. Это полностью согласуется с тезисом о том, что частота воздействия в активных стратегиях должна совпадать с частотой какого-то периодического процесса в заданной конфигурации течения.

Далее рассмотрены статьи, в которых исследуются активные стратегии с импульсным выделением энергии.

В работе [3] методом RANS исследован отклик вторичной поперечной аргоновой струи в сверхзвуковом потоке азота на импульсное тепловыделение в области, расположенной на стенке выше по потоку от инжектора струи (а также, для сравнения, ниже по потоку). Показано, что в случае импульсного выделения тепла выше по потоку от инжектора, отрывная зона перед инжектором существенно увеличивается, так же, как и отрывная зона позади инжектора. При этом усиливается  $\lambda$ -скачок и ослабляется головной скачок. При этом увеличивается глубина проникновения струи и уменьшается максимальная концентрация газа струи. Выбор частоты импульсов 50 кГц в статье не объясняется.

Сочетание экспериментального подхода (теневые методы и засев струи) и численного моделирования (RANS) применено в работе [4] для анализа физических механизмов, которые отвечают за отклик вторичной струи аргона в сверхзвуковом потоке на периодические разряды, локализованные на стенке выше по потоку от инжектора. Исследована структура течения при двух частотах разряда – 20 кГц и 50 кГц. В работе для обозначения порции горячего вещества из тепловой каверны

разряда, дрейфующего по потоку, используется термин «горячие пузыри» (англ. «hot bubbles»). Показано, что в основе механизма интенсификации перемешивания лежит взаимодействие этих «горячих пузырей» с головным скачком уплотнения, в результате чего образуются дополнительные вихри. Формирующиеся вихревые структуры способствуют увеличению турбулентной кинетической энергии и интенсификации перемешивания.

Рассмотрим также статью о воздействии лазерной искры на течение JISC [7]. В статье описаны результаты численного моделирования поперечной струи метана в сверхзвуковом потоке воздуха методом осредненных уравнений Навье-Стокса для сжимаемой среды. Приводится частота лазерных импульсов 80 кГц, однако ее выбор не обосновывается. Предполагается, что с помощью лазера энергия вкладывается в маленькую область около центра отверстия инжектора. Оригинальным методом рассчитана эффективность перемешивания, и показано, что разряды способствуют ее увеличению, причем данный эффект частично накапливается от разряда к разряду. Исследованы так называемые «синергетические эффекты» – разница между тем, как влияет на течение одна лазерная «искра» и нескольких последовательных «искр». В статье не приводятся в явном виде никакие характеристики потока, поэтому для оценки  $Sh_\infty$  скорость сверхзвукового потока была приблизительно оценена по рисункам, на основании расстояния между последовательными крупными вихрями в сдвиговом слое с наветренной стороны струи, в области на достаточном удалении от инжектора.

В работе [54] проведен гибридный RANS/LES расчет поперечной струи в сверхзвуковом потоке, с периодическими лазерными искрами в инжекторе. Исследуется динамика крупных возмущений, возникающих вследствие выделения энергии в лазерной искре. Однако отмечается, что в данной постановке задачи лазерные искры не влияют существенно на среднюю эффективность перемешивания. Проводится сравнение расчета с экспериментальными данными, полученными в работе [21] при теневой съемке аналогичного течения с одиночным лазерным импульсом.

Для удобства в эту же таблицу включена статья [A2], в которой соискатель является соавтором. Содержание этой статьи раскрывается в следующих главах диссертации.

Таким образом, для течений с  $J \sim 1-2$  и  $M \sim 2$  можно ожидать, что оптимальные частоты воздействия на струю  $Sh_\infty$  будут находиться в диапазоне приблизительно от 0,06 до 0,3. Во многих работах собственная частота течения или оптимальная частота внешнего воздействия находилась в диапазоне  $Sh_\infty \in [0,2; 0,3]$ .

### **1.5. Воздействие электрических разрядов на высокоскоростные потоки газа**

Способность электрических разрядов приводить воздух в движение известна с середины XVIII века. Так, в 1752 году проф. Э. Киннерсли, исследовавший коронные разряды, отметил, что «воздействие разрядов можно ощутить ладонью как дуновение прохладного ветра» [56]. А в 1803 году академиком В.В. Петровым были проведены классические опыты с электрической дугой, которая впоследствии была названа именно так ввиду того, что разрядный канал изгибается из-за термической конвекции [57].

Согласно [58], первые предложения по использованию плазменных методов для управления воздушным потоком были сделаны в середине XX века. Одна из первых попыток воздействия на поток газа с помощью неравновесной плазмы была выполнена в 1960-х годах под руководством А.М. Мхитаряна [59]. В этих работах было исследовано управление отрывом потока посредством поверхностного барьерного диэлектрического разряда на обтекаемых аэродинамических профилях при наложении синусоидального высоковольтного импульса в диапазоне порядка сотен герц.

К началу XXI века выделяется новый раздел аэродинамики – плазменная аэродинамика, которая изучает методы активного влияния на течение газа с помощью плазменных технологий [60]. Развитие техники привело к тому, что за последние десятилетия были созданы и исследованы разнообразные устройства, в которых плазменные образования воздействуют на поток газа, так называемые плазменные актуаторы.

Плазменные актуаторы характеризуются малой инвазивностью по отношению к потоку и быстрым временем отклика [61]. Они способны оказывать на течение воздействие с различными частотами [4]. Благодаря этому они рассматриваются как перспективные средства для активного управления сверхзвуковыми течениями. Например, в работе [62] было показано, что пристеночные разряды квазипостоянного тока позволяют управлять структурой косых скачков уплотнения в сверхзвуковом тракте. Разряд между электродами, смонтированными в стенку тракта перед сжимающей рампой, приводит к изменению угла скачка уплотнения и смещению точки отражения скачка от противоположной стенки тракта. Также разряды способны подавлять косые скачки уплотнения в сверхзвуковом потоке [63]. Проводятся исследования по теме управления потоками с помощью импульсных объемных и поверхностных разрядов, а также комбинированных разрядов с предыонизацией от плазменных электродов [64]. Многочисленные исследования воздействия электрических разрядов различных типов на дозвуковые и сверхзвуковые течения приведены в обзорах [58,65].

В ряде работ электрические разряды рассматриваются как средство для интенсификации смешения [66–68]. Однако стоит отметить, что в литературе, посвященной электрическим разрядам в сверхзвуковом потоке, как правило, наряду с задачей смешения газов рассматривается задача воспламенения и управления горением топливно-воздушной смеси. Многие работы по теме разрядов в сверхзвуковом потоке направлены именно на решение задач, связанных с горением [69–72].

В исследованиях по смешению и горению в сверхзвуковом потоке используются разряды разных типов. Среди них встречаются импульсные филаментарные разряды [67], диэлектрические барьерные разряды [73], разряды постоянного тока – стационарные [74] и нестационарные [75], скользящий дуговой разряд [72,76] и другие типы разрядов.

### **1.6. Искровой разряд в газе**

Электрический искровой разряд возникает в газах при давлении порядка атмосферного в присутствии электрического поля, достаточно сильного для создания в нейтральном газе электропроводящего канала. Температура в искровых разрядах может достигать десятков тысяч градусов Кельвина [77]. Формирование проводящего канала в газе сопровождается свечением и характерным щелчком. Для возникновения искрового разряда напряженность электрического поля на разрядном промежутке должна превышать так называемую диэлектрическую прочность газа. При нормальных условиях, у воздуха эта величина составляет около 30 кВ/см [78]. Вообще говоря, эта величина зависит от давления и от формы электродов. При иницировании искрового разряда лавинообразно увеличивающаяся концентрация заряженных частиц приводит к тому, что вещество между электродами становится электропроводным. После пробоя ток разряда ограничивается комплексным сопротивлением внешнего источника тока. Если источник напряжения способен поддерживать подачу тока после пробоя, то искровой разряд превращается в дуговой [79]. Искровой разряд вызывает быстрый локальный нагрев среды. Это приводит к формированию быстро расширяющейся тепловой каверны, ударной волны, образованию вихрей и струй газа в области разряда [80]. Искровой разряд, наряду с другими разновидностями электрических разрядов, рассматривается плазменной аэродинамикой как одно из средств для воздействия на воздушные течения [58].

Рассмотрим подробнее искровой разряд в газовой среде. Эволюцию течения, возникающего в результате искрового разряда в неподвижном воздухе, можно условно разделить на три стадии [80,81]:

1. Быстрое увеличение объема порции вещества, нагретой разрядом (т.н. «тепловой каверны»), сопровождающееся отхождением расходящейся ударной волны. Течение на этой стадии происходит аналогично сильному взрыву [82].
2. Проникновение двух встречных потоков ненагретого окружающего воздуха в тепловую каверну с ее торцов.
3. Столкновение двух встречных потоков, приводящее к формированию двух противоположно вращающихся тороидальных вихрей.

Перечисленные явления могут иметь свои особенности, определяемые геометрией разряда и окружения. Например, при инициировании разрядов с формой канала в виде ломаной линии (что достигается с помощью дополнительных электродов), форма фронта ударной волны определяется формой разрядного канала, а при распаде тепловой каверны от такого разряда формируются струи, направление которых определяется изломом разрядного канала [80]. А в том случае, когда разряд расположен у стенки, тороидальные вихри оказываются ограничены этой стенкой [81].

В условиях сверхзвукового потока первая стадия имеет определяющее значение для интенсификации смешения газов, поскольку вторая и третья стадия имеют слишком большое характерное время. Так, в [81] характерное время распада тепловой каверны составляет сотни микросекунд. В условиях сверхзвукового потока (порядка нескольких сотен м/с) воздух проходит за такое время десятки сантиметров, что во много раз превышает характерные размеры инжекторов в работах по смешению (см. раздел «Диапазон частот воздействия на течение в активных стратегиях перемешивания»). Таким образом, следует ожидать, что именно импульсный энерговыход, определяющий характеристики тепловой каверны и расходящейся ударной волны, является причиной физических

механизмов воздействия искрового разряда на область смещения сверхзвукового потока и вторичной струи.

Выделение энергии в разряде приводит к формированию нестационарного течения и его взаимодействию с высокоскоростным потоком. Известен ряд работ, в которых было показано, что импульсный энерговклад в сверхзвуковой поток способен стимулировать кинематическое перемешивание газов [26,61,68].

### **1.7. Выводы по Главе 1**

Как показывает анализ литературы, существует несколько подходов к интенсификации перемешивания газов в высокоскоростных потоках. В последние годы развиваются исследования так называемых «активных» методов (стратегий) интенсификации перемешивания, в которых подразумевается ввод энергии в область взаимодействия перемешивающихся сред. Часто эти стратегии исследуются на примере фундаментальной задачи об инжекции газа в сверхзвуковой поток через отверстие на плоской стенке.

Множество исследований в области плазменной аэродинамики показывает, что плазменные актуаторы способны быть эффективным средством для управления дозвуковыми и сверхзвуковыми потоками. Их преимущество в быстром времени отклика, способности работать на разных частотах и низкой инвазивности.

Был проведен анализ статей, в которых сообщалось об исследованиях периодических процессов или о примерах применения активных стратегий перемешивания в задаче с поперечной струей в сверхзвуковом потоке. Была выделена и приведена к единому виду информация о «естественных» частотах течения и о тех частотах, на которых в рассмотренных статьях осуществлялось внешнее активное воздействие. Выделен диапазон частот, который,

предположительно, является оптимальным для активных стратегий перемешивания.

Известно несколько работ, в которых изучалась способность искровых разрядов стимулировать кинематическое перемешивание газов. Однако остается малоизученной тема влияния разряда на течение в том случае, если разряд локализован вблизи инжектора, в отрывной зоне перед струей. В частности, каковы физические механизмы влияния разряда на эффективность перемешивания в данной конфигурации, и существуют ли оптимальные частоты разряда, способствующие наилучшему перемешиванию.

## Глава 2. Постановка расчетной задачи

В данной главе приведено описание расчетной области, в которой было выполнено моделирование, и граничных условий. Приведена информация об используемых численных моделях. Выписаны основные уравнения, указаны методы их решения, описаны свойства веществ. Изложены основные этапы проведенной проверки (тестирования) выбранной численной модели.

Основные результаты, полученные автором в данной главе, изложены в статьях [A1, A2].

### 2.1. Расчетная область и граничные условия

Расчеты производились в российском многодисциплинарном программном комплексе FlowVision, описание основных уравнений и физических моделей представлено в разделе 2.2. В данной диссертационной работе большинство расчетов было выполнено в одной и той же расчетной области. Она схематично изображена на рисунке 2.1. Сверхзвуковой тракт моделировался как прямоугольный параллелепипед с заданными значениями параметров сверхзвукового потока воздуха на входе и свободным граничным условием на выходе. К нижней поверхности этого параллелепипеда примыкал цилиндр, который служил в качестве инжектора вторичной струи. За начало координат принимался центр отверстия инжектора. Параллелепипед имел ширину 72 мм (полуширину 36 мм), высоту 35 мм и длину 50 мм. Инжектор имел форму цилиндра длиной 15 мм и диаметром 3 мм.

Ввиду симметрии задачи, для экономии ресурсов рассматривалось только полупространство  $Z > 0$ . Для наглядности, расчетная область изображена в трехмерном виде на рисунке 2.2. Также на рисунках отображена расчетная сетка и положение разряда; они обсуждаются в следующих разделах.

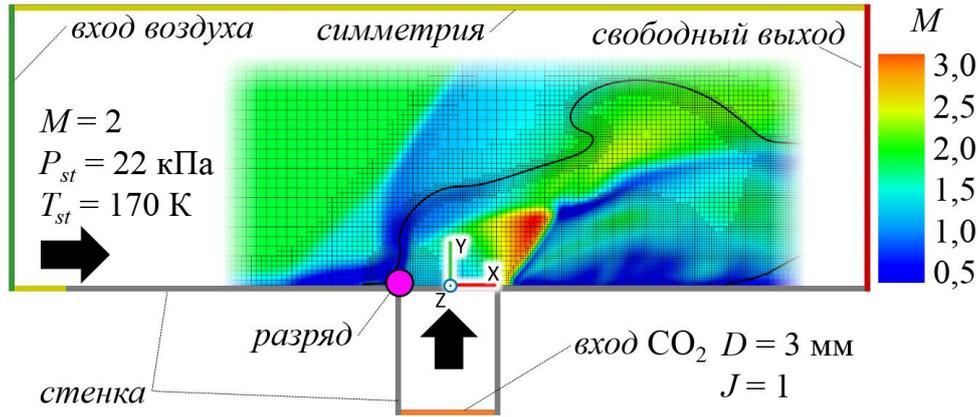


Рисунок 2.1 – Схематичное изображение расчетной области, расстановка граничных условий и пример расчетной сетки с адаптациями, на фоне распределения числа Маха. Указаны типичные значения параметров потока и струи. Черная линия – изолиния 50% массовой доли  $\text{CO}_2$

На нижней грани параллелепипеда и на боковой поверхности инжектора устанавливалось граничное условие типа «стенка» с пристеночными функциями (подробнее об этих функциях написано в следующем разделе). На остальных поверхностях, задавался нулевой градиент всех величин вдоль оси, перпендикулярной поверхности (т.н. «симметрия»). Размер расчетной области был достаточно большим, чтобы эти поверхности не оказывали какого-либо влияния на исследуемое течение.

Можно заметить, что на начальном участке нижней поверхности параллелепипеда также установлено ГУ «симметрия». Это сделано намеренно, для того чтобы сгладить конфликт граничных условий и сделать модель приближенной к постановке задачи, которая имела место в эксперименте (см. Главу 4), а именно: инжекция осуществляется на верхней поверхности пластины с острой передней кромкой, которая разрезает ядро сверхзвукового потока в аэродинамической трубе. В численной модели переход между ГУ играет роль этой «острой кромки», разрезающей сверхзвуковой поток.

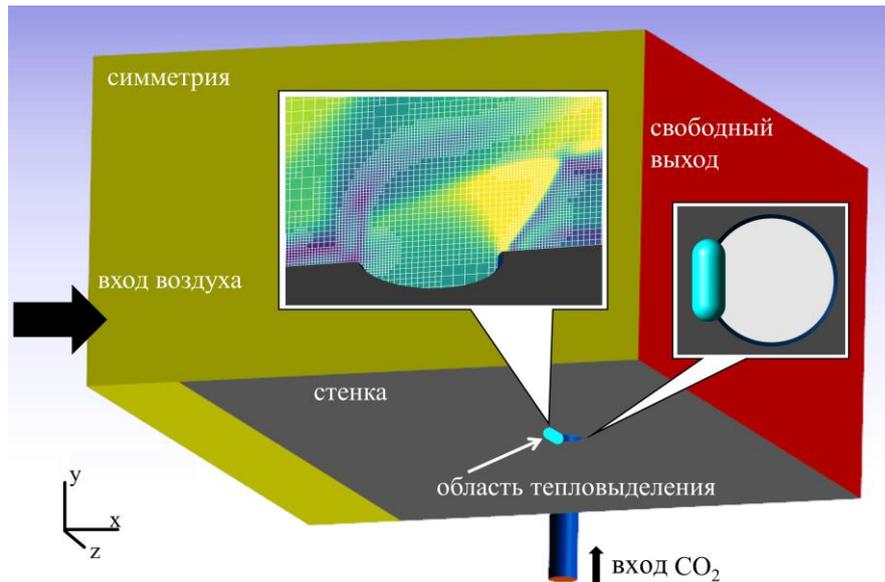


Рисунок 2.2 – Расчетная область и расстановка граничных условий. На левой выноске отображено сечение расчетной сетки на фоне распределения числа Маха. На правой выноске отображено взаимное расположение отверстия инжектора и области разряда (т.е. области импульсного тепловыделения)

Значения основных физических параметров численной модели выбирались близкими к тем значениям, которые было возможным достичь в эксперименте (см. Главу 4). Число Маха в свободном сверхзвуковом потоке задавалось от 1,7 до 2,2. При  $M = 2$  статическая температура потока составляла 170 К, а статическое давление 22 кПа. Коэффициент динамического напора струи и потока составлял в разных расчетах от 0,6 до 1,6. Профиль скорости в струе был задан однородным на нижней поверхности цилиндра, моделирующего инжектор. Полная температура газа струи составляла 300 К.

В качестве газа вторичной струи был выбран углекислый газ ( $\text{CO}_2$ ), при обычных условиях не реагирующий с воздухом. Это было сделано для того, чтобы исключить химический аспект моделируемого явления и, соответственно, избежать усложнения расчетной задачи. Благодаря такому подходу было исследовано влияние разряда только на процесс перемешивания, вне связи с процессами горения.

## 2.2. Численная модель

Расчеты производились в российском многодисциплинарном программном комплексе FlowVision [83]. Известно множество примеров успешного применения этого ПО для гидродинамических расчетов в области плазменной аэродинамики и стимулированного горения [80,84,85].

Основная часть расчетов выполнена методом нестационарных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Фавру (URANS). Далее приведены основные уравнения и описаны используемые методы решения. Обоснованию применимости этого метода для исследуемой задачи посвящен следующий раздел диссертации. Дополнительно были проведены расчеты методом крупных вихрей (LES).

Метод расчета основан на решении системы уравнений [86], включающей уравнение неразрывности, уравнение импульсов и уравнение энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = \nabla p + \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_{eff}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} H) = \frac{\partial P}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{J}_q + \nabla \cdot (\hat{\boldsymbol{\tau}}_{eff} \cdot \mathbf{V}) + Q_{mod}, \quad (2.3)$$

где:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} (\nabla_j V_i + \nabla_i V_j),$$

$$\hat{\boldsymbol{\tau}}_{eff} = (\mu + \mu_{turb}) \left( 2\hat{\mathbf{S}} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \hat{\mathbf{I}} \right),$$

$$\mathbf{J}_q = - \left( \frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_{turb}}{Pr_{turb}} \right) (\nabla H - \mathbf{V} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{V})) + \frac{\lambda}{C_p} \left( 1 - \frac{Sc}{Pr} \right) \sum_i h_i \nabla W_i.$$

Здесь суммирование в последнем члене идет по всем компонентам смеси; турбулентное число Прандтля  $Pr_{turb}$  положено равным 1.

Полная энтальпия выражается как:

$$H = h + \frac{V^2}{2} = h_0 + \int_{298,15}^T C_p(T) dT + \frac{V^2}{2}. \quad (2.4)$$

Ввиду того, что в работе рассматриваются не реагирующие смеси, для простоты энтальпия образования веществ  $h_0$  полагается равной нулю. Энтальпия смеси определяется молярным взвешиванием энтальпии ее компонент, это условие используется для вычисления температуры. Воздух учитывается как единое «вещество», т.е. один компонент смеси. Таким образом, смесь в расчете представлена только двумя компонентами: воздухом и углекислым газом. Уравнение переноса массы  $i$ -го компонента смеси:

$$\frac{\partial(\rho W_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho W_i \mathbf{V}) + \nabla \cdot \mathbf{J}_i = 0, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{J}_i = - \left( \frac{\mu}{Sc_i} + \frac{\mu_{turb}}{Sc_{turb}} \right) \nabla W_i. \quad (2.6)$$

Здесь молекулярное и турбулентное число Шмидта  $Sc_i$  и  $Sc_{turb}$  были заданы равными 1.

Для замыкания системы уравнений Навье-Стокса при расчетах методом URANS использовалась модель турбулентности KEFV, разновидность модели k- $\epsilon$ . Описание модели приведено в статье [87]. Эта модель турбулентности применима как в высокорейнольдсовых, так и в низкорейнольдсовых расчетах, и включает предустановленные пристеночные функции [88,89]. Для моделирования течения в пристенных ячейках выбраны равновесные пристеночные функции FlowVision (k вычисляется по заданным формулам без решения уравнений). Безразмерное расстояние от центра первой ячейки до стенки  $Y^+$  практически во всех пристенных ячейках соответствовало области применимости этих пристеночных функций.

Турбулентная вязкость в этой модели рассчитывается как

$$\mu_{turb} = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}, C_\mu \equiv 0,09.$$

Искровой разряд моделировался объемным источником тепла (член  $Q_{\text{mod}}$  в уравнении энергии), при этом не использовалась физика, связанная с электрическим током и электропроводностью. В большинстве расчетов, за некоторыми оговоренными исключениями, предполагалось, что искровой разряд располагается на кромке отверстия инжектора (рисунок 2.2). Область тепловыделения представляла собой цилиндр со скругленными торцами длиной 2,2 мм и диаметром 0,8 мм. Длина этой области приблизительно соответствовала длине разрядного промежутка в экспериментах (см. Главу 4), а ширина была выбрана как типичная видимая ширина разрядного канала в работе [90].

В работах [91,92] было продемонстрировано, что подобный подход к моделированию воздействия разрядов на газообразную среду приводит к хорошему согласию расчета и экспериментальных данных. Ввиду того, что температура в области разряда может достигать десятков тысяч градусов, были использованы данные о свойствах веществ при высоких температурах. Необходимые свойства сред воздуха и углекислого газа (плотность, удельная теплоемкость, теплопроводность, вязкость) при высоких температурах (до 50 кК) были взяты из [93–96]. В этих работах в первопринципных расчетах указанные свойства были получены соответственно для сред атмосферы Земли (то есть газообразного воздуха и равновесной плазмы в воздушной среде) и атмосферы Марса (которая практически полностью состоит из  $\text{CO}_2$  с незначительными примесями аргона и азота). Для смеси воздуха с  $\text{CO}_2$  транспортные коэффициенты в расчетах определялись методом простого молярного взвешивания.

Расчеты проводились на прямоугольной неравномерной сетке. В областях с большим градиентом давления или концентрации газа струи применялась многоуровневая динамическая адаптация: на каждом уровне адаптации расчетная ячейка делилась пополам по каждому измерению, в результате чего получалось 8 ячеек. В большинстве расчетов размер ячеек в области около отверстия и в зонах адаптации составлял около 75 мкм (40 ячеек на диаметр инжектора). Проверка

сеточной сходимости и подробности о структуре сетки приведены в следующем разделе.

Численное интегрирование приведенных выше уравнений осуществляется во FlowVision методом конечных объемов [97,98]. Система УНС (уравнение неразрывности и уравнение импульсов) решается путем расщепления по физическим переменным, т. е. система преобразуется к двум уравнениям: уравнению для скорости и уравнению для давления [99]), которые решаются неявной схемой. На каждом шаге по времени в первую очередь интегрируется уравнение для давления, затем уравнение для скорости, затем уравнения для турбулентных переменных, диффузии и энтальпии. На заключительном этапе рассчитывается температура.

В большинстве проведенных расчетов шаг по времени при действии модификатора импульсного тепловыделения составлял около 30 нс, а в остальное время повышался до 100 нс, что соответствует числу Куранта-Фридрихса-Леви  $CFL \sim 2$ . Благодаря применению динамических адаптаций количество ячеек составляло от 1 до 1,5 млн. Для завершения всех переходных процессов требовалось порядка нескольких тысяч шагов. Типичный расчет на 64 ядрах суперкомпьютера Фишер занимал 7 суток.

### 2.3. Проверка численной модели

В данном разделе излагается проведенная проверка (тестирование) выбранной численной модели. Проверка включала несколько этапов.

**Первый этап: воспроизведение известного частного случая.** Была отобрана информация из литературы об одном стандартном частном случае течения с поперечной струей в сверхзвуковом потоке. Этот «эталонный» частный случай был подробно исследован несколькими независимыми научными группами

с помощью экспериментальных и расчетно-теоретических методов, например [31,55]. Параметры струи и потока для этого случая перечислены в таблице 2. Статьи, посвященные данному частному случаю, перечислены в обзоре литературы в Главе 1. Данный частный случай был воспроизведен с помощью выбранной компьютерной модели.

*Таблица 2. Параметры «эталонного» частного случая*

Параметр	Значение	Пояснение
$M$	1,6	Число Маха в свободном потоке
$v_{\infty}$	450 м/с	Скорость сверхзвукового потока
$P_{t\infty}$	241 кПа	Полное давление в свободном потоке
$T_{t\infty}$	300 К	Полная температура в свободном потоке
$\delta_{99} (x/D = 5)$	3,1 мм	Толщина пограничного слоя в точке $x/D = -5$ .
$D$	4 мм	Диаметр отверстия инжектора
$P_{tj}$	476 кПа	Полное давление во вторичной струе
$T_{tj}$	300 К	Полная температура во вторичной струе
$\rho_{0j}/\rho_{\infty}$	5,55	Отношение плотностей в полости инжектора (в дозвуковой зоне на удалении от отверстия) и в свободном потоке
$P_{0j}/P_{\infty}$	8,4	Отношение давлений в полости инжектора (в дозвуковой зоне на удалении от отверстия) и в свободном потоке
$J$	1,7	Коэффициент динамического напора

Расчет был разделен на две стадии, как в [31] (рисунок 2.3). На первой стадии в двумерной модели были рассчитаны профили характеристик пограничного слоя в пристенной области. На второй стадии в трехмерной модели было воспроизведено непосредственно течение с инжекцией струи в поток, при этом распределение локальных характеристик входящего потока воздуха было задано с учетом профилей, рассчитанных на первой стадии.

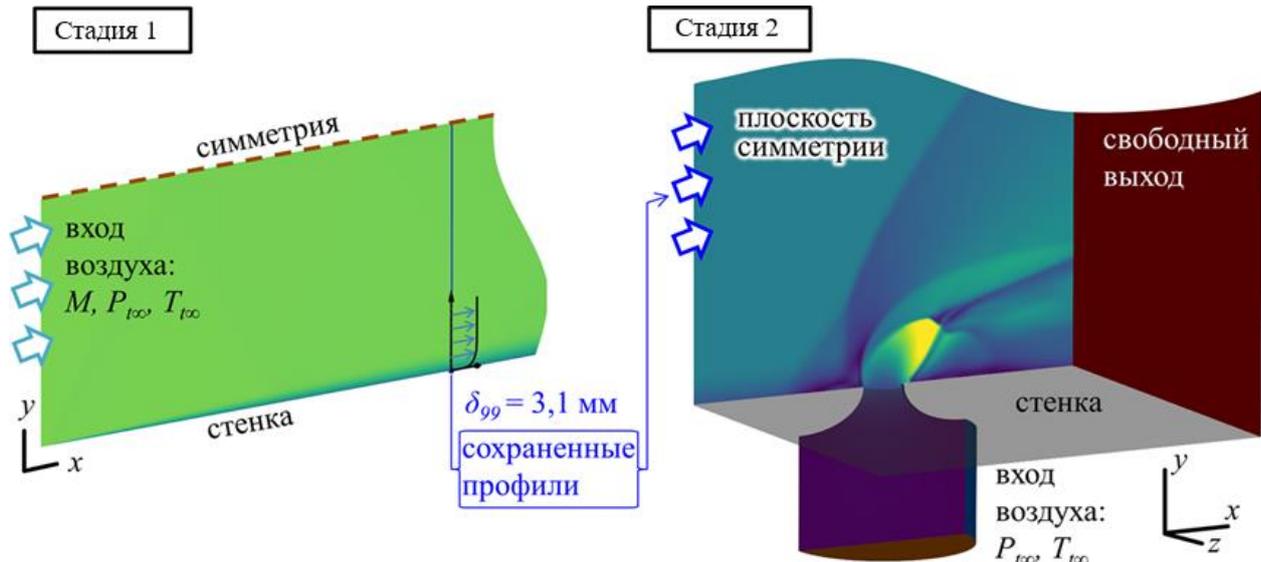


Рисунок 2.3 – Расчетные области и расстановка граничных условий: для двумерного моделирования на первой стадии: (слева), для трехмерного моделирования на второй стадии (справа). Для наглядности отображено распределение числа Маха

Расчетная область для первой стадии (рисунок 2.3) представляла собой длинный прямоугольник высотой 36 мм и длиной 320 мм. На нижней границе было задано граничное условие «стенка» с равновесными пристеночными функциями. На верхней границе – симметрия. На левой поверхности был задан свободный поток воздуха с параметрами из таблицы 2. На правой – свободный выход. Было найдено поперечное сечение расчетной области ( $x = x_{99}$ ), в котором толщина пограничного слоя (определенная по критерию  $\delta_{99}$ ) равна 3,1 мм. Именно так определялась толщина пограничного слоя в большинстве статей из обзора по теме данного частного случая. Затем в сечении  $x = x_{99}$  были построены профили скорости, давления, температуры, турбулентной энергии и турбулентной диссипации.

Расчетная область для второй стадии (рисунок 2.3) состояла из инжектора и участка сверхзвукового тракта прямоугольного сечения. Форма инжектора соответствовала описанию, приведенному в [55]. На боковой поверхности инжектора было задано граничное условие «стенка» с равновесными пристеночными функциями. На нижней поверхности инжектора был задан вход

воздуха с параметрами из таблицы 2 для вторичной струи. Габариты участка сверхзвукового тракта были следующими: длина – 40 мм (10D), полуширина – 37 мм, высота – 56 мм. Расстояние от входа сверхзвукового тракта до центра отверстия инжектора составляло 5D. Начало координат было помещено в центр выходного отверстия инжектора. Граничное условие на входе сверхзвукового тракта содержало профили локальных характеристик, построенные на первой стадии моделирования. Граничное условие на выходе сверхзвукового тракта – свободный выход. На всех остальных поверхностях, в том числе на плоскости  $y = 0$ , было задано симметричное граничное условие.

Расчет был проведен на трех сетках. Их сечения приведены на рисунке 2.4 на фоне распределения числа Маха. Была применена автоматическая адаптация сетки к скачкам уплотнения и к границе вторичной струи (определяемой по величине градиента пассивного скаляра струи). В общей сложности количество расчетных ячеек составляло около 100 тыс. для грубой сетки, 800 тыс. – для средней сетки, и 1400 тыс. – для тонкой сетки. Размер ячеек тонкой сетки в области около отверстия инжектора составлял  $\sim 80$  мкм. Все приведенные далее результаты соответствуют расчету на тонкой сетке.

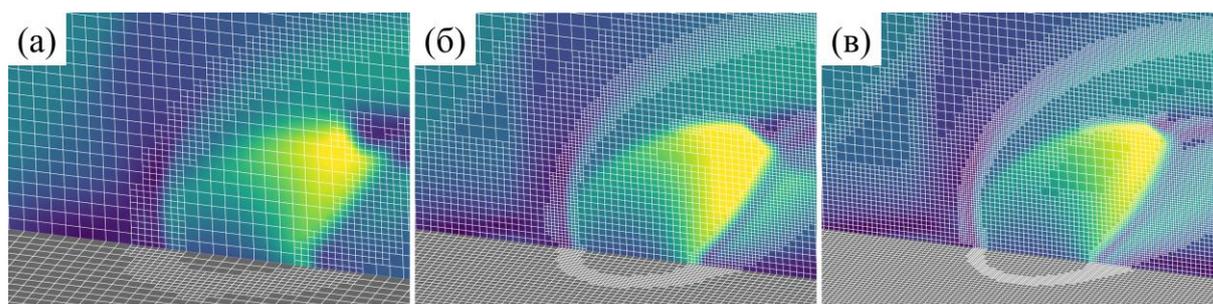


Рисунок 2.4 – Сечения расчетных сеток на фоне распределения числа Маха. (а) грубая сетка ( $\sim 100$  тыс. ячеек), (б) средняя сетка ( $\sim 800$  тыс. ячеек), (в) тонкая сетка ( $\sim 1400$  тыс. ячеек)

На рисунке 2.5 приведены полученные в расчете осредненные во времени распределения следующих характеристик в плоскости симметрии: число Маха и пассивный скаляр струи. Было проведено сравнение осредненной по времени

скорости из нашего расчета и из некоторых работ других ученых: эксперимент [55], LES [31] и RANS [41]. Осредненная скорость сравнивалась на нескольких вертикальных прямых в центральной плоскости:  $x/D = -1,5; 2; 3; 4$ . Положение этих прямых отмечено на рисунке 2.5б. На рисунке 2.6 и рисунке 2.7 приведены соответственно горизонтальные и вертикальные составляющие скорости на этих прямых.

