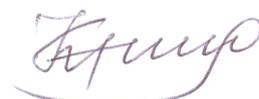


Федеральное государственное учреждение «Федеральный исследовательский
центр «Информатика и управление» Российской академии наук»
(ФИЦ ИУ РАН)

На правах рукописи



Кравченко Олег Викторович

**Управление высокоскоростным обтеканием аэродинамических
тел с помощью стратифицированных источников энергии**

Специальность 1.1.9 —
«Механика жидкости, газа и плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:
доктор физико–математических наук
Азарова Ольга Алексеевна

Москва — 2026

Оглавление

| | Стр. |
|--|-----------|
| Введение | 5 |
| Глава 1. Обзор литературы | 13 |
| 1.1 Введение | 13 |
| 1.2 Анализ обзорных статей | 16 |
| 1.3 Основные идеи в области управления высокоскоростными потоками | 21 |
| 1.4 Филаментарная плазма: контроль взаимодействия ударной волны с источником энергии | 23 |
| 1.5 Филаментарная плазма: контроль взаимодействия головной ударной волны с источником энергии и взаимодействия ударной волны с пограничным слоем в задачах обтекания | 25 |
| 1.6 Многокомпонентные плазменные структуры: экспериментальное получение и моделирование | 32 |
| 1.7 Управление потоком с использованием комбинированных физических явлений | 35 |
| 1.8 Управление высокоскоростным потоком с помощью термически стратифицированных плазменных структур | 39 |
| Глава 2. Применяемые методы, программные комплексы и тестовые расчеты | 43 |
| 2.1 Рассматриваемые системы уравнений движения сплошной среды . | 43 |
| 2.2 Постановки рассматриваемых задач | 47 |
| 2.2.1 Взаимодействие плоской ударной волны со стратифицированным источником энергии | 47 |
| 2.2.2 Воздействие стратифицированного источника энергии на высокоскоростное обтекание заостренного тела | 49 |
| 2.2.3 Задача звукового удара при обтекании осесимметричного заостренного тела потоком, содержащим стратифицированный источник энергии | 51 |
| 2.3 Комплексно консервативные разностные схемы на минимальном шаблоне | 53 |

| | Стр. |
|-----------------|---|
| 2.4 | Описание применяемого программного комплекса 59 |
| 2.5 | Верификация метода: тестовые варианты, сравнение с экспериментом и анализ сеточной сходимости 60 |
| 2.6 | Выводы к главе 2 63 |
| | |
| Глава 3. | Моделирование воздействия термически |
| | стратифицированной плазменной области на плоскую |
| | ударную волну 64 |
| 3.1 | Экспериментальные результаты по взаимодействию первоначально плоской ударной волны с областью ионизационно–неустойчивой плазмы 64 |
| 3.2 | Постановка задачи для проведения расчетов и используемые методы 66 |
| 3.3 | Взаимодействие плоской ударной волны с термически стратифицированной областью 67 |
| 3.3.1 | Взаимодействие плоской ударной волны с областью ионизационной неустойчивости плазмы разряда в воздухе . 67 |
| 3.3.2 | Моделирование распространения ударной волны через область ионизационной неустойчивости на основе обработки данных 74 |
| 3.4 | Перераспределение энергии при взаимодействии ударной волны с термически стратифицированной областью 82 |
| 3.4.1 | Перераспределение энергии в вязкой теплопроводной среде при взаимодействии ударной волны с термически стратифицированным источником в сверхзвуковом потоке . 82 |
| 3.4.2 | Перераспределение энергии в зависимости от числа Маха и параметра разрежения 88 |
| 3.4.3 | Перераспределение энергии при взаимодействии ударной волны с термически стратифицированным источником на гиперзвуковых скоростях 89 |
| 3.4.4 | Оценка эффективности действия термически стратифицированного источника энергии 96 |
| 3.5 | Выводы к главе 3 98 |

| | |
|--|------------|
| Глава 4. Моделирование воздействия стратифицированного источника энергии на сверхзвуковое обтекание тела | 99 |
| 4.1 Постановка физической задачи и методология | 99 |
| 4.2 Влияние стратифицированного источника энергии на головную ударную волну и аэродинамические характеристики тела | 101 |
| 4.3 Принципы управления высокоскоростным потоком с применением стратифицированного источника энергии | 104 |
| 4.4 Влияние стратифицированного источника энергии при сверхзвуковом обтекании заостренного цилиндрического тела на сигнатуры давления и уровень воспринимаемой громкости (PLdB) на поверхности земли | 111 |
| 4.5 Выводы к главе 4 | 117 |
| Заключение | 118 |
| Публикации автора по теме диссертации | 120 |
| Список литературы | 121 |

Введение

Актуальность темы. Объектом исследования диссертации являются механизмы управления высокоскоростными газодинамическими потоками с использованием неоднородных плазменных структур, включая филаментарную плазму и термически стратифицированные источники энергии (ТСИЭ). Основное внимание уделено анализу взаимодействия ударных волн с плазменными структурами, формированию параметров ударного слоя и оптимизации характеристик аэродинамических тел за счет локального энергетического воздействия на поток. Актуальность темы обусловлена ключевыми задачами современной аэродинамики, включая снижение аэродинамического сопротивления, управление головной ударной волной (ГУВ), подавление шумовых эффектов и стабилизацию течения. При высокоскоростном обтекании аэродинамических тел возникают сложные газодинамические явления, такие как образование ударно-волновых структур, отрыв пограничного слоя и возникновение вихревых структур, которые оказывают существенное воздействие на аэродинамические характеристики летательных аппаратов. Решение этих проблем требует разработки эффективных методов управления потоком. Успешное решение задачи управления дает возможность реализовывать высокие скорости полётов для гражданских лайнеров в условиях эксплуатации в области высоких скоростей.

В настоящее время задача управления высокоскоростными полётами решается так называемыми пассивными, активными и гибридными методами. К пассивным методам относят методы внесения конструктивных особенностей в геометрию аэродинамического тела. В них носовая часть аэродинамического тела либо удлиняется и формируется «аэродинамическая игла» либо носовая часть деформируется и формируются каналы, что приводит к появлению встречных течений, направление которых противоположно направлению набегающего потока. Гибридные методы призваны расширить пассивные методы за счёт учёта взаимодействия геометрии с противопоточными течениями.

Альтернативным подходом к решению задачи управлению являются активные методы. Их идея заключается в локализованном пространственном энергетическом воздействии (энерговкладе) в набегающий поток. Это приводит к видоизменению структуры потока, что влечёт за собой изменение во времени динамических характеристик аэродинамического тела, таких как подъёмные силы и

силы сопротивления. Кроме того, активные методы от пассивных отличает скорость реагирования на изменение внешних условий полёта.

В связи с этим актуальной является проблема разработки алгоритмов управления высокоскоростными полётами активными энергетическими методами.

Степень разработанности темы. Основным механизмом активных энергетических методов управления заключается в создании локальной высокоэнергетической области в невозмущенном потоке, приводящей к интенсивному локальному нагреву. Теоретические и экспериментальные исследования демонстрируют, что этот процесс вызывает существенное перераспределение энергии, а также давления в области ниже по потоку от источника воздействия. Важным следствием локального энерговысвобождения является модификация структуры и положения головной ударной волны. Установлено, что интенсивность головной ударной волны перед аэродинамическим телом значительно снижается. Первые фундаментальные теоретические исследования данного явления были проведены еще в начале 1980-х годов. Ключевым преимуществом активных методов является высокое быстродействие и способность к адаптации.

В современной литературе рассматриваются различные способы формирования области локального энерговысвобождения. Применяются плазменные актуаторы, что позволяет создать низкотемпературную плазму в электрическом разряде и воздействовать на пограничный слой, сообщая ему дополнительную энергию для противодействия срыву. Исследуются электромагнитное воздействие для высокоскоростных полётов. Наведение магнитных и электрических полей позволяет непосредственно взаимодействовать с заряженными частицами потока, управляя его структурой и снижая тепловые нагрузки. Изучаются импульсные способы подвода энергии с помощью лазерной или микроволновой искры, создающей локальный тепловой взрыв, что генерирует ударные волны, которые кардинально перестраивают картину обтекания на короткое время.

Таким образом, на настоящий момент исследуется множество методов решения задачи управления высокоскоростным потоком/полётом с помощью активных методов, однако открытым остаётся вопрос о влиянии термически стратифицированного источника энергии на поток, что обуславливает необходимость данного исследования. Исследования, представленные в работе, направлены на изучение воздействия ТСИЭ как перспективного инструмента для управления высокоскоростными потоками. Рассмотрено влияние ТСИЭ на движущуюся первоначально плоскую ударную волну. Важное место занимает изучение воздей-

ствии ТСИЭ, расположенного перед аэродинамическим телом, на конфигурацию потока. Наличие ТСИЭ вызывает локальный стратифицированный нагрев газа, изменяя его параметры в плазменной области, что сопровождается формированием вихревых структур и неустойчивостей в области воздействия, изменением подъемных сил и сил сопротивления аэродинамического тела, а также изменением числа Маха потока.

Цель диссертационной работы состоит в исследовании влияния термически стратифицированного энерговклада в область набегающего потока перед головной ударной волной (ГУВ).

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Проведена модификация программного комплекса FlowView для численного моделирования движения вязкого теплопроводного газа на основе системы уравнений Навье–Стокса за счет введения ограничителей потоков, обеспечивающих стабильность расчетов при числах Маха ударной волны $M_{уВ} \geq 6$, а также автоматизация задания параметров ТСИЭ.
2. Проведено моделирование результатов эксперимента по взаимодействию плоской ударной волны с термически стратифицированным источником энергии, включая искривление фронта ударной волны и ее полное размытие, а также изучение нелинейных газодинамических эффектов, таких как множественное проявление неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Проведено параметрическое исследование влияния температурных характеристик слоев ТСИЭ на динамику ударной волны и распределение энергии в газовом потоке в диапазоне чисел Маха ударной волны $M_{уВ} = 6 \div 12$.
3. Разработан метод цифровой визуализации границ ТСИЭ на основе экспериментальных шпирен–изображений, позволяющий идентифицировать грибовидные структуры и вихревые образования, связанные с воздействием ТСИЭ и проводить моделирование с учетом его реальных границ.
4. Установлены принципы управления ГУВ, параметрами торможения аэродинамического тела, а также аэродинамическими силами (фронтальным сопротивлением, подъемными (опрокидывающими) силами) за счет изменения температурного профиля в ТСИЭ. Исследовано влияние использования ТСИЭ на воспринимаемую громкость в децибелах на поверхности земли.

Научная новизна:

1. Проведена модификация программного комплекса FlowView: введены программные модули для описания ограничителей потоков и автоматизации задания ТСИЭ, которые расширили область применимости алгоритма при числах Маха ударной волны $M_{уВ} \geq 6$.
2. Исследованы нелинейные эффекты при взаимодействии ТСИЭ с ударной волной: получено объяснение экспериментальных результатов по искривлению и размытию ударной волны. Впервые показано, что стратифицированные источники вызывают перераспределение кинетической и внутренней энергии, формируя локальные горячие области с энергиями, в несколько раз превышающими значения для однородного источника.
3. Разработан метод цифровой визуализации границ ТСИЭ с использованием экспериментальных шпирен–изображений потока, позволивший провести моделирование с использованием границ ТСИЭ, соответствующих эксперименту, а также получить парные грибовидные структуры, связанные общим вихрем.
4. Для числа Маха набегающего потока $M_\infty = 2$ и изменении относительных температур в слоях источника в диапазоне $1 \div 3$ сформулированы принципы управления аэродинамическими характеристиками тела, силой фронтального сопротивления и подъёмными силами, а также головной ударной волной за счёт варьирования температурного профиля в ТСИЭ.
5. Впервые проведены оценки влияния использования ТСИЭ на воспринимаемую громкость в децибелах на поверхности земли на основе параметрического волнового метода Томаса и алгоритма расчета Стивенса (Stevens' Mark VII). Для чисел Маха набегающего потока $M_\infty = 1.5; 2$ для рассмоотренной геометрии задачи получено, что использование ТСИЭ в целях управления высокоскоростным потоком/полетом не сопровождается увеличением звукового воздействия на поверхность земли.

Теоретическая значимость данного диссертационного исследования заключается в проведении анализа механизмов взаимодействия термически стратифицированных источников энергии с ударными волнами и аэродинамическим телом в условиях высокоскоростного обтекания. Проведенные исследования вносят вклад в развитие знаний в области высокоскоростной аэродинамики и методов

управления потоком с использованием плазменных областей, включая изучение проявления неустойчивости Рихтмайера–Мешкова и процессов перераспределения энергии в газодинамических структурах. Полученные результаты позволяют уточнить существующие теоретические модели, а также разработать научные основы для управления газодинамическими процессами посредством локального стратифицированного энергетического воздействия на поток.

Практическая значимость данного диссертационного исследования заключается в усовершенствовании программного комплекса “FlowView” на основе комплексно консервативных разностных схем для обеспечения моделирования высокоскоростных потоков. Помимо этого, подходы к управлению ГУВ и аэродинамическими характеристиками тела (фронтальным сопротивлением и подъемными силами) за счет локального воздействия ТСИЭ могут найти применение при разработке систем активного управления высокоскоростным потоком/полетом. Исследование температурных режимов в горячих областях, образующихся за фронтом ударной волны, позволяет уточнить прогноз термомеханических воздействий на конструкции высокоскоростных моделей, повышая их надежность. Полученные в работе результаты вносят вклад в решение задач высокоскоростного управления потоком и обеспечивают предпосылки для создания энергоэффективных и безопасных аэрокосмических систем и компонент их активного управления.

Методы исследования и степень достоверности результатов. В диссертационном исследовании применялись численные методы и модели, основанные на фундаментальных физических законах. Сеточная сходимость решений для всех рассмотренных задач проверялась путем сравнения результатов на нескольких сетках с различной дискретизацией. Проверка достоверности моделей проводилась с помощью тестирования на задачах с известными точными решениями, а также путем сопоставления с экспериментальными данными. Во всех случаях наблюдалась согласованность результатов, что подтверждает корректность применяемых методов и подходов и придает уверенность в достоверности полученных результатов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Усовершенствование программного комплекса “FlowView” для численного моделирования движения вязкого теплопроводного совершенного газа на основе системы уравнений Навье–Стокса за счет введения программных модулей на основе ограничителей потоков, обеспечивающих

стабильность расчетов при числах Маха ударной волны $M_{уВ} \geq 6$, а также модуля для автоматизации задания параметров ТСИЭ.