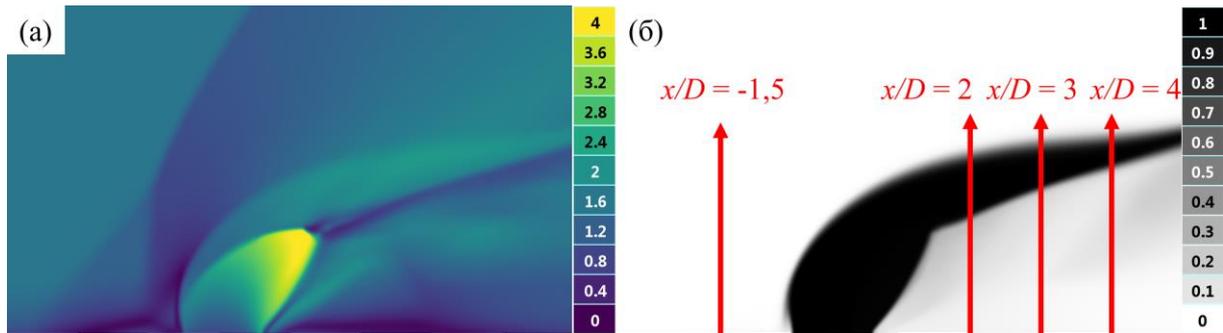


Рисунок 2.5 – Распределение осредненных величин в плоскости симметрии: (а) число Маха, (б) пассивный скаляр струи

Стоит отметить, что распределение пассивного скаляра в нашем расчете имеет заметные отличия от такового в LES-расчете [31], однако имеет сходство с распределением пассивного скаляра, полученным в RANS-расчете [41]. Отличие обусловлено тем, что в нашей симуляции амплитуда возмущений с наветренной стороны от струи оказывается существенно меньше, чем в LES. Предположительно, причина этого отличия заключается в следующем. В статье [100] со ссылками на более ранние работы сообщается, что одним из источников неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (и, соответственно, возмущений) в сдвиговом слое с наветренной стороны вторичной струи являются осцилляции давления в пограничном слое набегающего сверхзвукового потока воздуха. А в нашем расчете (как и в [41]), ввиду особенностей двухэтапной постановки расчетной задачи, заданный профиль характеристик набегающего потока был стационарным, то есть не изменялся во времени. Напротив, в [31] осцилляции пограничного слоя были учтены.

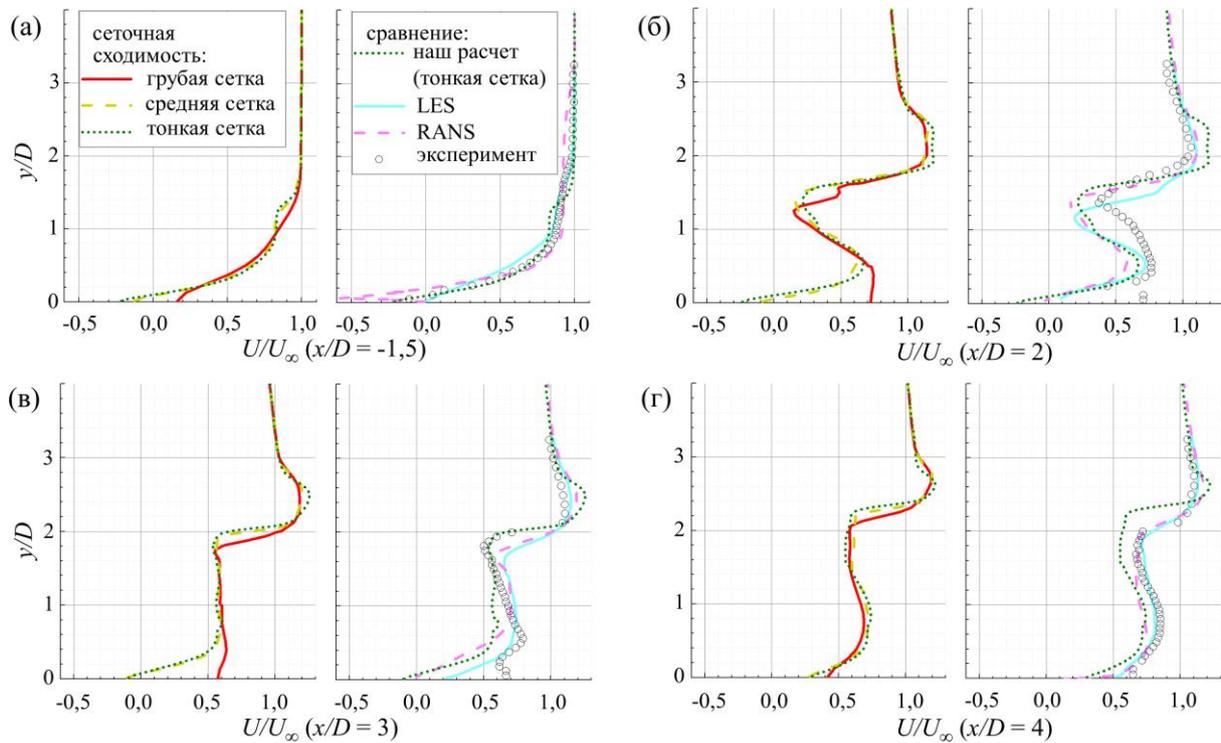


Рисунок 2.6 – Профили горизонтальной компоненты скорости на нескольких прямых: сеточная сходимость и сравнение с другими работами

Для распределения числа Маха и профилей скорости наблюдается удовлетворительное согласие результатов нашего расчета с данными других работ: экспериментальной и расчетно-теоретических. Это сходство свидетельствует в пользу применимости использованной нами модели для решения класса задач, связанных с течением JISC.

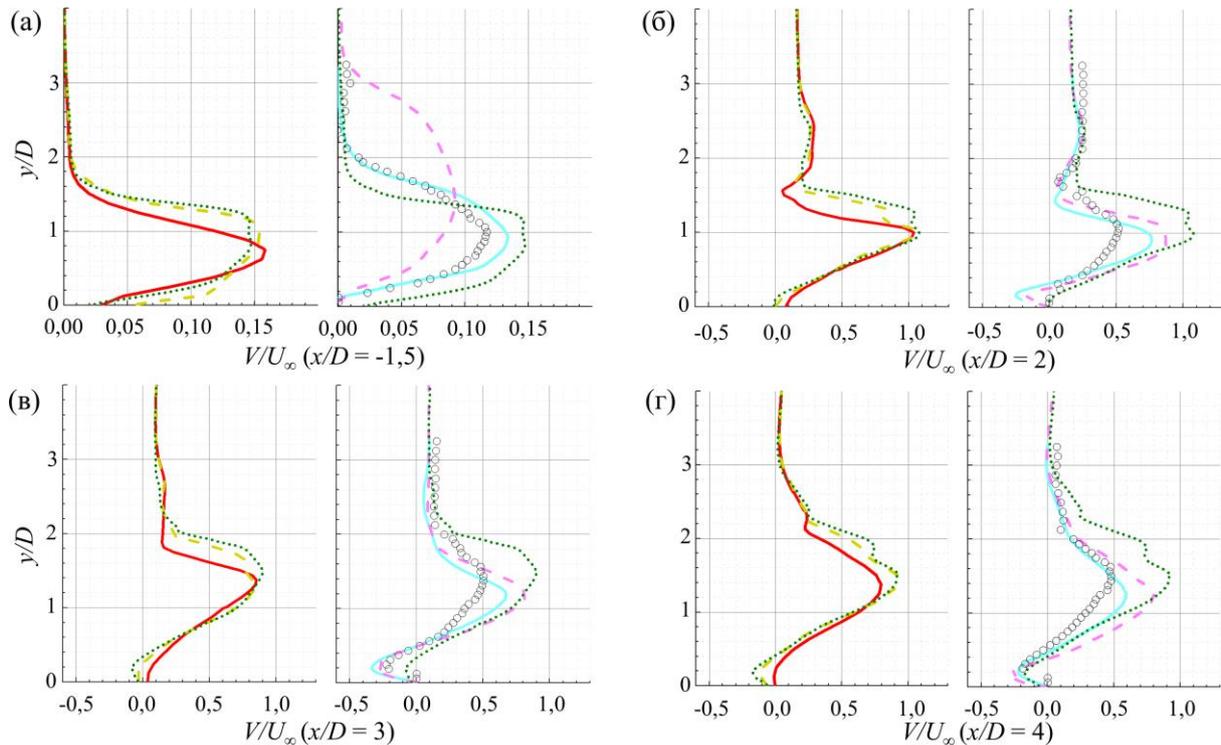


Рисунок 2.7 – Профили вертикальной компоненты скорости на нескольких прямых: сеточная сходимость и сравнение с другими работами

**Второй этап: проверка сходимости для случая с целевым набором параметров струи и потока.** На следующем этапе с помощью этой же численной модели был воспроизведен другой случай инъекции поперечной струи в сверхзвуковой поток, однако в этот раз все параметры струи и потока были выбраны в том диапазоне, в котором предполагалось дальнейшее численное и экспериментальное исследование. Для этого случая была также продемонстрирована сеточная сходимость и независимость решения от шага по времени: для профилей скорости, и для осредненных значений интегрального критерия эффективности перемешивания (1). В данном исследовании независимость этого критерия от сетки и от шага по времени очень важна, поскольку именно на основании этого критерия в дальнейшем были сделаны выводы о качестве перемешивания в различных рассмотренных случаях.

Сходимость была продемонстрирована для базового случая, параметры которого приведены в таблице 3. Для потока указаны статическое давление,

статическая температура и число Маха, для струи указана полная температура, массовый расход, диаметр струи, и коэффициент динамического напора.

Таблица 3. Набор параметров базового случая

$P_\infty$ , кПа	$T_\infty$ , К	$M_\infty$	$T_{tot,jet}$ , К	$Q_{jet}$ , г/с	$D$ , мм	$J$
22	170	1,9	270	3	3	1

Сходимость была проведена с использованием трех сеток (рисунок 2.8). На крупной сетке размер ячейки в области перемешивания был в 1,4 раза больше, чем на средней сетке. Аналогично, размер ячейки на мелкой сетке был в 1,4 раза меньше, чем на средней сетке (с учетом адаптаций). Вертикальные профили усредненной по времени x-компоненты скорости, полученные с использованием трех сеток, показали удовлетворительную сеточную сходимость (рисунок 2.9). Дальнейшие расчеты проводились на средней сетке.

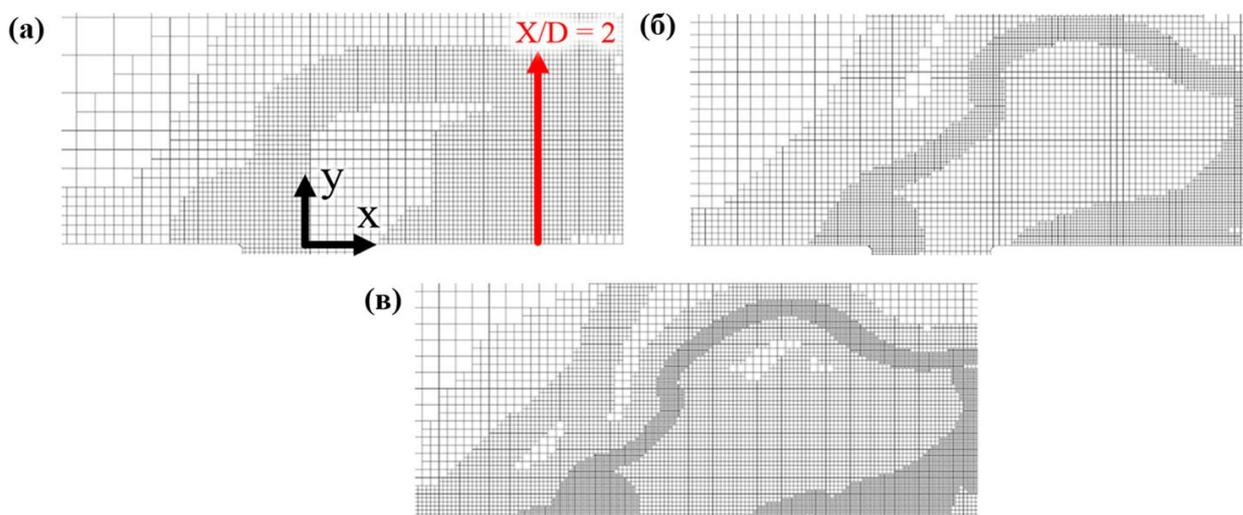


Рисунок 2.8 – Три сетки: крупная (а), средняя (б), мелкая (в). Дальнейшие вычисления проводились со средней сеткой

Также была изучена сходимость по временному шагу (рисунок 2.10). В дальнейших расчетах во время тепловых импульсов временной шаг составлял ~10 нс. После импульса временной шаг постепенно увеличивался до 100 нс при соответствующем числе Куранта-Фридрихса-Леви ~ 2. При расчете на средней

сетке общее число ячеек составляло около 1 миллиона, а типичный расчет занимал 3-4 суток на 64 ядрах суперкомпьютера Фишер.

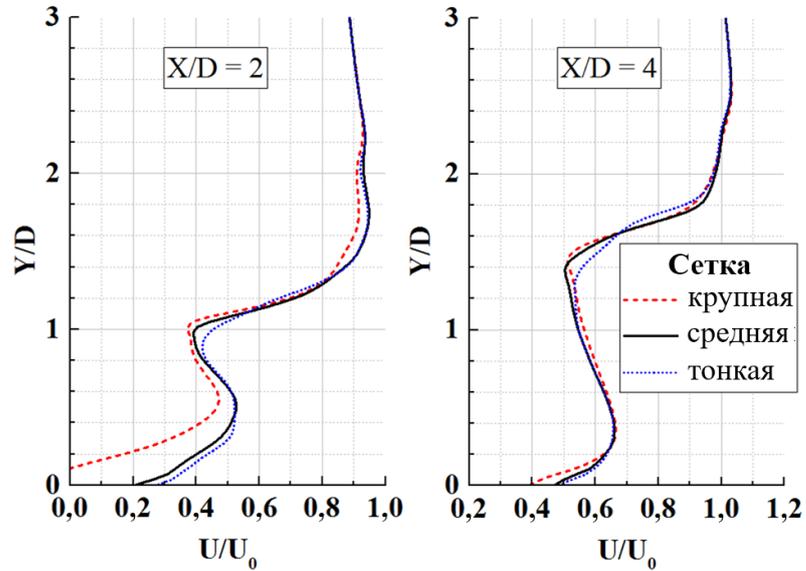


Рисунок 2.9 – Профили скорости, полученные с использованием трех сеток

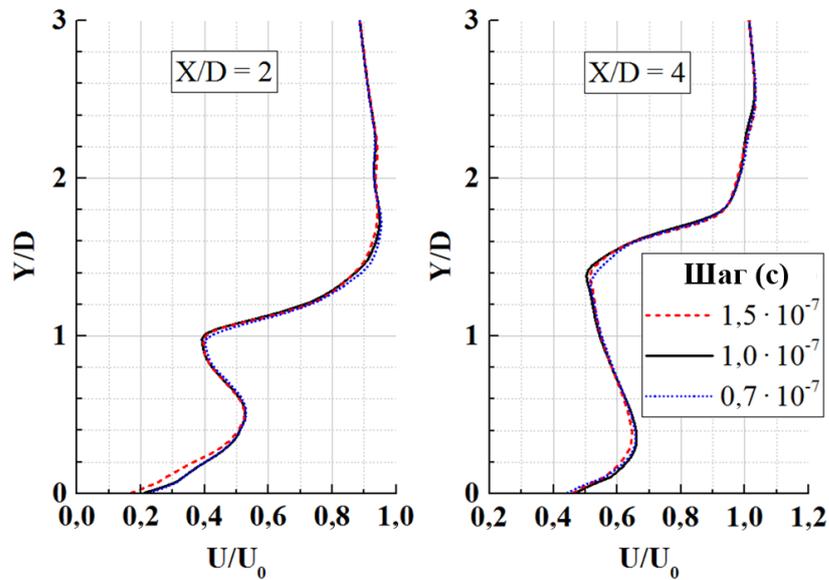


Рисунок 2.10 – Профили скорости, полученные с использованием трех значений шага по времени

По этим же данным было рассчитано осредненное во времени значение критерия  $\eta_m$  в нескольких плоскостях. Рисунок 2.11 подтверждает его независимость от сетки и от шага по времени.

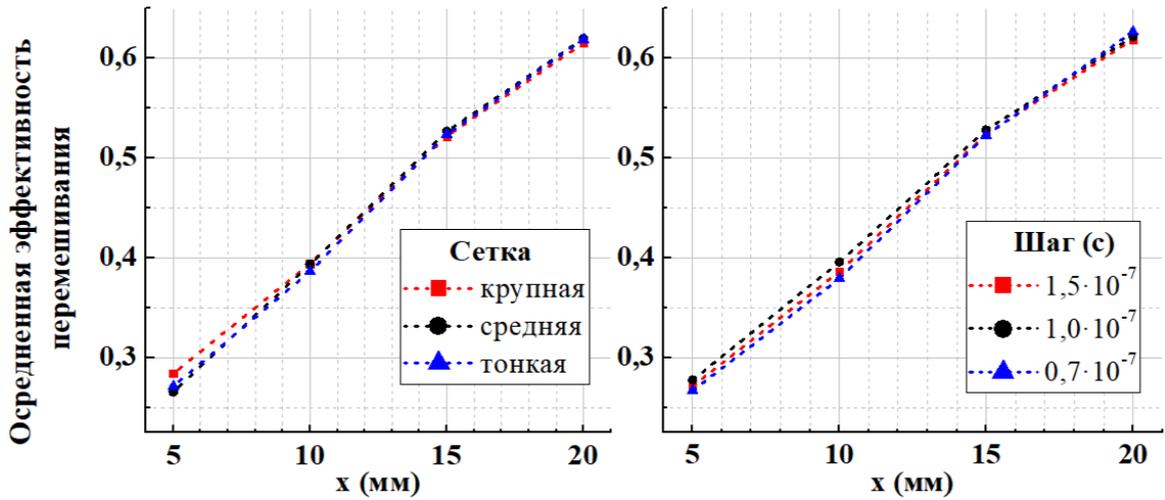


Рисунок 2.11 – Средняя эффективность смешивания не зависит от сетки и шага по времени. Точки соединены для удобства восприятия

### Заключительные этапы проверки

Проверка численной модели также включала в себя сопоставление численного решения поставленной задачи с данными, полученными в натурном эксперименте. Поэтому подробности об этом этапе проверки вынесены в Главу 4, посвященную экспериментам. Здесь стоит отметить, что результаты расчетов хорошо согласовывались с экспериментальными данными.

Дополнительно было проведено моделирование исследуемого течения методом LES с подсеточной моделью Смагоринского. Основные уравнения для этого метода были приведены в предыдущем разделе. Параметры течения (таблица 3) были взяты из диапазона, исследованного с помощью URANS. При этом не использовались пристеночные функции, а турбулентная вязкость рассчитывалась по следующим известным формулам [101]:

$$\mu_{turb} = \rho(C_s h)^2 \sqrt{S}$$

$$S = 2 \sum_{i,j} S_{ij} S_{ij} = \sum_{i,j} (\nabla_j V_i + \nabla_i V_j) \nabla_i V_j$$

где  $h$  – кубический корень из объема ячейки,  $h = \sqrt[3]{V_{cell}}$ .

LES-расчет производился на сетке без динамических адаптаций (рисунок 2.12). Размер ячеек (~38 мкм, 80 ячеек на D) был выбран таким, чтобы практически во всей области распространения и дрейфа крупных возмущений в сдвиговом слое на границе струи размер ячейки был примерно в 5 раз меньше, чем характерный масштаб турбулентности, оцениваемый по следующей формуле:

$$l_0 = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon},$$

где  $k$  – турбулентная энергия,  $\varepsilon$  – скорость диссипации турбулентной энергии.

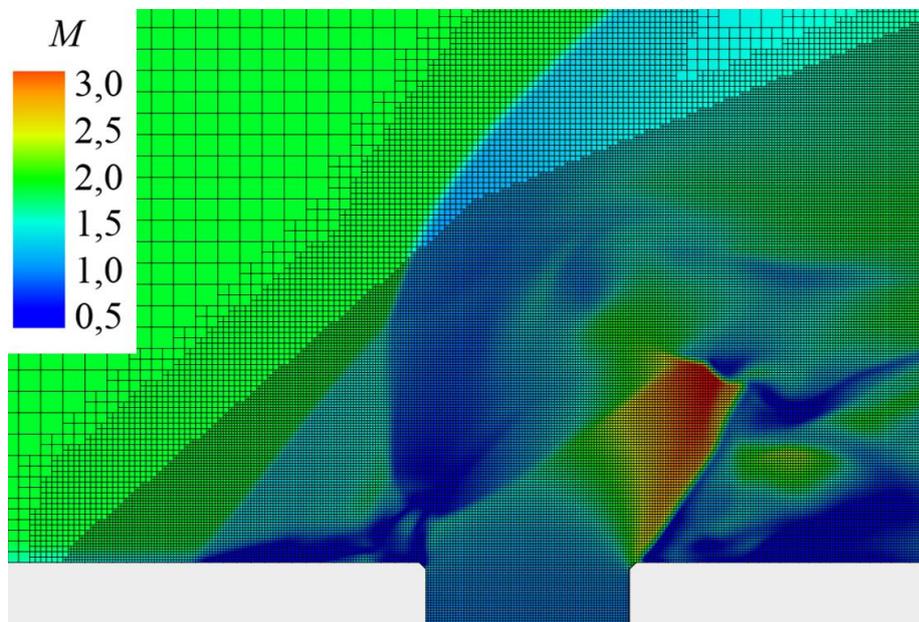


Рисунок 2.12 – Сетка для расчета методом LES на фоне распределения числа Маха в плоскости симметрии

Всего в расчетной сетке было около 13 миллионов ячеек. Шаг по времени был взят равным 0,1 мкс (число Куранта-Фридрихса-Леви CFL ~ 6), поскольку предварительные расчеты показали, что результаты при таком шаге по времени оказываются схожими с теми результатами, которые получались при шаге в 0,01 мкс (CFL < 1). Один расчет на 64 ядрах суперкомпьютера Фишер занимал порядка 20 суток, при этом моделировалось течение на протяжении порядка 400 мкс.

Константа Смагоринского была выбрана равной  $C_s = 0,12$ . При варьировании этой константы незначительно менялось положение головного скачка уплотнения

и  $\lambda$ -скачка. С выбранным значением этой константы положение этих скачков наилучшим образом согласовывалось с данными из URANS-расчета.

Анализ результатов показал, что структура течения воспроизводится на качественном уровне одинаково обоими методами. Так, на рисунке 2.13 приведены мгновенные значения распределения массовой доли газа струи в произвольный момент времени из URANS-расчета и в несколько моментов времени из LES-расчета. Моменты времени подобраны так, чтобы они приблизительно соответствовали одной и той же стадии развития очередного крупного возмущения (поперечного вихря). Подробнее об этих стадиях изложено в Главе 3.

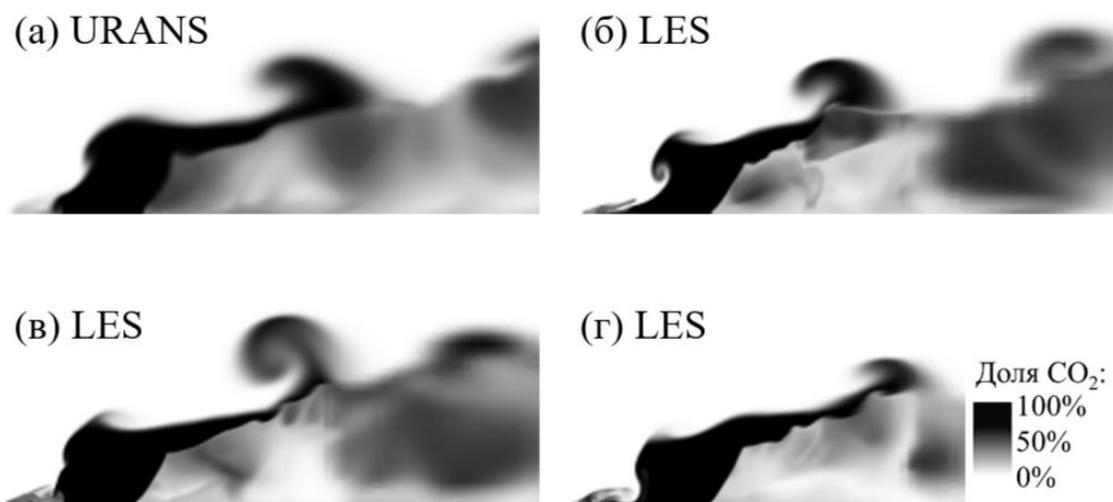


Рисунок 2.13 – Распределение массовой доли CO<sub>2</sub> на одной и той же стадии развития поперечных вихрей: URANS (а) и несколько разных моментов времени в LES (б, в, г)

Как можно видеть на рисунке 2.13, форма струи в LES-расчете претерпевает некоторые изменения случайного характера, тогда как в URANS-расчете течение со временем становится периодическим. Это соответствует представлениям об URANS как о расчетном методе, результатом которого являются нестационарные данные о моделируемом течении, осредненные по ансамблю реализаций [102].

Наконец, профили осредненной скорости, рассчитанными методами LES и URANS, приблизительно совпадали (рисунок 2.14), что является дополнительным подтверждением корректности проведенного моделирования.

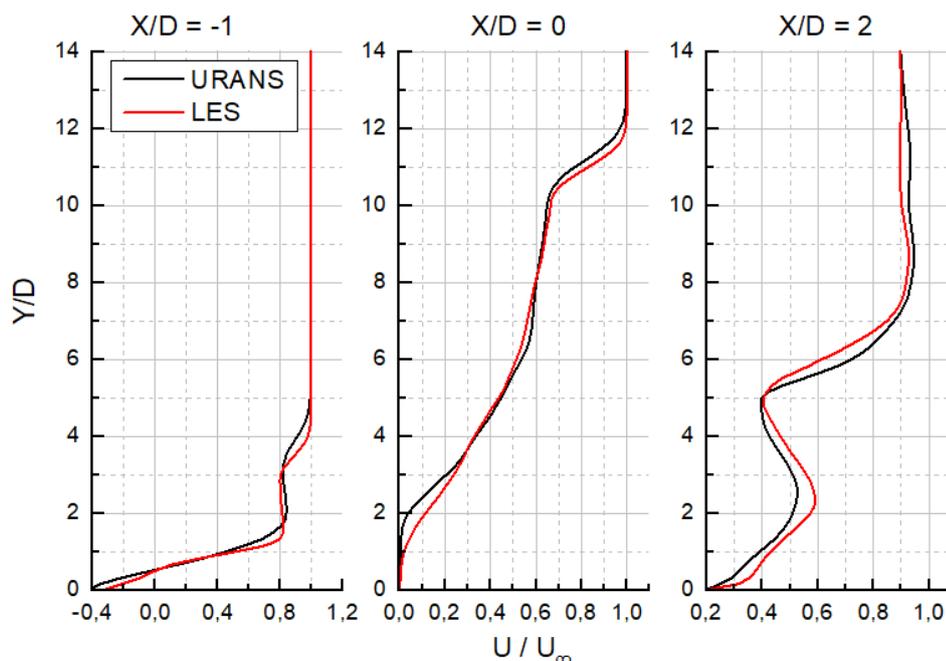


Рисунок 2.14 – Сравнение профилей осредненной скорости на нескольких вертикальных прямых (аналогично рисунку 2.5) для URANS и LES расчета течения, параметры которого перечислены в таблице 3

Итак, результаты расчета методами LES и URANS находятся в хорошем согласии друг с другом. Однако LES-расчеты исследуемого течения оказались весьма ресурсоемкими. Поэтому, для дальнейших исследований был выбран метод URANS как приемлемый, с учетом положительного прохождения всех вышеупомянутых проверок.

## 2.4. Выводы по главе 2

Сформулирована расчетная задача: представлена расчетная область, расстановка граничных условий, расчетная сетка. Выбраны вещества, указаны их свойства. В качестве газа вторичной струи выбран негорючий углекислый газ, чтобы исключить из рассмотрения химический аспект моделируемого явления и исследовать перемешивания вне связи с окислением вещества струи. Описана численная модель, использовавшаяся в большинстве расчетов.

Численная модель, использованная в дальнейших исследованиях, была подвергнута ряду проверок с целью подтверждения корректности результатов вычислений.

Первый этап проверки состоял в моделировании одного стандартного частного случая поперечной струи в сверхзвуковом потоке, о котором накоплено множество экспериментальных и расчетно-теоретических данных, полученных несколькими независимыми исследователями. На этом примере была показана сеточная сходимость решения и сходство полученного решения с данными из литературы.

Второй этап проверки предусматривал моделирование случая поперечной струи в сверхзвуковом потоке с тем набором параметров, который был возможен в экспериментах на аэродинамической трубе (см. Главу 4). На примере этого случая также была проверена сеточная сходимость и независимость решения от шага по времени. Для этого случая также была проверена независимость одного из критериев эффективности перемешивания от шага по времени и от сетки.

Дополнительные этапы проверки заключались в сравнении данных, полученных методом URANS с экспериментальными данными (подробности об этой проверке изложены в Главе 4, посвященной экспериментам), и с расчетом методом LES. Результаты расчета методами LES и URANS находились в хорошем согласии друг с другом. Однако LES-расчеты исследуемого течения оказались весьма ресурсоемкими. Поэтому, для дальнейших исследований был выбран метод URANS как приемлемый, с учетом положительного прохождения всех вышеупомянутых проверок.

### Глава 3. Результаты моделирования поперечной струи в сверхзвуковом потоке

В данной главе приведены результаты моделирования поперечной струи в сверхзвуковом потоке: в отсутствии и в присутствии периодических искровых разрядов. Описан процесс формирования крупных возмущений (поперечных вихрей) в случае отсутствия разрядов. Также описан механизм воздействия искровых разрядов на этот процесс. Исследована эффективность перемешивания струи с потоком в зависимости от частоты, энергии и местоположения разрядов. Проведено сравнение нескольких независимых критериев перемешивания.

Основные результаты, полученные автором в данной главе, изложены в статьях [A1, A2, A3].

#### 3.1. Структура и частота течения в отсутствии разрядов

Рассмотрим случай истечения струи с параметрами, перечисленными в таблице 3. Этот набор параметров близок к параметрам натурального эксперимента, который описан в главе 4.

Поле числа Маха и поле скоростей визуализируют хорошо известный и рассмотренный в главе 1 набор структурных элементов данного течения: диск Маха,  $\lambda$ -структура скачков, отрывная зона с вихревым движением газа (рисунок 3.1а). Вещество струи в инжекторе движется со скоростью звука (число Маха  $M_{jet} = 0,98-1,00$ ). Течение не является стационарным. От области инъекции периодически отходят крупные возмущения (поперечные вихри), отмеченные стрелками на рисунке 3.1б. Поле давления претерпевает периодические осцилляции синхронно с рождением этих возмущений.

В дальнейшем будет рассмотрено несколько частных случаев воздействия разрядов на течение. Для того, чтобы обозначить границы, в которых характер

исследуемого течения остается качественно неизменным, найдем вид зависимости между частотой крупных возмущений  $f$  и известными параметрами струи и потока. Рассмотрим исследуемое течение в понятиях теории размерностей. Пренебрежем такими факторами как толщина и характер пограничного слоя на плоскости инъекции и профиль скорости внутри инжектора. В этом случае задача описывается следующим набором физических величин:

$$P_{\infty}, \rho_{\infty}, v_{\infty}, P_{jet}, \rho_{jet}, v_{jet}, D, f \quad (3.1)$$

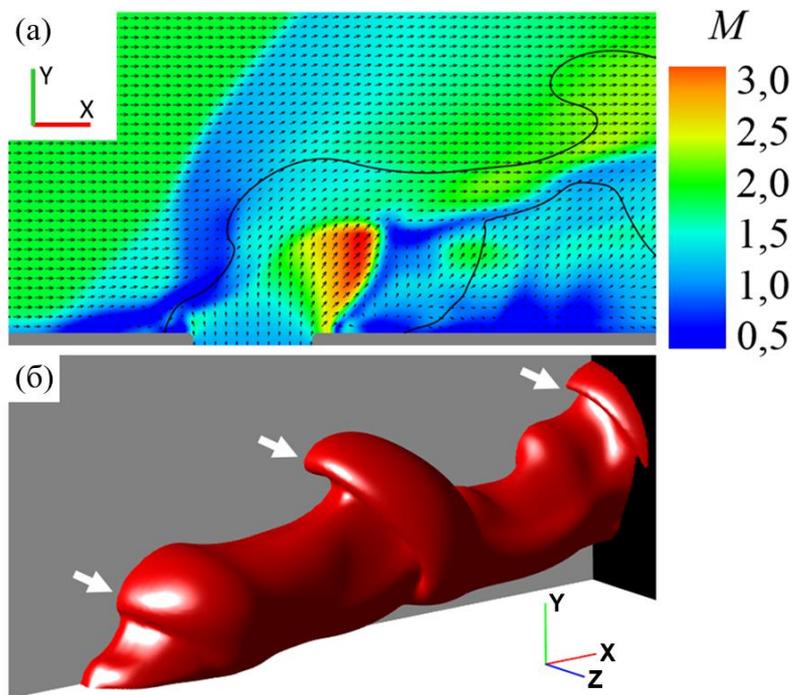


Рисунок 3.1 – Общий вид структуры течения при отсутствии разрядов.  $J = 1$ ,  $M_{\infty} = 2$ . Поле числа Маха, изолиния  $W=0,5$  и векторы скорости для одного произвольного момента времени (а). Трехмерное изображение изоповерхности  $W=0,5$  (б)

Итого 8 размерных переменных, из них только 3 имеют независимые размерности. Согласно П-теореме, зависимость частоты  $f$  от 7 размерных переменных (1) эквивалентна зависимости безразмерной частоты  $Sh$  от 4 независимых безразмерных переменных. В качестве этих переменных удобно выбрать следующие:

$$M_{\infty}, M_{jet}, J, Re \quad (3.2)$$

Здесь  $M_{\infty}, M_{jet}$  – число Маха в сверхзвуковом потоке и в струе:

$$M_{\infty} = \frac{v_{\infty}}{\sqrt{\frac{\gamma P_{\infty}}{\rho_{\infty}}}} \quad (3.3)$$

$$M_{jet} = \frac{v_{jet}}{\sqrt{\frac{\gamma P_{jet}}{\rho_{jet}}}} \quad (3.4)$$

$J$  – коэффициент динамического напора:

$$J = \frac{\rho_{jet} v_{jet}^2}{\rho_{\infty} v_{\infty}^2} \quad (3.5)$$

$Re$  – число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам струи:

$$Re = \frac{\rho \cdot v_{jet} \cdot D}{\eta(P_{jet}, \rho_{jet})} \quad (3.6)$$

Частота приводится к безразмерному виду как число Струхала. При этом можно составить безразмерную комбинацию, взяв скорость струи или скорость потока. Обозначим эти два числа соответственно:

$$Sh_{jet} = \frac{f \cdot D}{v_{jet}} \quad (3.7)$$

$$Sh_{\infty} = \frac{f \cdot D}{v_{\infty}} \quad (3.8)$$

Следует ожидать, что безразмерная частота выражается через 4 безразмерных параметра задачи с помощью одной из следующих зависимостей:

$$Sh_{jet} = \Pi_{jet}(M_{\infty}, M_{jet}, J, Re) \quad (3.9)$$

$$Sh_{\infty} = \Pi_{\infty}(M_{\infty}, M_{jet}, J, Re) \quad (3.10)$$

Для того, чтобы выяснить характер функции  $\Pi$  в окрестности тех значений ее аргументов, которые будут рассмотрены в данной работе, была проведена серия компьютерных расчетов. Поперечная струя, инжектируемая в сверхзвуковой поток, моделировалась с несколькими наборами значений размерных величин (3.1). При этом варьировались 3 безразмерных параметра из списка (3.2), за исключением  $M_{jet}$ , поскольку в данной работе рассматривается только трансзвуковая инжекция с  $M_{jet} \equiv 1$ . Для каждого расчета в таблице 4 приведены  $M_\infty, J, Re, Sh_\infty, Sh_{jet}$ . Также для справки приведены:  $v_\infty, D$  и массовый расход газа струи  $Q_{jet}$ .

Таблица 4. Наборы параметров, задающие струю и поток, и безразмерная частота осцилляции.

№ серии	$v_\infty$ , м/с	$Q_{jet}$ , г/с	$D$ , м	$M_\infty$	$J$	$Re \cdot 10^{-3}$	$Sh_{jet}$	$Sh_\infty$
1	500	5,2	4	1,9	1,01	135	0,51	0,25
	500	3	3	1,9	1,01	103	0,53	0,25
	500	2	2,5	1,9	1,01	87	0,52	0,24
	500	1,3	2	1,9	1,01	70	0,54	0,25
2	500	4,5	3	1,9	1,50	154	0,48	0,23
	500	4	3	1,9	1,35	139	0,49	0,23
	500	3,5	3	1,9	1,19	122	0,51	0,24
	500	3	3	1,9	1,01	103	0,53	0,25
	500	2,5	3	1,9	0,84	90	0,54	0,26
	500	2	3	1,9	0,65	71	0,51	0,24
3	575	3	3	2,2	0,75	103	0,59	0,24
	550	3	3	2,1	0,82	103	0,58	0,25
	525	3	3	2,0	0,91	103	0,56	0,25
	500	3	3	1,9	0,99	103	0,53	0,25
	475	3	3	1,8	1,10	103	0,49	0,25
	450	3	3	1,7	1,24	103	0,47	0,25

В расчете последовательно менялись те или иные входные параметры, и после каждого такого изменения выдерживалось время, необходимое для завершения переходных процессов (приблизительно время пролета сверхзвукового потока по длине расчетной области). Частота пульсаций определялась по истории

давления в заданных точках («датчиках»), показанных на рисунке 3.2, двумя способами: по времени нескольких циклов осцилляции давления и с помощью преобразования Фурье. Оба способа дают одинаковый результат, поскольку при расчете методом URANS пульсации в рассчитанном нестационарном течении являются периодическими (рисунок 3.2б) и имеют узкий спектр.

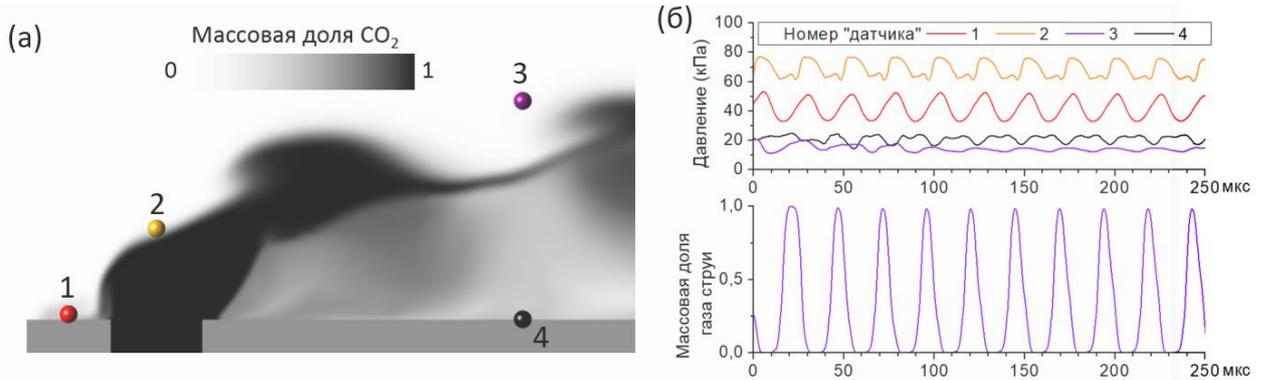


Рисунок 3.2 – Точки («датчики»), в которых была определена частота пульсаций давления, отмеченные точками на фоне распределения массовой доли газа вторичной струи в плоскости  $Z = 0$  (а). Типичный график давления в «датчиках» (б) и массовой доли  $CO_2$  в датчике №3

«Датчик» №3 располагался в области, где массовая доля  $CO_2$  непостоянна из-за крупных возмущений струи, проходящих через область этого датчика (рисунок 3.2а). Для этого «датчика» также сохранялась зависимость массовой доли  $CO_2$  от времени. Частота осцилляции этой величины совпадала с частотой осцилляции давления в «датчиках».

В первой серии расчетов (таблица 4) менялось только  $Re$  за счет изменения  $D$ . Графики на рисунке 3.3а отражают зависимости  $Sh_{jet}$  и  $Sh_{\infty}$  от  $Re$ . Из полученных данных следует, что зависимость  $Sh_{jet}$  и  $Sh_{\infty}$  от  $Re$  – практически константа. Здесь и далее погрешность для частоты определялась как полуширина пика на спектре сигнала, а для параметров  $Re$ ,  $J$  – как разброс значений в том случае, если этот параметр флуктуировал во времени.

Во второй серии расчетов варьировался массовый расход газа вторичной струи, что влияло на  $Re$  и  $J$ . Параметры потока оставались неизменными. Учитывая

показанную ранее независимость  $Sh$  от  $Re$ , результаты, внесенные в табл. 2 и отображенные на графике (рисунок 3.3б), свидетельствуют, что  $Sh_{jet}$  и  $Sh_{\infty}$  очень слабо зависят от  $J$ .

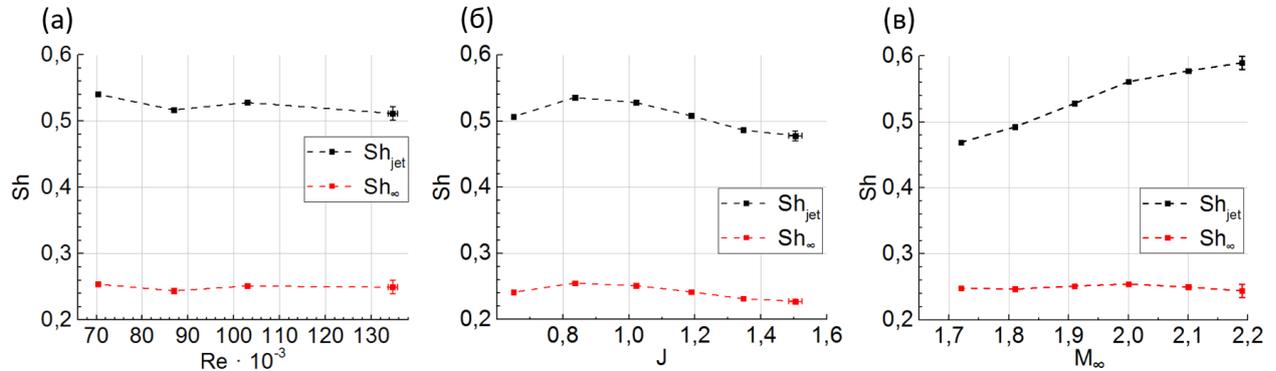


Рисунок 3.3 – Зависимость  $Sh_{jet}$  и  $Sh_{\infty}$  от безразмерных переменных из набора (2). Варьирование  $Re$  (а), варьирование  $J$  совместно с  $Re$  (б), варьирование  $J$  совместно с  $M_{\infty}$  (в). Точки соединены для удобства восприятия

В третьей серии варьировалась  $v_{\infty}$ , все остальные параметры (1) поддерживались постоянными. В результате менялись  $J$  и  $M_{\infty}$ . Значение  $Sh_{\infty}$  оставалось постоянным, а  $Sh_{jet}$  монотонно возрастало с увеличением  $M_{\infty}$  (рисунок 3.3в). Это свидетельствует о том, что частота осцилляции струи зависит от скорости потока.

Таким образом, функции  $П_{jet}$ ,  $П_{\infty}$  из формул слабо зависят от  $J$ ,  $Re$ . Функция  $П_{\infty}$  также практически не зависит от  $M_{\infty}$ . Во всех расчетах  $Sh_{\infty}$  оставалось в интервале  $0,240 \pm 0,015$ . Поэтому в дальнейшем частоты будут приводиться к безразмерному виду с помощью выражения (3.10), с использованием скорости свободного сверхзвукового потока.

Значение  $Sh_{\infty} = 0,24$  находится в пределах диапазона характерных частот для данного класса течений, выделенных в главе 1 в таблице 1 на основе данных из литературы. Ввиду того, что частота  $Sh_{\infty} = 0,24$  играет важную роль в данной работе, обозначим ее  $Sh_0$ .

Стоит отметить, что при достаточно малом расходе в струе, при  $J \sim 0,7$  вышеупомянутые крупные возмущения (поперечные вихри) на «естественной

частоте»  $Sh_0$  практически не наблюдаются (рисунок 3.4), то есть абсолютная неустойчивость проявляется в этом случае слабее, чем при значениях  $J \sim 1-1,3$ . Картина течения оказывается близка к стационарной. Это не особенность расчетного метода: как будет показано в главе 4, аналогичное замечание справедливо и для экспериментальных данных.

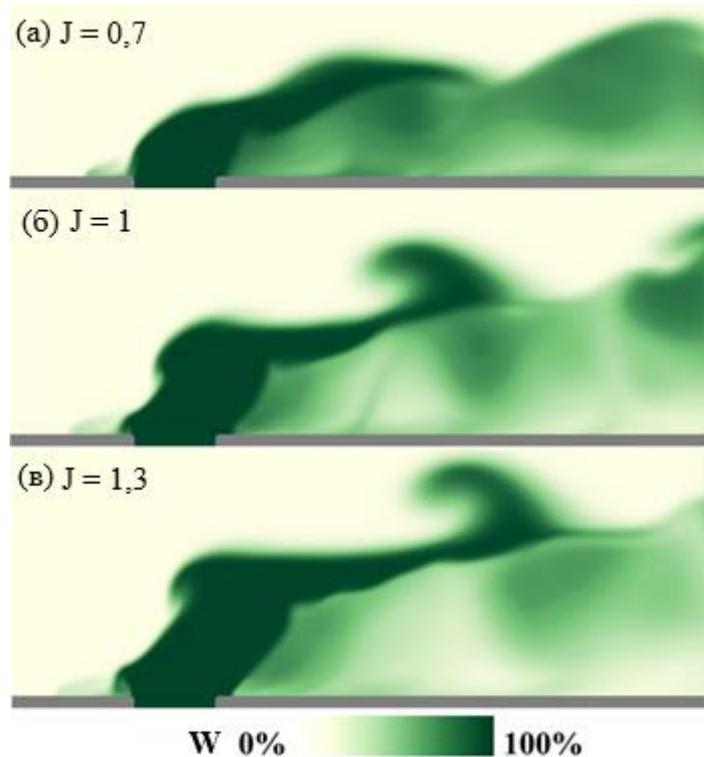


Рисунок 3.4 – Пример мгновенного распределения  $W$  (массовой доли  $CO_2$ ) в плоскости  $Z = 0$  для трех различных значений  $J$

Изложенные в данном разделе предварительные расчеты показывают, что структура течения струи и ее «естественная частота», выраженная в безразмерных единицах, остаются одинаковыми в некотором диапазоне параметров:  $M$  от 1,7 до 2,2;  $Re$  от  $7 \cdot 10^4$  до  $1,4 \cdot 10^5$ ,  $J$  от 0,8 до 1,5. Следует ожидать, что эффекты от исследуемого способа активного воздействия на струю проявляются схожим образом в данном диапазоне параметров (или, возможно, даже в более широком диапазоне).

### 3.2. Механизм формирования поперечных вихрей в отсутствии разрядов

Рассмотрим структуру и цикл естественных осцилляций струи для случая с параметрами, заданными в таблице 3. Этот цикл состоит из нескольких стадий.

Механизм возникновения периодических крупных возмущений в струе будем искать в полях давления и плотности на мелком масштабе (порядка радиуса инжектора). Ввиду того, что эти «крупные возмущения» являются поперечными вихрями, рассмотрим уравнение завихренности и выделим в нем доминирующие члены.

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla)\mathbf{U} - \boldsymbol{\omega}(\nabla \cdot \mathbf{U}) + \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p + \nabla \times \left( \frac{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}}{\rho} \right) \quad (3.11)$$

Здесь полужирным выделены вектора,  $\boldsymbol{\omega} \equiv \nabla \times \mathbf{U}$ . Упростим задачу, рассмотрев течение в плоскости  $z = 0$  и выделим члены, дающие вклад в прирост поперечной компоненты завихренности,  $\omega_z$ . Два первых члена дают слагаемые, которые можно положить тождественно равными нулю, учитывая симметрию течения относительно плоскости  $z = 0$ :

$$\omega_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial u_z}{\partial y} \equiv 0 \quad (3.12)$$

Последнее слагаемое в (1) можно оценить по порядку величины как  $\nu \nabla^2 \omega_z$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость. На основе расчетных данных можно заключить, что это слагаемое мало по сравнению с третьим слагаемым из (1). Остается член с векторным произведением градиентов плотности и давления:

$$\frac{d\omega_z}{dt} \cong \left( \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p \right)_z = \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (3.13)$$

Итак, прирост завихренности должен наблюдаться в тех местах, где градиенты давления и плотности неколлинеарны.

**Стадия 1.** Сверхзвуковой поток, проходящий над отрывной зоной, сталкивается с вторичной струей. В результате, наряду с прямым скачком уплотнения, внутри струи формируется область с повышенной плотностью (рисунок 3.5а) ввиду того, что течение в струе после выхода из инжектора – преимущественно сверхзвуковое. В этой зоне повышенной плотности возникают неколлинеарные градиенты плотности и давления, что приводит к увеличению вихря (3.13). В результате возникает возмущение, изгибающее границу струи. Зона повышенной плотности постепенно разделяется на две зоны: одна, верхняя, уносится потоком; другая, нижняя, перемещается в сторону инжектора (рисунок 3.5б).

**Стадия 2.** По мере того, как область повышенной плотности движется ближе к инжектору, давление в струе нарастает и становится выше, чем в отрывной зоне (рисунок 3.5б). Поэтому порция газа струи проникает вглубь отрывной зоны, сдвигая границу струи влево (против потока). Это, в свою очередь, приводит к увеличению высоты дозвуковой зоны за головным скачком уплотнения. Сверхзвуковой поток сталкивается со струей выше, чем на стадии 1, что позволяет струе проникнуть глубже в поток. Затем область с повышенной плотностью сдвигается вверх под напором струи (рисунок 3.5в).

**Стадия 3.** Одновременно с этим понижается давление в струе. Градиент давления побуждает границу струи переместиться ближе к инжектору (рисунок 3.5в). Это приводит к постепенному восстановлению формы дозвуковой зоны и к формированию новой области с повышенной плотностью, с неколлинеарными градиентами плотности и давления. И цикл повторяется, начиная со стадии 1.

Таким образом, зарождение крупных возмущений (поперечных вихрей) в струе связано с периодическими процессами с наветренной стороны от инжектора при взаимодействии струи, потока, и отрывной зоны перед струей.

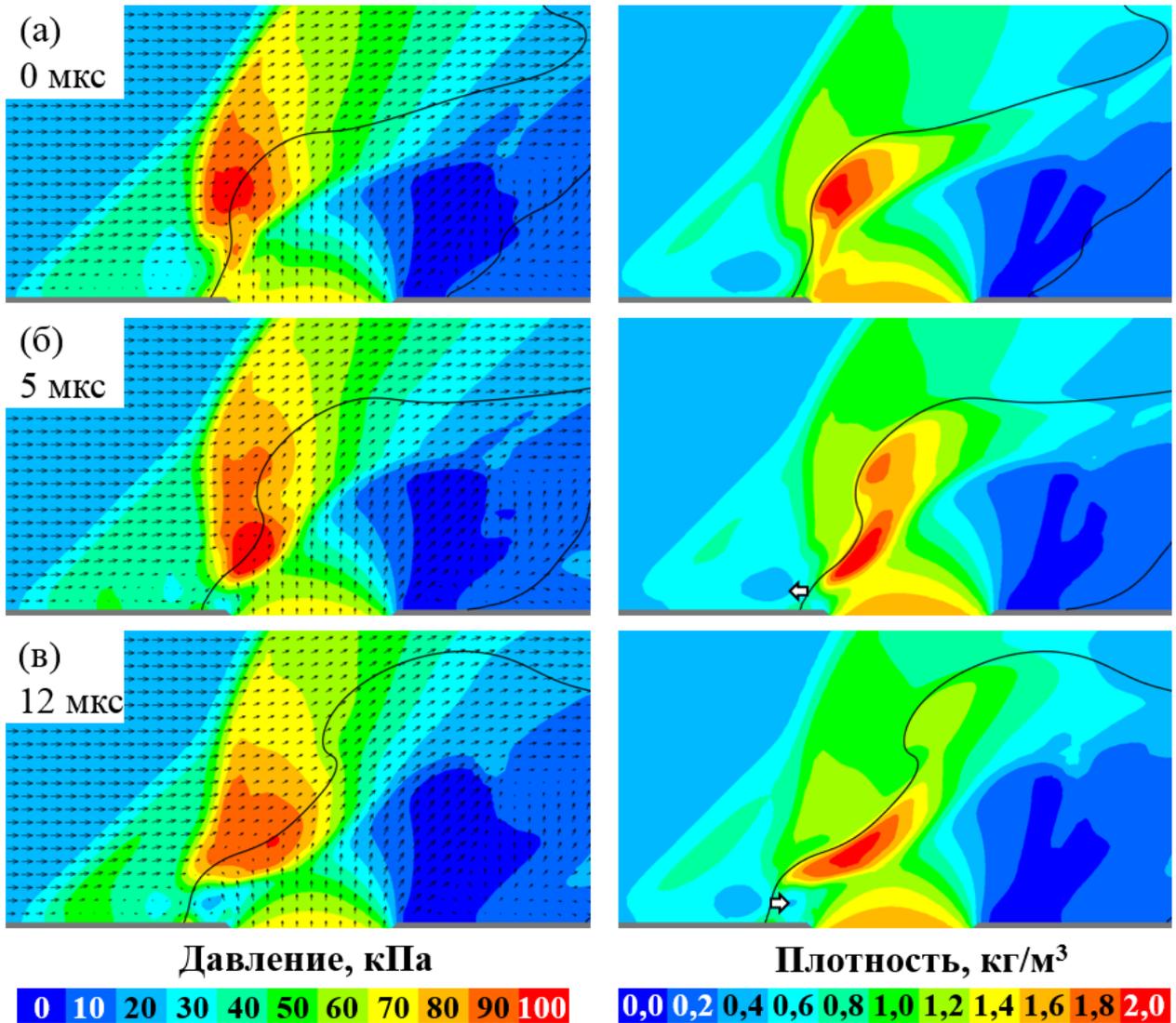


Рисунок 3.5 – Эволюция течения возле инжектора в плоскости  $Z = 0$ . Цветовыми контурами показаны плотность и давление. Черными стрелками показано поле скоростей. Черная линия обозначает условную границу струи ( $W = 0,5$ ). Вспомогательные белые стрелки показывают движение границы струи

### 3.3. Структура и частоты течения в присутствии периодических разрядов

После инициирования разряда на кромке инжектора (то есть после импульсного выделения энергии) начинаются физические процессы, аналогичные тем, что были рассмотрены в Главе 1 для случая разряда в неподвижном воздухе.

Это возникновение расширяющейся тепловой каверны и распространение ударной волны. Распределение температуры в плоскости  $Z = 0$  в несколько моментов времени отображено на рисунке 3.6 совместно с распределением массовой доли газа струи для двух частот разрядов. Распределение давления в двух плоскостях в несколько моментов времени отображено на рисунке 3.6, также для наглядности изображена условная граница струи – изолиния 50% массовой доли  $\text{CO}_2$ . Черный полукруг на рисунке 3.7а отображает местоположение инжектора, а стрелкой показан один крупный поперечный вихрь.

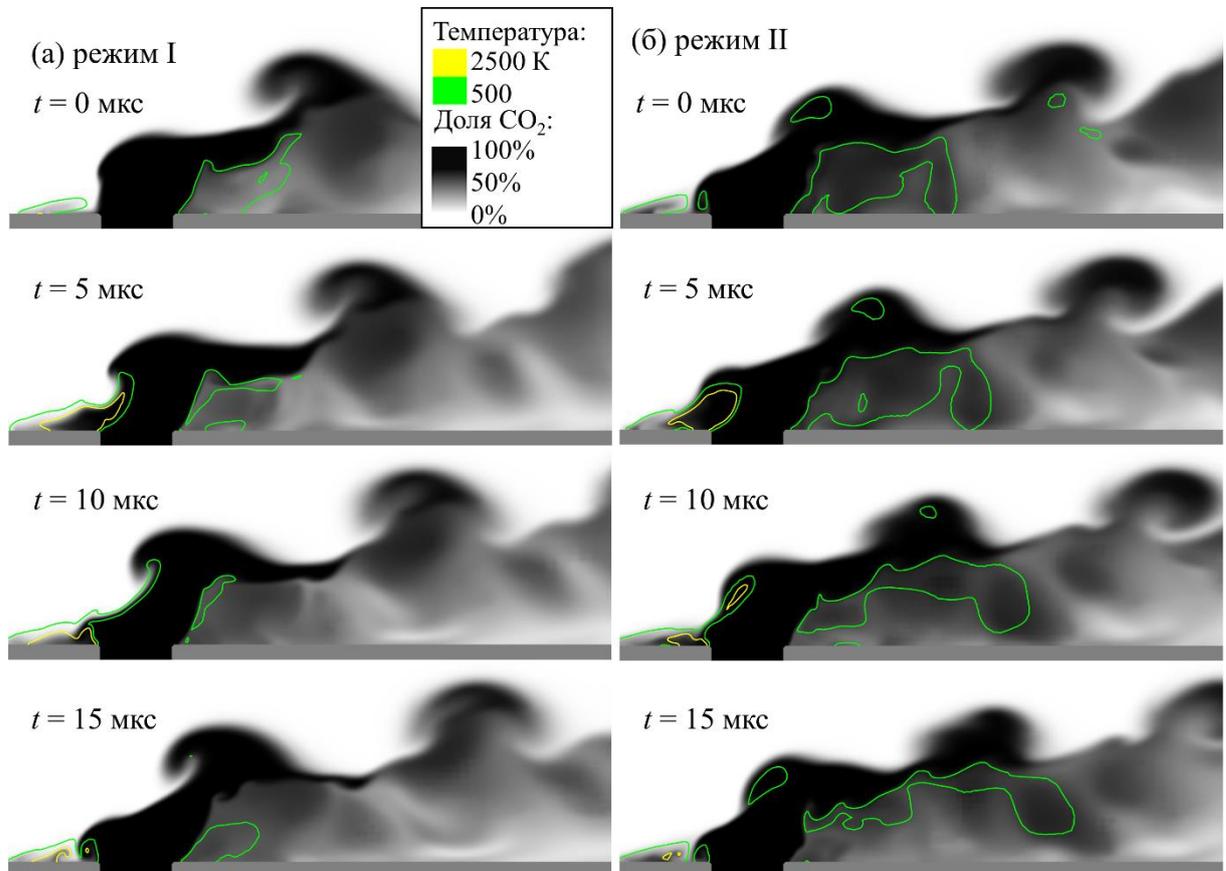


Рисунок 3.6 – Эволюция возмущения, возникающего после разряда.  $M = 1,8$ ;  $J = 1$ . Режим I (а) – частота разрядов 40 кГц ( $Sh_\infty = 0,25$ ); режим II (б) – 50 кГц ( $Sh_\infty = 0,3$ ). Энергия разрядов 20 мДж

Тем не менее, есть существенные отличия наблюдаемых явлений от случая неподвижного воздуха. Так, «тепловая метка», т.е. нагретая порция вещества – быстро сносится струей и потоком, что занимает несколько микросекунд (рисунок 3.5). А ударная волна распространяется с разной скоростью по разным направлениям. Это происходит преимущественно из-за того, что около разрядного

канала соседствуют области дозвукового (отрывная зона), околосзвукового (струя) и сверхзвукового течения (над отрывной зоной). А также, в меньшей степени, из-за того, что областях разная плотность и разный химический состав.

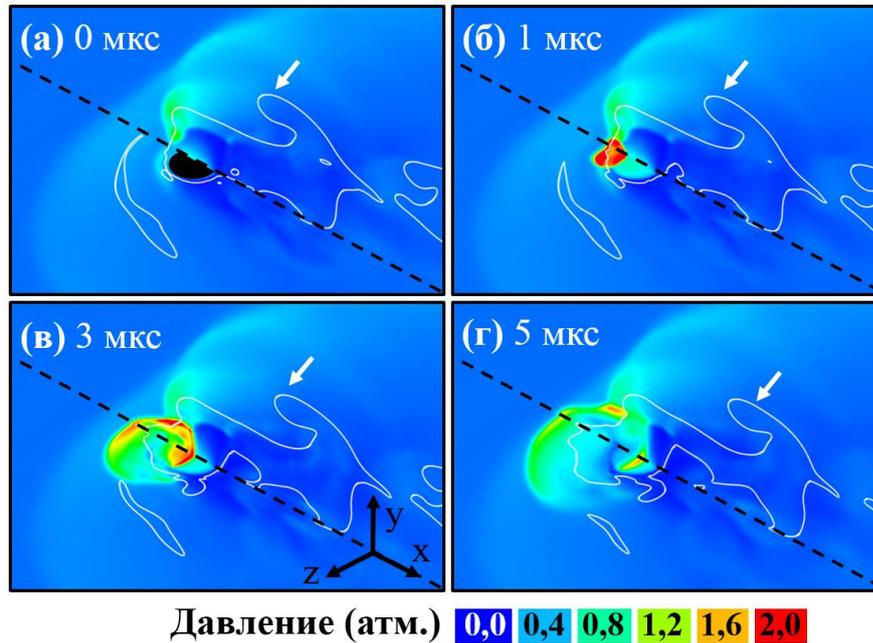


Рисунок 3.7 – Статическое давление в плоскостях  $Z = 0$  и  $Y = 0$  до и после начала импульса энерговыделения.  $J = 1$ ,  $M = 2$ . Энергия разрядов  $E = 25$  мДж, частота разрядов  $Sh_{\infty} = 0,24$ . Белая линия – изолиния  $W = 0,5$

Под воздействием внешнего возбуждения искровыми разрядами (импульсами тепловыделения) происходит синхронизация частоты схода поперечных вихрей с частотой возбуждения. После включения разрядов или после изменения их частоты, цикл формирования поперечных вихрей перестраивается так, что после завершения переходных процессов, каждый вихрь образуется синхронно с импульсами энерговыделения. В URANS-расчете это занимает порядка 10 характерных времен осцилляции струи, что качественно согласуется с обнаруженным в [7] явлением «насыщения» при повторяющемся импульсном воздействии на струю. Это можно наблюдать, например, на рисунке 3.5, где показана эволюция поля температуры и распределения  $CO_2$  для двух случаев, отличающихся частотой разряда. Таким образом, наблюдается «захватывание частоты»: под действием разрядов подавляются процессы на «естественной» частоте, и развиваются процессы на частоте, определяемой частотой разряда.

Подобное явление наблюдалось в [52] для другой активной стратегии интенсификации перемешивания – пульсирующего расхода струи.

Стоит заметить, что в случае течения с малым  $J$ , когда в отсутствии разрядов не наблюдаются крупные возмущения в области инъекции, разряд приводит к развитию пакетов крупных возмущений, однако после прекращения разрядов и завершения переходных процессов течение возвращается к исходному состоянию. Это явление проиллюстрировано на рисунке 3.8 из статьи [А4], где показано распределение давления и условная граница струи в три момента времени до и после разряда. Здесь разряд располагался не на кромке инжектора, а чуть выше по потоку; это не влияет качественно на основные стадии развития возмущений в результате разряда.

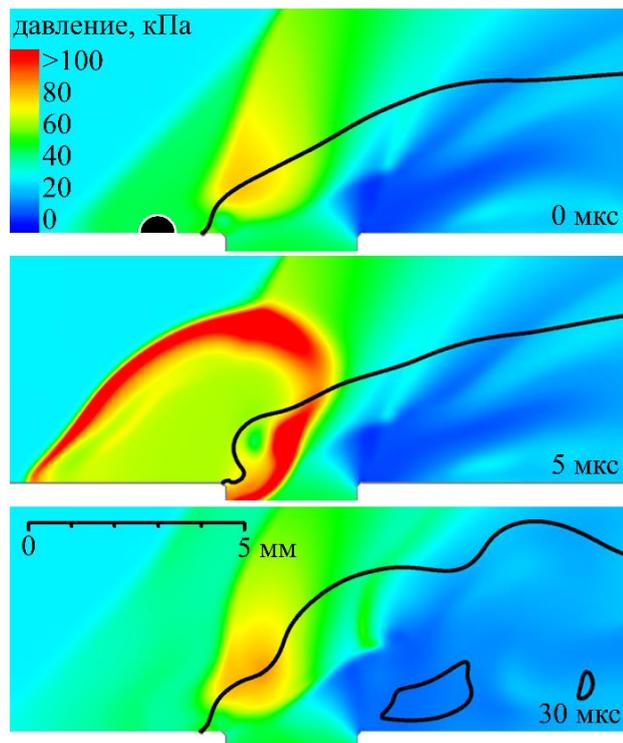


Рисунок 3.8 – Распространение ударной волны.  $M = 1,7$ ;  $J = 0,6$ . Давление и изолиния  $W = 0,5$  в плоскости  $Z = 0$ . Черным полукругом обозначена область разряда. Вложенная энергия 20 мДж

Данный результат согласуется с информацией из статьи [7], в которой описано моделирование возмущения струи под действием лазерных импульсов: воздействие импульсного тепловыделения на исследуемое течение является

временным, т.е. развивающаяся в результате разряда неустойчивость носит конвективный характер.

Ранее, в разделе 3.2 был рассмотрен механизм формирования поперечных вихрей в случае отсутствия разрядов. При инициировании разрядов на кромке инжектора наблюдаются некоторые отличия от этого механизма. Рассмотрим их на примере случая с  $J = 1$  и частотой разряда  $f = 40$  кГц (что приблизительно равно частоте формирования вихрей в отсутствии разрядов). При периодически повторяющихся разрядах осцилляции струи синхронизируются с разрядами таким образом, что очередной разряд начинается в тот момент времени, когда структура потока аналогична стадии №1 из предыдущего раздела (рисунок 3.5).

Ударная волна от разряда проходит через границу струи (рисунок 3.9), способствуя развитию неустойчивости Рихтмайера-Мешкова путем кратковременного ускорения границы раздела сред с разной плотностью. Кроме того, ударная волна и расширяющаяся тепловая каверна приводят к частичной блокировке струи, а также облегчают проникновение вещества струи в отрывную зону (рисунок 3.9). Высота отрывной зоны значительно увеличивается (примерно с  $0,3D$  до  $0,6D$ ).

После прохождения ударной волны давление в отрывной зоне повышается, и вещество струи выталкивается из нее согласно образующемуся градиенту давления. Течение в струе восстанавливается, поскольку увеличенная отрывная зона частично экранирует ее от набегающего сверхзвукового потока.

Затем размер отрывной зоны быстро уменьшается. Следовательно, большая часть струи (по сравнению со случаем без разрядов) начинает взаимодействовать с набегающим потоком. Как и в случае без разрядов, этот процесс приводит к образованию зоны с неколлинеарными градиентами плотности и статического давления, т.е. к увеличению завихренности. На этом этапе происходит новый разряд, возмущение струи дополнительно усиливается новой ударной волной (рисунок 3.9), и цикл осцилляции течения повторяется.

Вышеприведенные наблюдения указывают на то, что формирование поперечных вихрей определяется бароклинным членом в уравнении завихренности (3.13). Это справедливо как для естественных возмущений (т.е. возникающих из-за абсолютной неустойчивости), так и для возмущений, возникающих и развивающихся под воздействием разрядов. Однако важно отметить, что в случае течения с разрядами эффект интенсификации вихреобразования достигается не за счет процессов в момент разряда, а за счет сложного процесса взаимодействия между струей, сверхзвуковым потоком, ударной волной и распадающейся тепловой каверной после разряда.

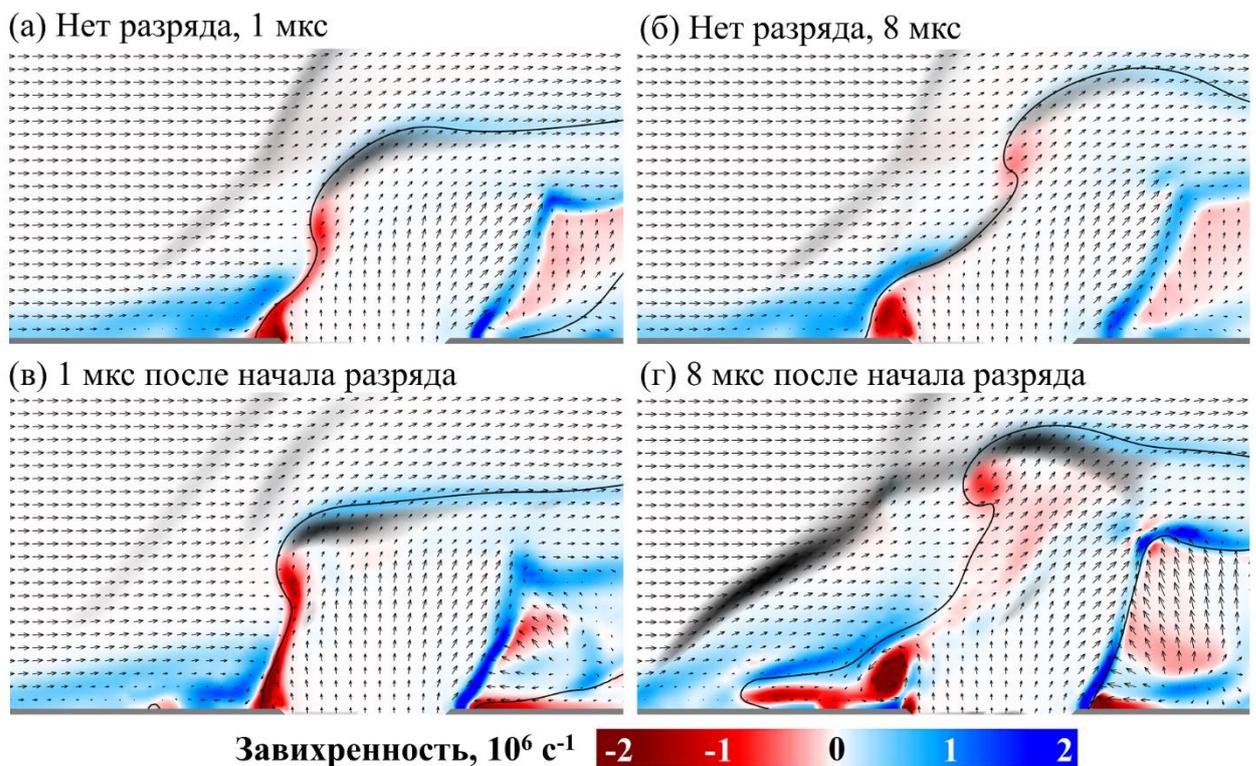


Рисунок 3.9 – Z-компонента вектора завихренности в плоскости симметрии.  $J = 1$ . Случай без разрядов (а, б) и с разрядами на частоте 40 кГц (в, г). Черная линия – изолиния  $W = 0,5$ . Черная заливка – численный штрих для визуализации скачков уплотнения

На основании вышеприведенных наблюдений можно обозначить три физических механизма, ответственных за интенсификацию перемешивания вещества поперечной струи с воздухом сверхзвукового потока при воздействии периодических искровых разрядов. Далее эти физические механизмы перечислены

с подробностями и проиллюстрированы конкретными примерами из компьютерного моделирования.