2. Результаты моделирования известных экспериментов по воздействию стратифицированного источника энергии на плоскую ударную волну. Для чисел Маха ударной волны $M_{уВ} = 2 \div 5$ получены режимы взаимодействия, характеризующиеся искривлением фронта ударной волны, а также режимы с полным размытием ее фронта за счет множественного проявления неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Для чисел Маха ударной волны $M_{уВ} = 6 \div 12$ показано, что под воздействием ТСИЭ происходит перераспределение энергии с образованием горячих областей, значения потенциальной и кинетической энергии в которых превышают в несколько раз соответствующие значения для однородного источника.
3. Разработка метода цифровой визуализации границ ТСИЭ с использованием экспериментальных шпирен–изображений потока, позволившего провести моделирование с использованием границ ТСИЭ, соответствующих эксперименту, а также получить парные грибовидные структуры, связанные общим вихрем.
4. При числах Маха набегающего потока $M_{\infty} = 1.5; 2$ разработаны принципы управления головной ударной волной и аэродинамическими характеристиками тела с помощью ТСИЭ за счет изменения температуры в его слоях. Для рассмотренных конфигураций потока установлено, что использование ТСИЭ для управления потоком не сопровождается увеличением уровня шума на поверхности земли.

Личный вклад. Все результаты, приведенные в диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично при научном руководстве доктора физико–математических наук Азаровой Ольги Алексеевны. Вклад автора в результаты, изложенные в работах [1–9], заключался в следующем. Написание разделов обзора, касающихся взаимодействия и контроля ударных волн и головных ударных волн с неоднородными плазменными структурами (филаментарной плазмой), а также численного моделирования управления высокоскоростными потоками с помощью термически стратифицированных плазменных структур в [1]. Подготовка данных, расчет прохождения сигнала через атмосферу по методу Томаса и расчет уровня воспринимаемой громкости на поверхности земли с использованием алгоритма Стивенса Mark VII в [2]. Проведение параметрических расчетов по перераспределению различных типов энергии в зависимости от параметра раз-

режения и числа Маха ударной волны, разработка алгоритма автоматического задания стратифицированного источника энергии в [3]. Участие в проведении расчетов по управлению потоком с помощью изменения температурного профиля в источнике энергии, визуализация и анализ результатов, разработка автоматического задания стратифицированного источника энергии в [4]. Разработка метода цифровой обработки экспериментальных результатов, проведение расчетов, визуализация и анализ результатов в [5]. Проведение параметрических расчетов для разных чисел Маха ударной волны и параметра разрежения, разработка алгоритма введения ограничителя потоков в [6]. Проведение расчетов динамики параметров торможения, силы сопротивления и средней температуры на фронтальной поверхности тела в [7]. Проведение расчетов динамики максимальных значений различных типов энергии, визуализация и анализ результатов, разработка алгоритма автоматического задания стратифицированного источника энергии в [8]. Участие в проведении расчетов, визуализация и анализ результатов, связанных с множественным проявлением неустойчивости Рихтмайера–Мешкова, разработка алгоритма автоматического задания стратифицированного источника энергии в [9].

Апробация работы. Результаты работы прошли апробацию на российских и международных конференциях: VI Международная конференция «Суперкомпьютерные технологии математического моделирования» (СКТеММ'25) (15–19 июля 2025 г. Международная конференция «Оптические методы исследования потоков (ОМИП–2025)», Москва, 30 июня–4 июля 2025 г. International Conference on Computational Modeling and Applied Mathematics, Chinese–Russian conference «Differential Equations and Applications» (СМАМ 2024 & DEA), Dalian, 2–4 august, 2024. XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике, Санкт-Петербург, 21–25 августа, 2023 г. IX Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (ЛаПлаз–2023), Москва, 28–31 марта 2023 г. Всероссийский научный симпозиум по проблемам аэромеханики и газовой динамики, посвящённый 100-летию со дня рождения академика Горимира Горимировича Чёрного, Москва, 23–24 января, 2023 г. International Conference on Physics and its Applications (Physics-2023), Los Angeles, CA, July 17–20, 2023. 1-ая Международная научно-техническая конференция «Скоростной транспорт будущего: перспективы, проблемы, решения», Москва, 29 августа–2 сентября, 2022 г. Международная конференция «Авиационное моторостроение» ICAM2020, Москва, 18–21 мая 2021 г. 16-ая Международная научно-техническая

конференция «Оптические методы исследования потоков», Москва, 28 июня–2 июля, 2021 г. 19th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics (IWMPA2020), Москва, 15–17 сентября, 2020 г. 8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS), 1–4 July 2019, Madrid, Spain.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации были опубликованы в 9 работах, включенных в список ВАК и/или входящих в международные базы цитирования (Scopus и/или Web of Science). Четыре работы опубликованы в журналах, входящих в первый или второй квартили международных баз цитирования Scopus и/или Web of Science.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 133 страницы, включая 64 рисунка и 7 таблиц. Список литературы содержит 141 наименование.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Введение

Значительный прогресс и рост гражданской авиации за последние 60 лет был обусловлен развитием широкого спектра авиационных технологий и методов моделирования. Непрерывные достижения в области аэродинамики, конструкций, материалов, авионики и двигателей обеспечили техническую базу для разработки множества летательных аппаратов различных типов. Рынок гражданской авиации всегда стремится к созданию сверхзвукового пассажирского транспортного средства для сокращения времени в пути [10]. Первым экспериментальным сверхзвуковым самолетом был Bell X-1 (1947 г.) [11], который вобрал в себя весь объем знаний о газовой динамике на тот момент. В коммерческом воздухоплавании было создано два сверхзвуковых самолета, самолёт Ту-144 (1968–1997 гг.) и Конкорд (1969–2003 гг.), совершивших успешные полеты [12; 13]. С 2003 года эксплуатация сверхзвуковых пассажирских самолетов была приостановлена, однако, создание эффективного и доступного сверхзвукового транспорта остается актуальной задачей. При этом возникает множество проблем, таких как понижение звуковой нагрузки, уменьшение аэродинамического сопротивления и нагрева, а также подавление неустойчивости полета. В обзорной работе Ахмеда М.Ю.М. (Ahmed, M. Y. M.) подчёркивается, что одной из основных проблем управления объектами, летящими на больших скоростях, является повышение скорости отклика системы на сигнал управления [14].

В сверхзвуковых потоках возникает значительное аэродинамическое сопротивление и, как следствие, нагрев передней части корпуса, так как перед обтекаемым телом образуется сильная головная ударная волна (ГУВ). Снижение силы сопротивления и уменьшение нагрева сверхзвукового аппарата является одним из важнейших требований к конструкции летательного аппарата. В монографии Гад-эль-Хака М. (Gad-el-Hak M.) и соавторов указано, что при пониженном значении сопротивления потребность в мощности силовой установки меньше, аппарат преодолевает большие расстояния, имеет большую грузоподъемность и потребляет относительно меньше топлива, в то время как снижение аэродинамического нагрева обеспечивает лучшую защиту головной части корпу-

са [15]. Уменьшение сопротивления и аэродинамического нагрева одновременно является интенсивной областью исследований в настоящее время и может быть достигнуто изменением структуры потока и ослаблением ГУВ.

Калимуту Р. (Kalimuthu R.) и др. отмечают, что способы управления потоком начали активно изучаться и разрабатываться с середины XX века для изменения внешнего потока сверхзвуковых и гиперзвуковых аппаратов с целью снижения сопротивления и теплового нагрева [16]. В монографии Гердроодбара М.В. (Gerdroodbaru M.V.) исследуются различные методы управления потоком (рис. 1.1) для снижения сопротивления и уменьшения нагрева, которые условно можно разделить на три категории: пассивные, активные и гибридные (комбинация активных и пассивных) [17]. Пассивные методы не требуют внешней энергии и управляющих воздействий. Саху Д. (Sahoo D.) пишет, что воздействие достигается за счёт изменения геометрии конструкции летательного аппарата (например, обтекатель с носовой аэродинамической иглой в окрестности точки торможения [18]), а Финли П.Дж. (Finley P.J.) предлагал реализовать воздействие с помощью формирования полости на аэродинамическом теле, либо посредством изменения геометрии передней кромки тела [19].

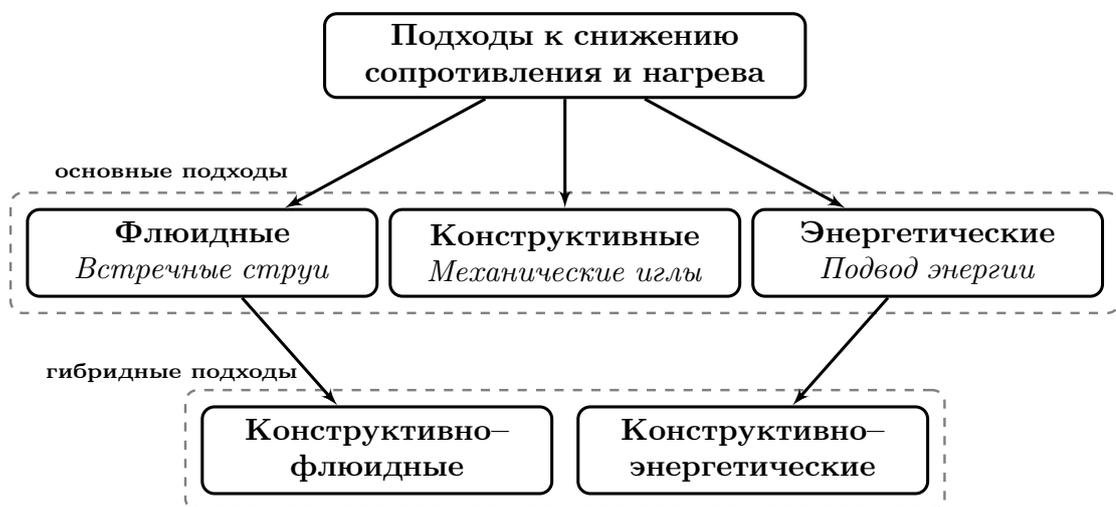


Рисунок 1.1 — Классификация механизмов уменьшения силы сопротивления и теплового нагрева [14].

В противоположность этому, активные методы управления потоком, помимо прочих инструментов (таких как системы выдувных струй, генераторов вихрей, разного вида актуаторов и т.п.), задействуют внешние источники энергии. Ранние работы по исследованию возможности управления потоком газа при

помощи вложения энергии были выполнены Осватичем К. (Oswatitsch K.) в середине прошлого века [20], где изучалась концепция по улучшению аэродинамики сверхзвукового летательного аппарата при помощи локального нагрева потока, и получили развитие в работах Левина В.А. и Георгиевского П.Ю. [21; 22]. Далее Гордеевым В.П. и др. исследовалось локальное энергетическое воздействие (энерговклад) [23], например, Левиным В.А. и др. с помощью газовых разрядов [24], Кремейером К.П. (Kremeyer K.P.), Третьяковым П.К. и Фоминым В.М. лазерными импульсами [25—27]. Последние два способа являются наиболее изученными и разрабатываемыми на протяжении десятилетий. Так, Адельгрэн Р. (Adelgren R.) показал, что при использовании внешнего энерговклада концентрированный источник энергии формируется перед аэродинамическим телом, создает нагретую зону, которая вызывает рост предвестника [28; 29] и формирует возвратно-циркуляционное течение перед головной частью аэродинамического тела, что в конечном итоге приводит к значительному уменьшению сопротивления [30; 31]. Кроме этого, наличие разогретой области перед телом может приводить и к уменьшению шума на поверхности («проблема звукового удара»), как показано Миллером Д.С. (Miller D.S.) в [32]. В начале 1980-х годов Краснобаев К.В. и Сюняев А.В. также теоретически рассмотрели динамику высокоскоростных потоков газа в поле ионизирующего излучения [33; 34]. Экспериментальные исследования Борзова В.Ю. и др. показали, что при этом требуется большое количество энергии, которая разогревает воздух до состояния полностью ионизированной и электропроводящей плазмы [35].

В [36] Гувернюк С.В. и Самойлов А.Б. исследовали задачу сверхзвукового управления обтеканием полусферы с помощью импульсно-периодического внешнего источника энергии. Авторы моделировали эффекты влияния импульсно-периодического внешнего энерговклада, и показали, что пульсирующий режим может быть более эффективным, чем стационарный. В работе Азаровой О.А. [37; 38] получено образование вихря в результате проявления неустойчивости Рихтмайера–Мешкова, и показано, что его воздействие на поток заключается в снижении силы фронтального сопротивления аэродинамического тела. В [39; 40] Азарова О.А. и Гвоздева Л.Г. для различных газовых сред показали возможность управления трехударными конфигурациями, возникающими в результате взаимодействия головной ударной волны с продольным нагретым филаментом в процессе роста предвестника.

Обзор способов применения пространственно–многокомпонентных плазменных структур и комбинированного энерговклада для управления высокоскоростными потоками приведён в [1]. Под пространственно–многокомпонентными плазменными структурами понимаются сильно неоднородные плазменные образования, порождаемые источником энергии того или иного типа или возникающие в результате взаимного действия нескольких источников энергии разных типов или нескольких явлений, одновременно воздействующих на поток. Подобные плазменные структуры являются результатом «нелинейной суперпозиции» действия отдельных компонентов, обуславливающей наличие новых физических свойств воздействия на высокоскоростной поток. В обзоре рассмотрено использование пространственно–многокомпонентных и многофункциональных плазменных структур для воздействия на одиночную УВ, а также на ГУВ, на структуру высокоскоростных течений, таких как пограничный слой (ПС), включая управление взаимодействием УВ с ПС и управление аэродинамическими характеристиками обтекаемых тел.

1.2 Анализ обзорных статей

В работах Найта Д. (Knight D.) и др. [41–43] представлены обзоры исследований по использованию источников энергии (ИЭ) для аэродинамических приложений. В [41] Найт Д. и Кианвашрад Н. (Kianvashrad N.) рассматривают последние разработки в трех областях: плазменные струйные актуаторы (SparkJets), снижение сопротивления и управление потоком. Особое внимание уделено исследованиям, связанным с экспериментальным формированием одиночных и множественных искровых разрядов и их влиянием на структуру течения, включая ПС и УВ. В [42; 43] Найт Д. представил обзоры исследований экспериментов и моделирования использования микроволновых или сверхвысокочастотных (СВЧ) и лазерных импульсов для управления сверхзвуковым потоком и снижения аэродинамического сопротивления на высоких скоростях. Дана классификация СВЧ–разрядов, проанализированы физические особенности лазерных импульсов, способы получения СВЧ и лазерных импульсов, а также параметры этих импульсов. Рассмотрены экспериментальные и численные результаты по снижению волнового сопротивления с использованием СВЧ и лазерных им-

пульсов, а также проанализировано влияние различных видов энерговложения. Проанализированы условия образования УВ и областей рециркуляции, а также возможности снижения аэродинамического сопротивления.