Первый физический механизм — это периодическое изменение размера отрывной зоны с наветренной стороны от инжектора. На рисунке 3.10 показано распределение модуля скорости в плоскости  $Z = 0$  в два момента времени: непосредственно перед очередным разрядом (а) и через  $2\tau$  после разряда (б). Здесь характеристическое время системы  $\tau$  выражается как  $\tau = D/v_\infty$ .

Отрывная зона визуализируется как область с малым модулем скорости. Наблюдается увеличение размера отрывной зоны в 2 раза как результат расширения тепловой каверны разряда.

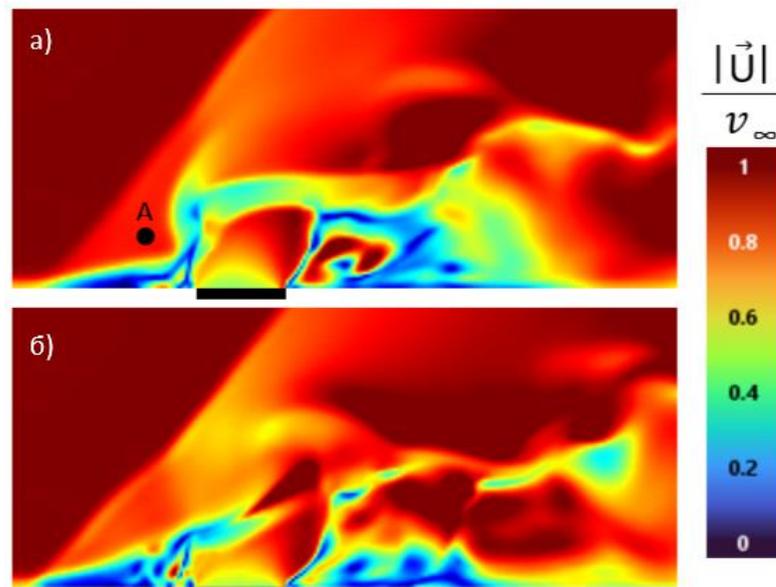


Рисунок 3.10 – Распределение модуля скорости непосредственно до разряда и спустя 11 мкс ( $t/\tau \sim 2$ ) после разряда

Воздействие этого периодического процесса на исследуемое течение можно описать как периодическое частичное экранирование струи от набегающего сверхзвукового потока за счет расширенной отрывной зоны, что позволяет струе проникнуть глубже в поток. Также можно заметить, что отрывная зона имеет форму клина, и течение сверхзвукового потока над ней описывается аналогично классической задаче о сверхзвуковом обтекании клина. При изменении угла этого

"клина" сверхзвуковой поток над ним также поворачивается на разные углы. Это подтверждают графики на рисунке 3.11. На графиках изображен тангенс угла наклона потока  $\alpha$  в точке А, положение которой отмечено на рисунке 3.10.

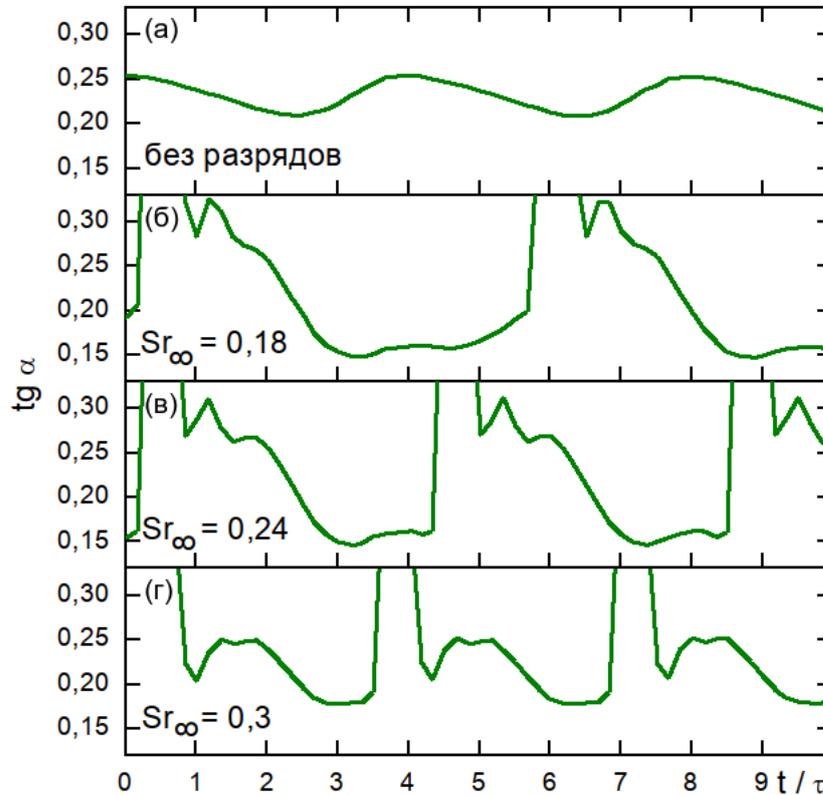


Рисунок 3.11 – Тангенс угла  $\alpha$  наклона потока над отрывной зоной, в точке А. Показаны три случая с разной частотой разрядов и без разрядов. Зашкаливающие значения не информативны – они соответствуют моменту прохождения ударной волны от разряда через точку А

При отсутствии разрядов  $\alpha$  меняется лишь незначительно. В случае с разрядами на безразмерной частоте  $Sh_\infty = 0,18$  угол наклона потока быстро восстанавливается после разряда и выходит на длительное плато, на протяжении которого наклон потока не меняется. В случае  $Sh_\infty = 0,3$  амплитуда осцилляции  $\alpha$  оказывается меньше, чем при других частотах. Возможно, это обусловлено тем, что некие переходные процессы при восстановлении отрывной зоны не успевают завершиться до начала следующего разряда. Поэтому воздействие разрядов оказывается малоэффективно. В режиме с  $Sh_\infty = 0,24$  достигается компромисс: с

одной стороны, плато на графике  $\alpha$  не такое продолжительное, как при  $Sh_\infty = 0,18$ ; с другой стороны, амплитуда осцилляций  $\alpha$  больше, чем при  $Sh_\infty = 0,3$ .

Второй механизм – возбуждение неустойчивости Рихтмайера-Мешкова при прохождении ударной волны от разряда через границу вторичной струи, то есть через границу областей с разными плотностями. Например, для данных, изображенных на рисунке 3.11, плотности на границе струи в области формирующегося вихря (красная стрелка) различаются в 1,6 раз. Подобный эффект был показан в работе [103] для другой конфигурации течения. На рисунке 3.12 для случая с  $Sh_\infty = 0,24$  приведено распределение плотности в два момента времени, что позволяет визуализировать фронт ударной волны. Для сопоставления приведено распределение массовой доли  $CO_2$  в те же моменты времени. Одно крупное возмущение, сквозь которое проходит ударная волна, отмечено красными стрелками. Таким образом, ударная волна от очередного разряда проходит через поперечный вихрь, сформировавшийся вследствие предыдущего разряда. Это должно приводить к возбуждению неустойчивости и интенсификации развития возмущений. Для случаев с другими  $Sh$  данный процесс происходит аналогично.

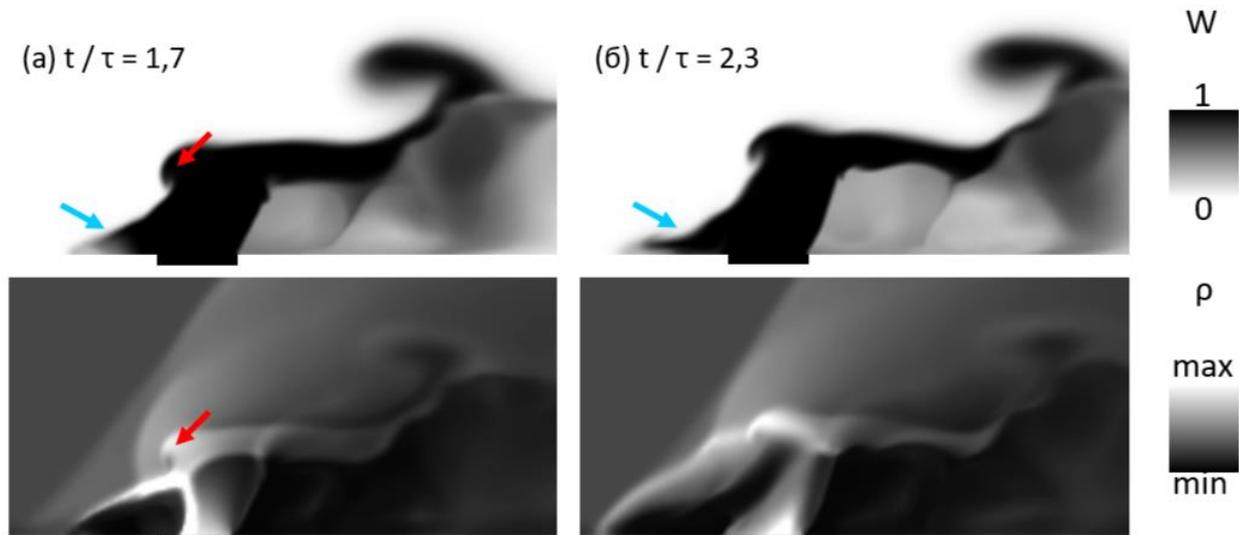


Рисунок 3.12 – Массовая доля  $CO_2$  и плотность в плоскости  $Z = 0$  в два момента времени после начала разряда: 3 мкс (а) и 6 мкс (б). Случай с разрядами на частоте  $Sh_\infty = 0,24$

Предположительно, существует частота разрядов  $f_{\text{opt}}$ , оптимальная для данного механизма интенсификации возмущений, причем не обязательно совпадающая с «естественной» частотой струи. При  $f < f_{\text{opt}}$  ударной волне от очередного разряда требуется много времени для того, чтобы «догнать» поперечный вихрь, сформировавшийся после предыдущего разряда. За это время интенсивность ударной волны уменьшается, и ее влияние на перемешивание оказывается менее выражено, чем при  $f = f_{\text{opt}}$ . При  $f > f_{\text{opt}}$ , наоборот, очередной поперечный вихрь не успевает сформироваться к моменту прохождения ударной волны от следующего разряда.

Третий физический механизм, активирующийся при наличии разрядов – это заброс вещества струи в отрывную зону. В течение короткого времени порция вещества струи движется вдоль стенки против направления сверхзвукового потока. Это можно наблюдать на рисунке 3.12 (синие стрелки). За счет этого процесса поверхность границы струи локально увеличивается: условная граница струи около стенки периодически сдвигается вниз и вверх по течению, что также может приводить к интенсификации перемешивания.

### **3.4. Применение критериев эффективности перемешивания**

Как было отмечено ранее, существует несколько устоявшихся критериев перемешивания; при анализе данных компьютерного моделирования наиболее распространен (1.2), однако он не удобен при проведении экспериментов. В данном разделе проведено сравнение нескольких критериев перемешивания газов на примере конкретных нестационарных данных, полученных путем численного моделирования. Критерии, с которыми сравнивается (2.1), представляют интерес, поскольку они являются гораздо более реалистичными для применения в анализе экспериментальных данных.

Сравнение производилось двумя способами: сначала сравниваются значения критериев как функций от времени для одного набора нестационарных данных. Затем сравнивались средние значения критериев, рассчитанных по нескольким наборам данных. Расчеты проводились при наборе параметров течения из таблицы 3 в разделе 3.1. В каждом разряде выделялась энергия  $E = 25$  мДж за время  $t_{\text{разр}} = 2$  мкс. Частота разрядов  $f$  задавалась в диапазоне от 8 до 50 кГц.

Четыре критерия эффективности перемешивания рассчитывались по полученным данным в плоскости  $X/D = 5$ . Первый критерий – интегральный  $\eta_m$  (1.2). Ввиду того, что смесь воздуха с  $\text{CO}_2$  – нереагирующая,  $W_{st}$  было произвольно задано равным 0,3. Второй критерий  $L$  – длина изолинии  $W = 0,3$  в заданной плоскости. Третий критерий  $c_{\text{max}}$  – максимальная массовая концентрация  $\text{CO}_2$  в этой же плоскости. Четвертый критерий  $S$  – площадь области, ограниченной изолинией  $W = 0,3$ , т.е. площадь сечения струи.

На рисунке 3.13 приведены графики мгновенных значений  $\eta_m$ ,  $L$ ,  $c_{\text{max}}$ . Критерий  $S$  не отображен, поскольку он ведет себя аналогично  $L$ . Для двух моментов времени («А» и «В») также приведены изображения, полученные при интегрировании концентрации  $\text{CO}_2$  по  $Z$  (рисунок 3.14). Дополнительно отображено распределение  $W$  в плоскости  $X/D = 5$  в случаях с разрядами на частотах  $Sh = 0,24$  и  $Sh = 0,3$ , – в те моменты времени, когда через данную плоскость проходит очередное крупное возмущение в сдвиговом слое на границе струи (поперечный вихрь). Здесь характеристическое время  $\tau = D / U_\infty$  и безразмерная частота  $Sh = f \cdot D / U_\infty$ .

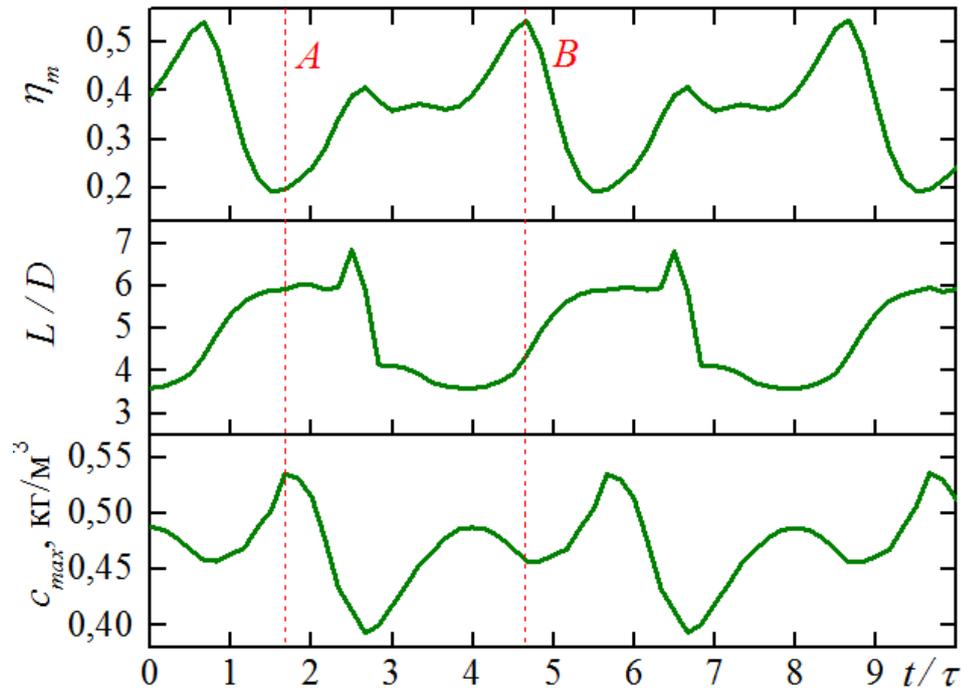


Рисунок 3.13 – Графики критериев перемешивания для случая без разрядов

Рассмотрим, как соотносятся критерии во времени. В момент времени «А» минимум  $\eta_m$  приходится на максимум  $c_{max}$ . Это означает, что проходящая через сечение  $X/D = 5$  порция смеси с высоким содержанием  $\text{CO}_2$  приводит к ухудшению качества перемешивания. Действительно, рисунок 3.14а свидетельствует о том, что в этот момент времени через данное сечение проходит крупное возмущение (поперечный вихрь). В это же время критерий  $L$  выходит на плато, то есть, несмотря на прохождение в заданном сечении порции с повышенной концентрацией  $\text{CO}_2$ , условная граница струи остается приблизительно одной и той же протяженности. Сравнительно большое значение  $L$  в этот момент времени может быть объяснено тем, что в области поперечного вихря изоповерхность  $W$  изгибается.

В промежутке между моментами времени «А» и «В» критерий  $L$  испытывает резкое падение, сопровождающееся выходом  $\eta_m$  на плато и минимизацией  $c_{max}$ . Уменьшение  $L$  связано с тем, что плоскость  $X/D = 5$  перестает пересекать очередной поперечный вихрь. Этим же объясняется минимальное значение  $c_{max}$ : вероятно, наибольшая концентрация  $\text{CO}_2$  достигается в области поперечного

вихря. А выход  $\eta_m$  на плато соответствует прохождению через плоскость  $X/D = 5$  однородного участка струи между двумя поперечными вихрями.

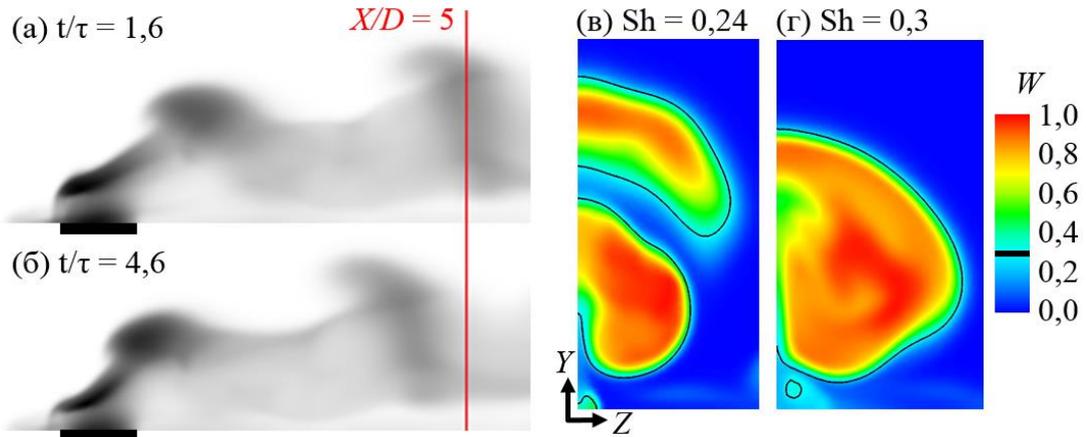


Рисунок 3.14 – Исследуемое течение. (а, б) - интеграл по  $Z$  от концентрации  $\text{CO}_2$  для моментов времени («А» и «В» на рисунке 3.13). (в, г) – типичное распределение  $W$  в плоскости  $X/D = 5$  для случаев с  $Sh = 0,24$  и  $0,3$  соответственно в момент прохождения поперечного вихря

В момент времени «В» критерий  $\eta_m$  достигает максимума. В это время критерий  $c_{\max}$  не достигает ни максимума, ни минимума. Действительно, по смыслу критерия  $\eta_m$  эта ситуация означает, что струя и поток перемешаны наилучшим образом, то есть распределение  $\text{CO}_2$  в пространстве наиболее однородно. Критерий  $L$  в этот момент времени возрастает, что может быть обусловлено началом прохождения очередного поперечного вихря через плоскость  $X/D = 5$ . Это согласуется с рисунком 3.14б, который показывает, что к плоскости  $X/D = 5$  приближается расширяющийся участок струи.

Итак, между мгновенными значениями различных критериев отсутствует сильная корреляция. Так, для данных, изображенных на рисунке 3.13, имеют место следующие коэффициенты корреляции:  $\text{corr}(c_{\max}, \eta_m) = -0,57$ ;  $\text{corr}(L, \eta_m) = -0,49$ . Здесь под коэффициентом корреляции понимается выражение:

$$\text{corr}(x(t), y(t)) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} (x(t) - \bar{x}) \cdot (y(t) - \bar{y}) dt}{\sqrt{\int_{t_1}^{t_2} (x(t) - \bar{x})^2 dt} \cdot \sqrt{\int_{t_1}^{t_2} (y(t) - \bar{y})^2 dt}} \quad (3.14)$$

Теперь рассмотрим осредненные значения критериев в плоскости  $X/D = 5$ , для нескольких наборов данных. На рисунке 3.15 приведен график с осредненными значениями критериев для нескольких частот разрядов. Для удобства критерии приведены к безразмерному виду: для каждой частоты указано отношение осредненных критериев при данной частоте ( $\eta_m$ ,  $L$ ,  $c_{\max}$ ,  $S$ ) к их значениям при отсутствии разрядов ( $\eta_{m,0}$ ,  $L_0$ ,  $c_{\max,0}$ ,  $S_0$ ).

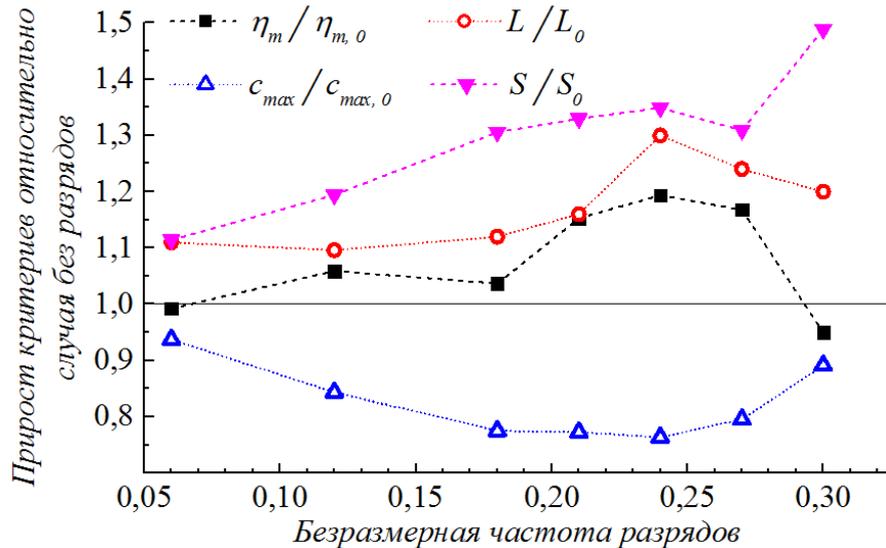


Рисунок 3.15 – Осредненные критерии перемешивания в зависимости от частоты разрядов ( $Sh_\infty$ )

Все критерии указывают на то, что наилучшее перемешивание достигается при частотах разрядов, близких к  $Sh = 0,24$ . Эта «оптимальная» частота близка к естественной частоте формирования поперечных вихрей в сдвиговом слое с наветренной стороны струи  $Sh = 0,24$ . Для критериев  $L$  и  $\eta_m$  максимум в диапазоне около  $Sh = 0,24$  явно выражен. Критерии  $c_{\max}$  и  $S$ , наоборот, слабо различают случаи в диапазоне частоты разрядов от 0,18 до 0,27. При переходе от  $Sh = 0,27$  к  $Sh = 0,3$  критерий  $S$  резко возрастает, тогда как  $\eta_m$ ,  $L$  и  $c_{\max}$  показывают ухудшение перемешивания.

Отдельно стоит упомянуть интегральную глубину проникновения струи в поток в исследованных случаях. Эта величина определяется как

$$h = \frac{\int W_{y\rho} U dA}{\int W\rho U dA} \quad (3.15)$$

где  $y$  – вертикальная координата (расстояние от элементарного объема до плоскости инжекции),  $W$  – массовая доля газа струи,  $\rho$  – плотность,  $U$  –  $x$ -компонента скорости. Осреднение данной величины здесь выполнено так же, как и для других критериев перемешивания.

Строго говоря, интегральная глубина проникновения струи в поток напрямую не связана с эффективностью перемешивания. Тем не менее, в присутствии искровых разрядов наблюдается увеличение  $h$  по сравнению со случаем без разрядов. Так, на рисунке 3.16 приведены осредненные значения  $h$  при нескольких частотах разрядов, отнесенные к осредненному  $h_0$  в отсутствие разрядов. Используются те же данные, что и для расчета критериев эффективности перемешивания. При оптимальной частоте разрядов прирост  $h$  достигает 45%.

Таким образом, показано, что мгновенные значения критериев лишь слабо коррелируют друг с другом во времени, поскольку по-разному реагируют на крупные возмущения на границе струи. Тем не менее, при осреднении по времени  $\eta_m$ ,  $L$ ,  $c_{max}$  указывают на существование «оптимального» диапазона частот разрядов (около  $Sh_\infty = 0,24$ ). Также разряды с частотой в «оптимальном» диапазоне приводят к увеличению интегральной глубины проникновения струи в поток.

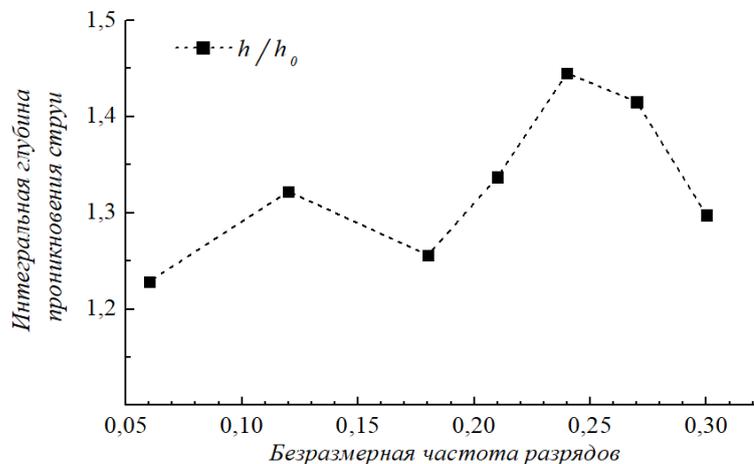


Рисунок 3.16 – Осредненная интегральная глубина проникновения струи в поток в зависимости от частоты разрядов ( $Sh_\infty$ )

### 3.5. Применение критериев эффективности перемешивания

В данном разделе представлены результаты параметрического исследования, в котором исследовалась зависимость эффективности перемешивания от частоты и энергии разрядов. Рассмотрено две серии расчетов, в которых варьировались энергия и частота разрядов.

В предыдущем разделе уже были изложены результаты одной серии расчетов, в которой варьировалась частота разрядов при неизменной энергии, выделяющейся в каждом разряде, и при фиксированном значении  $J = 1$ . В дальнейшем используется только один критерий перемешивания: осредненное значение  $\eta_m$  (формула 1.2 из Главы 1) в плоскости  $X/D = 5$  с произвольно заданной константой  $W_{st} = 0,5$ . Как показывают вспомогательные расчеты, значение этой константы не играет принципиально важной роли для выявления режимов с лучшим перемешиванием.

#### Варьирование частоты при постоянной мощности

Предположим, что зафиксировано некоторое постоянное количество мощности, которое можно потратить на питание искровых разрядов. Одну и ту же мощность можно вложить в разряды по-разному: например, в виде сравнительно редких разрядов с большой энергией, или наоборот – в виде слабых разрядов, но с высокой частотой. В первой серии расчетов было исследовано, как зависит эффективность перемешивания от частоты разрядов при неизменной средней мощности разрядов, то есть при неизменном произведении частоты разрядов на энергию, вложенную в каждый разряд. Для трех расходов газа в струе (с  $J = 0,7, 1$  и  $1,3$ ) было рассчитано течение с шестью режимами энерговыделения в разрядах (таблица 5).

Таблица 5. Режимы энерговыведения в разрядах: энергия  $E$  и частота  $f$ .

Режим	$E$ (мДж)	$f$ (кГц)	$Sh_{\infty}$
I	100	10	0,06
II	50	20	0,12
III	33	30	0,18
IV	25	40	0,24
V	20	50	0,30
VI	17	60	0,36

Для того, чтобы можно было полностью описать задачу в безразмерных переменных, введем безразмерную энергию следующим образом:

$$\tilde{E} = \frac{2Ef}{\dot{m}\langle v^2 \rangle} \quad (3.16)$$

Здесь  $\dot{m}$  – поток массы через инжектор,

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\int_S \rho v^2 dS}{\int_S \rho dS} \quad (3.17)$$

Интегралы берутся по сечению инжектора,  $v$  – модуль скорости. Таким образом, безразмерная энергия разряда  $\tilde{E}$  – это отношение энергии, выделенной в разряде, к кинетической энергии, которая переносится газом вторичной струи за время  $\tau = 1/f$  между двумя последовательными разрядами. Для данной серии это величина постоянная,  $\tilde{E} = 11,4$ .

Было обнаружено, что эффективность перемешивания немонотонно зависит от частоты разрядов. Графики  $\langle \eta_m \rangle$  от частоты при трех значениях  $J$  приведены на рисунке 3.17. Частота 0 кГц соответствует случаю отсутствия разрядов. Планка погрешности – типичный разброс среднего значения  $\eta_m$  при осреднении по разным отрезкам времени. Для всех трех значений  $J$  оптимальной частотой является 40 кГц ( $Sh_{\infty} = 0,24$ ), то есть «естественная» частота струи. Также, для  $J = 0,7$  наблюдается максимальная эффективность при частоте разрядов 10 кГц ( $Sh_{\infty} = 0,06$ ).

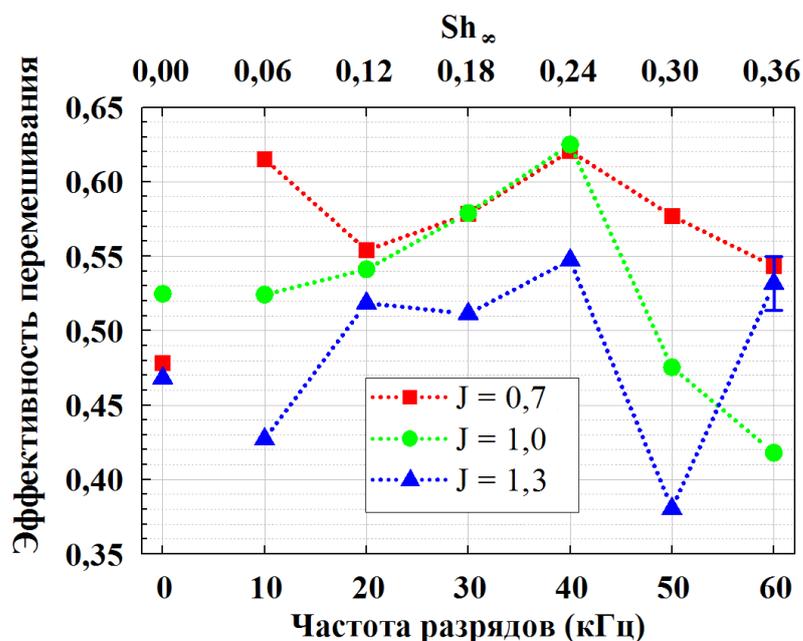


Рисунок 3.17 – Зависимость  $\langle \eta_m \rangle$  от частоты импульсного энерговыделения при неизменной средней мощности. Точки соединены для удобства восприятия

Рассмотрим подробнее возможные причины существования оптимальных частот.

Максимум на частоте 10 кГц (режим I в таблице 5) при  $J = 0,7$  может быть связан с качественным изменением формы струи под воздействием мощного импульса тепловыделения. На рисунке 3.18 показана эволюция формы струи во времени: распределение массовой доли  $\text{CO}_2$  до начала тепловыделения и в два момента времени после тепловыделения. В естественном состоянии струя распространяется вниз по потоку преимущественно вблизи поверхности инъекции. Мощный импульс тепловыделения резко увеличивает глубину проникновения струи на время порядка 40 мкс, то есть примерно на половину временного интервала между разрядами. Это происходит благодаря тому, что два потока вещества, нагретого разрядом, движутся вдоль плоскости инъекции вокруг струи с двух сторон и встречаются с подветренной стороны от струи, при этом на некоторое время вытесняя струю выше над плоскостью инъекции. Предположительно, этот процесс является в данном случае дополнительным фактором, способствующим перемешиванию. Однако детальное исследование

механизмов интенсификации перемешивания для этого случая выходит за рамки диссертационной работы.

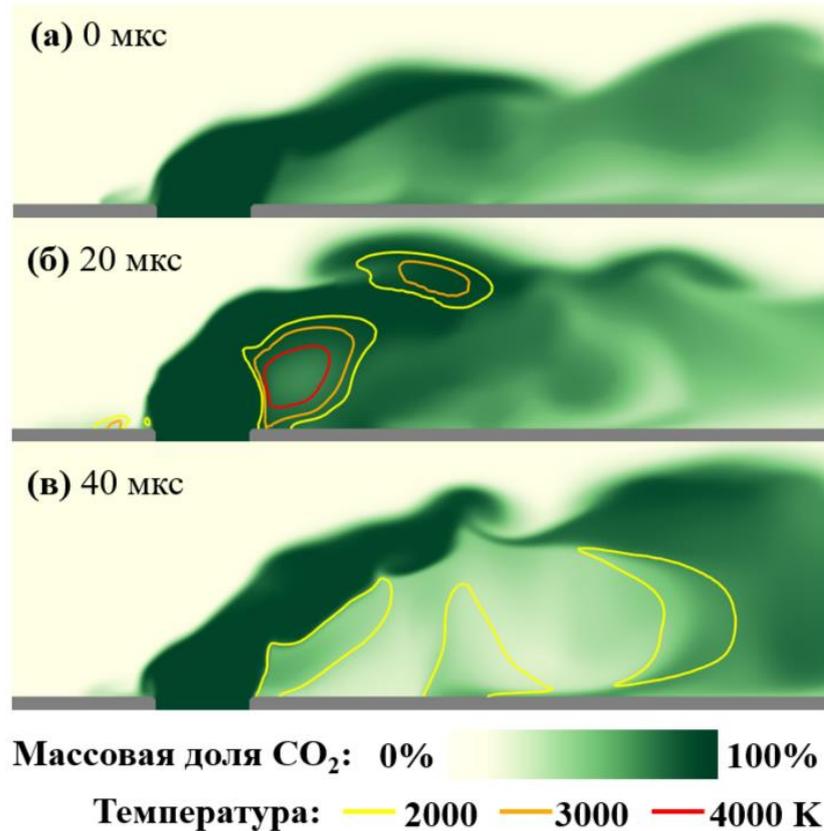


Рисунок 3.18 – Качественное временное изменение формы вторичной струи под воздействием мощного искрового разряда с энергией 100 мДж (режим I). Распределение массовой доли газа струи и температуры в отсутствие разрядов (а), через 20 мкс (б) и 40 мкс (в) после начала разряда

Максимум эффективности перемешивания при частоте разрядов  $Sh_{\infty} = 0,24$  объясняется так же, как и в предыдущем разделе. Отдельно можно отметить, что при данной частоте размер крупных структур, образующихся в результате разрядов, оказывается самым большим. Это можно наблюдать на рисунке 3.19, где изображены поля массовой доли  $CO_2$  и температуры для  $J = 1$  в режимах III, IV и V из таблицы 5. Мгновенные распределения характеристик показаны через 10 мкс после начала очередного импульса тепловыделения. Как можно видеть, граница струи (пунктирная линия) имеет в области поперечного вихря S-образную форму из-за взаимного проникновения двух газовых сред. При  $f = 40$  кГц, действительно, порция воздуха, окруженного  $CO_2$ , оказывается наибольшей среди других случаев.