Обширный обзор методов снижения волнового сопротивления представлен Рашидом С. (Rashid S.) и др. в [44]. Проанализированы устройства управления потоком для снижения сопротивления, включая пассивное, гибридное и активное управление потоком, а также обзор исследований по использованию энерговклада для снижения волнового сопротивления. Рассмотренные методы включают основные принципы и краткое изложение предыдущих исследований. Авторы пришли к выводу, что использование вложения энергии более выгодно с точки зрения надежности работы по сравнению с пассивными методами, например, такими как применение аэродинамических игл (aerospike). Подвод энергии может быть непрерывным или импульсным и может быть организован лазером или лазерно-плазменным послесвечением. Авторы подчеркивают, что импульсные лазеры требуют контроля по многим параметрам, но при этом данный метод дает лучшие результаты даже при больших углах атаки.

Обзор подходов к формированию энерговклада с использованием различных видов газовых разрядов, таких как поверхностные барьерные разряды, импульсные искровые разряды и оптические разряды для плазменных аэродинамических приложений, представлен Стариковским А.Ю и Александровым Н.Л. в [45]. Рассмотренные разряды характеризуются сверхбыстрым (в наносекундном масштабе времени при атмосферном давлении) локальным нагревом газа. Исследования таких видов плазменных эффектов, которые облегчают или затрудняют плазменное управление газовым потоком, анализируются с точки зрения физических механизмов взаимодействия различных типов разрядов с газовыми потоками. Рассмотрены механизмы сверхбыстрого нагрева воздуха, а также процессы, определяющие распад сильно неравновесной плазмы разряда. Проанализированы исследования по управлению конфигурацией УВ перед аэродинамическим телом и его траекторией, квазистационарными отрывными потоками и слоями, отрывом ПС, динамикой отрыва потока, а также использованием плазмы для других приложений, например при противообледенительных работах для летательных аппаратов. Авторы представляют обзор ключевых исследований в области устройств для вложения энергии и дают информацию о существующих пробелах в области разработки этих устройств. Авторы рассматривают существующие практические приложения для устройств управления ГУВ, приводят

многочисленные примеры использования плазмы разряда для управления высокоскоростными потоками и перечисляют доступные реальные гиперзвуковые транспортные средства, в которых уже используются такие устройства.

Исторический обзор идей управления потоком путем энерговклада в сверхзвуковой поток, продуцируемый аэродинамическим телом, возникших в прошлом веке и получивших развитие в этом столетии, представлен Фоминым В.М. и др. в [46]. В [47] Блитзингер П. (Bletzinger P.) и др. представили обзор исследований по взаимодействию плазмы с высокоскоростными потоками и ударными волнами. Авторы отмечают, что еще в 1980–х годах появились сообщения о модификациях бегущих УВ в слабоионизованных газах. Энерговклад в высокоскоростной поток приводит к изменению течения за счет уменьшения числа Маха в плазменной области. Критическим вопросом во многих исследованиях было то, какое влияние оказывают на этот процесс плазменные факторы. Показано, что нагрев во многих случаях носит глобальный характер, однако индивидуальная локализованная ионизация и тепловые эффекты также представляют интерес для управления высокоскоростным потоком. Авторы подчеркивают, что эффективность плазменных методов управления потоком и снижения сопротивления достаточно высока, что оправдывает дальнейшие исследования с целью оптимизации управления аэродинамическими процессами за счет энерговклада в поток.

В обзоре [48] Шан Дж. (Shang J.) и др. рассмотрены исследования механизмов плазменных актуаторов (ПА) для управления гиперзвуковым потоком. В обзор включен анализ использования различных разрядов, иницирующих плазменные области, а также анализ основных уравнений для исследования магнито-гидродинамического и электрогазодинамического взаимодействия и управления отрывом потока. Результаты численного моделирования в статье Апдайк Дж. (Updike G.) [49] демонстрируют полное подавление отрывной области течения при $M_\infty = 14$.

Цзун Х. (Zong H.) и др. в обзорной статье [50] рассматривают плазменные синтетические струйные актуаторы или плазменные струи для активного управления потоком. В статье представлен анализ плазменно–струйных систем, включая принципы их работы, системы электропитания и их конструкцию. Авторы рассматривают экспериментальные и численные исследования, параметры формирования и интенсивности плазменных струй, а также временную эволюцию скорости выхода струи и давление в полости. Рассмотрены теоретические модели энерговклада с точки зрения энергоэффективности и приведены примеры

приложений управления потоками. Подчеркивается, что текущие исследования по применению массива актуаторов показали уменьшение отрыва потока, а также смягчение низкочастотной неустойчивости, связанной с отрывом потока.

Майлзом Р. (Males R.) в [51] и Шнейдером М. (Shneider M.) и др. в [52] проведен анализ исследований по управлению потоками путем подвода энергии к высокоскоростному потоку в воздухе. В [51] Майлз Р. обсуждает использование лазерной и микроволновой энергии для уменьшения сопротивления, управления и связанных с ним приложений, а также использование электронных пучков для магнитогидродинамических приложений, а также добавление акустической энергии в ПС акустическими методами. В [52] авторы представляют краткий выборочный обзор теоретических и экспериментальных исследований, проведенных этой группой, связанных с высокоскоростным аэродинамическим применением вложения энергии для уменьшения сопротивления, управления геометрией, управления и подавления звукового удара. Общей чертой всех этих существенно различных процессов является создание виртуальных ударно-вихревых форм, генерирующих новую структуру течения. Авторы исследуют виртуальные формы потока, которые создаются за счет микроволнового нагрева плазмы, магнитогидродинамических воздействий, использования электронных пучков и локализованного плазменного поверхностного горения. Помимо этого, рассмотрены исследования аэродинамических сил, возникающих за счет асимметричного подвода тепла перед аэродинамическим телом.

В [53] Рассел А. (Russel A.) и др. представили обзор, в котором освещены фундаментальные характеристики методов управления потоками на основе джоулевого нагрева для управления высокоскоростными потоками. Обзор включает в себя разделы, посвященные анализу исследований плазмы наносекундного импульсного диэлектрического барьерного разряда, плазменных актуаторов с локализованной дуговой нитью, синтетических струй импульсной плазмы, лазерной и СВЧ-генерируемой плазмы, включая численное моделирование, а также методы энерговклада для управления взаимодействием ударных волн с пограничным слоем и контроль отрыва ПС в высокоскоростных воздухозаборниках. Авторы подчеркивают, что в сверхзвуковых/гиперзвуковых потоках методы механического управления могут оказаться проблематичными, поскольку требуют энергии для движения и не обладают достаточно быстрым временем срабатывания. Между тем, устройства генерации энерговклада для управления потоком не имеют движущихся частей и время их срабатывания может составлять десятки наносекунд.

В обзоре рассматриваются фундаментальные физические законы, лежащие в основе работы таких методов, а также опыт их применения в высокоскоростных потоках.

В обзорных работах [54; 55] группы Леонова С.Б. представлены экспериментальные методы управления потоками, включая поверхностные плазменные актуаторы, лазерное и плазменное воздействия, генерируемые СВЧ импульсами. В [54] внимание уделено исследованиям влияния приповерхностного разряда на структуру и параметры сверхзвукового воздушного потока, а также, механизму образования боковых струй, в том числе исследованиям по оптимизации локализации разряда в слое смешения двух газов. В [55] авторы представляют обзор исследований динамики формирования приповерхностных электрических разрядов и механизмов их взаимодействия с воздушным потоком. Рассмотрены вопросы динамики поверхностных барьерных разрядов в неподвижном воздухе, возмущений потока, генерируемых плазмой поверхностных барьерных разрядов, включая моделирование кинетики плазмы, а также динамики поверхностного барьерного разряда постоянного тока в воздушном потоке, включая влияние плазменно-индуцированного отрыва потока на плоской стенке. Следует отметить, что обзор содержит многочисленные иллюстрации рассматриваемых процессов. Исследования возмущений потока, генерируемых плазмой поверхностного барьерного разряда, включают эффекты низкоскоростных пристенных струй и вихрей, а также образование волн сжатия, сопровождающихся последующими тепловыми возмущениями. Рассмотрены исследования временных масштабов развития различных разрядов и тепловых возмущений в наносекундных импульсных разрядах и послесвечении, что дает необходимую информацию для моделирования разрядных экспериментов. Представлены экспериментальные результаты по формированию стратифицированной плазменной среды в плазме разряда тока в воздушном потоке с $M_\infty = 2$. В рамках данного обзора наибольший интерес представляют те разделы, которые посвящены обзору работ по переходу от однородной к нитевидной плазме и обзору нитевидного (constricted) режима плазмы поверхностного барьерного разряда, имеющего форму стратифицированной плазменной среды. Авторы подчеркивают, что для режима нитевидного разряда предсказательные прогнозы, основанные на численном моделировании, практически отсутствуют.

Кригсайс Дж. (Kriegseis J.) и др. представили обзор исследований по управлению пограничным слоем на основе диэлектрического барьерного разряда (ДБР)

в аэродинамических приложениях [56]. Рассматриваются электрические и физические характеристики ПА, а также режимы их работы. Авторы анализируют структуру ПА, в том числе их геометрию и материалы, схемы действия, интенсивность и энергопотребление. Представлены численные результаты решения уравнения завихренности в зоне действия актуатора. Авторы рассматривают исследования по стабилизации ПС, в том числе с использованием вихревых генераторов, а также разрядное управление турбулентным ПС.

В обзорной статье [57] представлен обзор современных методов регистрации, обработки и анализа динамических процессов. Обзор содержит анализ современных методов визуализации потоков. Рассмотрены как физические основы визуализации потоков, так и основы современных технологий цифровой обработки изображений потоков. Особое внимание уделено методам, использующим алгоритмы корреляционной обработки изображений. Рассмотрена актуальная проблема использования больших данных при анализе результатов панорамных экспериментов. Приведены примеры использования машинного обучения (machine learning) при анализе больших наборов теневых картин (shadograph images).

1.3 Основные идеи в области управления высокоскоростными потоками

Направление управления потоком/полетом с использованием высокоскоростного нагрева локальных участков сверхзвуковых/гиперзвуковых газовых потоков начало бурно развиваться во второй половине прошлого века (см. [58] Найта Д.). Исторические аспекты развития этого направления для управления потоком/полетом изложены Фоминым В.М. и др. в [46] и Блетзингером П. (Bletzinger P.) и др. в [47]. В настоящее время исследования по управлению высокоскоростным обтеканием аэродинамических тел путем формирования плазменных областей в потоке и на поверхности тела занимают одно из ведущих мест в аэрокосмической инженерии. Способы генерации энерговклада, используемые для этих целей, могут быть микроволновыми (например, Майлз Р. и др. [51], Колесниченко Ю.Ф. и др. [38; 59]), лазерными (Мирабо Л.Н., Райзер Ю.П. [60], Третьяков П.К. и др. [26]), разрядными (Битюрин В.А. и др. [61], Рупасов Д.В.

и др. [62]), искровыми (Цзун Х.) и др. [50]), а также магнитогидродинамическими (Битюрин В.А. и др. [61], Лапушкина Т.А. и др. [63; 64]).

Теоретически возможность управления структурой высокоскоростных течений в задачах сверхзвуковой аэродинамики обоснована Георгиевским П.Ю. и Левиным В.А. [21; 22], Немчиновым И.В. и др. [65; 66], Риггинсом Д. (Riggins D.) и др. [31]. Изучались зоны отрыва потока при сверхзвуковом обтекании затупленного тела с внешними ИЭ в потоке. Эффективность использования продолговатых источников, «тепловых игл», была показана в [65]. Существенное снижение сопротивления за счет энерговклада было также показано в [31]. Образование возвратно-циркуляционного течения, вызывающего изменение давления на поверхности обтекаемого тела, получено в работах Артемьева В.И. и др. [66]. Самосогласованные пульсации потока при обтекании заостренных и затупленных тел, инициируемые протяженными ИЭ, были получены и исследованы Георгиевским П.Ю. и Левиным В.А. в [67] и Азаровой О.А. и др. в [68]. Высокоскоростное обтекание ИЭ рассматривалось Краснобаевым К.В. и Сюняевым А.В. в [33], и Краснобаевым К.В. в [34]. Показано, что вследствие нагрева течение вблизи источника становится дозвуковым, а плотность газа может уменьшаться более чем на порядок. Установлено, что при достаточно большой величине энерговклада в потоке формируется ГУВ. Получена количественная аналогия между сверхзвуковым обтеканием тонких тел и ИЭ.

В [69; 70] Азарова О.А. и Найт Д. провели оптимизацию формы и параметров областей «тепловых пятен», возникающих в результате выделения СВЧ и лазерной энергии в сверхзвуковых потоках, продуцированных комбинированными цилиндрическими телами на основе сравнения с экспериментальными данными. Сформулированы подходы к уменьшению силы сопротивления для рассматриваемых СВЧ и лазерных экспериментов и даны оценки количества энергии, необходимой для создания областей нагретого газа с заданными параметрами. Найтом Д. и др. в [71] была создана и описана программа трехмерной газодинамики для моделирования взаимодействия СВЧ генерированной плазмы со сверхзвуковым потоком около затупленного тела. Термохимическая модель содержала описание 23 типов частиц и включала 238 реакций. Исследовалась динамика кинетики частиц в СВЧ-плазме, и на протяжении всего взаимодействия наблюдались значительные неравновесные эффекты. В расчетах [38] и др. получена вихревая структура в области ударного слоя, образующаяся под действием продольного ИЭ (филамента), и предложен вихревой механизм воздействия на

аэродинамическое тело, приводящий к уменьшению силы лобового сопротивления.

В [72] Азарова О.А. провела численное исследование управления сверхзвуковым потоком с помощью комбинированного энерговклада, рассматривая различные формы тел, такие как торец цилиндра, полусфера-цилиндр и заостренные тела, в диапазоне чисел Маха набегающего потока M_∞ от 1.89 до 3.45. Исследование показало, что снижение сопротивления происходит за счет сложных нестационарных вихревых структур, возникающих в результате проявления неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [37]. Описаны два механизма воздействия на аэродинамическое тело: нестационарный двухвихревой механизм уменьшения лобового сопротивления и постоянно действующие вихри в установившемся потоке. Показано, что специальным образом организованный комбинированный энерговклад может подавлять неустойчивость сдвигового слоя и крупномасштабные пульсации потока.

Отдельное направление связано с контролем взаимодействия УВ/ГУВ с пограничным слоем. Отрыв пограничного слоя – часто встречающееся явление при сверхзвуковом и гиперзвуковом обтекании аэродинамических тел, которое может оказать негативное влияние на аэродинамические характеристики летательных аппаратов. Задачами управления взаимодействием УВ с ПС являются уменьшение зоны отрыва, вызванного ростом давления, и подавление неустойчивостей, связанных с отрывом потока, см. [73] Бабинского Х., Харви Дж. (Babinsky H., Harvey J.). Далее будет рассмотрено использование плазменных структур, инициируемых наборами актуаторов, для реализации управления взаимодействием УВ с ПС.

1.4 Филаментарная плазма: контроль взаимодействия ударной волны с источником энергии

В этом разделе представлен анализ работ по управлению взаимодействием УВ с ИЭ, представляющими собой неоднородные плазменные структуры (филаментарную плазму). Рассмотрены ИЭ в виде газовых разрядов различных форм: вытянутые неоднородности эллиптической формы, генерируемые разрядом, разрядная плазмы, генерируемая взрывом проволоочки, воздушный тлеющий

газовый разряд постоянного тока с образованием ионизационных слоев и другие виды газовых разрядов. Результаты по искривлению УВ, ее размытию, ослаблению или исчезновению рассматривались наряду с проявлением неустойчивости Рихтмайера–Мешкова и неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Следует подчеркнуть, что задача взаимодействия УВ с ИЭ является важной частью управления потоками, поскольку моделирует влияние ИЭ на высокоскоростной поток/поле.

В [74] Сембиан С. (Sembian S.) и др. и в [75] Апазидис Н. (Apazidis N.) и др. представили исследование взаимодействия плоской взрывной волны с вытянутой прямолинейной и наклонной тепловой неоднородностью. Проведены экспериментальные и численные исследования неустойчивой эволюции вытянутой эллиптической неоднородности в воздухе, ориентированной перпендикулярно и наклонно к падающей плоской взрывной волне с числом Маха $M_{УВ} = 2.15$. В экспериментах нагрев газа взрывающейся проволокой приводил к образованию эллиптических неоднородностей и УВ. Представлены теневые картины для прямолинейных неоднородностей (с углом наклона $\alpha = 0^\circ$) вместе с соответствующими численными полями градиентов плотности и завихренности, демонстрирующими проявление неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Также представлены экспериментальная теневая фотография и поле численного градиента плотности, соответствующие случаю наклонной неоднородности ($\alpha = 24^\circ$), отображающие структуру вихревой дорожки, сопровождающей формирование неустойчивости Кельвина–Гельмгольца.

Исследования в [9; 76; 77] Лапушкиной Т.А., Азаровой О.А. и др. посвящены ионизационным неустойчивостям различного масштаба в газовых разрядах в воздухе. В экспериментах использовался газовый разряд постоянного тока в открытой камере без боковых стенок, приводящий к образованию ионизационных страт внутри разрядной области из-за проявления ионизационной неустойчивости. Масштаб ионизационных страт менялся в зависимости от условий разряда, таких как давление или ток газового разряда, в результате чего образовывалась многослойная плазменная среда с различными температурами электронов и газа. Наблюдались различные типы разрядов: от крупномасштабных структурированных до мелкомасштабных на длину разряда). Кроме этого, экспериментально и численно исследовано взаимодействие УВ с заранее созданной стратифицированной газоразрядной плазмой, которое приводило к образованию новой ударно-волновой конфигурации при взаимодействии УВ с источником энергии.

Было обнаружено, что это взаимодействие вызывает значительные искажения и искривления фронта УВ, вплоть до полного разрушения фронта в полях плотности, что было получено экспериментально в [77].

В [78] Битюриным В.А. и др. рассмотрено взаимодействие продольного импульсного разряда с УВ. При численном моделировании авторы предположили, что плазма разряда имеет слоисто-неоднородную структуру из-за возникновения стримеров. Задача рассматривалась в цилиндрической постановке без учета эффектов, вносимых вязкостью и теплопроводностью. Неоднородность плазмы формировалась путем задания нагретых цилиндрических слоев различной ширины. В результате моделирования получено искривление исходного фронта УВ (из-за различия параметров нагретых слоев), а также зона газодинамических неустойчивостей (вихревые структуры), расположенная за модифицированным фронтом УВ.

1.5 Филаментарная плазма: контроль взаимодействия головной ударной волны с источником энергии и взаимодействия ударной волны с пограничным слоем в задачах обтекания

Проблема взаимодействия УВ/ГУВ с неоднородными плазменными структурами (филаментарной плазмой) является неотъемлемой частью исследований по управлению сверхзвуковыми/гиперзвуковыми потоками, поскольку этот процесс напрямую влияет на аэродинамические характеристики летательного аппарата (Найт Д. [42]). Исследования обычно включают изучение взаимодействия таких ИЭ с УВ, а также их влияния на процесс взаимодействия УВ с ПС. Неоднородная плазма может быть инициирована с использованием различных средств, таких как: дуговой разряд или массив поверхностных дуговых разрядов, воздушный тлеющий газовый разряд постоянного тока, комплекс высокочастотных противоточных плазменных синтетических струйных актуаторов, комплекс импульсных разрядов высокой мощности и большой длительности импульса, импульсные наносекундные ДБР, импульсные наносекундные поверхностные ДБР, импульсные искровые разряды, локализованный множественный СВЧ разряд в воздухе, СВЧ излучение, получаемое за счет филаментации ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности в атмосфере и т.д. Результаты

воздействия обычно связаны с изменением формы/положения УВ/ГУВ и размытием/ослаблением/исчезновением фронта УВ/ГУВ (приводящим к уменьшению силы сопротивления), изменением топологии течения в отрывной зоне, что приводит к изменению подъемной силы. Одним из перспективных направлений является исследование газодинамических неустойчивостей в рассматриваемых процессах, таких как неустойчивость Рихтмайера–Мешкова и неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, а также возникновение завихренности в потоке, воздействующей на характеристики потока/полета. Все эти направления определяют выбор статей, входящих в этот раздел.

В [79—81] группа Леонова С.Б. изучала проблему взаимодействия УВ с ПС и размытия различных типов УВ с помощью филаментарного плазменного массива. Получено подавление отраженной косо́й ударной волны при прохождении через слоистый плазменный массив, а также исследовано распределение давления на стенке в сверхзвуковом потоке воздуха с числом Маха $M_\infty = 2$, движущимся по каналу. Основное внимание уделено влиянию филаментарного плазменного массива на динамику отражения падающей ударной волны при ее взаимодействии с ПС. Использованные методы включали шлирен–визуализацию, определение характеристик плазмы с помощью электрических зондов, методы оптической эмиссионной спектроскопии и измерение давления на стенку вдоль испытательной секции. Слоистая плазма генерировалась между электродами с плоской поверхностью в решетке с использованием Q–DC электрического разряда. В эксперименте движущаяся УВ взаимодействует с возмущенным ПС, генерируемым слоистой плазмой. Структура плазменного ИЭ представляет собой совокупность прерывистых чередующихся сверхзвуковых и дозвуковых продольных зон, способных эффективно демпфировать силу внешней набегающей ударной волны. Таким образом, было показано, что параметры взаимодействия предоставляют возможность активного управления взаимодействием УВ с ПС. Результаты моделирования показали хорошее согласие с экспериментальными результатами. Таким образом, был получен эффект ослабления УВ за счет взаимодействия с стратифицированной плазмой в модифицированном ПС. Другим газодинамическим эффектом являлась генерация продольной завихренности, которая может быть реализована за счет взаимодействия полученной плазмы с воздушным потоком. Было показано, что массив генераторов завихренности плазменного потока предотвращает отрыв потока. Таким образом, подход с использованием фила-

ментарного плазменного массива показывает многообещающие результаты для управления как взаимодействием УВ с ПС, так и потоками с преобладанием УВ.

Эндрюс П. (Andrews P.) и др. в [82] продолжили исследования, представленные в работах Леонова С.Б. и др. в [79—81] и рассматривали задачу управления УВ/ГУВ в разрывных течениях. Экспериментально исследовано воздействие массива разделенных приповерхностных электрических разрядов на отраженную УВ. На верхней стенке аэродинамической трубы с числом Маха потока $M_\infty = 4$ и начальным давлением $p_0 = 4$ бар был установлен клиновидный генератор УВ, а на противоположной стенке организовывались филаментарные электрические Q–DC разряды. При этом УВ перемещалась от клина к плазменным нитям, расположенным вдоль потока. К основным результатам работы относится изучение деталей взаимодействия УВ с ИЭ, а также с одиночным филаментом с использованием шлирен–визуализации и измерения давления. Кроме того, методами рассеяния Ми была построена трехмерная форма структуры УВ как до, так и после активации электрического разряда. Сформулированы физические принципы управления потоком и критерии определения эффективности управления с помощью плазменных механизмов. Также были сформулированы упрощенные критерии эффективности плазменного управления положением УВ в зависимости от температуры плазмы и числа Маха потока.

Эллиотт С. (Elliott S.) и др. исследовали влияние электрических Q–DC разрядов на динамику сверхзвукового потока в [83]. Шлирен–визуализация, датчики давления и окрашивание, чувствительное к давлению, использовались для изучения поведения потока с преобладанием УВ. В результате зарегистрировано затухание отраженных УВ и появление новых косых скачков уплотнения. Важно отметить, что эксперименты показали, что действие разряда не вызывает дополнительных потерь давления в канале. В то же время Фалемпин Ф. (Falempin F.) и др. в работе [84] рассмотрели влияние слабоионизованной плазмы на двумерную аэродинамическую конфигурацию с тремя УВ. Результаты показали существенные изменения в положении УВ, структуре поля течения, распределении давления и массовом расходе, включая преобразование структуры с двумя УВ в единую УВ и повышение коэффициентов восстановления давления.

В [85] Фэн Л. (Feng L.) и др. представили исследования характеристик неустойчивостей, возникающих при взаимодействии УВ с турбулентным ПС, управляемым высокочастотным дуговым плазменным энергокладом, инициируемым шестью парами электродов. В этом исследовании проводились эксперимен-

ты с воздушным потоком с $M_\infty = 2.5$ над полукруглой колонной с пульсирующим высокочастотным дуговым плазменным энергокладом (15 кГц в микросекундном диапазоне) и генерацией быстрых высокочастотных тепловых пузырьков вниз по потоку. Шлирен-изображения с временным разрешением и частотой кадров 30 кГц позволили зафиксировать динамические поля потока, сосредоточив внимание на том, как эти тепловые пузырьки влияют на сверхзвуковую турбулентную неустойчивость при взаимодействии УВ с ПС. Анализируя 5000 шлирен-изображений, авторы сравнили мгновенные и средние поля потока с контролем за счет дугового плазменного энергоклада и без него. Результаты показали, что сформированный энергоклад эффективно непрерывно уменьшал зону отрыва и ослаблял присоединенные УВ. Кроме того, тепловые пузырьки увеличивали вихревые масштабы в турбулентном ПС и сдвиговом слое, увеличивая колебания сдвигового слоя. Непрерывная трансформация укрупненных вихрей вдоль сдвигового слоя ослабляла УВ и модулировала частоту турбулентных пульсаций при взаимодействии УВ с ПС.

В [86] Фэн Л. (Feng L.) и др. продолжили исследования, представленные в предыдущей работе. Влияние эволюции турбулентного взаимодействия УВ с ПС под действием высокочастотного дугового плазменного энергоклада наблюдалось в эксперименте с помощью шлирен-изображений с хорошим разрешением по времени. В исследовании также рассматривалось влияние такого энергоклада на картины течения в отсутствие взаимодействия УВ с ПС при различных уровнях энергии конденсатора и углах отклонения потока. Экспериментальные результаты показали, что возмущающее влияние высокочастотного дугового плазменного энергоклада на взаимодействие УВ с ПС уменьшается при более высоких углах отклонения потока. Прямое численное моделирование подтвердило предотвращение за счет энергоклада эволюции скорости турбулентного ПС, связывая нестационарные отрывные УВ в основном с действием тепловых пузырьков, которые изменяют сжимаемость ПС, расширяют зону отрыва и способствуют дисперсии и смещению УВ в согласии с экспериментальными результатами.

В [87—90] Гань Т. (Gan T.) и др. представили исследование по управлению взаимодействием УВ с ПС с использованием поверхностно-дуговых ПА. Исследование проводилось в потоке с $M_\infty = 2$ и углом клина 26° . Для точного контроля взаимодействия УВ с ПС использовался массив из 16 поверхностно-дуговых ПА. Этот массив работал на частотах 0.5, 1, 2 и 5 кГц, и был расположен выше области

взаимодействия. Сложная динамика потока была визуализирована с использованием высокоскоростной системы шлирен–визуализации, способной получать данные со скоростью 25000 кадров в секунду. УВ претерпела существенные изменения, вызванные введением капелек газа, генерируемых массивом ПА. Эти изменения проявлялись в исчезновении корневой части УВ, сопровождавшемся разветвлением косой ударной волны при прохождении капелек газа через область взаимодействия. Затухание УВ было дополнительно подтверждено путем анализа среднеквадратичных значений интенсивности. Было проведено сравнение низкочастотного и высокочастотного режимов срабатывания. Результаты экспериментов показали, что в высокочастотном режиме воздействия плазма приводит к генерации многочисленных периодических продольных вихрей и мелкомасштабных вихрячей вихрей, что вызывает эффекты размытия и бифуркации на фронте УВ и изменения в ПС. Полученные результаты дают ценную информацию о механизмах управления взаимодействием УВ с ПС с использованием массива ПА.

В [91—93] Ван Х. (Wang H.) и др. представили результаты исследований по управлению потоком с использованием комплекса ПА. В исследовании [91] авторы представили стратегию подавления отрыва сверхзвукового потока с использованием высокочастотных противоточных плазменных синтетических струйных актуаторов. Основная цель заключалась в том, чтобы выяснить, можно ли повысить эффективность управления таких актуаторов при их взаимодействии с потоком/ГУВ. К массиву актуаторов был применен импульсный емкостный разряд, что привело к образованию вихревых колец, как это было показано на шлирен-изображениях. Результаты моделирования показали, что взаимодействие высокочастотных противоточных плазменных актуаторов и ГУВ порождает завихренность внутри вихревого кольца. Результатом стало быстрое торможение струи и усиление турбулентного перемешивания. Это взаимодействие существенно нарушило поток ниже по течению. Кроме того, исследование выявило условия, при которых разделительный пузырек может эффективно подавлять ламинарный отрыв ПС вверх по потоку. В результате было показано, что применение высокочастотных противоточных плазменных струйных актуаторов являются перспективным методом уменьшения областей отрыва в сверхзвуковых потоках.