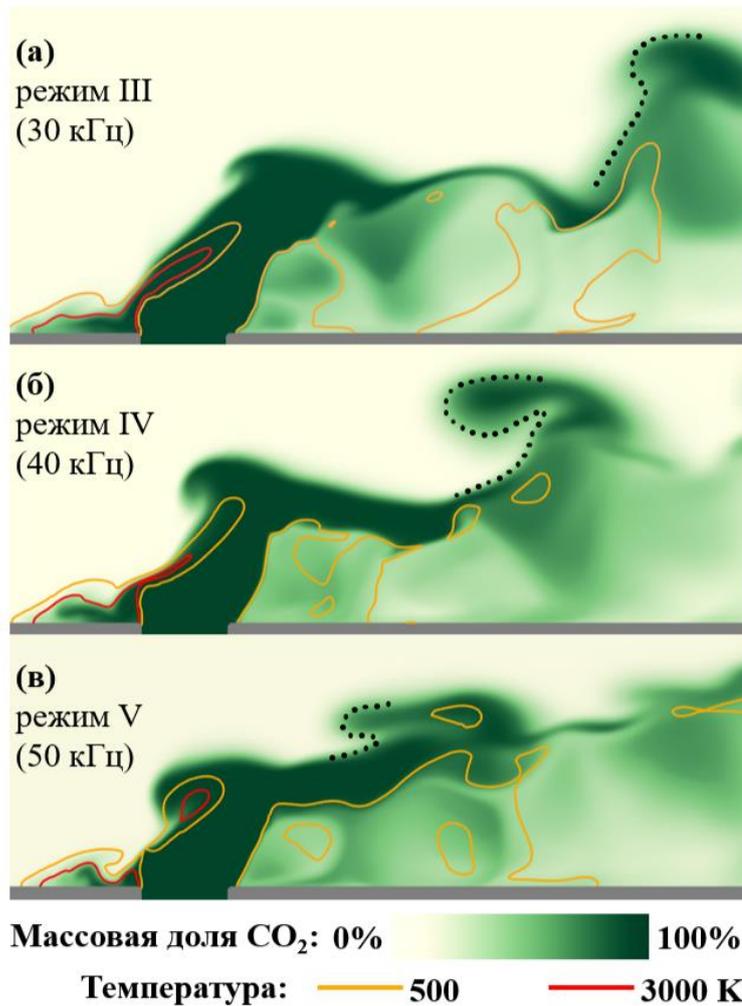


Рисунок 3.19 – Зависимость структуры крупных поперечных вихрей от частоты разрядов. Показано распределение массовой доли  $\text{CO}_2$  и изолинии температуры.  $J = 1$ ,  $M = 2$ . Все представленные поля соответствуют времени 10 мкс после начала импульса нагрева. Пунктирные линии — участки изолиний  $W = 0,5$

Проведем оценку эффективности применения данного метода интенсификации перемешивания. Предположим, что вместо углекислого газа в поток инжектируется какой-нибудь горючий газ с молекулярной массой такого же порядка, как у воздухе, например, этилен. Для рассчитанного случая при  $J = 1$  расход газа составляет 3 г/с. Как известно, [104] удельная теплота сгорания этилена составляет порядка 50 кДж/г, поэтому при полном сгорании вещества струи выделялась бы мощность 150 кВт. Средняя мощность, выделяемая в искровых разрядах в данной серии расчетов, составляет 1 кВт. Таким образом, требуемая энергия для питания разрядов составляет порядка 1% от энергии сгорания вещества

струи, а эффективность перемешивания струи с потоком при воздействии разрядов может повыситься на ~20-30%, в зависимости от  $J$ .

### Варьирование энергии разрядов при постоянной частоте

Во второй серии расчетов частота импульсов тепловыделения была постоянной, но энергия, выделяемая за один импульс, варьировалась. Расчеты показали, что зависимость эффективности смешивания от энергии разряда при постоянной частоте является монотонной в рассматриваемом диапазоне энергий. Эта зависимость была проверена для  $J = 0,7$  (рисунок 3.20а). В этой вспомогательной серии частота разряда оставалась постоянной – 10 кГц ( $Sr = 0,06$ ), но энергия, выделяемая за один разряд, варьировалась. График показывает, что зависимость является монотонной в пределах погрешности. Для другой оптимальной частоты 40 кГц наблюдалась аналогичная монотонная зависимость  $\eta_m$  от энергии разряда, пример с  $J =$  показан на рисунке 3.20б.

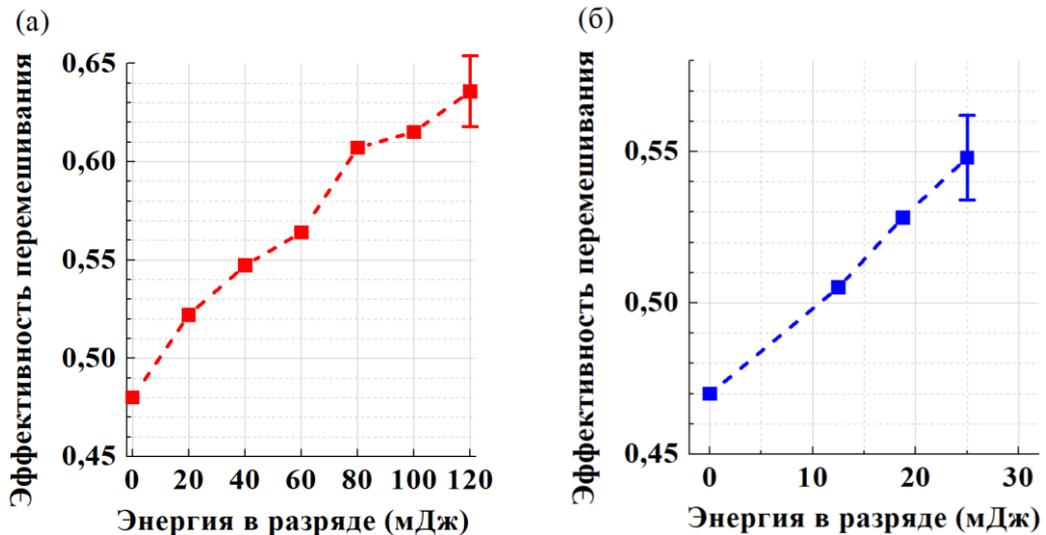


Рисунок 3.20 – Зависимость  $\langle \eta_m \rangle$  от энергии, выделяемой в каждом разряде, при постоянной частоте импульсов. (а)  $f = 10$  кГц,  $J = 0,7$ . (б)  $f = 40$  кГц,  $J = 1,3$ . Точки соединены для удобства восприятия. Учтена энергия, выделяющаяся в двух полупространствах:  $Z > 0$  и  $Z < 0$

Таким образом, исследованы два фактора, которые могут влиять на эффективность перемешивания: энергия разряда и частота разряда. При этом зависимость  $\langle \eta_m \rangle$  от энергии разрядов оказывается монотонной в рассмотренном

диапазоне параметров задачи. Зависимость  $\langle \eta_m \rangle$  от частоты – немонотонная. При варьировании частоты с сохранением средней выделяемой мощности (т.е. с сохранением произведения энергии и частоты разряда) данная зависимость также остается немонотонной.

### 3.6. Применение критериев эффективности перемешивания

Дополнительно было проведено несколько расчетов, в которых область тепловыделения, моделирующая разряд, располагалась не на передней кромке инжектора, а в других местах (рисунок 3.21). Во всех случаях энергия и частота разрядов сохранялись, они соответствовали режиму IV из таблицы 3. Рисунок 3.21а соответствует случаю, уже рассмотренному ранее, с разрядом на кромке инжектора.

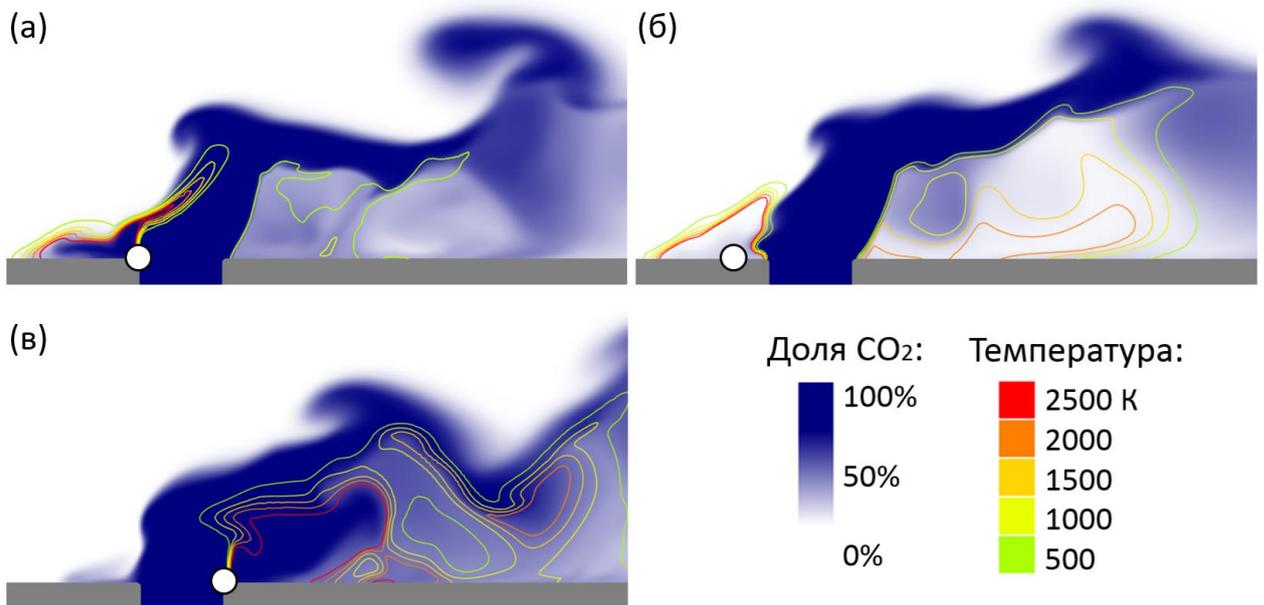


Рисунок 3.21 – Поле температуры и концентрации газа струи спустя 8 мкс после начала очередного разряда. Белыми точками отмечено положение разряда

В дополнительном расчете разряд располагался не на кромке инжектора, а чуть выше по потоку – на расстоянии  $1D$  от инжектора, в отрывной зоне

(рисунок 3.21б). Анализ этого случая был важен с позиции связи расчетов и экспериментов в данной работе. При проведении экспериментов (см. Главу 4) разряд располагался именно в этом месте, поскольку разместить разряд на небольшом удалении от инжектора было технически проще, чем непосредственно на кромке инжектора. Расчет показал отсутствие принципиальной разницы между основными физическими механизмами воздействия разряда на процесс формирования вихрей в двух указанных локациях. Тем не менее, можно заметить, что при расположении разряда в отрывной зоне слабее проявляется механизм перемешивания, связанный с забросом вещества струи в отрывную зону; однако другой механизм, связанный с увеличением отрывной зоны и частичным экранированием струи – начинает проявляться сильнее.

В другом дополнительном расчете разряд был размещен на задней кромке инжектора, то есть с подветренной стороны (рисунок 3.21в). Этот расчет послужил подтверждением корректности описания физических механизмов, изложенного в предыдущих разделах: было обнаружено, что разряд, расположенный на задней кромке инжектора, не оказывает воздействия на область зарождения поперечных вихрей с наветренной стороны струи, и поэтому его влияние на перемешивание оказалось существенно меньше, чем при разряде, расположенном с наветренной стороны от инжектора.

Критерий эффективности перемешивания  $\langle \eta_m \rangle$  зависит от местоположения разрядов. В обозначенном выше режиме энерговыделения, по сравнению базовым случае без разрядов,  $\langle \eta_m \rangle$  возрастает на 22% с разрядами на передней кромке инжектора (рисунок 3.21а), на 21% с разрядами в отрывной зоне (рисунок 3.21б) и на 8% с разрядами на задней кромке инжектора (рисунок 3.21в).

Таким образом было подтверждено, что наиболее выгодное расположение искровых разрядов в ближней зоне течения – это отрывная зона перед инжектором, или, в предельном случае, кромка инжектора.

### 3.7. Выводы по Главе 3

Описан циклический процесс возникновения поперечных вихрей на границе струи в отсутствии разрядов. Цикл состоит из трех сменяющихся стадий. Показано, что в области взаимодействия струи с потоком периодически возникают области с неколлинеарными градиентами давления и плотности, что, в соответствии с уравнением вихря, периодически приводит к увеличению завихренности и формированию поперечного вихря, который в дальнейшем сносится вниз по потоку.

При наличии периодических искровых разрядов в отрывной зоне перед инжектором (или непосредственно на передней кромке инжектора) течение претерпевает качественные изменения, которые определяются взаимодействием существующих структурных элементов течения с расходящейся ударной волной и с распадающейся тепловой каверной, которые образуются в результате разряда.

Возникновение поперечных вихрей синхронизируется с разрядами (т.е. с импульсами энерговыделения). После включения разрядов или после изменения их частоты, цикл формирования поперечных вихрей перестраивается так, что после завершения переходных процессов, каждый вихрь образуется синхронно с импульсами энерговыделения. Таким образом, наблюдается «захват частоты»: под действием разрядов подавляются процессы на «естественной» частоте, и развиваются процессы на частоте, определяемой частотой разряда.

Искровые разряды способны влиять на эффективность перемешивания струи с потоком. За интенсификацию перемешивания отвечают три основных физических механизма. Эти физические механизмы перечислены с подробностями и проиллюстрированы конкретными примерами из компьютерного моделирования. Первый механизм – периодическое изменение размера отрывной зоны в результате эволюции тепловой каверны разряда. Второй механизм –

возбуждение конвективной неустойчивости при прохождении ударной волны от разряда через границу вторичной струи, то есть через границу областей с разными плотностями. Третий механизм – это заброс вещества струи в отрывную зону. Эти физические механизмы приводят к увеличению векторного произведения градиентов давления и плотности, и, согласно уравнению вихря, способствуют росту завихренности в области формирования поперечных вихрей на передней границе струи.

Установлено, что эффективность перемешивания монотонно зависит от энергии разрядов (в рамках рассмотренных значений параметров задачи), и немонотонно зависит от частоты разрядов. Существует оптимальный диапазон частоты разрядов, на который указывают сразу три независимых критерия перемешивания (интегральный критерий, максимальная концентрация газа струи и протяженность изолинии массовой доли газа струи). Оптимальная частота разрядов составляет около  $Sh_{\infty} = 0,24$ . Эта частота совпадает с «естественной» частотой струи, которая характеризует темп естественного формирования поперечных вихрей в отсутствии разрядов в некотором диапазоне параметров задачи, который был определен с помощью вспомогательного предварительного моделирования:  $M$  от 1,7 до 2,2;  $Re$  от  $7 \cdot 10^4$  до  $1,4 \cdot 10^5$ ,  $J$  от 0,8 до 1,6. Для  $J \sim 0,7$  существует еще одна оптимальная частота разрядов,  $Sh_{\infty} \sim 0,06$ .

Периодические разряды с наветренной стороны от струи (в отрывной зоне или на кромке инжектора) приводят к более эффективному перемешиванию, чем разряды с подветренной стороны от инжектора.

## Глава 4. Экспериментальное исследование поперечной струи в сверхзвуковом потоке

В данной главе изложены экспериментальные исследования течения в области инъекции поперечной струи в сверхзвуковой поток, в том числе в присутствии искровых разрядов в отрывной зоне. Описаны экспериментальная установка, постановка эксперимента, основные методы измерений. Приведены результаты обработки экспериментальных данных различными методами. На основе экспериментальных данных сделаны выводы о том, как меняется структура и частота течения в присутствии разрядов.

Большая часть результатов, полученных в данной главе, опубликована автором в статье [А4].

### 4.1. Экспериментальная установка и диагностический комплекс

Эксперименты были проведены в аэродинамической трубе ИАДТ-50 в ОИВТ РАН (рисунок 4.1).

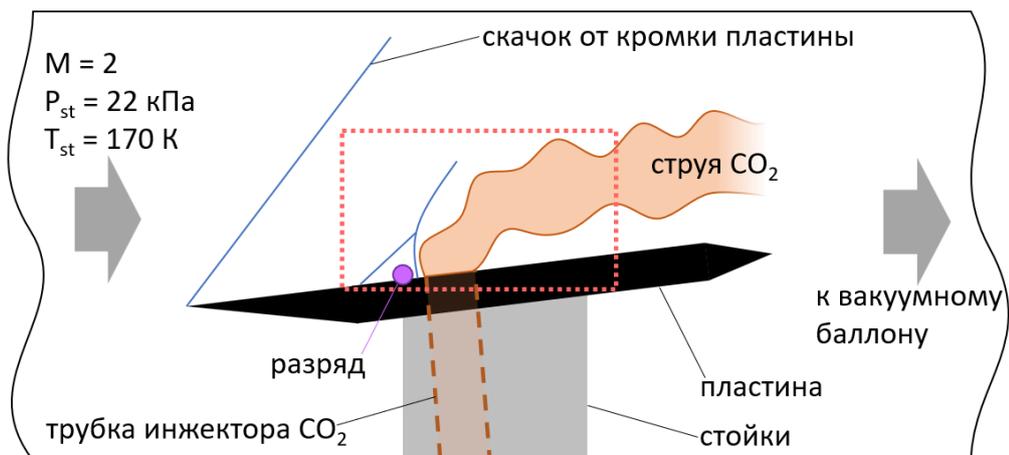


Рисунок 4.1 – Схема тестовой секции аэродинамической трубы. Красный пунктирный прямоугольник – область, попадающая в кадр теневых видеозаписей

Рабочие параметры стенда: число Маха 2, температура газа 170 К, статическое давление 22 кПа. Аэродинамическая труба работает в импульсном режиме и способна поддерживать рабочий режим течения на протяжении около 1 секунды. Тестовая секция трубы имеет прямоугольное сечение высотой 60 мм и шириной 72 мм. Информация о структуре течения и о динамике развития возмущений была получена путем высокоскоростной теневой видеосъемки. Съемка проводилась по методу Теплера (шлирен-метод). Оптическая схема изображена на рисунке 2. Инфракрасное излучение, исходящее от точечного источника (1) в малый телесный угол, попадает на собирающую линзу с диаметром 150 мм и фокусным расстоянием 1,5 метра, и превращается в параллельный пучок. Пройдя через тестовую секцию аэродинамической трубы (4), пучок фокусируется второй линзой. Нож Фуко (5) в фокальной плоскости отсекает главный максимум. Оставшееся излучение попадает в объектив видеокамеры (6). Зеркала (3) используются для поворота пучков света на 90 градусов, они необходимы только для удобства размещения оптической системы в пределах доступного пространства. Подробная схема оптической диагностики на ИАДТ-50 приведена в статье [105].

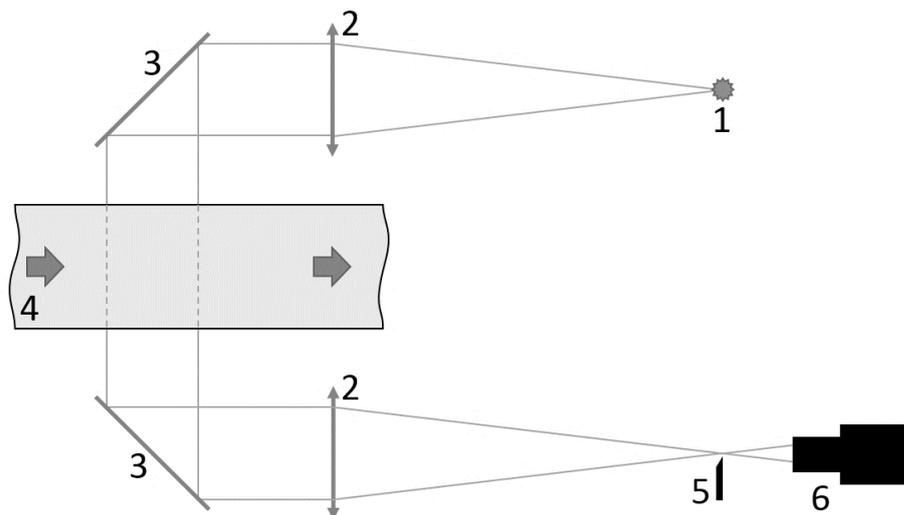


Рисунок 4.2 – Схема для теневой визуализации течения методом Теплера (шлирен-метод)

При проведении экспериментов использовалась высокоскоростная камера, работающая в режиме с частотой 160 тыс. кадров в секунду и с разрешением  $128 \times 256$  пикселей. Пространственное разрешение составляло около 12 пикселей на 1 мм в области, обозначенной пунктирной рамкой на рисунке 1. Экспозиция определялась длительностью импульса источника излучения и составляла 100 нс.

Для того, чтобы обойти проблему визуальных помех от турбулентного пограничного слоя на стенках тестовой секции при теневой видеосъемке, а также минимизировать влияние пульсаций потока на исследуемое течение, эксперименты были организованы следующим образом. В тестовой секции аэродинамической трубы размещалась пластина с острой передней кромкой, которая разрезала ядро сверхзвукового потока – область, менее всего подверженную помехам от пульсаций течения. Исследуемое течение воспроизводилось на верхней поверхности этой пластины. Газ вторичной струи ( $\text{CO}_2$ ) подавался из буферной емкости по трубке с внутренним диаметром 3 мм, подведенной к отверстию в пластине. Искровые разряды протекали между двумя цилиндрическими электродами с плоскими торцами, расположенными с наветренной стороны от отверстия инжектора (рисунок 4.1) заподлицо с плоскостью инъекции.

Для подбора приемлемой формы пластины и подходящего способа ее монтажа, была проведена серия вспомогательных компьютерных расчетов сверхзвукового обтекания пластины (рисунок 4.3), трубки и элементов конструкции для крепления пластины. Расчеты проводились в той же численной модели, которая была описана в Главе 2, методом URANS. Мелкость сетки составляла около 0,3 мм вблизи поверхностей (рисунок 4.4).

Параметры свободного потока были заданы в соответствии с рабочим режимом ИАДТ-50. Задача моделирования состояла в том, чтобы найти такую форму пластины и крепежей, при которой не происходило бы заклинивание потока в тестовой секции, и поток над верхней поверхностью пластины (т.е. над плоскостью инъекции) был бы как можно более однородным.

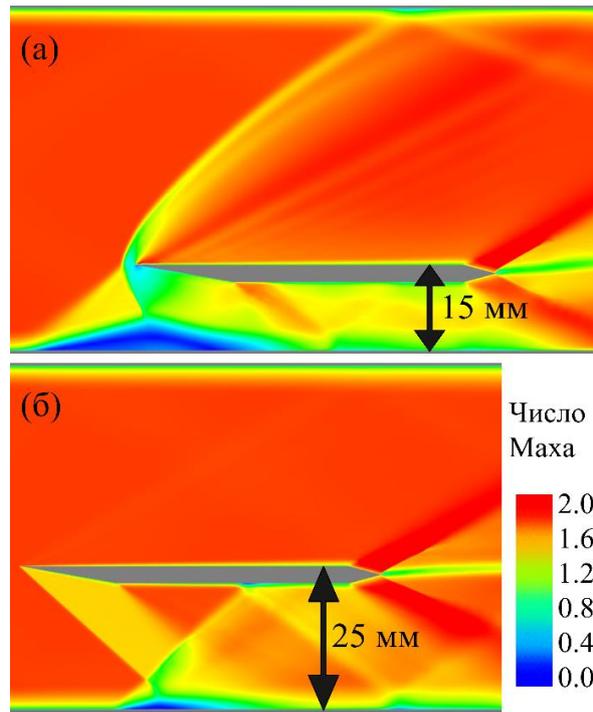


Рисунок 4.3 – Двумерный расчет обтекания пластины. Неудовлетворительное (а) и удовлетворительное (б) обтекание пластины

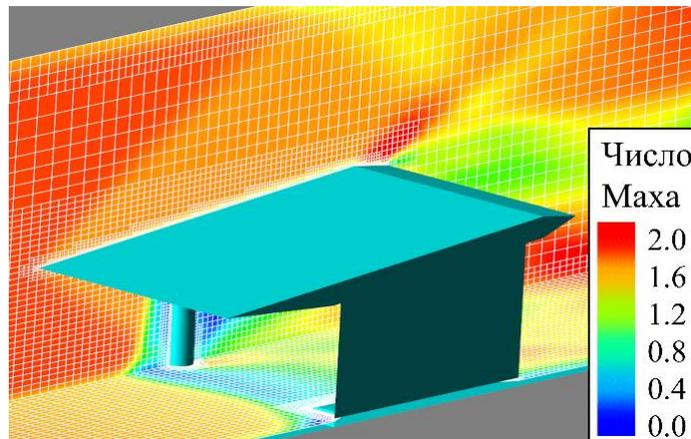


Рисунок 4.4 – Расчет сверхзвукового обтекания разработанной конструкции в ИАДТ-50 при параметрах, соответствующих эксперименту

Расчеты выполнялись с последовательным усложнением: сначала в 2D, затем в 3D – без крепежей и трубки, и вместе с ними. На рисунке 4.3 представлен результат 2D расчета обтекания пластины – поле числа Маха: пример удовлетворительного обтекания пластины и пример неудовлетворительного обтекания, при котором газ под пластиной замедляется до дозвуковых скоростей, а над плоскостью инжекции появляются дополнительные скачки.

Была найдена подходящая конфигурация пластины с крепежами, геометрическая модель которой, изображенная на рисунке 4.4. В этой конфигурации пластина наклонена по отношению к свободному потоку до 5 градусов; наклон пластины позволяет задавать число Маха над ее верхней плоскостью: от 1,7 до 1,9. Пластина занимает всю доступную ширину канала тестовой секции. Расчет обтекания тела с такой геометрией показал, что над плоскостью инъекции около отверстия инжектора отсутствуют паразитные скачки и возмущения. Для проведения экспериментов была изготовлена вставка в канал аэродинамической трубы, имеющая форму тела, изображенного на рисунке 4.4.

Были проведены тестовые запуски аэродинамической трубы с изготовленной вставкой, включая саму пластину, трубку для инъекции газа вторичной струи, и удерживающие пластину конструкционные элементы. Полученная в тестовом запуске теньевая фотография обтекания вставки приведена на рисунке 4.5.

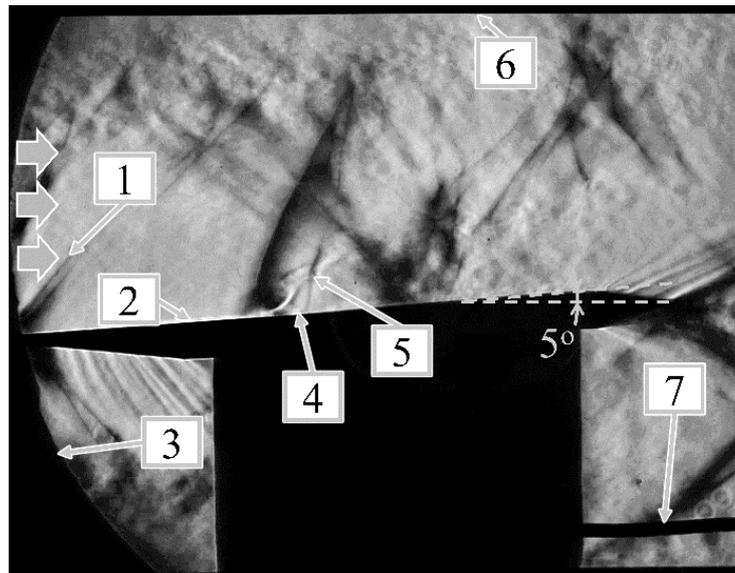


Рисунок 4.5 – Обтекание пластины: теньевая фотография. Направление свободного сверхзвукового потока – слева направо. Цифрами обозначены: 1 – слабый скачок уплотнения от передней кромки пластины, 2 – плоскость инъекции с тонким пограничным слоем, 3 – круглый край смотрового окна тестовой секции, 4 – место инъекции, 5 – диск Маха, 6 – стенка канала с толстым пограничным слоем, 7 – один из проводов питания разряда

Тестовый запуск подтвердил вышеизложенные результаты моделирования обтекания вставки. С ее помощью удалось организовать эксперимент таким

образом, что помехи от пульсаций погранслоя в тестовой секции не препятствуют наблюдению структуры исследуемого течения посредством теневой съемки.

Расход газа измерялся электронным расходомером Alicat с частотой опроса 5 мс на точку. Путем варьирования давления в буферной емкости устанавливались режимы истечения, соответствующие расходу газа от 2 до 4,5 г/с. Теневая съемка производилась на временном интервале, в котором расход газа оставался постоянным с точностью до 0,1 г/с (рисунок 4.6).

Питание разрядов обеспечивалось благодаря генератору импульсного напряжения (ГИН) FID GmbH. Импульсы доставлялись от ГИНа до электродов по коаксиальному кабелю, посередине которого располагался шунт обратного тока, а затем, внутри тестовой секции аэродинамической трубы, – по проводам длиной около 30 см (рисунок 4.7). ГИН выдавал импульсы с длительностью 20 нс и напряжением 12 кВ каждые 100 мкс (соответствующая частота – 10 кГц). Расстояние от кромки инжектора до разрядного промежутка составляло около одного радиуса инжектора, поэтому энерговыклад был локализован в отрывной зоне перед струей.

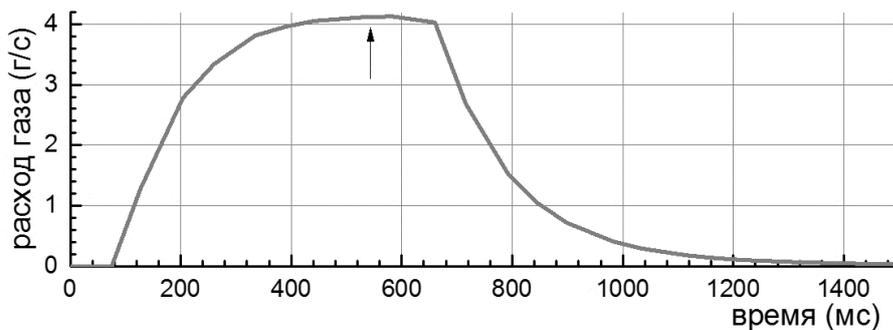


Рисунок 4.6 – Типичный график расхода газа от времени. Эксперименты проводились в тот момент времени, когда расход газа выходил на константу (отмечено стрелкой)

Стоит заметить, что из-за многократного отражения импульсов от разрядника и от ГИНа фактическое напряжение на нагрузке представляло собой серии импульсов напряжения с частотой порядка 10 МГц, соответствующий график силы тока через шунт изображен на рисунке 4.8. Частота повторения этих

серий определялась внешним источником сигнала и была задана равной 10 кГц. Однако ввиду того, что амплитуда переотраженных импульсов в каждой серии затухала очень быстро по сравнению с характерными временами любых гидродинамических процессов, в дальнейшем каждая такая «серия» переотраженных импульсов рассматривается как единый акт введения энергии в среду. Таким образом, можно утверждать, что частота импульсов энерговыделения в экспериментах составляла 10 кГц.

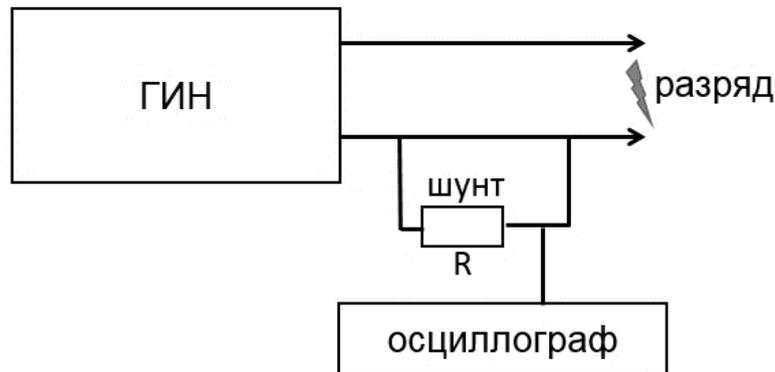


Рисунок 4.7 – Схема шунтирования коаксиального кабеля

Энергия разряда определялась двумя способами. Первый способ – электрические измерения. На рисунке 4.8 изображен характерный график зависимости модуля тока от времени, построенный по осциллограммам напряжения на шунте. Зависимость представляет собой множество импульсов в результате переотражений сигнала от электродной системы и выхода ГИНа. Энерговклад в разряд оценивался методом рефлектометрии [106,107], заключающимся в вычислении разницы энерговкладов в падающих и отраженных импульсах, и составлял  $W = 24,0 \pm 1,2$  мДж при максимальном напряжении 12 кВ.

Дополнительно был использован известный [108] способ определения энергии, выделенной в газовой среде в импульсном режиме (то есть за время, много меньшее характерного газодинамического времени), по высокоскоростной визуализации ударной волны, расходящейся от места выделения энергии. Метод заключается в сопоставлении полученной в эксперименте визуализации и результатов численного моделирования рассматриваемого процесса, по

результатам которого делаются выводы о величине энергии, вложенной в газовую среду.

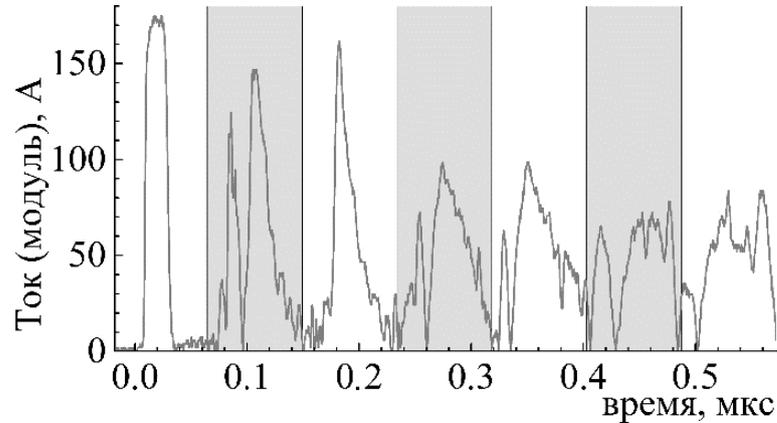


Рисунок 4.8 – Пример графика модуля тока, построенного по осциллограмме напряжения на шунте обратного тока. Светлые зоны соответствуют распространению прямого импульса от ГИН к разряду; темные зоны – распространению отраженного импульса

Для определения энергии разряда этим методом разряды зажигались между электродами на плоской поверхности, в такой же конфигурации, как и в экспериментах по перемешиванию, но при атмосферном давлении и комнатной температуре (рисунок 4.9)

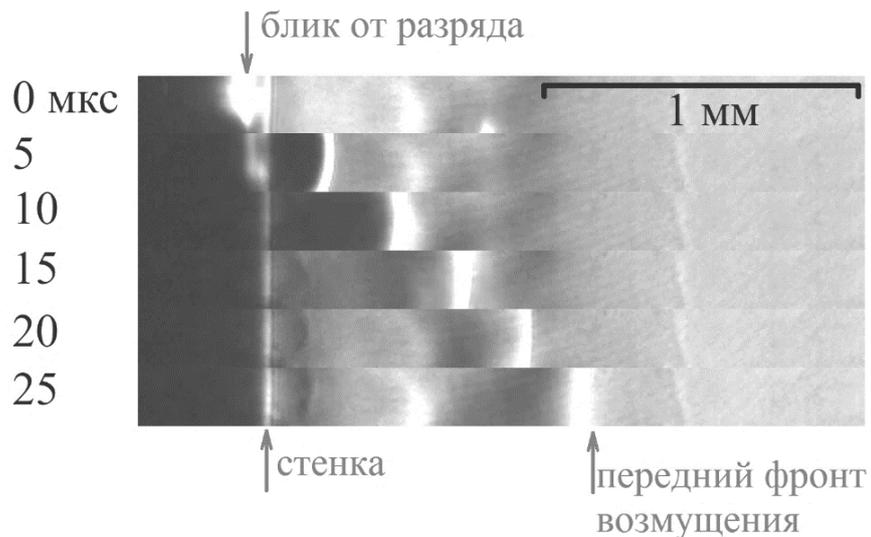


Рисунок 4.9 – Кадры видеозаписи распространения возмущений (ударной волны / волны сжатия) после разряда

Ввиду того, что на временном масштабе порядка 5-10 мкс фронт возмущения от разряда уже двигался с постоянной скоростью (ударная волна переходила в обычную звуковую волну), был сделан ряд фотографий со строго заданной временной задержкой между разрядом и затвором, с шагом по 0,1 мкс. На рисунке 4.10 представлено полученное «стрик-изображение», в котором для каждого времени задержки между разрядом и затвором приведен профиль яркости изображения в направлении, перпендикулярном стенке. С помощью алгоритмов обработки изображений была выделена зависимость координаты переднего фронта возмущения от времени (рисунок 4.10).

Путем численного моделирования во FlowVision (методом, изложенным в Главе 2), было воспроизведено течение в воздухе при нормальных условиях после импульсного энерговыделения (тепловыделения) в ограниченной области на плоской стенке. Размеры этой области были выбраны в соответствии с размером области засветки на теневых фотографиях (см. рисунок 4.10).

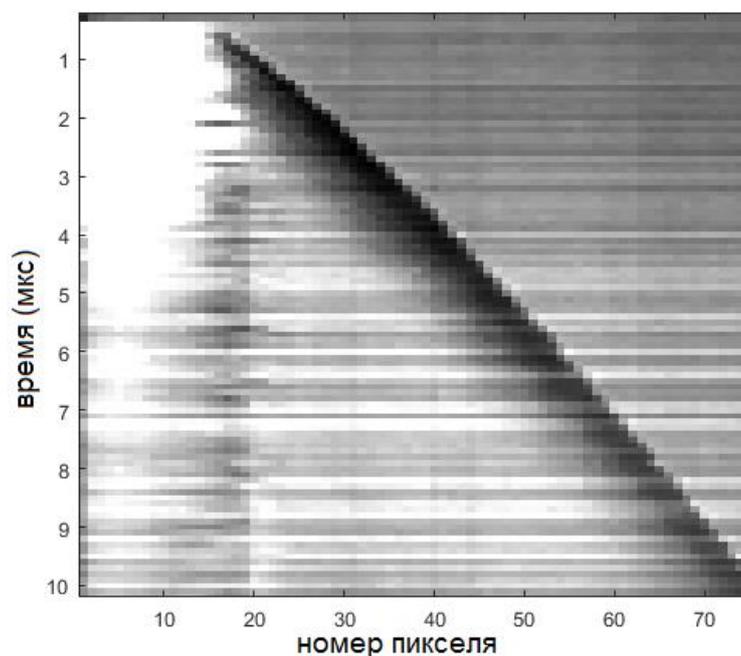


Рисунок 4.10 – Профили яркости изображения при нескольких значениях времени задержки между разрядом и фотографией. Яркая область в области пикселей 1-15 – разряд и его послесвечение. Для наглядности оставлен левый столбец пикселей (стенка) и верхняя строка пикселей (кадр перед разрядом)

Энергия, выделенная в области разряда, варьировалась при моделировании. Для каждого рассчитанного случая строился профиль давления вдоль направления, перпендикулярного стенке, и определялась координата переднего фронта возмущения как функция времени. Была проверена сеточная сходимость решения, и было установлено пренебрежимо малое влияние формы области тепловыделения на результат. При наложении графиков движения фронта ударной волны из эксперимента и из моделирования (рисунок 4.11), можно сделать вывод о том, что энергия разряда, перешедшая в механическую энергию движения среды, составляет от 10 до 20 мДж.

Различие между значениями энергии, определенной двумя методами, может быть объяснено тем, что не вся энергия, прошедшая через кабель, переходит во внутреннюю энергию газа за время разряда. Так, в работе [109] на основании анализа литературы утверждается, что доля электрической энергии, переходящей в поступательные степени свободы газа при импульсном разряде, может составлять в разных случаях от 10 до 60%.

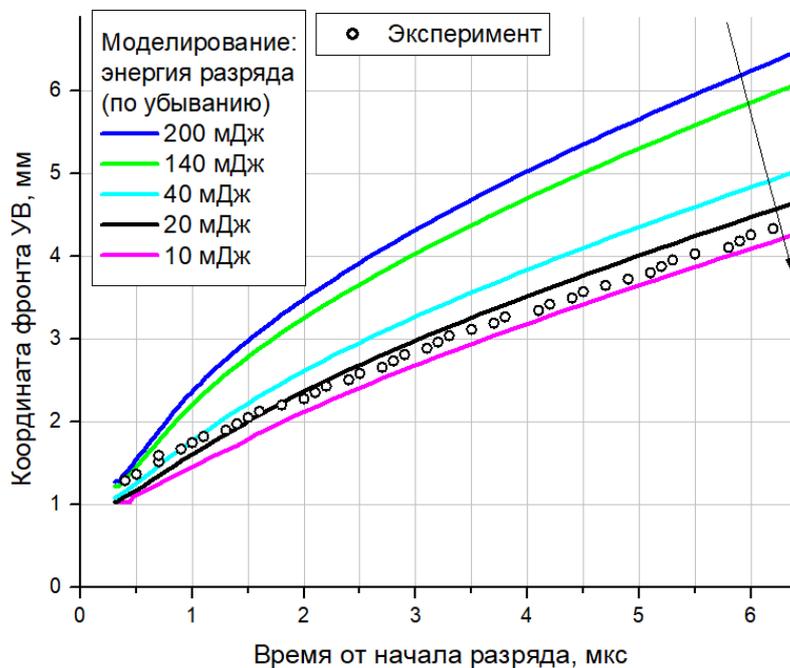


Рисунок 4.11 – Графики движения фронта ударной волны: эксперимент и моделирование

#### 4.2. Анализ теневого видеозаписей с помощью периодограмм

Были получены теньевые видеозаписи истечения вторичной струи  $\text{CO}_2$  в сверхзвуковой поток с несколькими наборами параметров. В данном разделе проанализированы видеозаписи течения с числом Маха над плоскостью инъекции 1,6, и с двумя массовыми расходами: 2 г/с и 4 г/с ( $J = 1,3$  и 0,6 соответственно). Съемка проводилась в отсутствие и при наличии периодических разрядов с частотой 10 кГц. Безразмерная частота разрядов составляла  $Sh_\infty = 0,065$ , учитывая значение скорости в свободном потоке перед инжектором 463 м/с, рассчитанное в предыдущем разделе.

Характер течения существенно зависит от значения  $J$ . На рисунке 4.12 приведены примеры кадров из теневого видеозаписей для случаев отсутствия разрядов. Черными прямоугольниками обозначено местоположение трубки для подвода газа, их размер совпадает с внутренним диаметром трубки.

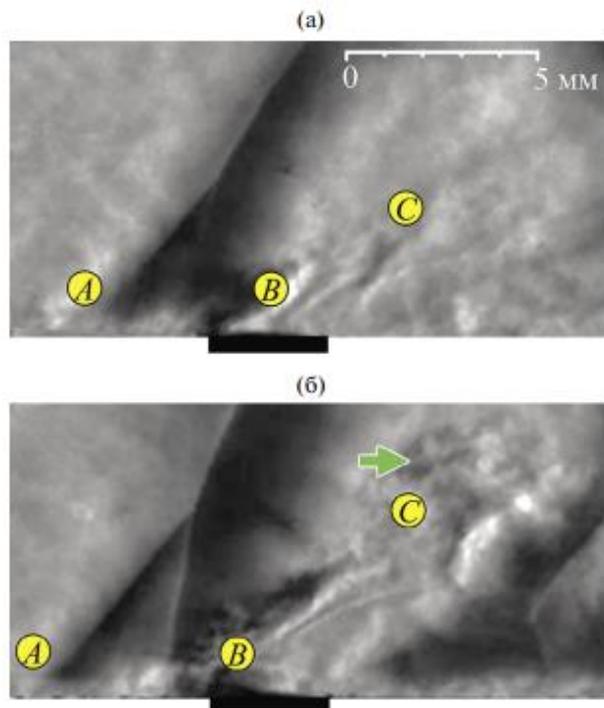


Рисунок 4.12 – Теньевые видеозаписи исследуемого течения (без разрядов) для  $J = 0,6$  (а) и  $J = 1,3$  (б). Стрелкой отмечено крупное возмущение, распространяющееся вниз по потоку

При  $J = 0,6$  в структуре течения при отсутствии разрядов не наблюдаются крупные периодические или квазипериодические возмущения. При  $J = 1,3$  в отсутствии разрядов в сдвиговом слое на границе вторичной струи с наветренной стороны периодически возникают крупные возмущения, распространяющиеся затем вниз по течению. Такой характер течения при двух значениях  $J$  соответствует данным, полученным из компьютерного моделирования.

При наличии искровых разрядов характер течения претерпевал качественные изменения в случае с  $J = 0,6$ : за каждым искровым разрядом следовало формирование возмущения на границе струи (рисунок 4.13). После прекращения разрядов структура течения постепенно восстанавливалась к исходному виду. Для  $J = 1,3$  изменение структуры течения было менее выражено.

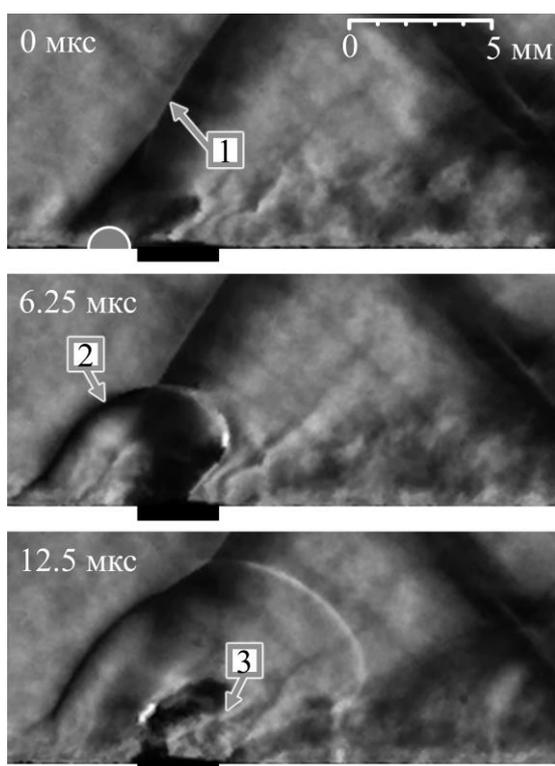


Рисунок 4.13 – Теневая видеозапись ударной волны, расходящейся от искрового разряда.  $J = 0,6$ . Полукругом на верхнем кадре обозначено место разряда. 1 – головной скачок уплотнения, 2 – фронт ударной волны, 3 – формирующееся возмущение в потоке. Время отсчитывается от начала очередного разряда

Для определения отклика структуры течения на возмущения, вносимые периодическими искровыми разрядами, был произведен анализ яркости в трех

областях на теневых видеозаписях (рисунок 4.12). Область  $A$  расположена с наветренной стороны от струи, перед отрывной зоной. Область  $B$  находится возле границы вторичной струи с наветренной стороны от инжектора. Область  $C$  располагается на пути распространения возмущений, рождающихся в сдвиговом слое.

Для областей  $A$ ,  $B$ ,  $C$  были построены периодограммы яркости в нескольких пикселях выбранных областей (10-20 пикселей), а затем эти периодограммы были усреднены по совокупности пикселей и нормированы. Здесь под периодограммой понимается оценка спектральной плотности мощности, рассчитанная на основе оконного дискретного преобразования Фурье сигнала  $x(t)$ :  $x_n = x(t_n)$ ,  $n = 1 \dots N$  с окном  $h(t)$ .

$$\hat{P}(f) = \frac{\Delta t}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} x_n h_n e^{-2\pi i \cdot f \Delta t \cdot n} \right|^2, f \in \left( -\frac{1}{2\Delta t}; \frac{1}{2\Delta t} \right] \quad (4.1)$$

Для построения периодограмм использовались данные из 400 последовательных кадров (что соответствует времени 25 периодов разряда) и окно Хэмминга.

Области  $A$  и  $B$  были выбраны вблизи скачков уплотнения, которые визуализируются в виде перепада яркости на границе. Поэтому при изменении положения соответствующих скачков уплотнения менялась яркость изображения в областях  $A$ ,  $B$ .

При обработке области  $C$  для детектирования возмущений к теневым видеозаписям был предварительно применен оператор Собеля, в результате чего оказались подсвечены области с большими градиентами яркости, то есть мелкие оптические неоднородности, обусловленные возмущениями на границе струи (рисунок 4.14). Под оператором Собеля здесь подразумевается следующая операция. Пусть исходное изображение представлено в виде матрицы  $F$ . Вертикальная и горизонтальная компоненты градиенты яркости для элемента  $F_{m,n}$  приближенно вычисляются как:

$$H_{m,n} = -F_{m-1,n-1} - 2F_{m,n-1} - F_{m+1,n-1} + F_{m-1,n+1} + 2F_{m,n+1} + F_{m+1,n+1}, \quad (4.2)$$

$$V_{m,n} = F_{m-1,n-1} + 2F_{m-1,n} + F_{m-1,n+1} - F_{m+1,n-1} - 2F_{m+1,n} - F_{m+1,n+1}, \quad (4.3)$$

затем вычисляется модуль градиента яркости  $G_{mn} = \sqrt{H_{m,n}^2 + V_{m,n}^2}$ .

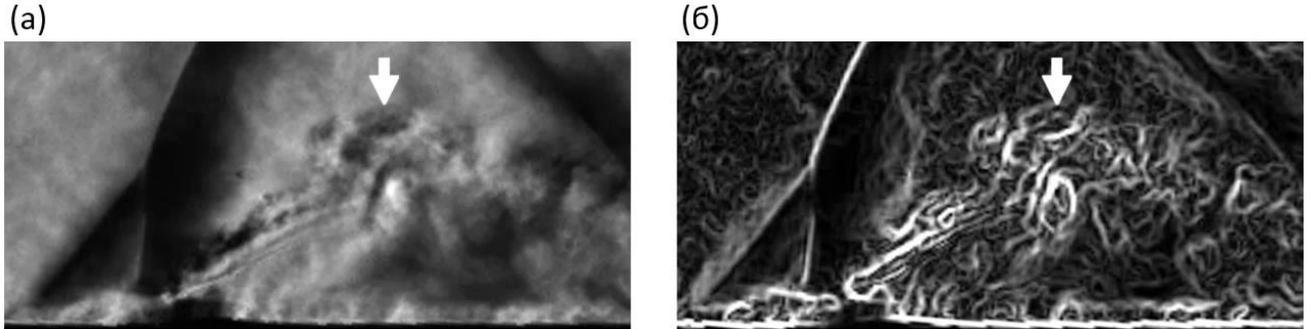


Рисунок 4.14 – Применение оператора Собеля к кадрам видеозаписи для выделения областей с мелкими неоднородностями

Полученные периодограммы, усредненные по нескольким пикселям и нормированные, приведены на рисунке 4.15. Пунктирной линией обозначены периодограммы для случаев отсутствия разрядов, а сплошной линией – периодограммы для случая разрядов с частотой 10 кГц.

При  $J = 0,6$ , в полном соответствии с качественными наблюдениями, в отсутствии искровых разрядов видимые возмущения течения слабо выражены, что проявляется в практически нулевой спектральной плотности мощности на частотах диапазона 10-80 кГц. При наличии разрядов в областях *A*, *B*, *C* появляются возмущения с частотами, кратными частоте разрядов. В области *A* возмущения имеют основную частоту 10 кГц. Это объясняется тем, что возмущение (ударная волна) от каждого разряда преодолевает небольшое расстояние ( $\sim 1,3D$ ) против сверхзвукового потока, и, «догоняя»  $\lambda$ -скачок уплотнения, приводит к его смещению выше по потоку. В области *B* наиболее выражена мода с частотой 40 кГц. В области *C* основная частота возмущений составляет 10 кГц, при этом

отсутствуют возмущения на частоте 40 кГц. Это подтверждает наблюдение о формировании одного пакета возмущений после каждого разряда.

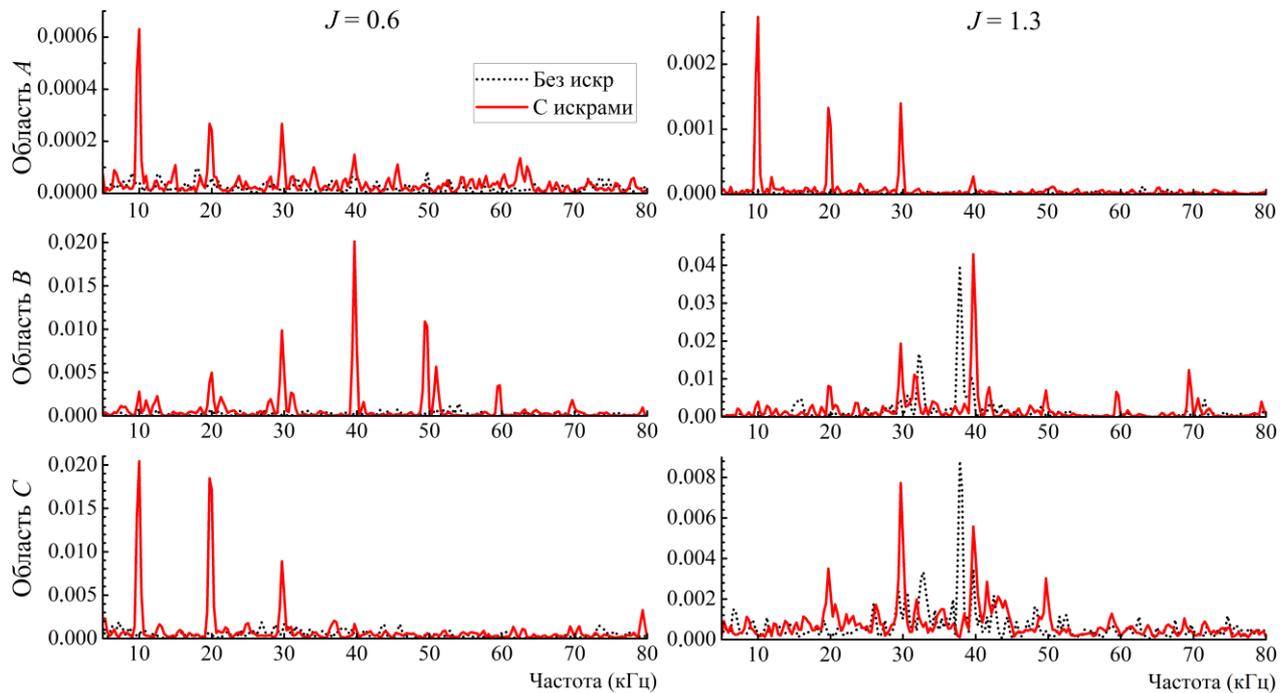


Рисунок 4.15 – Нормированные периодограммы от яркости в трех областях на тневых видеозаписях ( $J = 0,6$  и  $1,3$ )

При  $J = 1,3$  картина возмущений и периодограмма в области  $A$  качественно не отличаются от рассмотренного выше случая с  $J = 0,6$ . Однако в области  $B$  даже в отсутствии разрядов на периодограмме есть пики на частотах 33 кГц и 38 кГц. Примечательно, что на периодограмме для области  $C$  наблюдаются пики на этих же частотах. Данный факт согласуется с качественными наблюдениями и компьютерными расчетами: структурные элементы течения (такие, как диск Маха и висячий скачок уплотнения) периодически меняют форму синхронно с рождением крупных возмущений в сдвиговом слое. А при наличии искровых разрядов, наибольшие пики в периодограммах для областей  $B$  и  $C$  сдвигаются к частотам 30 кГц и 40 кГц, то есть к частотам, кратным частоте разрядов.

Проведенный анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что при малом  $J \sim 0,6$  искровые разряды способны вызывать формирование пакетов возмущений в сдвиговом слое на границе вторичной струи. А при большем

значении ( $J = 1,3$ ), при котором такие возмущения возникают самостоятельно из-за абсолютной неустойчивости, периодические искровые разряды способны влиять на частоту возмущений. Частота периодических процессов становится кратной частоте разрядов.

### 4.3. Анализ теневого видеозаписей методом SPOD

На следующем этапе исследования имеющиеся высокоскоростные видеозаписи экспериментов были обработаны с использованием существенно более сложного математического аппарата – SPOD (Spectral Proper Orthogonal Decomposition, спектральное собственное ортогональное разложение). Встречаются также иные варианты перевода термина SPOD: «правильное» или «истинное» спектральное ортогональное разложение. Алгоритм этой математической процедуры подробно описан в статье-руководстве [110]. Он объединяет в себе некоторые принципы Фурье-анализа и обычного POD (Proper Orthogonal Decomposition). Далее приведено краткое описание SPOD и особенности его применения в данной работе.

Исходными данными для SPOD могут служить любые поля физических величин, разрешенные по пространству и времени с некоторой известной дискретизацией. Эти исходные данные представляются в виде двумерного массива  $M(t, n)$ , в котором один из индексов обозначает номер временного слоя, а другой индекс обозначает пространственную координату (в общем случае – просто номер пикселя, см. рисунок 4.16).

Массив исходных данных  $M$  разбивается по временной координате на серию из частично перекрывающихся фрагментов  $P^i(t, n)$ . Каждый из  $P^i$ , в свою очередь, является двумерным массивом, разрешающим исследуемую физическую величину по номеру пикселя и по времени (рисунок. 4.17).

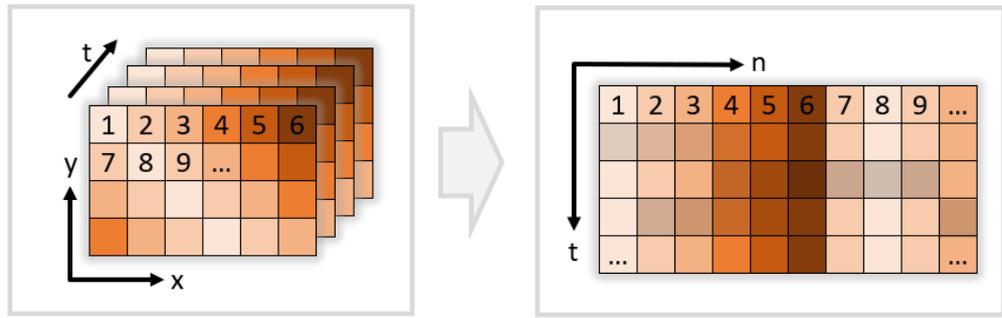


Рисунок 4.16 – Преобразование трехмерного массива (видеозаписи) в двумерный массив  $M(t, n)$  с размерностями «время» и «номер пикселя»

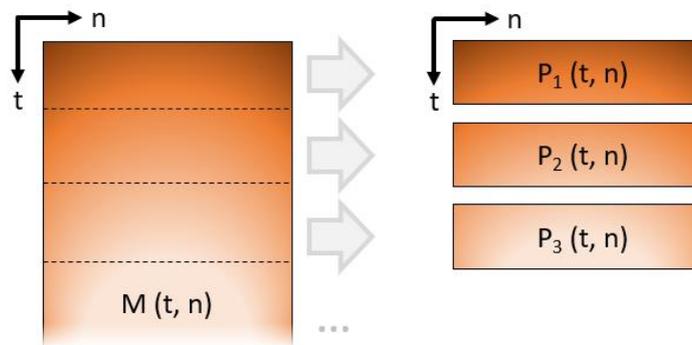


Рисунок. 4.17 – Разбиение массива  $M$  на несколько фрагментов  $P^i$

Для каждого такого фрагмента, для каждого столбца выполняется (рисунок 4.18) дискретное оконное преобразование Фурье (в данной работе – с окном Хэмминга):

$$\hat{p}^i = \mathcal{F}[p^i] \quad (4.4)$$

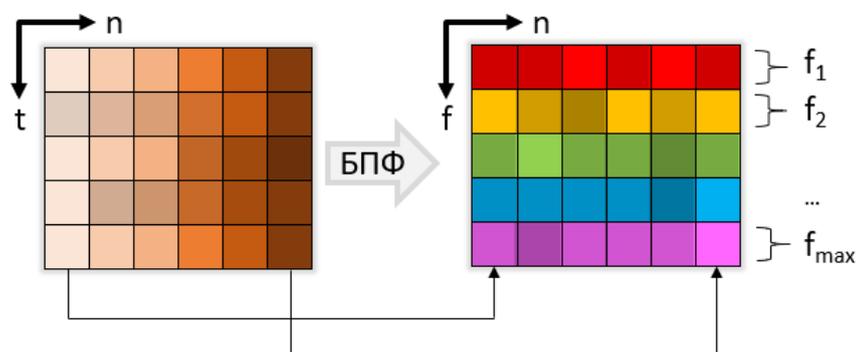


Рисунок 4.18 – Преобразование Фурье от каждого из фрагментов  $P_i$

Массивы  $\hat{P}^i(f, n)$  перегруппируются таким образом, чтобы в каждую группу вошли срезы массивов, соответствующие одной и той же частоте (рисунок 4.19). Обозначим эти группы как  $G_f(i, n)$ .

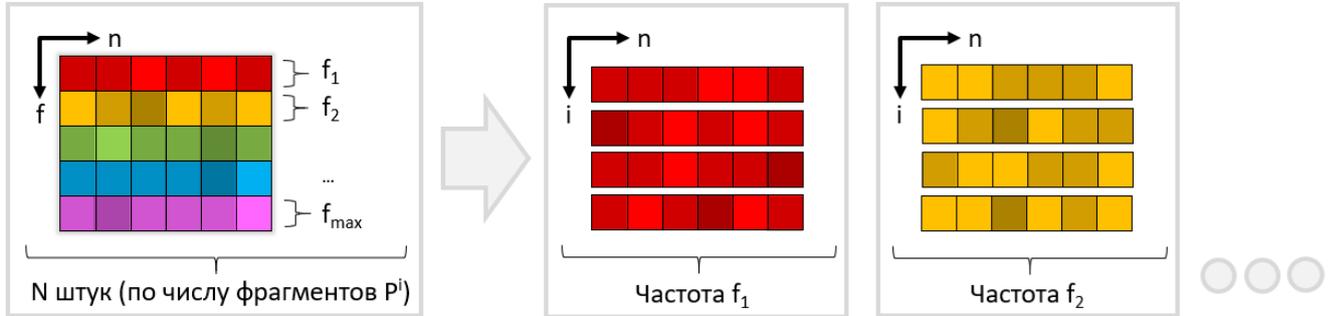


Рисунок 4.19 – Перегруппировка строк в матрицах фрагментов после преобразования Фурье

Итак, для каждой частоты формируется набор из нескольких пространственных распределений амплитуды пульсаций исходной физической величины на данной частоте. На последнем этапе алгоритма SPOD для каждого из этих наборов  $G_f(i, n)$  выполняется обычное собственное ортогональное разложение (POD). Его математический смысл сводится к сингулярному разложению:

$$G_{m,n} = L_{m,m} \times \Sigma_{m,n} \times R_{n,n}, \quad (4.5)$$

где  $G$  – исходная матрица, одна из  $G_f(i, n)$ ,  $L$  и  $R$  – квадратные симметричные матрицы,  $\Sigma$  – диагональная матрица с неотрицательными сингулярными значениями, которые традиционно располагают в порядке убывания. Строки (или столбцы) матрицы  $R$  являются ортонормированными и называются пространственными модами. Ортогональность мод понимается в терминах скалярного произведения с некоторой весовой функцией  $W$ , значение которой задано для каждого пикселя:

$$\sum_{j=1}^n R_{a,j}^* \cdot W_j \cdot R_{b,j} = \delta_{ab} \quad (4.6)$$

Квадраты сингулярных значений называются собственными значениями мод.

Посредством вышеизложенного алгоритма исходная видеозапись раскладывается на набор пространственных мод, каждой из которых поставлена в соответствие определенная частота. Каждая пространственная мода является массивом комплексных переменных с той же размерностью, что и кадр исходной видеозаписи (строки матрицы  $R$  приводятся к размерности кадра исходной видеозаписи с помощью процедуры, обратной к изображенной на рисунке 4.16). Амплитуда этой комплексной величины позволяет визуализировать области, в которых наблюдаются осцилляции (периодические процессы) на некоторой частоте. Вещественная или мнимая часть этой комплексной величины позволяют визуализировать характерные пространственные масштабы и местоположение области с осцилляциями: если в исходных данных в двух произвольных точках присутствуют осцилляции в одной и той же фазе, то и в соответствующей пространственной SPOD-моде комплексная переменная имеет в этих двух точках одинаковую фазу.

В случае, если исходными данными для SPOD являются поля скоростей в несжимаемой среде, то собственные значения мод имеют размерность квадрата скорости, а распределение собственных значений соответствуют распределению турбулентной кинетической энергии между модами. Поэтому в терминологии SPOD собственные значения мод иногда называют «энергией». В данной работе исходной анализируемой величиной является не поле скоростей, а, фактически, яркость пикселей на теневой видеозаписи. Ее физический смысл – величина градиента плотности в газовой среде. Однако для удобства в данной работе в дальнейшем используется термин «энергия» для обозначения собственных значений мод. Итак, пространственные моды с наибольшей «энергией» характеризуются наибольшей амплитудой пульсаций или осцилляций исследуемой величины.

Рассмотрим энергетические спектры теневых видеозаписей при отсутствии разрядов. На рисунке 4.20. приведен характерный вид энергетических спектров для случаев течения с разными параметрами. Спектры были построены путем

суммирования энергии всех SPOD-мод, соответствующих каждой частоте. Максимум на низких частотах, по-видимому, не имеет физического смысла и связан с вибрациями оптической системы при работе аэродинамической трубы. Поэтому здесь и далее игнорируется участок спектра с низкими частотами.

В большинстве случаев на фоне равномерного шума проявляется один широкий пик, частота которого совпадает с характерной частотой  $f_0$  формирования периодических крупных возмущений в сдвиговом слое на границе струи. При варьировании коэффициента динамического напора струи и свободного потока в диапазоне  $J \sim 0,8—1,3$  эта частота  $f_0$  не изменяется. Однако пик с частотой  $f_0$  на спектре пропадает при достаточно малом расходе газа во вторичной струе ( $J \sim 0,6$ ) из-за того, что прекращается естественное формирование крупных возмущений в сдвиговом слое. Это согласуется с наблюдениями из статьи [A4]. При варьировании числа Маха в набегающем сверхзвуковом потоке частота  $f_0$  меняется.

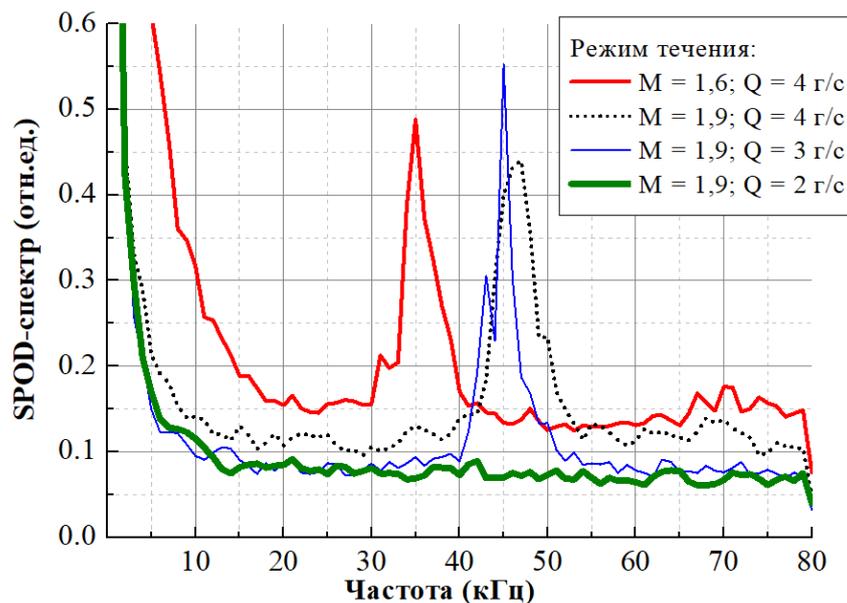


Рисунок 4.20 – Энергетические спектры SPOD-мод без разрядов.  $M$  – число Маха в потоке,  $Q$  – расход газа во вторичной струе

В случае течения с разрядами SPOD-спектр качественно отличается от случая без разрядов. Наблюдается ряд пиков на частотах, кратных частоте разрядов (рисунок 4.21). Уместно заметить: при анализе экспериментальных данных оказалось, что практически вся энергия SPOD-мод с одной и той же частотой

сосредоточена в одной доминирующей моде. Поэтому здесь и далее рассматривается лишь одна мода, соответствующая каждой частоте.