В [92; 93] Ван Х. (Wang H.) и др. продолжили предыдущие исследования и предложили метод высокоскоростного аэродинамического управления с использованием мощных импульсных разрядов с большой длительностью импуль-

са. Представлены шлирен-изображения, описывающие взаимодействие структур течения, индуцированных разрядами, и поля потока, содержащего УВ. Экспериментально и численно оценивалось влияние этих разрядов на коническую конфигурацию, содержащую два конуса в аэродинамических трубах с $M_\infty = 5$; 6. Разряды быстро нарушают динамику потока, ослабляя присоединенную УВ и изменяя аэродинамические силы. Улучшенное управление достигается за счет более глубокого проникновения плазмы, что приводит к повышению энергоэффективности от 28% до 32% ($M_\infty = 5$) и максимальному снижению осевой силы на 32.9% ($M_\infty = 6$). Это исследование демонстрирует потенциал использования электрических разрядов для эффективного и быстрого управления высокоскоростными потоками.

В [94] Ма С. (Ma X.) и др. исследовали взаимодействие УВ с ПС, управляемое шестью высокочастотными импульсными дуговыми разрядами в потоке с $M_\infty = 2.5$. Авторы исследовали эволюцию этого взаимодействия при различных значениях мощности и частоты возбуждения вследствие энергоклада дуговой плазмы. Результаты показывают, что импульсные дуговые разряды глубоко влияют на структуры потока при взаимодействии, искажая ГУВ и улучшая контроль потока. Применение плазмы ослабляет косые УВ, существенно расширяет зону взаимодействия УВ с ПС и обеспечивает непрерывное тепловое возбуждение ПС, достигая максимального проникновения вблизи полуцилиндра. Различные плазменные условия продемонстрировали разрушение верхнего сдвигового слоя и повторное присоединение нижней части УВ. Большие значения мощности или частоты также обеспечивают лучший эффект снижения сопротивления, достигая степени снижения сопротивления.

Тан М. (Tang M.) и др. экспериментально исследовали взаимодействие УВ с ПС на клине с углом 24° с использованием продольной матрицы плазменных актуаторов (ПА) из пяти импульсных искровых разрядников [95; 96]. Результаты показали уменьшение интенсивности УВ по мере расширения области отрыва и уменьшение угла УВ с 41.6° до 22.3° . В исследовании изучалось поле усредненной по времени скорости и временная эволюция поля усредненной по фазе скорости. Подчеркивалось возвращение поля потока к исходному состоянию между циклами срабатывания и роль высокочастотного срабатывания в поддержании контроля. Кроме того, наблюдалось отклонение линии тока при прохождении потока через плазменную область. Предполагается, что отклонение потока также будет происходить по обе стороны области воздействия и создавать

встречно вращающийся вихрь, приводящий к уменьшению отрыва. Исследование демонстрирует снижение сопротивления на 45% под действием массива ПА и раскрывает принципы, лежащие в основе получения непрерывного управления.

В работах [97—99] показано, насколько сильно многокомпонентные газодинамические воздействия могут изменять структуру потока даже без применения дополнительного энергозатрата. Такие газодинамические воздействия могут продуцироваться энергозатратом или применяться для усиления действия энергозатрата. В [97] Шахид Х. (Shahid H.) и др. численно исследовали влияние нескольких встречных струй на спускаемые аппараты в атмосфере. Исследование было направлено на оптимизацию конфигурации сопел для улучшения аэродинамических и тепловых свойств этих аппаратов с упором на максимальное снижение сопротивления и контроль температуры. Моделирование включало четыре варианта геометрии: отсутствие сопла, одно сопло, несколько сопел, расположенных по периферии аппарата, и несколько сопел, расположенных ближе к критической точке. Результаты показывают, что одиночное сопло и несколько сопел вблизи критической точки, уменьшают сопротивление и нагрев, а периферийные струи служат эффективным механизмом торможения. Показано, что влияние угла атаки более чувствительно для односопловых струй, чем для многосопловых, причем последние работают в этих условиях более эффективно. Также было обнаружено, что смещение положения нескольких сопел от периферии к критической точке меняет поведение струй, что приводит к улучшению сопротивления и снижению нагрева, что особенно полезно для сценариев с экстремальными углами атаки. Сюй Х. (Xu H.) и др. численно исследовали влияние давления микроструй на управление взаимодействием УВ с ПС, рассматривая клиновидную модель с углом сжатия 24° [98; 99]. Результаты, полученные с использованием 3D-уравнений Навье–Стокса с усреднением Рейнольдса (RANS) и $k - \varepsilon$ моделей турбулентности показали, что управление микроструей основано на генерации пары вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, которая смешивает поток энергии вблизи ПС с потоком низкой энергии внутри ПС. Показано, что размер и близость вихревого ядра в этой паре вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, играют решающую роль в управлении взаимодействием УВ с ПС, при этом более крупные и близкие вихревые ядра обеспечивали более эффективное управление.

1.6 Многокомпонентные плазменные структуры: экспериментальное получение и моделирование

В этом разделе рассматриваются работы по экспериментальному получению и моделированию пространственно-многокомпонентных плазменных структур, таких как локализованный двойной и многократный СВЧ–разряд в воздухе, СВЧ–излучение, получаемое за счет филаментации ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности в атмосфере, наносекундные поверхностные ДБР, наносекундные ДБР, составляющие множественные ПА поджигового типа, и актуаторы, организованные с помощью поверхностного барьерного коронного разряда. Раздел также содержит обзор результатов, полученных с помощью модели, включающей комплекс из тринадцати плазмохимических реакций и исследование локализованных многократных СВЧ–разрядов в воздухе, модели СВЧ–плазменных волноводов, индуцированных в атмосфере за счет филаментации высокоинтенсивных разрядов, модели сверхкоротких лазерных импульсов, воздействие которых приводит к увеличению подъемной силы и уменьшению сопротивления, а также результаты по прогнозированию длины и временных масштабов филаментированной плазмы, индуцированной наносекундным поверхностным ДБР, и возможности снижения шума с помощью барьерного коронного разряда.

В [100] Сайфутдинов А.И. и др. провели численное моделирование с использованием расширенной гидродинамической модели для исследования динамики формирования параметров СВЧ–разряда в воздухе. В эксперименте СВЧ–разряд был локализован в максимумах электрического поля, генерируемого специально разработанной системой фокусировки. Авторы всесторонне определили все критические параметры плазмы СВЧ–разряда и получили изображения вытянутых плазмоидов, ориентированных по оси сверхзвукового потока (см. [101]). В модель вошли тринадцать плазмохимических реакций для моделирования УВ в воздухе, которые показали, что фокусирующая система привела к возникновению двух СВЧ–разрядов (плазмоидов). Исследование также позволило получить представление о распределении электронной плотности и напряженности электрического поля в этих разрядах. Показано, что оптимальный нагрев газа происходит при возбуждении СВЧ–разряда в фокусе системы.

Эти исследования позволили существенно продвинуться в понимании физики фокусированных СВЧ-разрядов.

Шнайдер М. (Shneider M.) и др. выполнили самосогласованный плазмо-газодинамический анализ и численное моделирование долгоживущих лазерно-индуцированных СВЧ-плазменных волноводов в атмосфере [102]. Авторы разработали комплексную модель для оценки пределов срока службы СВЧ-плазменных волноводов, генерируемых за счет филаментации высокоинтенсивными ультракороткими лазерными импульсами и поддерживаемых более длинными лазерными импульсами, интегрируя кинетику плазмы, уравнения Навье-Стокса, электронную теплопроводность и уравнение переноса для колебательной энергии электронов. Было показано, что лазерные импульсы ближнего или среднего инфракрасного диапазона могут продлить срок службы плазменных волноводов за счет эффективного повышения температуры электронов, тем самым уменьшая прилипание электронов к нейтральным частицам и диссоциативную рекомбинацию. Это усовершенствование обеспечивает передачу СВЧ-излучения на большие расстояния, используя плазменный волновод. Полученные результаты открывают новые возможности для передачи СВЧ энергии на большие расстояния.

Клиффорд К. (Clifford C.) и др. провели эксперименты по организации наносекундных ДБР на профиле НАСА 0015 в аэродинамической трубе при угле атаки 15° [103]. Четыре симметрично расположенных актуатора на верхней и нижней поверхностях профиля, на передней и задней кромках аэродинамического тела, были сконструированы с использованием двух медных электродов. Влияние этих актуаторов распространилось на область следа, что привело к уменьшению площади отрыва на 37%, увеличению подъемной силы на 42% и снижению сопротивления на 20%. Кроме того, плазменный триггер на аэродинамической задней кромке приводил к уменьшению амплитуд пиков в спектре давления в широком диапазоне чисел Струхала.

В [104] Раджендран Л. (Rajendran L.) и др. исследовали длину и временные масштабы филаментарного поверхностного плазменного разряда в контексте использования актуаторов на основе наносекундных ДБР для управления высокоскоростным потоком в сверхзвуковых и гиперзвуковых условиях. Эти актуаторы используют короткие наносекундные импульсы высокого напряжения для быстрой подачи энергии в межэлектродный промежуток, см. Литтла Дж. и др. (Little J.) [105], Вана Л. и др. (Wang L.) [106], и Укаи Т. и др. (Ukai T.) [107].

Наносекундные поверхностные ДБР – это тип ПА, в котором используются наносекундные импульсы высокого напряжения между электродами поверхностного монтажа, вызывающие электрический пробой в окружающем воздухе и быстрый нагрев. При работе на высоких частотах импульсов эти актуаторы формируют множество плазмоидов, генерирующих структуры УВ и сложные схемы потока, такие как вихревое кольцо. Представлена модель пониженного порядка для охлаждения, вызванного вихревым кольцом. Результаты этого исследования показывают, что модель охлаждения на основе вихревых колец эффективно предсказывает длину и временные масштабы наносекундного потока, индуцированного поверхностным разрядом. Эти прогнозы дают ценную информацию для оптимизации многокомпонентных и многоимпульсных актуаторов, обычно используемых для управления потоком. Примечательно, что во время экспериментов поток демонстрировал выраженную трехмерность, что потребовало соответствующих измерений поля объемной скорости и плотности.

Укаи Т. и Контис К. (Kontis K.) проанализировали тепловые флуктуации вокруг плазменных актуаторов на основе наносекундных ДБР методами частотного анализа [106]. Основное внимание в этом исследовании уделялось активации взрывной плазмы, которая может улучшить управление потоком за счет задержки отрыва и увеличения турбулентности. Шлирен-изображения показали более значительные тепловые возмущения во время взрывных плазменных разрядов, чем в невзрывных случаях. Эти возмущения постепенно увеличиваются по мере того, как множественные плазменные разряды передают тепловую энергию перед установлением теплового равновесия. Оказалось, что даже после прекращения разряда тепловые области незначительно увеличиваются. Всплеск плазменного разряда создает горячий шлейф, что приводит к различным тепловым характеристикам, часто колеблющимся с частотой 200 Гц при высоких взрывных скоростях. Таким образом, было показано, что эти волнообразные тепловые колебания могут улучшить процесс управления потоком.

В [108] Копьев В.Ф. и др. исследовали использование различных ПА для управления волнами неустойчивости в турбулентных сдвиговых слоях, которые являются значительным источником авиационного шума. Представлены результаты испытаний трех типов ПА: высокочастотного ДБР, скользящего поверхностного разряда и поверхностно–барьерного коронного разряда. Измерения скорости частиц показали, что такие ПА эффективно подавляют искусственно индуцированные волны неустойчивости в турбулентных сдвиговых слоях в

воздушной струе при атмосферном давлении. Эти результаты предполагают перспективным применение ПА в задаче подавления шума.

1.7 Управление потоком с использованием комбинированных физических явлений

Управление потоком с использованием комбинированных физических явлений. В данном разделе обсуждаются экспериментальные работы по организации и исследованию СВЧ-разряда, инициируемого одиночными и двойными лазерными искрами в сверхзвуковом потоке, импульсного объемного электрического разряда и разряда, организованного в виде импульсного плазменного столба с использованием плазменных листов. Рассматриваются результаты в рамках организации управления сверхзвуковыми потоками: плазмогазодинамическое, электрогазодинамическое и магнито-гидродинамическое воздействие для целей управления ГУВ, а также подвод энергии к одной стороне клина за счет искрового разряда («плазменный клин»), что является примером сочетания механического и энергетического подходов к управлению потоком.

Афанасьевым С.А. и др. в [109] были проведены эксперименты по исследованию влияния газодинамических процессов на характеристики СВЧ-разряда в воздухе, который инициируется лазерной искрой, и на порог инициирования. Показано, что при существующей напряженности СВЧ-поля длительность, в течение которой лазерная искра может инициировать разряд, увеличивается с увеличением энергии лазерного импульса. Кроме того, наблюдалось значительное снижение порога инициирования СВЧ-разряда и продолжительности инициирующей способности лазерной искры при атмосферном и пониженном давлении воздуха, на которое влияли газодинамические возмущения, связанные с лазерной искрой. В работах [110; 111] группы Лашкова В.А. представлены экспериментальные результаты по СВЧ-разряду в сверхзвуковом потоке, инициируемом одиночными и двойными лазерными искрами, а также численное моделирование ударно-волновых структур, индуцированных несколькими лазерными искрами в воздушном потоке. Здесь в экспериментах статическое давление $p_0 = 145$ Торр и число Маха набегающего потока $M_\infty = 1.5$. Было также показано слияние двух плазменных областей в одну протяженную область и выяснен механизм

этого слияния, связанный с образованием вторичного стримера между этими областями. В целом, используя различное пространственное и временное расположение лазерной искры в сверхзвуковом потоке, авторы продемонстрировали возможность снижения порога СВЧ-пробоя и управления формой и размещением СВЧ-плазмы.

В [112; 113] группа Знаменской И.А. представила близкую к классической постановку задачи Римана с возможностью отслеживать картину течения сразу после разряда в эксперименте. Авторами проведены эксперименты по исследованию динамики течения после импульсной ионизации полупространства перед плоской УВ внутри канала. Показано, что импульсный объемный электрический разряд, возникающий вблизи УВ, концентрируется перед УВ и быстро нагревает соседний газ. Эволюция картины течения после разряда регистрировалась высокоскоростной камерой методами теневой съемки, это позволило обнаружить конфигурацию с двумя скачками, разделенными контактной поверхностью, что согласуется с классическим решением задачи Римана о распаде произвольного разрыва. Авторы также оценили количество энергии разряда, преобразуемой в тепло за время разряда. Коротеева Е.Ю. и др. экспериментально и численно исследовали поток, индуцированный импульсным плазменным столбом в неподвижном воздухе низкого давления [114]. Авторы формировали импульсный разряд («плазменный лист») для предварительной ионизации газа, что способствовало образованию объемного разряда. Результаты показали, что в ограниченном режиме этот разряд эффективно и равномерно распределяет электрическую энергию в длинном (24 мм) и узком (радиус менее 2 мм) плазменном столбе. Было получено, что это импульсный локализованный энерговклад привёл к образованию симметричной цилиндрической УВ, которая расширялась со средней скоростью 550 м/с в течение первых 40 мкс после разряда. При выполнении численного моделирования наблюдаемые в эксперименте структуры потока были воспроизведены достаточно точно, что позволило более глубоко понять структуру потока, вызванную разрядом. Таким образом было показано, что генерируемые УВ, в режиме одиночных или повторяющихся импульсов, могут использоваться для локального воздействия на высокоскоростные потоки желаемым образом, обеспечивая возможность того, что их эффекты можно предсказать. В [115] Хасанхаева Я.В. и др. исследовали численно и экспериментально эволюцию структуры истечения высокоскоростной недорасширенной струи и затупленного тела при периодическом локальном энерговкладе. Показано, что

периодический локальный энерговклад на первом этапе приводит к увеличению силы сопротивления тела, а далее к её снижению до уровня ниже наблюдаемого при отсутствии энерговклада.

В [63; 64] группа Лапушкиной Т.А. представила результаты, посвященные управлению сверхзвуковыми потоками с помощью магнитного воздействия, помимо плазменного и электрического воздействия. В исследовании изучаются возможности управления ударно-волновыми конфигурациями с помощью плазмогазодинамических, электрогазодинамических и магнитогидродинамических подходов [63]. В частности, исследовано влияние газовых разрядов с различными параметрами на расстояние отрыва ГУВ в сверхзвуковом потоке ионизированного ксенона, обтекающего полуцилиндрическое аэродинамическое тело. В плазмогазодинамическом методе управления разряд генерирует перед телом сильно неравновесную плазму, и полученные экспериментальные результаты показали, что положение ГУВ меняется в зависимости от степени неравновесности плазмы. В электрогазодинамических и магнитогидродинамических методах разряд организовывался в приповерхностной области фронтальной части тела. В этих случаях изменение положения ГУВ достигается за счет регулирования интенсивности разряда (электрогазодинамический метод) или приложения внешнего магнитного поля (магнитогидродинамический метод). В [64] Лапушкина Т.А. сформулировала принципы магнитогидродинамического управления как внутренними, так и внешними сверхзвуковыми потоками. Эксперименты проводились на газодинамической установке на основе ударной трубы, способной генерировать поток в широком диапазоне чисел Маха ($M_\infty = 4 \div 7$). Применялись электрические и импульсные магнитные поля напряженностью до 1.5 Тл. Результаты показали, что изменение области локального применения, интенсивности и направления токов газового разряда позволяет управлять пондеромоторной силой, действующей на поток газа при магнитогидродинамическом воздействии. Это, в свою очередь, позволяет управлять формой и положением ГУВ, скоростью и направлением потока, а также изменением давления вблизи поверхностей обтекаемого тела. Экспериментальные модели течения и анализ данных продемонстрировали влияние магнитогидродинамического эффекта на изменение угла присоединенной ГУВ, регулировку расстояния отхода ГУВ, а также изменение сил сопротивления и подъемной силы обтекаемых тел. Следует подчеркнуть, что ключевым преимуществом магнитогидродинамического контроля перед механическими методами является его скорость. Кроме того, когда газоразрядные потоки

хорошо организованы, магнитогидродинамические эффекты не зависят от скорости потока или угла атаки, что делает их пригодными для более широкого спектра приложений управления сверхзвуковыми потоками.

В [116] Поливанов П.А. и др. представили экспериментальное и численное исследование плазменного вихревого генератора в сверхзвуковом турбулентном ПС. В этом исследовании рассматривается задача управления ПС в турбулентных условиях при околосвуковых и сверхзвуковых скоростях набегающего потока. Авторы исследовали комбинированное устройство управления, названное ими «плазменный клин», устройство клиновидной формы, установленное в потоке. Энергия подается на одну сторону клина с помощью искрового разрядника. Поток протекает по прямоугольной плоской пластине с острой передней кромкой. Результаты показали, что инициирование разряда привело к образованию продольного вихря в следе за актуатором. Экспериментальные данные включали распределение скорости в следе за плазменным клиновым актуатором, распределение давления в поперечной координате и распределение температуры на поверхности модели. Помимо параметров потока также измерялись электрические характеристики разряда. Результаты эксперимента подтвердили, что активация разряда увеличивает завихренность потока, демонстрируя эффективность таких ПА. Процесс образования вихря исследовался также численно с учетом положения локального энерговклада на клине и роли градиентов скорости в ПС. Численные результаты показали, что за счет нагрева потока в центре и вблизи задней кромки клина можно создать продольный вихрь, воздействующий на поток.

В [117] Азарова О.А. и др. исследовали прохождение УВ через область плазмы тлеющего газового разряда. Проводилось сравнение термического и плазменного воздействия на характеристики сверхзвукового обтекания аэродинамического тела, такие как стационарное положение ГУВ, а также свойства обтекаемого тела и характеристики приповерхностной плазмы газового разряда. Авторы доказали существенную роль плазменных эффектов, в частности, степени ионизации и степени неравновесности плазмы разряда на стационарное положение ГУВ. За счет взаимодействия УВ с заранее сформированной областью газоразрядной плазмы формируется новая ударно-волновая конфигурация, состоящая из двух разрывов, установленная в ходе экспериментов по прохождению ударной волны через нагретую ионизированную область, образованную газовым разрядом. Оказалось, что в полученной конфигурации выпуклость фронтов

разрывов совпадает с направлением движения исходной УВ. Численное моделирование показало, что в этом случае наблюдаемые экспериментально разрывы можно интерпретировать как элементы решения двумерной задачи Римана о распаде произвольного разрыва: УВ и следующего за ней контактного разрыва (КР). Также было установлено, что форма фронтов и абсолютные значения скоростей возникающих разрывов зависят от значения отношения удельных теплоемкостей газовой среды. Анализ расчетов и их сравнение с экспериментальными данными позволил сделать вывод о наличии плазменного воздействия (а не только теплового) на сверхзвуковое обтекание аэродинамического тела, которое нелинейно возрастает с увеличением степени неравновесности газа в плазменном разряде в широком диапазоне температур. Исследование в [118] Азаровой О.А. и др. посвящено управлению ГУВ при сверхзвуковом обтекании полуцилиндрического тела при $M_\infty = 4$ с помощью поверхностного газового разряда. В экспериментах увеличение мощности разряда в плазменной области приводило к увеличению отхода ГУВ от тела. В ходе сопутствующих расчетов было установлено, что на положение стационарной ГУВ, а также на аэродинамические характеристики аэродинамического тела влияют такие параметры плазмы, как степень ионизации и степень неравновесности. Получен механизм, основанный на нестационарных процессах при установлении стационарного течения, объясняющий изменение положения ГУВ за счет ее взаимодействия с уже существовавшей плазменной зоной, созданной разрядом. Таким образом, исследование продемонстрировало возможность управления положением ГУВ и аэродинамическими характеристиками обтекаемого тела за счет создания плазменной области с помощью приповерхностного газового разряда, организованного на передней поверхности тела.

1.8 Управление высокоскоростным потоком с помощью термически стратифицированных плазменных структур

Данный раздел посвящен численному моделированию высокоскоростного управления потоком с помощью термически стратифицированных плазменных структур. Эти структуры моделируются как наборы нагретых слоев, и представляют собой термически стратифицированный источник энергии (ТСИЭ);

расчеты проводились с помощью комплексно-консервативных разностных схем (Азарова О.А. [119]). Рассматриваются экспериментальные и численные результаты по искривлению и размыванию вплоть до полного исчезновения фронтов УВ из-за многократного проявления неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Также рассмотрены результаты по влиянию ТСИЭ на характеристики обтекания аэродинамического тела, и получены формулировки принципов управления высокоскоростным потоком с помощью ТСИЭ. Эти принципы получены как для управления нестационарным, так и установившимся потоком с возможностью инициирования и подавления самосогласованных пульсаций потока, а также управления сопротивлением/подъемной силой. Помимо этого, анализируются результаты по акустическому воздействию на поверхность земли (sonic boom) при управлении потоком с помощью ТСИЭ.

Воздействие ТСИЭ на одиночную УВ рассматривалось в [5; 6; 8]. Особенности взаимодействия УВ с ТСИЭ исследованы Азаровой О.А. и др. в [8]. Получены механизмы перераспределения энергии при взаимодействии ТСИЭ с УВ, а также исследовано влияние физических параметров среды. В [6] Азаровой О.А. и др. рассмотрены аналогичные процессы при гиперзвуковых скоростях, что позволяет выявить дополнительные особенности воздействия ТСИЭ на одиночную УВ при экстремальных условиях. Кравченко О.В. и др. в [5] были предложены методы обработки экспериментальных изображений в рамках подхода, основанного на цифровой обработке данных, для аппроксимации сложной границы области ионизационной неустойчивости при моделировании взаимодействия УВ с ИЭ.

Влияние ТСИЭ на формирование ГУВ и аэродинамические характеристики обтекаемого тела исследовано Азаровой О.А. и Кравченко О.В. в [2]. Рассмотрены особенности взаимодействия ГУВ с ТСИЭ и анализируется, как это воздействие изменяет структуру течения вокруг аэродинамического тела, в том числе на распределение давления, плотности и скорости. Полученные результаты позволили сформулировать принципы аэродинамического управления тел, движущихся в высокоскоростном потоке, посредством локального по времени ТСИЭ. Нестационарное воздействие ТСИЭ на сверхзвуковое обтекание аэродинамического тела в вязком теплопроводном газе (воздухе) при $M = 2$ исследовалось в Азаровой О.А. и Кравченко О.В. в [4]. Приведён многовихревой механизм воздействия ограниченного по времени стратифицированного источника энергии на тело. Получено практически полное разрушение ГУВ в поле плотности за счет многократной генерации неустойчивости Рихтмайера–Мешкова в области стратифицированного

источника энергии. Исследована зависимость лобового сопротивления и подъемной силы обтекаемого тела от температуры в слоях источника энергии. Сделан вывод о том, что, изменяя температуру в слоях ТСИЭ, можно изменять интенсивность вихрей, сопровождающих неустойчивость Рихтмайера–Мешкова, которые вызывают локальное уменьшение силы сопротивления аэродинамического тела, а также обеспечить возникновение и нестационарное изменение величины подъемной (тангажной/опрокидывающей) силы.

Метод управления высокоскоростными потоками с использованием постоянно действующего ТСИЭ изложен Азаровой О.А. в [120]. Анализ зависимостей характеристик установившегося сверхзвукового обтекания аэродинамического тела от значений температуры в слоях стратифицированного источника позволил предложить способы перехода от одного установившегося режима течения к другому посредством изменения температуры в слоях. Представлена подробная визуализация динамики полей плотности, давления, температуры и локального числа Маха при управляемом установлении установившихся режимов течения. Изложены основные подходы к управлению ГУВ, силами сопротивления и подъемной силы (тангажа) (при нулевом угле атаки), а также устойчивости при установившемся сверхзвуковом обтекании тела с использованием постоянно действующего ТСИЭ. Показана возможность возникновения и гашения самостоятельных пульсаций потока, а также формирования установившегося течения с противоположно направленными постоянно действующими подъемными силами за счет изменения температуры в слоях термически стратифицированного источника энергии.

Проблема снижения шума при проектировании сверхзвуковых самолетов является одной из ключевых проблем, решение которой во многом влияет на развитие сверхзвуковой гражданской авиации. В [121] Корняков А.А. и др. предложил модификацию метода мультипольного разложения для сопряжения распределений избыточного давления в ближней и дальней зонах течения, что необходимо для моделирования распространения звукового удара. Влияние ТСИЭ на сверхзвуковое обтекание заостренного цилиндра, характеристики ближнего поля и акустического давления на землю, а также на уровень шума в децибелах (дБ) на земле, исследуется Кравченко О.В. и др. в [7]. Ближнее поле моделируется с использованием комплексно-консервативных разностных схем [119], алгоритм Томаса [122] применяется для расчёта сигнатуры давления на поверхности земли, и алгоритм Стивенса Mark VII [123] используются

получения оценки уровня шума в дБ, соответственно. Исследованы поля параметров течения и динамика силы сопротивления при изменении температур в слоях ТСИЭ и для различного количества слоев. Моделирование показало, что изменение поверхностного давления из-за уменьшения сопротивления не обязательно приводит к увеличению уровня шума на поверхности земли. В частности, показано, что при осуществлении управления потоком аэродинамического тела с рассмотренными размерами, близкими к реальным размерам фюзеляжа летательного аппарата, на числах Маха набегающего потока $1.5 \div 2$ с использованием ТСИЭ при определённом количестве слоёв и значении температуры в слоях ТСИЭ происходит некоторое ослабление ГУВ, при этом никакого дополнительного шумового воздействия на землю не возникает.

Глава 2. Применяемые методы, программные комплексы и тестовые расчеты

В данной главе рассматривается применение комплексно консервативных разностных схем [119] для численного решения двумерных уравнений Эйлера и Навье–Стокса [124], описывается применяемый программный комплекс и его модификации, приводятся результаты тестовых расчетов и сравнения с экспериментом, а также даются математические постановки задач, рассмотренных в диссертации.

Используемые разностные схемы обладают вторым порядком точности по времени и пространству, что достигается за счет учета дифференциальных следствий исходной системы уравнений, используется подход, предложенный в [125; 126]. Аппроксимация временной производной реализована на двухслойном временном шаблоне, а пространственных производных – с использованием четырехточечного шаблона. Второй порядок аппроксимации обеспечивается применением шахматной (staggered) структурированной сетки. Граничные условия формулируются таким образом, чтобы сохранить свойство консервативности как в расчетной области, так и вблизи границ аэродинамических тел сложной формы.

Численные расчеты проводились с использованием параллельного программного комплекса FlowView [127], дополненного разработанными вычислительными модулями. В комплексе реализован градиентный ограничитель для высокоскоростных течений ($M_\infty > 5$) и создана автоматизированная система задания стратифицированного источника. Верификация проводилась для каждой задачи в отдельности.