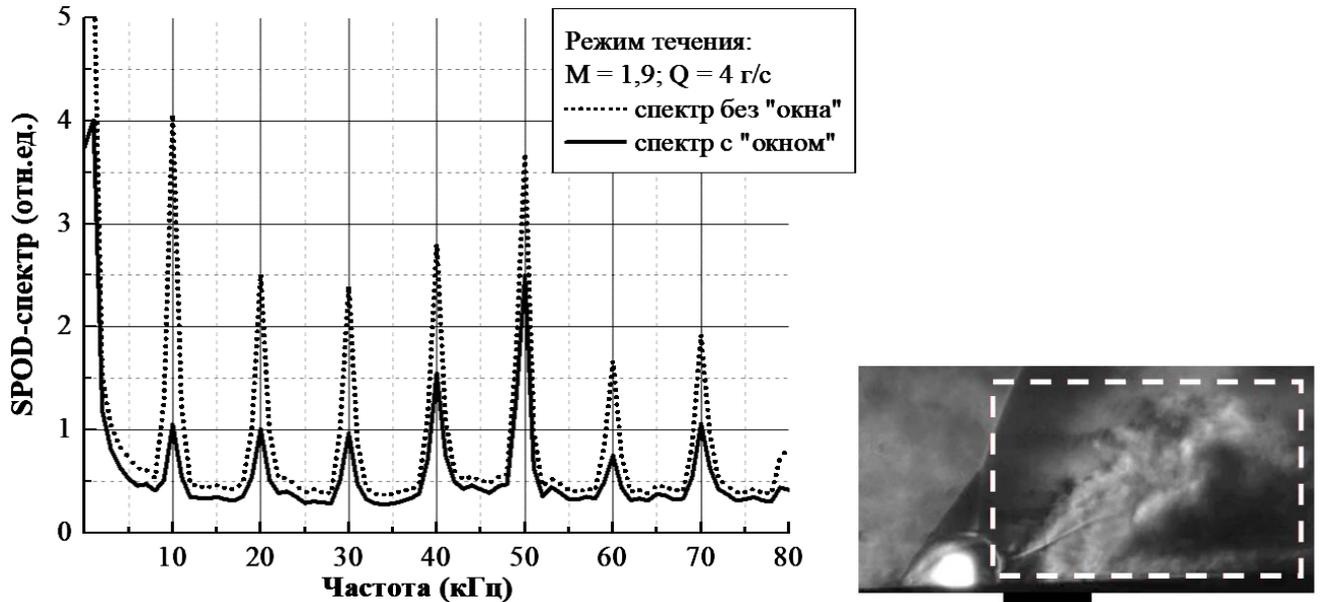


Рисунок 4.21 – Энергетические спектры SPOD-мод с разрядами. Варианты с учетом разложения полного кадра и области, ограниченной окном. Режим с частотой разрядов  $f_d = 10$  кГц,  $M = 1,9$ ,  $Q = 4$  г/с. «Окно» в кадре обозначено пунктиром на фотографии справа

Еще важно отметить, что при выбранных параметрах SPOD шаг дискретизации частоты составляет 1 кГц, поскольку при частоте съемки 160 тыс. кадров в секунду (частота Найквиста  $f_{\max} = 80$  кГц) преобразованию Фурье подвергались фрагменты видеозаписи длительностью 160 кадров. При меньшей длительности фрагментов (и, соответственно, большему шагу по частоте) качественный вид спектров остается таким же (рисунок 4.22).

Мода на частоте, равной частоте разрядов  $f_d = 10$  кГц, имеет характерный максимум в области разряда (рисунок 4.23). Здесь и далее моды отображены в черно-белой шкале. Темные или светлые области на изображении моды являются участками кадра, в которых осцилляции яркости в исходной видеозаписи происходят в одной и той же фазе. В данном случае темная область с наветренной стороны образуется из-за того, что положение головного скачка уплотнения с

наветренной стороны от струи на короткое время смещается выше по потоку спустя некоторое время после разряда.

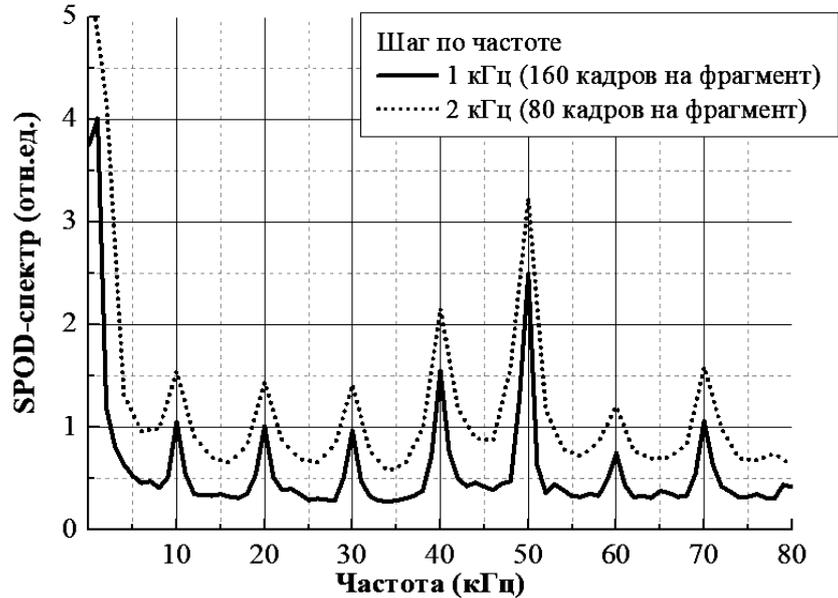


Рисунок 4.22 – Вид спектра в зависимости от длины фрагментов для дискретного преобразования Фурье

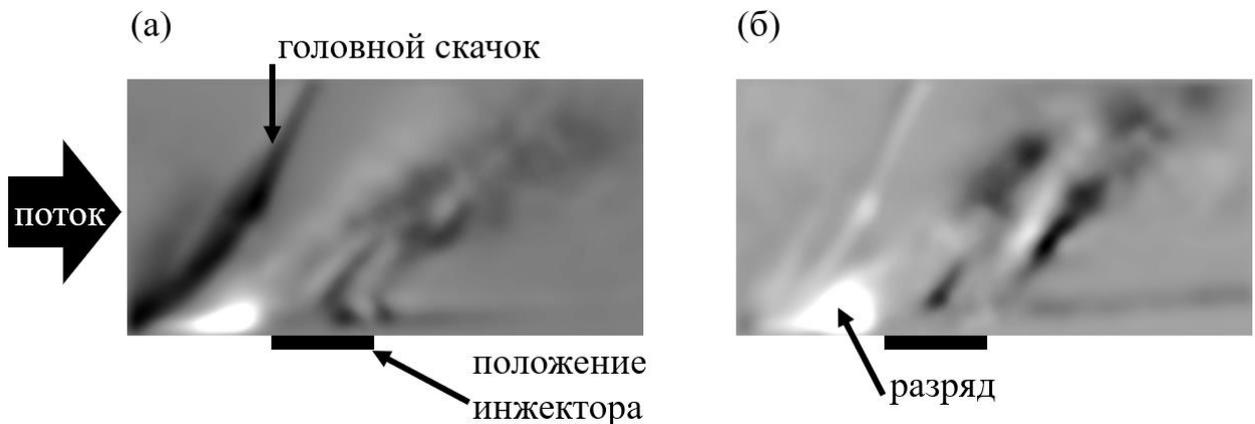


Рисунок 4.23 – SPOD-мода с частотой 10 кГц. (а) действительная часть, (б) мнимая часть. Режим течения с  $f_d = 10$  кГц,  $M = 1,9$ ,  $Q_{jet} = 4$  г/с

В моде с частотой 20 кГц (вдвое больше частоты разрядов) около головного скачка уплотнения наблюдается темная область той же формы, что и в моды с частотой 10 кГц (рисунок 4.24). Это свидетельствует о том, что, скорее всего, в действительности в исследуемом течении нет выраженных гармонических пульсаций с частотой 20 кГц, а большая энергия у данной моды представляет собой

математический артефакт, возникающий при взятии преобразования Фурье от видеозаписи импульсно-периодического процесса.

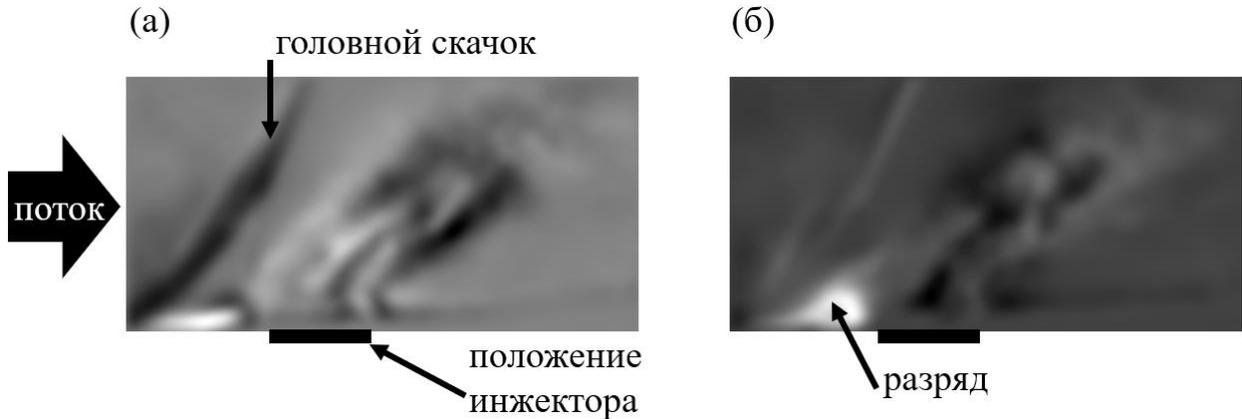


Рисунок 4.24 – SPOD-мода с частотой 20 кГц. (а) действительная часть, (б) мнимая часть. Режим течения с  $f_d = 10$  кГц,  $M = 1,9$ ,  $Q_{jet} = 4$  г/с

Ввиду того, что представляющий интерес сигнал локализован в области распространения крупных возмущений, в дальнейшем при анализе было использовано окно, изображенное на рисунке 4.21. Весовая функция  $W$  принимала единичное значение внутри окна и нулевое значение вне окна. Действительно, при таком способе обработки в спектре уменьшилась энергия мод с частотами, кратными частоте разряда (рисунок 4.21).

На частоте 50 кГц отмечается локальный максимум энергии даже при SPOD-разложении с окном. Действительно, в моде на данной частоте отчетливо проявляется ряд периодически чередующихся максимумов и минимумов в той области, где дрейфуют и эволюционируют периодические крупные возмущения (поперечные вихри) в сдвиговом слое на границе струи (рисунок 4.25). Важно отметить, что на соответствующей SPOD-моды четко выделяется область разряда, даже несмотря на то, что она не попадает в «окно», обозначенное на рисунке 4.21. Это является очередным подтверждением выдвинутого ранее тезиса о том, что при наличии разрядов формирование поперечных вихрей в сдвиговом слое на границе струи синхронизируется с разрядами по частоте и по «фазе», то есть по задержке между очередным разрядом и наступлением той или иной стадии развития вихря.

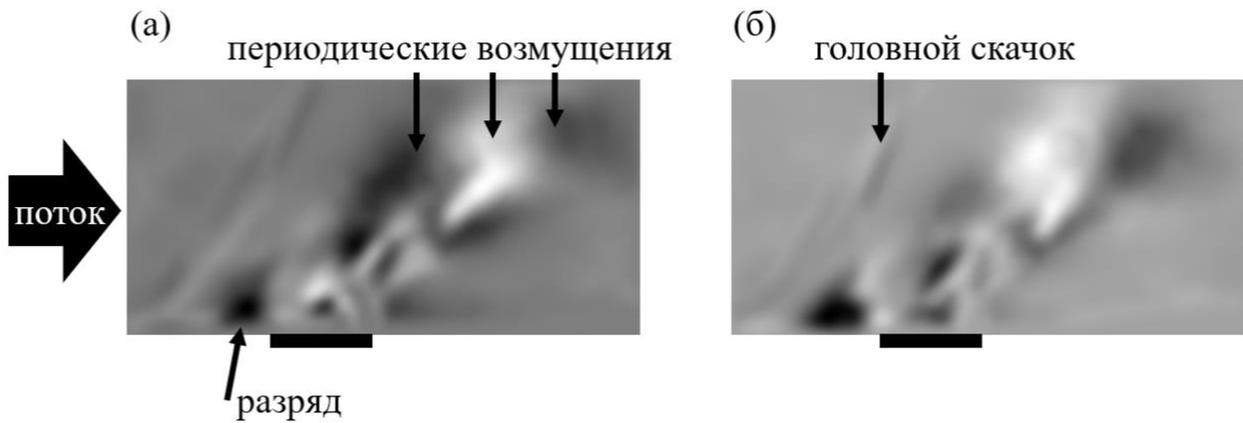


Рисунок 4.25 – SPOD-мода с частотой 50 кГц. (а) действительная часть, (б) мнимая часть. Режим течения с  $f_d = 10$  кГц,  $M = 1,9$ ,  $Q_{jet} = 4$  г/с

SPOD-моды на большинстве частот не несут какую-либо полезную информацию; в этих модах наблюдается только хаотическое распределение яркости изображения, которое некоторым образом отображает неупорядоченные пульсации в исследуемом течении. Так, на рисунке 4.26 приведена мода на частоте 25 кГц для того же случая, рассмотренного выше.

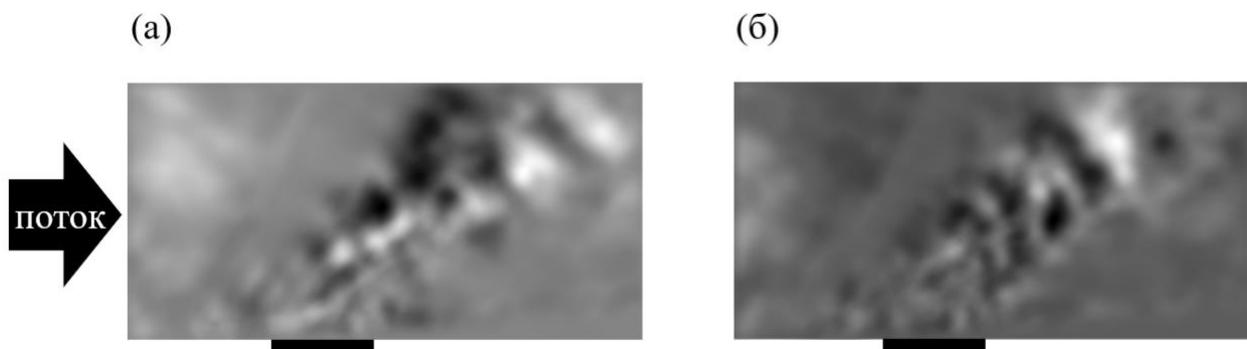


Рисунок 4.26 – SPOD-мода с частотой 25 кГц. (а) действительная часть, (б) мнимая часть. Режим течения с  $f_d = 10$  кГц,  $M = 1,9$ ,  $Q_{jet} = 4$  г/с

При других частотах разрядов и при разных значениях числа Маха в набегающем сверхзвуковом потоке спектр течения меняется схожим образом при включении разрядов: появляются узкие пики на частотах, кратных частоте разрядов, и лежащих в области изначального широкого пика, присутствующего в спектре при отсутствии разрядов. Для примера на рисунке 4.27 приведены примеры SPOD-спектров с разными параметрами течения и с разной частотой

разрядов. Из этого наблюдения можно сделать следующий вывод: в присутствии искровых разрядов развиваются пульсации на частотах, кратных частоте разряда, и подавляются пульсации на других частотах.

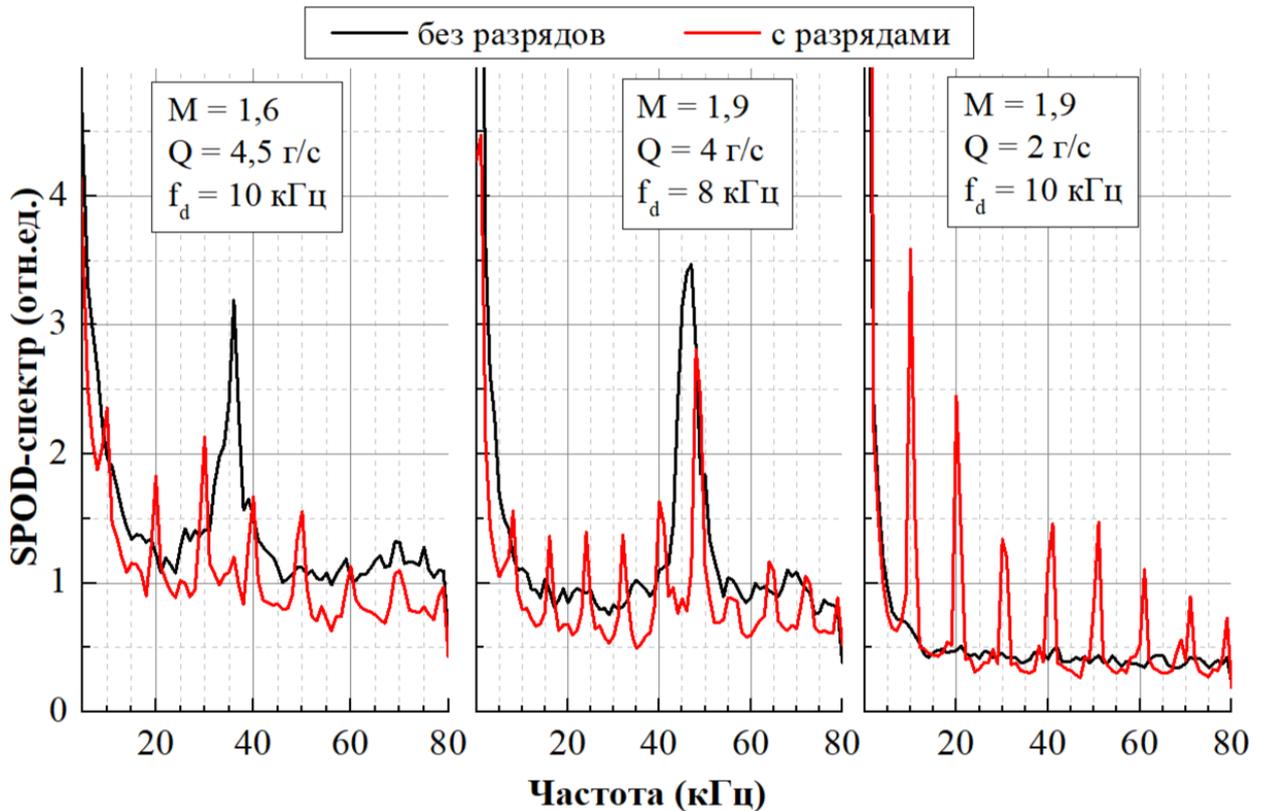


Рисунок 4.27 – SPOD-спектры видеозаписей течения с разными параметрами. Указано число Маха в свободном сверхзвуковом потоке, расход газа вторичной струи и частота разрядов

SPOD-анализ позволяет исследовать не только частоты периодических процессов в каком-либо течении, но и особенности его пространственной структуры. В данной работе с помощью SPOD показано, что искровые разряды приводят к изменению размера крупных возмущений в сдвиговом слое на границе струи.

Был рассмотрен особый режим течения с искровыми разрядами: с частотой разрядов 9 кГц. В SPOD-спектре теневой видеозаписи этого течения преобладает одна частота 45 кГц, кратная частоте разрядов. Эта частота, 45 кГц, попадает в область широкого пика, который наблюдается на спектре в отсутствии разрядов (рисунок 4.28).

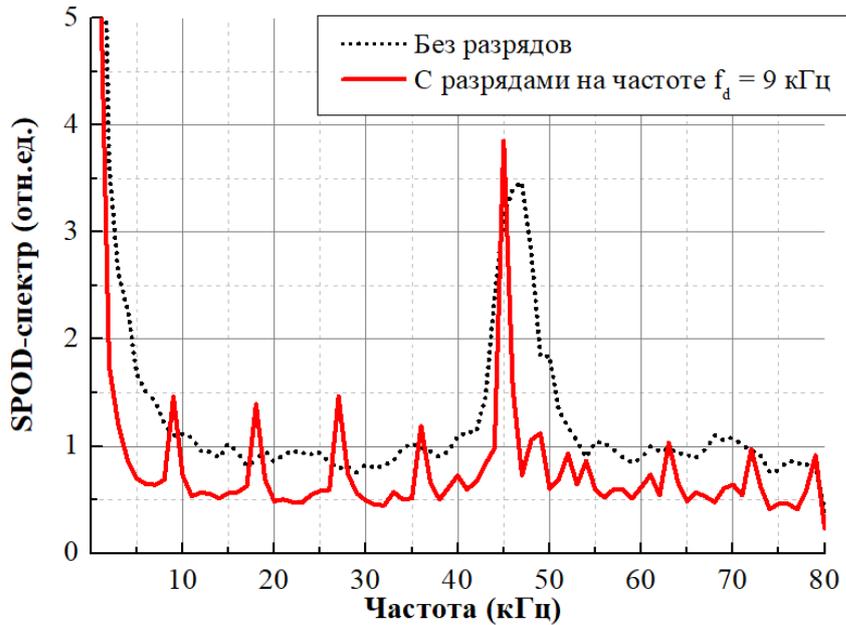


Рисунок 4.28 – SPOD-спектры для случая без разрядов и с разрядами на частоте 9 кГц. Расход газа  $Q = 4$  г/с, число Маха в потоке 1,9

Были построены абсолютные значения пространственных SPOD-мод с частотами, соответствующими максимуму энергии: соответственно 45 кГц для случая с разрядами и 47 кГц для случаев без разрядов (рис. 16). Между этими модами есть определенные различия: в случае с разрядами область, занимаемая поперечными вихрями, имеет большую толщину, что свидетельствует об увеличении размеров вихрей. Для наглядности, были построены профили пространственных мод вдоль прямых, обозначенных на рисунке 4.29. По ширине этих профилей в области дрейфа поперечных вихрей (рисунок 4.30) можно сделать вывод о том вихри в верхней области кадра имеют больший размер при наличии искровых разрядов. Так, для профилей вдоль линии (2) полуширина профиля в области дрейфа поперечных вихрей увеличивается в 1,7 раз после начала работы актуатора. Это косвенно свидетельствует об увеличении размеров поперечных вихрей при наличии разрядов. Обнаруженный эффект сохраняется, если при обработке случая без разрядов вместо моды с частотой 47 кГц (максимум SPOD-спектра) взять моду с частотой 45 кГц (т.е. с той же частотой, что и анализируемая мода для случая с разрядами). Также этот эффект прослеживается при SPOD-разложении с другим шагом по частоте.

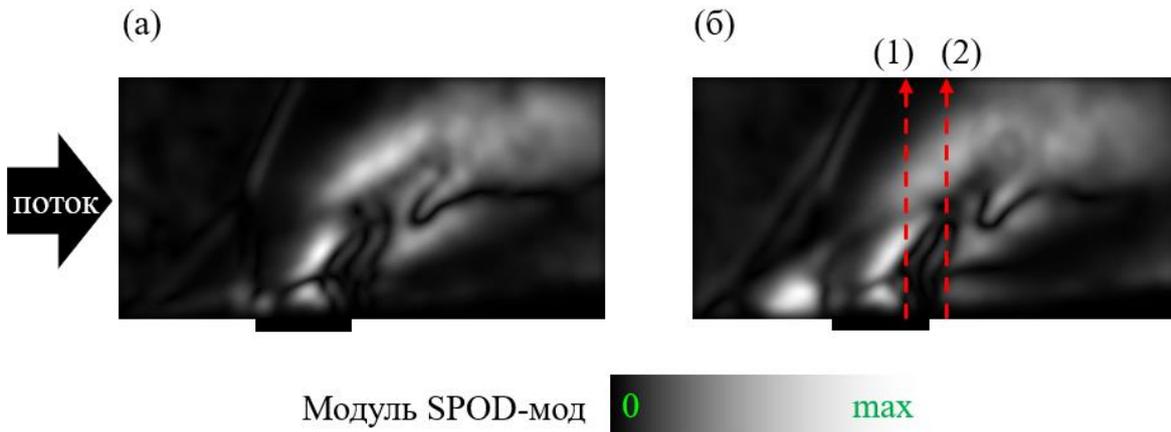


Рисунок 4.29 – Абсолютные значения SPOD-мод для случаев без разрядов (мода с частотой 47 кГц) и с разрядами на частоте 9 кГц (мода с частотой 45 кГц, кратной частоте разрядов). Режим течения с  $M = 1,9$ ,  $Q = 4$  г/с

Этот вывод согласуется с проведенным компьютерным моделированием. Действительно, даже при низких частотах разрядов работают некоторые из физических механизмов интенсификации вихреобразования вследствие разрядов: увеличение размера отрывной зоны перед инжектором и заброс вещества струи вглубь отрывной зоны при распаде тепловой каверны разряда.

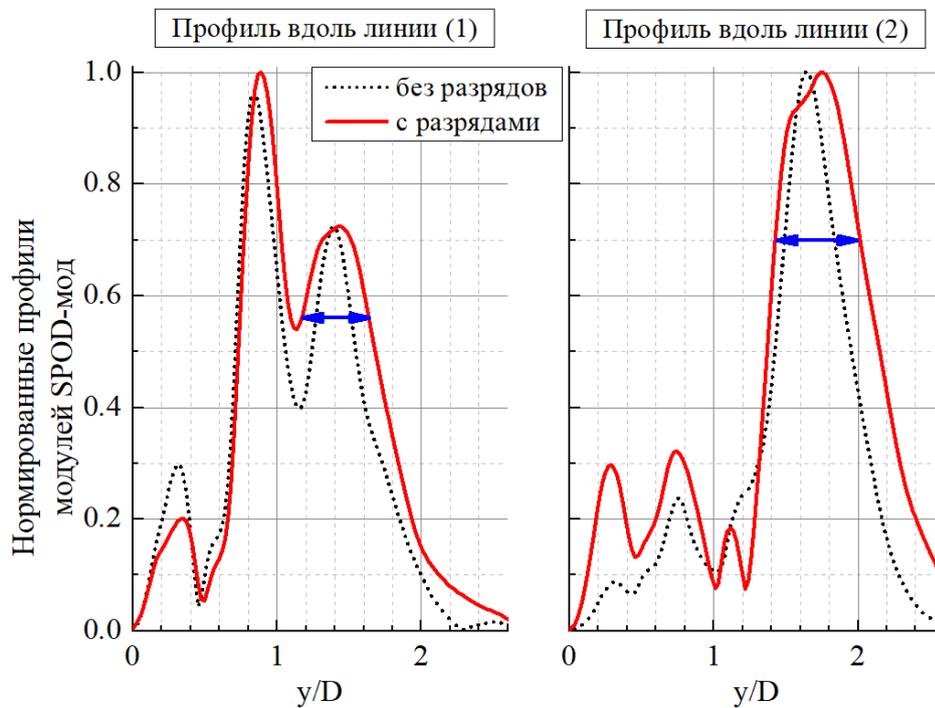


Рисунок 4.30 – Профили SPOD-мод вдоль вертикальных прямых (см. рисунок 4.29). Яркость обоих профилей была нормирована таким образом, чтобы у сравниваемых пиков на графике была одна и та же высота

#### 4.4. Сравнение экспериментальных данных с компьютерным моделированием

Для того, чтобы проверить корректность компьютерного моделирования и сделанных на его основе выводов, было проведено прямое сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными. Сравнение осуществлялось путем совместного анализа теневых видеозаписей из экспериментов и нестационарных полных данных из моделирования.

Были проведены специальные расчеты, в которых все физические параметры были максимально приближены к экспериментальным. В частности, было задано соответствующее число Маха над поверхностью инъекции – 1,7. Источник тепла располагался не на кромке отверстия инжектора, а на расстоянии  $1D$  от центра инжектора.

При рассмотрении случаев без разрядов наблюдается хорошее согласие между моделированием и экспериментом. Это относится, например, к положению головного скачка уплотнения,  $\lambda$ -скачка и к траектории дрейфа поперечного вихря. Для примера с  $J = 1,3$  и числом Маха  $M = 1,7$  совпадение экспериментальных и расчетных данных по указанным признакам можно наблюдать на рисунке 3.31.

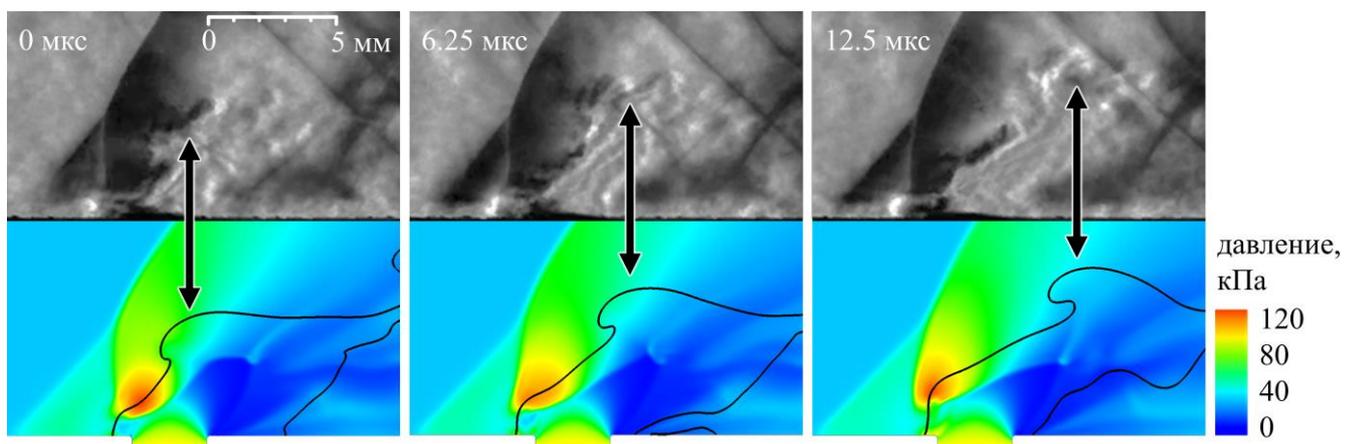


Рисунок 3.31 – Несколько последовательных кадров из теневой видеозаписи (сверху) и соответствующие распределения давления в плоскости  $Z = 0$ , из расчета (снизу).  $J = 1,3$ . Масштаб единый. Черная линия – изолиния  $W = 50\%$

Согласие также наблюдается в частоте формирования крупных возмущений (рисунок 3.32). Здесь для случая с  $J = 1,3$  и  $M = 1,7$  приведен спектр частот, полученный при обработке теневой видеозаписи методом SPOD. Что же касается численного моделирования, то для него указана только одна частота пульсаций давления в области формирования крупных возмущений. Как известно [111], при URANS-расчете спектр пульсаций оказывается узким, потому что этот метод разрешает только самые крупные пульсации. Это относится и к расчету, проведенному в данной работе: спектр пульсаций давления и скорости оказывается узким, и поэтому вместо спектра на графике выделена только одна частота. Она попадает в область широкого пика на спектрах SPOD-мод из эксперимента. Итак, данное сравнение свидетельствует, что численная модель позволила корректно предсказать частоту формирования крупных вихрей (с точностью до 7%).

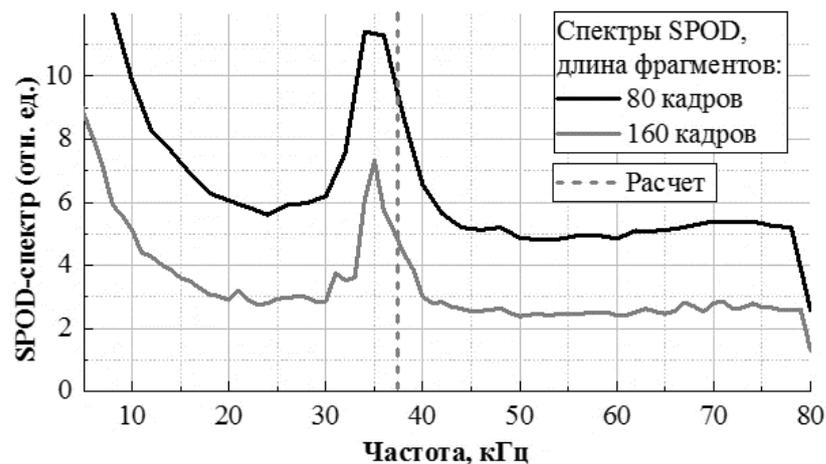


Рисунок 3.32 – Частота пульсаций давления в области формирования крупных вихрей по данным моделирования методом URANS и энергетический спектр (SPOD) по экспериментальным данным

Для сравнения моделирования с экспериментом в случае течения с разрядами был выбран режим течения с  $J = 0,6$ , поскольку в таком режиме практически не наблюдается неустойчивость, приводящая к формированию поперечных вихрей. Были получены теневые фотографии ударной волны от разряда с точно известной задержкой между импульсом тока и срабатыванием затвора камеры. Эта фотографии были сопоставлены с расчетом течения после искрового разряда (с энергией 20 мДж).

Область пространства, в которой распространяется ударная волна, содержит несколько подобластей с различной плотностью, скоростью и химическим составом. Численная модель корректно предсказывала положение фронта ударной волны, распространяющейся в этой неоднородной среде. Например, на рисунке 3.33 сопоставлена теньевая фотография течения через 7 мкс после начала разряда (а) и численный шликрен по данным из расчета (б) в соответствующий момент времени. Пунктирными линиями соединены некоторые характерные точки: пересечение расходящейся ударной волны с головным скачком уплотнения, область изгиба фронта УВ около стенки с наветренной стороны от разряда, и светлая линия на границе нагретой области с низкой плотностью. Для наглядности на рисунке 3.33 приведено распределение температуры и условная граница струи по уровню  $W = 0,5$ .