2.1 Рассматриваемые системы уравнений движения сплошной среды

Движение непрерывной среды подчиняется фундаментальным принципам классической механики и термодинамики, и законам сохранения массы, импульса и энергии [128; 129]. Применение этих принципов в галилеевой (абсолютной) системе отсчета приводит к следующим уравнениям сохранения в интегральной форме, соответственно для массы, импульса и энергии, относительно конечной системы, определяемой как часть континуума, которая в каждый момент времени

занимает заданный контрольный объём V , фиксированный в пространстве, ограниченный поверхностью Σ

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_{\Sigma} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} d\Sigma &= 0, \\ \frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{v} dV + \int_{\Sigma} ((\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \rho \mathbf{v} - \mathbf{T} \mathbf{n}) d\Sigma &= \int_V \mathbf{f}_e dV, \\ \frac{d}{dt} \int_V E dV + \int_{\Sigma} (E \mathbf{v} - \mathbf{T} \mathbf{v} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{n} d\Sigma &= \int_V \mathbf{f}_e \cdot \mathbf{v} dV. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь t —время, ρ —плотность, \mathbf{v} —скорость материальной частицы в рассматриваемой системе отсчета, а E —полная энергия на единицу объёма

$$E = \rho \left(e + \frac{|\mathbf{v}|^2}{2} \right), \quad (2.2)$$

где e —удельная внутренняя энергия, \mathbf{T} —тензор полных напряжений, \mathbf{q} —вектор теплового потока, \mathbf{f}_e —внешняя сила на единицу объёма, а \mathbf{n} —внешняя нормаль к поверхности Σ . Уравнение энергии записано в предположении, что в элементарном объёме V нет источников и стоков.

Полагая непрерывность и достаточную дифференцируемость рассматриваемых полей в некоторой области пространства и времени, уравнения сохранения в интегральной форме (2.1) могут быть преобразованы в эквивалентный набор дифференциальных уравнений в частных производных в дивергентном виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{T}) &= \mathbf{f}_e, \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div}(E \mathbf{v} - \mathbf{T} \mathbf{v} + \mathbf{q}) &= \mathbf{f}_e \cdot \mathbf{v}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Будем рассматривать случай ньютоновских жидкостей, для которых тензор напряжений является линейной функцией градиента скорости

$$\begin{cases} \mathbf{T} &= -p \mathbf{I} + \mathbf{\Pi}, \\ \mathbf{\Pi} &= \lambda \operatorname{div} \mathbf{v} \mathbf{I} + \mu (\operatorname{grad} \mathbf{v} + (\operatorname{grad} \mathbf{v})^T). \end{cases} \quad (2.4)$$

Здесь \mathbf{I} —единичный тензор, индекс $()^T$ обозначает транспонирование тензора. В (2.4), p —давление, $\mathbf{\Pi}$ —тензор вязких напряжений, λ и μ —два коэффициента вязкости. Кроме того, считаем, что выполняется закон теплопроводности Фурье

$$\mathbf{q} = -k \operatorname{grad} T \quad (k > 0), \quad (2.5)$$

где T —абсолютная температура, а k —коэффициент теплопроводности.

Переменные состояния p, e, T, ρ связаны между собой термодинамическими соотношениями (в предположении локального термодинамического равновесия). Примем допущение, что все термодинамические свойства жидкости могут быть выведены из одного соотношения для удельной энтропии s вида

$$s = s(p, e). \quad (2.6)$$

Для идеального газа справедливы соотношения

$$e = c_V T, \quad p = (\gamma - 1) \left(E - \frac{\rho |\mathbf{v}|^2}{2} \right), \quad \gamma = \frac{c_p}{c_V}, \quad (2.7)$$

где c_V, c_p —удельные теплоёмкости при постоянном объёме и давлении, соответственно. В отсутствие явлений внутренней релаксации, при принятой форме тензора вязких напряжений Π , соотношение Стокса обычно принимает вид

$$3\lambda + 2\mu = 0. \quad (2.8)$$

Для моделирования рассмотрим безразмерную форму системы (2.3)—(2.8). Задача решается в безразмерных переменных, которые выражаются через размерные переменные, обозначаемые индексом “dim”, следующим образом

$$t = \frac{t_{\text{dim}}}{t_n}, \quad x = \frac{x_{\text{dim}}}{l_n}, \quad y = \frac{y_{\text{dim}}}{l_n}, \quad u = \frac{u_{\text{dim}}}{u_n}, \quad v = \frac{v_{\text{dim}}}{u_n}, \\ \rho = \frac{\rho_{\text{dim}}}{\rho_n}, \quad p = \frac{p_{\text{dim}}}{p_n}, \quad T = \frac{T_{\text{dim}}}{T_n}.$$

В расчетах применялись масштабирующие коэффициенты

$$\rho_n = \rho_\infty, \quad p_n = p_\infty, \quad l_n = D, \quad T_n = T_\infty, \quad u_n = \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{1/2}, \quad t_n = \frac{l_n}{u_n},$$

где индекс “ ∞ ” определяет параметры набегающего потока (ударной волны), а D —характерная ширина/диаметр тела. Таким образом, обозначая безразмерные величины теми же символами, что и соответствующие размерные переменные, система (2.3)—(2.8) сохраняет дивергентную (консервативную) форму, но содержит безразмерные параметры. Выражения для безразмерных чисел, выражающих критерии подобия, принимают вид

$$\text{Re} = \frac{\rho_n u_n l_n}{\mu_n}, \quad \text{число Рейнольдса}, \\ \text{Pr} = \frac{c_{p_n} \mu_n}{k_n}, \quad \text{число Прандтля}.$$

В случае прямоугольной декартовой системы координат xOy и компонент вектора скорости $\mathbf{v} = (u, v)$ система уравнений Навье–Стокса без учёта внешних сил может быть записана в следующем виде [124]

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F} + \mathbf{F}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{G} + \mathbf{G}_v)}{\partial y} = \mathbf{0}. \quad (2.9)$$

Вектор консервативных переменных \mathbf{w} и векторы потоков \mathbf{F}, \mathbf{G} в (2.9) записываются в виде

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix}, \quad (2.10a)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_v = - \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\text{Re}} \pi_1 \\ \frac{\mu}{\text{Re}} \pi_3 \\ \frac{k}{N} T_x + \frac{\mu}{\text{Re}} \pi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.10б)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (E + p)v \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_v = - \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\text{Re}} \pi_3 \\ \frac{\mu}{\text{Re}} \pi_2 \\ \frac{k}{N} T_y + \frac{\mu}{\text{Re}} \pi_5 \end{pmatrix}. \quad (2.10в)$$

Здесь ρ, p, u, v – плотность газа, давление и компоненты вектора скорости

$$E = \rho (\varepsilon + 0.5 (u^2 + v^2)), \quad N = \text{RePr} (\gamma - 1) / \gamma,$$

а слагаемые, связанные с вязкостью

$$\pi_1 = \frac{4u_x - 2v_y}{3}, \quad \pi_2 = \frac{4v_y - 2u_x}{3}, \quad \pi_3 = v_x + u_y,$$

$$\pi_4 = u \frac{4u_x - 2v_y}{3} + v (v_x + u_y), \quad \pi_5 = v \frac{4v_y - 2u_x}{3} + u (v_x + u_y),$$

где $\mu = \mu(T)$, а $u_x = \frac{\partial u}{\partial x}$, $T_x = \frac{\partial T}{\partial x}$ и т.д. Перейдём к рассмотрению применяемого численного метода моделирования.

2.2 Постановки рассматриваемых задач

Первой рассматривается задача о взаимодействии ударной волны (УВ) с термически стратифицированным источником. Вторая задача, это задача о воздействии термически стратифицированного источника на обтекание аэродинамического тела. Заключительная третья задача, это задача о влиянии термически стратифицированного источника на уровень шума на поверхности земли (проблема «звукового удара» или Sonic Boom Problem).

2.2.1 Взаимодействие плоской ударной волны со стратифицированным источником энергии

В данной задаче стратифицированный источник энергии моделировал область ионизационно–неустойчивой газоразрядной плазмы. Задача моделирования взаимодействия плоской ударной волны со стратифицированной плазменной областью решалась численным интегрированием системы уравнений Эйлера (2.10) при $F_v = G_v = 0$. Система дополнялась уравнением состояния идеального газа

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}.$$

Для аппроксимации зависимости динамической вязкости μ от температуры рассматривался закон Сазерленда

$$\mu = T^{3/2} \frac{(1 + s_1)}{(T + s_1)}$$

с константой $s_1 \simeq 0.41$, что соответствует 120 К. Полагалось, что коэффициент теплопроводности k зависит от температуры

$$k = T^{1/2}.$$

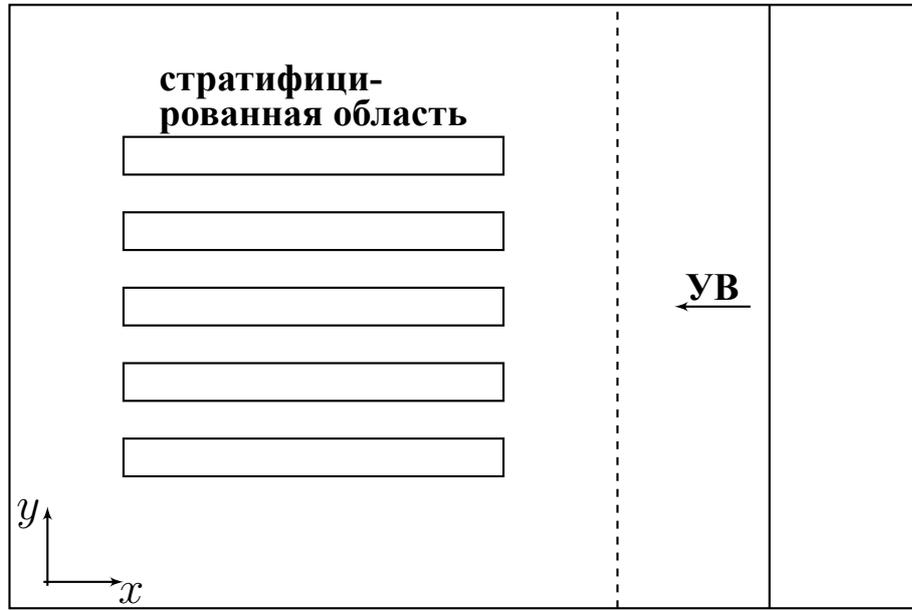


Рисунок 2.1 — Расчётная область в задаче 1.

Начальные условия соответствуют плоской ударной волне (рис. 2.1), движущейся справа налево

$$\rho(x, y, 0) = \begin{cases} \rho_L(y), & x < x_{УВ}, \\ \rho_R, & x \geq x_{УВ}, \end{cases} \quad u(x, y, 0) = \begin{cases} 0, & x < x_{УВ}, \\ u_R, & x \geq x_{УВ}, \end{cases} \quad (2.11)$$

$$p(x, y, 0) = \begin{cases} p_\infty, & x < x_{УВ}, \\ p_R, & x \geq x_{УВ}, \end{cases} \quad v(x, y, 0) = 0,$$

где $x_{УВ}$ – начальное положение фронта ударной волны, индексы L и R относятся к параметрам слева и справа от фронта. На жёстких стенках ставились условия непротекания ($u = 0, v = 0$) и отсутствия нормальных компонентов потоков, $\partial p / \partial n = 0, \partial T / \partial n = 0$, соответственно.

В области $x < x_{УВ}$ располагался стратифицированный источник энергии, моделирующий зону ионизационной неустойчивости как систему горизонтальных слоёв с пониженной плотностью при постоянном давлении. Вертикальный размер области плазмы совпадал с шириной ударной трубы. Область источника

$$\Omega_{ист} = \{(x, y) : x_1 \leq x \leq x_2, 0 \leq y \leq L_y\} \quad (2.12)$$

содержит N слоёв $S_k = \{(x, y) \in \Omega_{ист} : |y - y_k| \leq \delta_k\}, k = 1, \dots, N$, где

$$y_k = \frac{L_y}{N} \left(k - \frac{1}{2} \right), \quad \delta_k = h_w \cdot \frac{L_y}{N}, \quad (2.13)$$

а h_w – высота слоя. Плотность в области перед ударной волной

$$\rho_L(y) = \rho_\infty \cdot \alpha(y), \quad \alpha(y) = \begin{cases} \alpha_k, & y \in S_k, \\ 1, & y \notin \bigcup_{k=1}^N S_k, \end{cases} \quad (2.14)$$

где $\alpha_k \in (0, 1)$ – коэффициент разрежения в k -ом слое. При постоянном давлении $p = p_\infty$ температура в слоях $T_k = T_\infty/\alpha_k$ превышает температуру окружающего газа.

Для моделирования эксперимента учитывалось влияние стенок ударной трубы. Предполагалось, что стенки не успевают нагреться и остаются холодными, а параметры на них равны начальным параметрам газа. Кроме того, предполагалось, что газ замедляется у стенок камеры (использовались условия прилипания, $u = 0, v = 0$). Влияние горизонтальных стенок определяет двумерный характер взаимодействия. Левая граница расчетной области согласовывалась со структурой стратифицированного источника. На правой границе расчетной использовались условия отсутствия отражения (снос параметров).

2.2.2 Воздействие стратифицированного источника энергии на высокоскоростное обтекание заостренного тела

Задача обтекания моделируется системой Навье–Стокса (2.10) с учётом вязких потоков $\mathbf{F}_v \neq 0, \mathbf{G}_v \neq 0$. Схематично расчётная область представлена на рис. 2.2.

Начальные условия соответствуют установившемуся сверхзвуковому обтеканию тела с числом Маха набегающего потока M_∞ . В момент $t = t_i$ перед головной ударной волной мгновенно возникает стратифицированный источник энергии.

На выходных границах ставятся условия отсутствия отражения в направлении, перпендикулярном к границе (снос параметров)

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial n} = 0. \quad (2.15)$$

Стратифицированный источник энергии моделируется областью разреженных слоёв одинаковой ширины, расположенных перед фронтом головной ударной

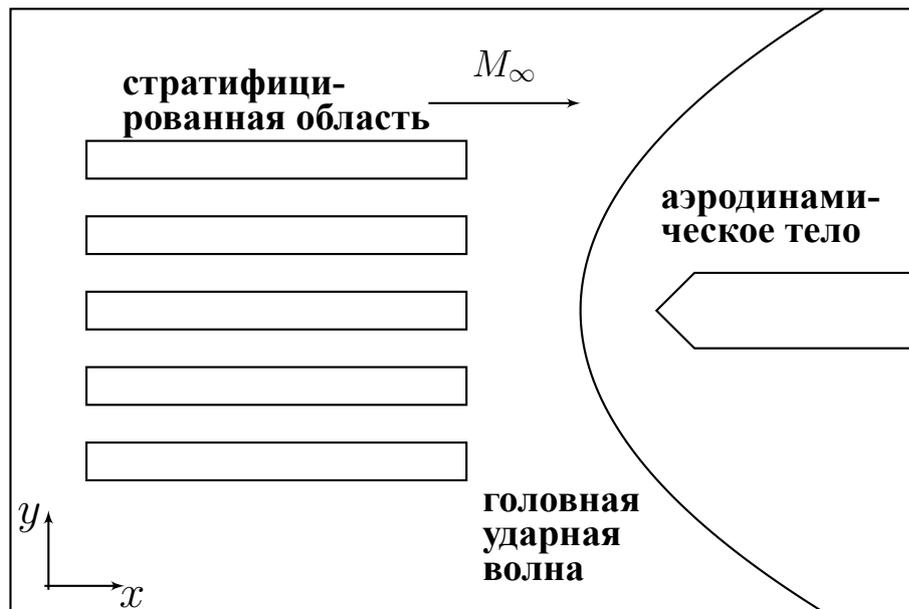


Рисунок 2.2 — Расчётная область в задаче 2.