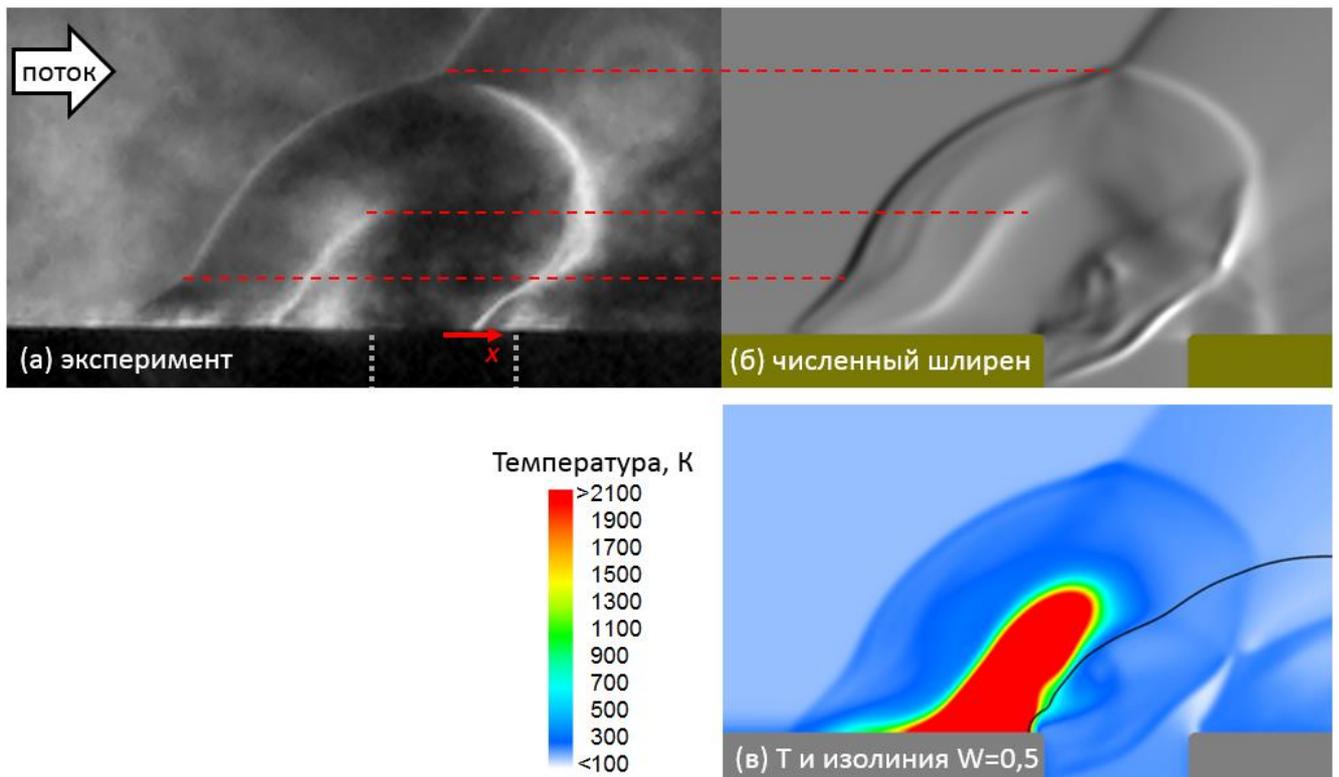


Рисунок 3.33 – Сравнение эксперимента и моделирования. Течение с  $J = 0,6$  и  $M = 1,7$ . Теньевая фотография из эксперимента (а), численный шликрен (б), распределение температуры и изолиния 50% массовой доли  $\text{CO}_2$  (в) из модели

В завершении главы стоит отметить, что в эксперименте наблюдаются некоторые косвенные проявления тех физических механизмов перемешивания,

которые были подробно исследованы в Главе 3. Например, в течении нескольких микросекунд после разрядов существенно возрастает размер отрывной зоны, что можно наблюдать по изменению положения  $\lambda$ -скачка (рисунок 3.34). Это является дополнительным экспериментальным подтверждением изложенного в Главе 3 факта о том, что взаимодействие распадающейся тепловой каверны разряда с течением в отрывной зоне приводит к частичному «экранированию» струи от набегающего потока, что позволяет струе проникнуть глубже в поток.

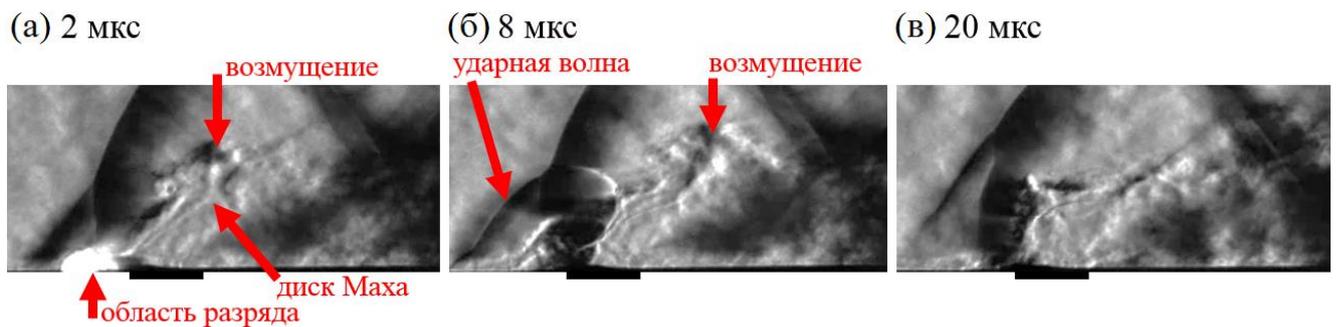


Рисунок 3.34 – Течение с  $J = 1,3$ ,  $M = 1,9$  с разрядами на частоте 10 кГц ( $Sr_{\infty} = 0,06$ ). Время отсчитывается от начала очередного разряда

#### 4.5. Выводы по Главе 4

Было экспериментально исследовано течение в области взаимодействия сверхзвукового потока воздуха и поперечной вторичной струи углекислого газа  $CO_2$ , и исследовано воздействие разрядов на это течение. В качестве основного диагностического средства была применена высокоскоростная теневая съемка по методу Теплера. Эксперименты были проведены для нескольких наборов входных параметров. Варьировались число Маха в потоке над плоскостью инъекции, расход газа струи, частота разрядов.

Полученные высокоскоростные видеозаписи были проанализированы двумя методами. В первом методе были построены периодограммы яркости изображения в нескольких точках в кадре видеозаписи. Во втором методе было получено

разложение видеозаписей методом SPOD. Также по видеозаписям были сделаны качественные наблюдения.

Обнаружено, что при сравнительно малом параметре инжекции ( $J \sim 0,6$ ) разряды вызывают конвективную неустойчивость. После разряда формируется несколько крупных возмущений, которые, при соотнесении с данными из моделирования, можно идентифицировать как крупные поперечные вихри в сдвиговом слое на границе струи.

При большем значении параметра инжекции ( $J \sim 1,3$ ) поперечные вихри образуются в исследуемом течении самопроизвольно, с некоторой «естественной» частотой. При инициировании периодических разрядов осцилляции течения на «естественной» частоте подавляются, при этом развиваются осцилляции на частотах, кратных частоте разрядов. В частности, частота формирования поперечных вихрей становится кратной частоте разрядов, но близкой к «естественной» частоте,  $Sr_{\infty} = 0,24$ . При этом вихри оказываются синхронизованными с разрядами, это означает, что между очередным разрядом и наступлением той или иной стадии развития вихря проходит приблизительно одно и то же время.

В том случае, если частота разрядов кратно меньше «естественной» частоты формирования вихрей, то частота формирования этих вихрей не изменяется, но стабилизируется (что можно наблюдать по уменьшению ширины SPOD-спектра), при этом масштаб этих вихрей увеличивается.

Было показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета, полученными с помощью численной модели, которая использовалась в предыдущих главах. Модель позволила корректно рассчитать размеры, местоположение основных структурных элементов исследуемого течения, частоту формирования поперечных вихрей, а также корректно описать распространение ударной волны от разряда в неоднородной среде.

## Заключение

В диссертационной работе с использованием экспериментальных и численных методов были получены данные о течении, образованном сверхзвуковым потоком и поперечной струей, инжектируемой в этот поток через отверстие на плоскости, в присутствии периодических искровых разрядов в отрывной зоне с наветренной стороны от струи: на расстоянии  $D$  от центра инжектора и непосредственно на кромке инжектора.

По итогам проделанной работы можно сделать следующие выводы:

1. На основании экспериментальных и расчетных данных показано, что периодические искровые разряды приводят к развитию возмущений на передней границе струи. Частоты этих возмущений равны или кратны частоте разрядов. Таким образом, имеет место «захват частоты»: периодические осцилляции течения осуществляются с частотами, которые определяются частотой разрядов, а периодические процессы на других частотах подавляются. В частности, разряды позволяют стабилизировать частоту рождения крупных возмущений (поперечных вихрей) в сдвиговом слое на границе струи.
2. Впервые исследован механизм интенсификации смещения сверхзвукового потока с поперечной струей посредством искровых разрядов на передней кромке инжектора струи. Описаны процессы, инициируемые разрядом и приводящие к локальному увеличению векторного произведения градиентов плотности и давления, что в свою очередь способствует формированию поперечных вихрей в сдвиговом слое на передней границе струи и ускорению кинематического перемешивания веществ.
3. Впервые исследована зависимость эффективности перемешивания от энергии и частоты искровых разрядов. При одной и той же средней мощности энергозклада (т.е. при постоянном произведении частоты разрядов и энергии каждого разряда) оптимальной частотой разрядов является  $Sh_{\infty} = 0,24 \pm 0,01$ . Эта частота приблизительно совпадает с «естественной» частотой струи в

исследованном диапазоне параметров:  $M = 1,7-2,2$ ,  $Re = (0,7-1,4) \cdot 10^4$ ,  $J = 0,8-1,6$ . Под «естественной» частотой здесь понимается частота, на которой наблюдаются осцилляции течения и формирование поперечных вихрей.

4. При сравнительно малом параметре инжекции ( $J = 0,6-0,7$ ) в отсутствие разрядов и внешних возмущений не наблюдается естественное формирование крупных поперечных вихрей, что подтверждается моделированием и экспериментом. В этом случае разряды инициируют развитие конвективной неустойчивости. После разряда развивается пакет возмущений в сдвиговом слое на передней границе струи, что приводит к улучшению кинематического перемешивания. При неизменной средней мощности энергоклада в случае  $J \sim 0,7$  наряду с оптимальной частотой  $Sh_{\infty} = 0,24$  существует еще одна, сравнительно низкая оптимальная частота разрядов  $Sh_{\infty} \sim 0,06$ , существование которой объясняется кратковременным качественным изменением структуры течения после разряда.

5. На примере с  $J = 1$  показано, что при неизменной энергии разряда наилучшее перемешивание также достигается при частотах разрядов в окрестности значения  $Sh_{\infty} = 0,24$ , что подтверждается сразу тремя независимыми критериями перемешивания. Показано, что разряды способны увеличить степень перемешивания до 20% (согласно интегральному критерию перемешивания), а глубину проникновения струи до 45%.

6. Полученные выводы об оптимальных частотах разрядов согласуются с найденной в литературе информацией о характерных частотах поперечной струи в сверхзвуковом потоке и о тех частотах, на которых осуществляется воздействие на струю в известных работах по исследованию иных активных способов перемешивания газов в сверхзвуковом потоке. Достоверность выводов о структуре и частоте течения в отсутствие и в присутствии искровых разрядов подтверждается согласием между экспериментальными данными и результатами расчетов, проведенных двумя методами.

## **Благодарности**

Выражаю искреннюю благодарность научному руководителю, Александру Александровичу Фирсову, за всестороннюю поддержку в исследованиях, за неоценимые знания и опыт.

Также выражаю благодарность коллективу Лаборатории плазменной аэродинамики и стимулированного горения ОИВТ РАН за содействие в научной деятельности, в особенности Константину Викторовичу Савелкину и Игорю Витальевичу Селивонину за помощь в подготовке и проведении экспериментов, Ивану Александровичу Моралеву за конструктивные обсуждения задач и результатов.

Благодарю инжиниринговую компанию ООО "ТЕСИС" за лицензию на программный комплекс FlowVision, предоставленную в рамках программы "Учись, студент!", и Центр коллективного пользования "Суперкомпьютерный центр ОИВТ РАН" за предоставленный доступ к ресурсам суперкомпьютера Фишер.

Особую признательность за понимание, поддержку, заботу, веру в меня и терпение выражаю моим родным, близким и друзьям; в особенности моим родителям: Сергею Геннадьевичу Волкову и Наталье Владимировне Волковой.

## Список обозначений и сокращений

### Буквенные обозначения

$D$  – диаметр выходного отверстия инжектора

$J$  – коэффициент динамического напора (англ. jet-to-crossflow momentum flux ratio)

$M$  – число Маха

$U$  – продольная компонента скорости (локальная)

$W$  – локальная массовая доля газа струи

$P$  – давление

$Re$  – число Рейнольдса

$Sh_{\infty}$  – безразмерная частота (число Струхалия), рассчитанная по диаметру инжектора и скорости свободного набегающего потока

$Sh_{jet}$  – безразмерная частота (число Струхалия), рассчитанная по диаметру инжектора и скорости газа в инжекторе

$v_{\infty}$  – скорость свободного сверхзвукового потока

$Q_{jet}$  – массовый расход газа в струе

$Y^+$  – безразмерное расстояние от центра пристенной ячейки до стенки

$\nu$  – кинематическая вязкость

$\mu$  – динамическая вязкость

$\eta_m$  – интегральный критерий перемешивания

$\langle \eta_m \rangle$  – его осредненное значение

$\rho$  – плотность

$\omega$  – завихренность (вектор)

**Аббревиатуры**

ГИН – генератор импульсного напряжения

ГУ – граничное условие

CFL – число Куранта-Фридрихса-Леви

LES – метод крупных вихрей (англ. large eddy simulation)

RANS – осредненные уравнения Навье-Стокса (англ. Reynolds-averaged Navier-Stokes equations)

URANS – нестационарные осредненные уравнения Навье-Стокса (англ. unsteady RANS)

SPOD – спектральное собственное (правильное) ортогональное разложение (англ. spectral proper orthogonal decomposition)

## Список литературы

**Публикации, в которых отражены основные результаты диссертации, в изданиях из перечня ВАК, а также в изданиях, индексируемых в WoS, Scopus и RSCI:**

- A1. Волков Л.С., Фирсов А.А. Моделирование влияния импульсно-периодического нагрева на формирование возмущений на границе поперечной струи в сверхзвуковом потоке // Компьютерные исследования и моделирование, 2023, т. 15, № 4, с. 845-860.
- A2. Volkov L. S., Miroshnikov Y. V., Firsov A. A. Modeling of jet mixing with supersonic crossflow under the influence of repeated spark discharges // International Journal of Thermal Sciences. 2026. V. 224. P. 110680.
- A3. Волков Л.С., Фирсов А.А. Выбор критерия эффективности перемешивания газов на примере поперечной струи в сверхзвуковом потоке в присутствии искровых разрядов // Письма в ЖТФ. 2026. т. 25, № 8, с. 43-47.
- A4. Волков Л.С., Селивонин И.В., Фирсов А.А. Экспериментальное и численное исследование управления возмущениями на границе поперечной струи в сверхзвуковом потоке с помощью искрового разряда // Теплофизика высоких температур. 2025. Т. 63. № 1, с. 24-31.

## Список цитируемой литературы

1. Liu Q., Vaccarella D., Lee T. Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion // Progress in Aerospace Sciences. 2020. Т. 119. С. 100636.
2. Sun M., Wang H., Xiao F. Jet in Supersonic Crossflow. Singapore: Springer Singapore, 2019.
3. Cai Z. и др. Numerical Study on Transverse Jet Mixing Enhanced by High Frequency Energy Deposition // Energies (Basel). MDPI, 2022. Т. 15, № 21.
4. Wang H. и др. Mechanism of a transverse jet mixing enhanced by high-frequency plasma energy deposition // Physics of Fluids. 2023. Т. 35, № 9. С. 096101.
5. Firsov A. и др. Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. Royal Society of London, 2015. Т. 373, № 2048.
6. Долгов Е. В., Колосов Н. С., Фирсов А. А. Исследование влияния искрового разряда на смешение струи газообразного топлива со сверхзвуковым воздушным потоком // Компьютерные исследования и моделирование. 2019. Т. 11, № 5. С. 849–860.

7. Rogg F. и др. Mixing Enhancement in a Hydrocarbon-Fuelled Scramjet Engine Through Repeated Laser Sparks // 23rd AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2020.
8. Zhao M., Ye T. URANS study of pulsed hydrogen jet characteristics and mixing enhancement in supersonic crossflow // Int. J. Hydrogen Energy. 2019. Т. 44, № 36. С. 20493–20503.
9. Liu Q., Vaccarella D., Lee T. Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion // Progress in Aerospace Sciences. 2020. Т. 119. С. 100636.
10. Трошкин Р. С., Волков Л. С., Фирсов А. А. Воспламенение сверхзвуковой струи предварительно перемешанной топливно-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке воздуха с помощью электрического разряда // Прикладная механика и техническая физика. 2025. Т. 66, № 4. С. 18–23.
11. Tan J., Zhang D., Lv L. A review on enhanced mixing methods in supersonic mixing layer flows // Acta Astronaut. 2018. Т. 152. С. 310–324.
12. Huang W. Mixing enhancement strategies and their mechanisms in supersonic flows: A brief review // Acta Astronaut. 2018. Т. 145. С. 492–500.
13. Hwang B.-J., Min S. Research progress on mixing enhancement using streamwise vortices in supersonic flows // Acta Astronaut. 2022. Т. 200. С. 11–32.
14. Liu C. и др. Dynamics and mixing mechanism of transverse jet injection into a supersonic combustor with cavity flameholder // Acta Astronaut. Elsevier Ltd, 2017. Т. 136. С. 90–100.
15. Roos T. и др. Cavity enhanced jet interactions in a scramjet combustor // Acta Astronaut. Elsevier Ltd, 2019. Т. 157. С. 162–179.
16. Li Z. и др. Effects of downstream ramp on the fuel diffusion of single cross jet at supersonic flow: Computational study // Int. J. Heat Mass Transf. 2022. Т. 195. С. 123183.
17. Aguilera C., Yu K. H. Supersonic mixing enhancement using fin-guided fuel injection // Journal of Propulsion and Power. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., 2015. Т. 31, № 6. С. 1532–1543.
18. Niu X., Chen Q. Shock waves affected turbulent mixing region development in a strut-based scramjet combustor // Acta Astronaut. 2024. Т. 225. С. 107–119.
19. Huang W. и др. Design exploration on the mixing augmentation induced by the oblique shock wave and a novel step in a supersonic flow // Acta Astronaut. 2021. Т. 180. С. 622–629.

20. Du Z. и др. RANS study of steady and pulsed gaseous jets into a supersonic crossflow // *Int. J. Heat Mass Transf.* Elsevier Ltd, 2019. Т. 136. С. 157–169.
21. Lazar E., Elliott G., Glumac N. Energy Deposition Applied to a Transverse Jet in a Supersonic Crossflow // *AIAA Journal*. 2010. Т. 48, № 8. С. 1662–1672.
22. Ombrello T. и др. Enhanced Mixing in Supersonic Flow Using a Pulse Detonator // *J. Propuls. Power*. 2015. Т. 31, № 2. С. 654–663.
23. Jian D., Qiuru Z. Numerical investigation on mixing enhancement of the cavity with pulsed jets under oblique shock wave interference // *Aerosp. Sci. Technol.* 2022. Т. 123. С. 107454.
24. Watanabe J. и др. Large-eddy simulation of jet in supersonic crossflow with different injectant species // *AIAA Journal*. 2012. Т. 50, № 12. С. 2765–2778.
25. Banica M. C. и др. Numerical Study of Supersonic Combustion Processes with Central Strut Injection // *J. Propuls. Power*. 2010. Т. 26, № 4. С. 869–874.
26. Cai Z. и др. Numerical Study on Transverse Jet Mixing Enhanced by High Frequency Energy Deposition // *Energies (Basel)*. 2022. Т. 15, № 21. С. 8264.
27. Sivadas V. и др. Flow visualisation studies on growth of area of deflected jets // *Exp. Fluids*. 1997. Т. 23, № 2. С. 105–112.
28. Sun M. и др. Experimental investigation on transverse jet penetration into a supersonic turbulent crossflow // *Sci. China Technol. Sci.* 2013. Т. 56, № 8. С. 1989–1998.
29. Gruber M. R. и др. Mixing and Penetration Studies of Sonic Jets in a Mach 2 Freestream // *J. Propuls. Power*. 1995. Т. 11, № 2. С. 315–323.
30. Mungal M. G., Smith S. H. Jets in Crossflow — Scalar Mixing via PLIF. 2003. С. 15–24.
31. Kawai S., Lele S. K. Large-Eddy Simulation of Jet Mixing in Supersonic Crossflows // *AIAA Journal*. 2010. Т. 48, № 9. С. 2063–2083.
32. Schetz J. A., Billing F. S. Penetration of gaseous jets injected into a supersonic stream. // *J. Spacecr. Rockets*. 1966. Т. 3, № 11. С. 1658–1665.
33. Zukoski E. E., Spaid F. W. Secondary injection of gases into a supersonic flow // *AIAA Journal*. 1964. Т. 2, № 10. С. 1689–1696.
34. Mahesh K. The Interaction of Jets with Crossflow // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2013. Т. 45, № 1. С. 379–407.
35. Ben-Yakar A., Mungal M. G., Hanson R. K. Time evolution and mixing characteristics of hydrogen and ethylene transverse jets in supersonic crossflows //

- Physics of Fluids. American Institute of Physics Inc., 2006. T. 18, № 2. C. 026101.
36. Santiago J. G., Dutton J. C. Velocity Measurements of a Jet Injected into a Supersonic Crossflow // J. Propuls. Power. 1997. T. 13, № 2. C. 264–273.
  37. Everett D. E. и др. Wall pressure measurements for a sonic jet injected transversely into a supersonic crossflow // J. Propuls. Power. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., 1998. T. 14, № 6. C. 861–868.
  38. VanLerberghe W. M. и др. Mixing of a sonic transverse jet injected into a supersonic flow // AIAA journal. AIAA, 2000. T. 38, № 3. C. 470–479.
  39. Wang H. и др. Hybrid Reynolds-averaged Navier-Stokes/large-eddy simulation of jet mixing in a supersonic crossflow // Sci. China Technol. Sci. Springer Verlag, 2013. T. 56, № 6. C. 1435–1448.
  40. Górlé C., Iaccarino G. A framework for epistemic uncertainty quantification of turbulent scalar flux models for Reynolds-averaged Navier-Stokes simulations // Physics of Fluids. American Institute of Physics Inc., 2013. T. 25, № 5.
  41. Rasheed I., Mishra D. P. Numerical study of a sonic jet in a supersonic crossflow over a flat plate // Physics of Fluids. 2020. T. 32, № 12. C. 126113.
  42. Volkov L. S., Firsov A. A. Modeling the influence of repetitively pulsed heating on the formation of perturbations at the boundary of a transverse jet in a supersonic crossflow // Computer Research and Modeling. 2023. T. 15, № 4. C. 845–860.
  43. Yu J.-F. и др. Analysis of influencing factors on numerical simulation of transverse jet in supersonic flow // Advances in Mechanical Engineering. 2023. T. 15, № 11.
  44. Ben-Yakar A., Hanson R. Ultra-fast-framing schlieren system for studies of the time evolution of jets in supersonic crossflows // Exp. Fluids. 2002. T. 32, № 6. C. 652–666.
  45. Iwasa T., Tsuboi N. Numerical Simulation of Jet Mixing in Supersonic Crossflow: Effect of Jet Exit Geometry // Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci. 2022. T. 65, № 4. C. T-21-25.
  46. Watanabe J. и др. Large-eddy simulation of jet in supersonic crossflow with different injectant species // AIAA Journal. 2012. T. 50, № 12. C. 2765–2778.
  47. Wang G., Chen L., Lu X. Effects of the injector geometry on a sonic jet into a supersonic crossflow // Sci. China Phys. Mech. Astron. 2013. T. 56, № 2. C. 366–377.

48. Santiago J. G., Dutton J. C. Velocity measurements of a jet injected into a supersonic crossflow // *J. Propuls. Power. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc.*, 1997. Т. 13, № 2. С. 264–273.
49. Kawai S., Lele S. K. Large-eddy simulation of jet mixing in supersonic crossflows // *AIAA Journal*. 2010. Т. 48, № 9. С. 2063–2083.
50. Wang G.-L., Lu X.-Y. Effects of the jet-to-crossflow momentum ratio on a sonic jet into a supersonic crossflow // *Theoretical and Applied Mechanics Letters*. 2011. Т. 1, № 1. С. 012005.
51. Murugappan S., Gutmark E., Carter C. Control of penetration and mixing of an excited supersonic jet into a supersonic cross stream // *Physics of Fluids*. 2005. Т. 17, № 10.
52. Dziuba M., Fay J., Rossmann T. Detailed Study of Mixing Enhancement by Jet Modulation and Oblique Injection // *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.
53. Shi H. и др. Large-eddy simulation of a pulsed jet into a supersonic crossflow // *Comput. Fluids*. 2016. Т. 140. С. 320–333.
54. Zhao M., Li Q., Ye T. Investigation of an optimal pulsed jet mixing and combustion in supersonic crossflow // *Combust. Flame*. 2021. Т. 227. С. 186–201.
55. Tylczak E., Peterson D., Candler G. Simulation of Plasma-Spark-Enhanced Mixing in Jet in Supersonic Crossflow // *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2011.
56. Volkov L. S., Miroshnikov Y. V., Firsov A. A. Modeling of jet mixing with supersonic crossflow under the influence of repeated spark discharges // *International Journal of Thermal Sciences*. 2026. Т. 224. С. 110680.
57. Robinson M. A History of the Electric Wind // *Am. J. Phys.* 1962. Т. 30, № 5. С. 366–372.
58. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма / под ред. Фабрикант В. А. М. : Изд-во иностр. лит., 1961.
59. Стариковский А. Ю., Александров Н. Л. Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47, № 2. С. 126–192.
60. Mhitaryan A. M., Labinov S. D., Fridland V Ya. Electro-Hydrodynamic Method of Boundary Layer Control // *Some Problems of Aerodynamics and*

- Electrohydrodynamics. Kiev: Kiev's Institute of Civil Aviation Engineers, 1964. Т. 1.
61. Golub V. V. и др. Plasma aerodynamics in a supersonic gas flow // High Temperature. 2010. Т. 48, № 6. С. 903–909.
  62. Wang A. и др. Experimental study on the effectiveness of plasma energy deposition in controlling transverse jet // Exp. Therm. Fluid Sci. 2025. Т. 163. С. 111420.
  63. Leonov S. и др. Active Steering of Shock Waves in Compression Ramp by Nonuniform Plasma // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2010.
  64. Leonov S. B., Firsov A. A., Houpt A. W. Suppression of reflected oblique shock wave by multi-filamentary plasma // J. Phys. Conf. Ser. 2018. Т. 1112. С. 012005.
  65. Tatarenkova D., Znamenskaya I., Sysoev N. Flow-adaptive plasma self-localization and high-speed flow control by nanosecond pulsed energy deposition // Exp. Fluids. 2026. Т. 67, № 4. С. 43.
  66. Leonov S. B., Adamovich I. V., Soloviev V. R. Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. Т. 25, № 6. С. 063001.
  67. Efimov A. V и др. Characterization of electric discharge collocated with gas jet in supersonic airflow // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. Т. 29, № 7. С. 07LT01.
  68. Firsov A. и др. Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2015. Т. 373, № 2048. С. 20140337.
  69. Dolgov E. V., Kolosov N. S., Firsov A. A. The study of the discharge influence on mixing of gaseous fuel jet with the supersonic air flow // Computer Research and Modeling. 2019. Т. 11, № 5. С. 849–860.
  70. Leonov S. Electrically Driven Supersonic Combustion // Energies (Basel). Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2018. Т. 11, № 7. С. 1733.
  71. Firsov A. A. Experimental Investigation of Flameholding in Scramjet Combustor by Pylon with Plasma Actuator Based on Q-DC Discharge // Aerospace. MDPI AG, 2023. Т. 10, № 3. С. 204.
  72. Shibkov V. M. и др. Gas Heating under Conditions of Pulsating Transverse–Longitudinal Discharge in Subsonic and Supersonic Airflows // Plasma Physics Reports. 2022. Т. 48, № 7. С. 798–805.

73. Zhu J. и др. Mutual effects between a gliding arc discharge and a premixed flame // *Plasma Science and Technology*. 2024. Т. 26, № 12. С. 125505.
74. Chen Z., Hao J., Wen C.-Y. Numerical study on the periodic control of supersonic compression corner flow using a nanosecond pulsed plasma actuator // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2024. Т. 219. С. 124868.
75. Firsov A. и др. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // *Energies (Basel)*. 2022. Т. 15, № 19. С. 7015.
76. Shibkov V. M. и др. Electron Density and Temperature in a Transverse–Longitudinal Discharge Plasma in High-Speed Airflows // *Plasma Physics Reports*. Pleiades Publishing, 2022. Т. 48, № 7. С. 806–811.
77. Feng R. и др. Discharge characteristics of a gliding arc discharge in a supersonic jet air flow // *Phys. Plasmas*. 2022. Т. 29, № 4. С. 043501.
78. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Искровой разряд: Учеб. пособие: Для вузов. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
79. Meek J. M. A Theory of Spark Discharge // *Physical Review*. 1940. Т. 57, № 8. С. 722–728.
80. Райзер Ю. П. Физика газового разряда: научное издание. Долгопрудный : Издательский Дом «Интеллект», 2009. 735 с.
81. Шурупов М. А. и др. Газодинамические неустойчивости при распаде канала субмикросекундного искрового разряда // *Теплофизика высоких температур*. 2014. Т. 52, № 2. С. 186–197.
82. Firsov A. A., Dolgov E., Leonov S. B. Vortex Generator Based on Spark Discharge // *AIAA Scitech 2019 Forum*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2019.
83. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Москва: Издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1987.
84. Aksenov A. A. FlowVision: Industrial computational fluid dynamics // *Computer Research and Modeling*. Institute of Computer Science, 2017. Т. 9, № 1. С. 5–20.
85. Фирсов А. А. и др. Неравновесная инициация объемного горения в двигателе внутреннего сгорания: моделирование и постановка эксперимента. 2014.
86. Firsov A. A. и др. Development of plasma actuator based on surface sparks for a buffet control // *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc, AIAA, 2016. Т. 0.

87. Жлуктов С. В. и др. Моделирование отрывных течений в программном комплексе FlowVision-НРС // Вычислительные методы и программирование. 2010. Т. 11, № 2. С. 76–87.
88. Zhluktov S. V., Aksenov A. A., Kuranosov N. S. Simulation of turbulent compressible flows in the FlowVision software // Computer Research and Modeling. 2023. Т. 15, № 4. С. 805–825.
89. Zhluktov S. V., Aksenov A. A. Wall functions for high-Reynolds calculations in FlowVision software // Computer Research and Modeling. Izhevsk Institute of Computer Science, 2015. Т. 7, № 6. С. 1221–1239.
90. Zhluktov S. V., Aksenov A. A., Savitskiy D. V. High-Reynolds number calculations of turbulent heat transfer in FlowVision software // Computer Research and Modeling. 2018. Т. 10, № 4. С. 461–481.
91. Dolgov E. V и др. Experimental study of gas dynamics caused by spark discharge near wall // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Т. 1394, № 1. С. 012025.
92. Dolgov E. V., Firsov A. A. Numerical study of hydrodynamic perturbations caused by filiform spark discharge near wall // J. Phys. Conf. Ser. 2018. Т. 1112, № 1.
93. Falempin F. и др. Plasma control of shock wave configuration in off-design mode of  $M = 2$  inlet // Experiments in Fluids 2015 56:3. Springer, 2015. Т. 56, № 3. С. 54.
94. Capitelli M. и др. Tables of internal partition functions and thermodynamic properties of high-temperature Mars-atmosphere species from 50K to 50000K // ESA Scientific Technical Review. 2005. Т. 246. С. 29–278.
95. Capitelli M., Colonna G., D'Angola A. Fundamental Aspects of Plasma Chemical Physics. New York, NY: Springer New York, 2012. Т. 66. 189–191 с.
96. Catalfamo C. и др. High temperature Mars atmosphere. Part II: transport properties // The European Physical Journal D. 2009. Т. 54, № 3. С. 613–621.
97. Capitelli M., Bruno D., Laricchiuta A. Transport Properties of High Temperature Planetary Atmospheres. 2013. С. 273–347.
98. Андерсон Д., Таннехилл Д., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. Москва: Мир, 1990. Т. 1.
99. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Москва: Мир, 1991. Т. 1–2.
100. Aksenov A. A., Gudzovsky A. V, Serebrov A. A. Electrohydrodynamic Instability of Fluid Jet in Microgravity // Proc. of 5th Int. Symposium on Computational

- Fluid Dynamics (ISCFD), vol. 1. Sendai, Japan: Japan Society of Computational Fluid Dynamics, 1993. С. 19–24.
101. Génin F., Menon S. Dynamics of sonic jet injection into supersonic crossflow // *Journal of Turbulence*. 2010. Т. 11, № December 2014. С. 1–30.
  102. Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Шур М. Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений, Учебное пособие. Санкт-Петербург: Издательство Политехнического Университета, 2012. 88 с.
  103. Снегирев А. Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. 143 с.
  104. Zheltovodov A. A., Pimonov E. A. Intensification of mixing of parallel compressible flows using a localized pulse-periodic energy supply // *Technical Physics Letters*. 2013. Т. 39, № 11. С. 1016–1018.
  105. Rossini F. D., Knowlton J. W. Calorimetric determination of the heats of combustion of ethylene and propylene // *J. Res. Natl. Bur. Stand.* (1934). 1937. Т. 19, № 3. С. 249.
  106. Firsov A. и др. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // *Energies* (Basel). 2022. Т. 15, № 19.
  107. Василяк Л. М., Красночуб А. В. Метод измерения поглощенной энергии в электрических разрядах наносекундной длительности // *Электронная обработка материалов*. 2013. Т. 59, № 5. С. 74–80.
  108. Correale G., Winkel R., Kotsonis M. Energy deposition characteristics of nanosecond dielectric barrier discharge plasma actuators: Influence of dielectric material // *J. Appl. Phys.* American Institute of Physics Inc., 2015. Т. 118, № 8.
  109. Zheng J. G. и др. Numerical simulation of nanosecond pulsed dielectric barrier discharge actuator in a quiescent flow // *Physics of Fluids*. 2014. Т. 26, № 3.
  110. Дорощенко И. А. и др. Исследование плазмодинамических процессов наносекундного диапазона при формировании ударных волн от импульсных разрядов // *Журнал технической физики*. 2018. Т. 88, № 5. С. 684.
  111. Schmidt O. T., Colonius T. Guide to Spectral Proper Orthogonal Decomposition // *AIAA Journal*. 2020. Т. 58, № 3. С. 1023–1033.
  112. Снегирев А. Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. 143 с.