волны. Расстояние между слоями равно половине ширины слоя. Внутри слоёв плотность газа понижена

$$\rho_j = \alpha_j \rho_\infty, \quad \alpha_j < 1, \quad j = 1, \dots, N, \quad (2.16)$$

где N — число слоёв. Давление и скорость в области источника равны их значениям в набегающем потоке

$$p_j = p_\infty, \quad u_j = u_\infty, \quad v_j = 0. \quad (2.17)$$

Температура внутри слоёв превышает температуру набегающего потока

$$T_j = \alpha_j^{-1} T_\infty. \quad (2.18)$$

Вблизи границ тела выводятся отдельные аппроксимирующие соотношения, обеспечивающие пространственно–временную консервативность во всей расчётной области. Построение сетки вблизи поверхности тела и горизонтальных границ схематически показано на рис. 2.3 а. На границах ячеек, отмеченных красным цветом, потоковые величины модифицируются, и параметры на границах тела рассчитываются с применением этих модификаций [119]. Положение фронтальной части тела на сетке в увеличенном виде приведено на рис. 2.3 б. На входной границе расчётной области задавались параметры набегающего потока. На выходных границах использовались условия отсутствия отражения в направлении, перпендикулярном к границе (снос параметров).

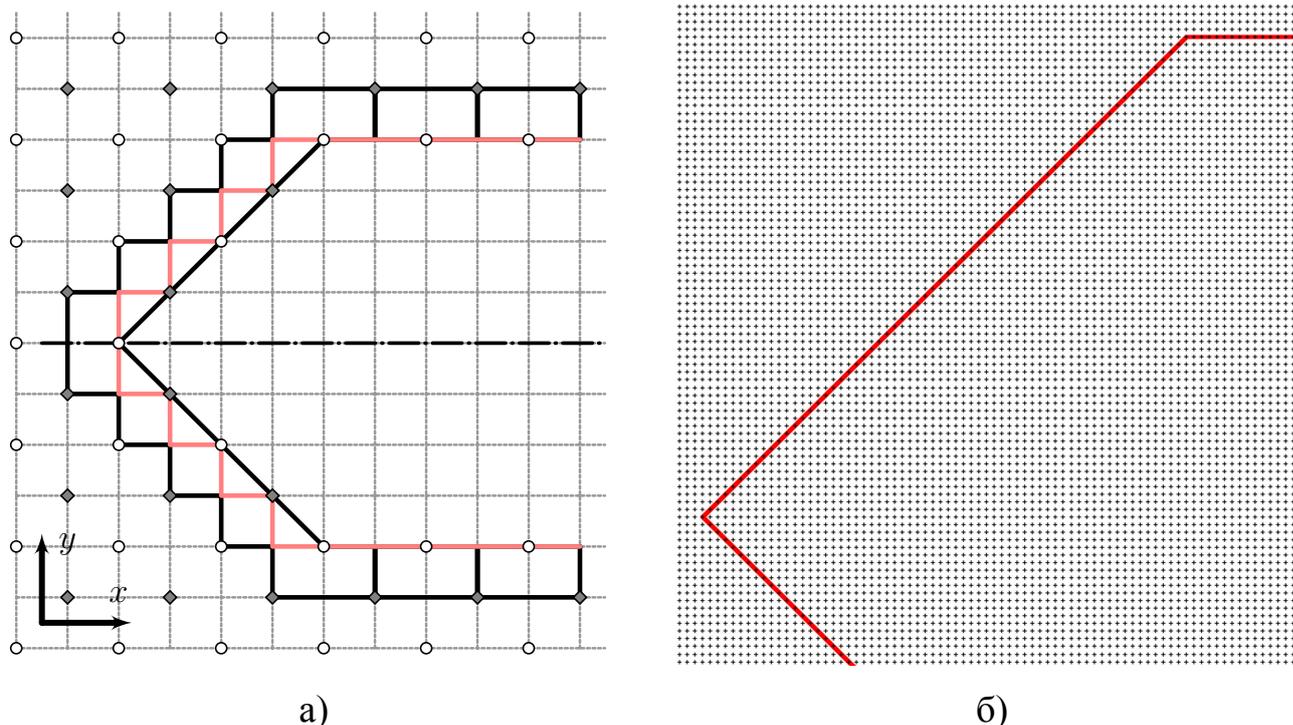


Рисунок 2.3 — а) конфигурация сетки вблизи клиновидной поверхности (схематично), б) положение передней части тела на разностной сетке (увеличенный вид)

2.2.3 Задача звукового удара при обтекании осесимметричного заостренного тела потоком, содержащим стратифицированный источник энергии

Рассматривается осесимметричное сверхзвуковое обтекание заострённого цилиндрического тела. В цилиндрической системе координат (x, r) система уравнений Эйлера (2.10) при $F_v = G_v = 0$, принимает вид

$$\frac{\partial(rw)}{\partial t} + \frac{\partial(rF)}{\partial x} + \frac{\partial(rG)}{\partial r} = H, \quad (2.19)$$

где $H = (0, 0, p, 0)^T$ – источниковый член, обусловленный цилиндрической симметрией. Здесь r – радиальная координата, v – радиальная компонента скорости.

Аэродинамическое тело имеет форму заострённого цилиндра с коническими носовой и кормовой частями. Угол полураствора носового конуса выбирается таким образом, чтобы головная ударная волна была присоединённой. Радиус цилиндрической части тела равен R , длина тела L .

Схема расчётной области обтекания осесимметричного тела приведена на рис. 2.4.

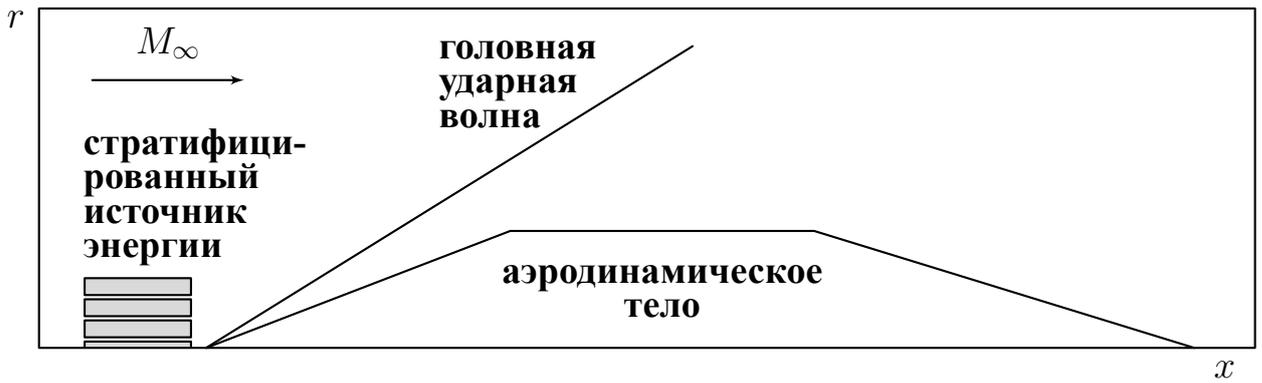


Рисунок 2.4 — Схема расчётной области для задачи 3

Начальные условия соответствуют однородному сверхзвуковому потоку с числом Маха M_∞

$$\rho(x, r, 0) = \rho_\infty, \quad u(x, r, 0) = u_\infty, \quad v(x, r, 0) = 0, \quad p(x, r, 0) = p_\infty. \quad (2.20)$$

На оси симметрии $r = 0$ выполняется условие симметрии

$$v(x, 0, t) = 0, \quad \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (2.21)$$

Границы тела включаются в расчётную область без нарушения пространственно-временной консервативности [119]. На поверхности тела ставятся условия прилипания $u = 0, v = 0$, отсутствия нормальных потоков к поверхности и условия адиабатической стенки

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0. \quad (2.22)$$

На внешних границах расчётной области заданы неотражающие условия.

Стратифицированный источник энергии располагается перед головной ударной волной и моделируется системой коаксиальных цилиндрических слоёв с пониженной плотностью. Слои имеют одинаковую толщину r_s , расстояние между соседними слоями равно половине толщины слоя. Внутри j -го слоя плотность газа понижена

$$\rho_j = \alpha_j \rho_\infty, \quad \alpha_j < 1, \quad j = 1, \dots, N, \quad (2.23)$$

где N – число слоёв в источнике с учётом цилиндрической симметрии задачи. Остальные параметры в области источника равны их значениям в набегающем потоке

$$p_j = p_\infty, \quad u_j = u_\infty, \quad v_j = 0. \quad (2.24)$$

Температура внутри слоёв превышает температуру набегающего потока

$$T_j = \alpha_j^{-1} T_\infty. \quad (2.25)$$

Верхняя граница источника по радиальной координате R_s не превышает $1.1R$.

2.3 Комплексно консервативные разностные схемы на минимальном шаблоне

Построим семейство комплексно консервативных схем на минимальном шаблоне для систем уравнений Эйлера для плоских и осесимметричных течений газа, используя подход к повышению порядка аппроксимации схем [125; 126]. Следуя [119], рассмотрим дивергентный вид уравнений для идеального совершенного газа с постоянными теплоёмкостями и показателем адиабаты γ

$$\frac{\partial(\mathbf{w}r^\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{F}r^\omega)}{\partial x} + \frac{\partial(\mathbf{G}r^\omega)}{\partial r} = \mathbf{H}, \quad (2.26)$$

где

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ u(E + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ v(E + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega p \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Здесь $\omega = 0$ для плоской и $\omega = 1$ для цилиндрической симметрии течения; ρ , p , u и v – соответственно плотность, давление и продольная и поперечная компоненты скорости; E – полная энергия единицы объёма газа

$$E = \rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \right), \quad \text{где} \quad \varepsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}.$$

Для плоского случая ($\omega = 0$) система (2.26) с заменой $r \rightarrow y$ принимает вид, согласованный с (2.9), (2.10) при отбрасывании вязких членов. Для обеспечения второго порядка аппроксимации будем использовать системы дифференциальных следствий по x и по r уравнений (2.26), записанные в полностью дивергентном виде (с нулевыми векторами правых частей)

$$\frac{\partial \mathbf{w}_x}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F}_x + \omega(\mathbf{G} - \mathbf{H})/r)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_x}{\partial r} = \mathbf{0}, \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial \mathbf{w}_r}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_r}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{G}_r + \omega(\mathbf{G} - \mathbf{H})/r)}{\partial r} = \mathbf{0}. \quad (2.29)$$

Системы (2.28), (2.29) определяют набор дивергентных переменных (функций, стоящих под знаками производных) для систем дифференциальных следствий системы (2.26). При построении схем используется комплекс дивергентных переменных, включающий дивергентные переменные для исходной системы (2.26) и дивергентные переменные для дифференциальных следствий (2.28), (2.29). Процедура построения семейства схем основывается на интегро–интерполяционном методе. Используется шахматная сетка (staggered grid) и шаблон схемы Лакса. Разностная ячейка, узлы шаблона и принятые обозначения представлены на рис. 2.5. Здесь h_x , h_r – шаги сетки по пространству, τ – шаг по време-

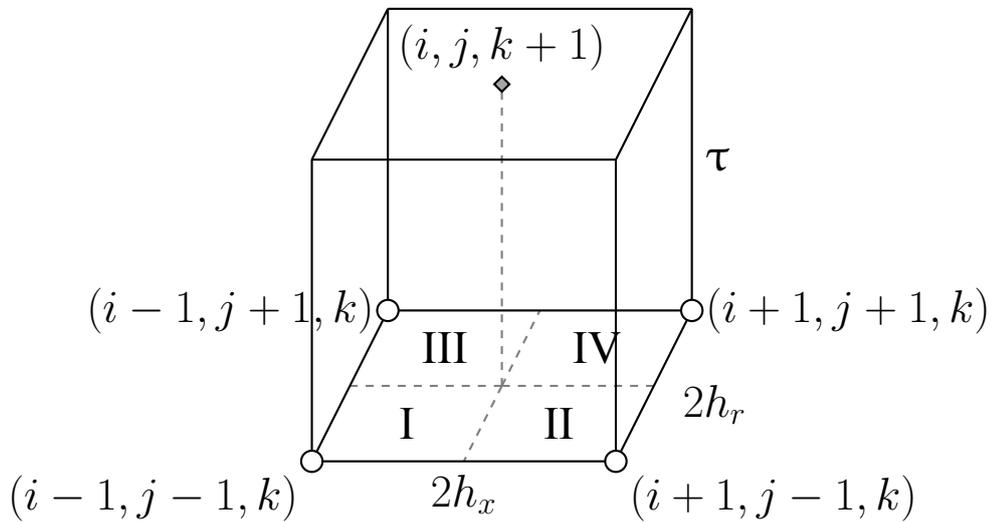


Рисунок 2.5 — Шаблон для построения разностной схемы. Узлы 11, 21, 12, 22 расположены на слое k , центральный узел на новом слое $k+1$. Римскими цифрами обозначены суб–ячейки.

ни. Узлы шаблона на слое k имеют координаты: 11 $(i-1, j-1)$, 21 $(i+1, j-1)$, 12 $(i-1, j+1)$, 22 $(i+1, j+1)$. Центральный узел на новом слое: $(i, j, k+1)$. На каждом временном слое предполагается, что разностное решение системы является кусочно–линейным по x, r , а решения систем дифференциальных следствий являются кусочно–постоянными по x, r в окрестности узла

$$\begin{aligned} \mathbf{w}^k(x, r) &= \mathbf{w}_{i,j}^k + (x - x_i) (\mathbf{w}_x)_{i,j}^k + (r - r_j) (\mathbf{w}_r)_{i,j}^k, \\ \mathbf{w}_x^k(x, r) &= (\mathbf{w}_x)_{i,j}^k, \\ \mathbf{w}_r^k(x, r) &= (\mathbf{w}_r)_{i,j}^k \end{aligned} \quad (2.30)$$

при $x \in (x_i - h_x, x_i + h_x)$, $r \in (r_j - h_r, r_j + h_r)$. Проинтегрируем (2.26) по разностной ячейке

$$\underbrace{\int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \int_{r_{j-1}}^{r_{j+1}} \mathbf{w}(x, r, t_{k+1}) r^\omega dr dx}_{\text{верхнее основание}} - \underbrace{\int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \int_{r_{j-1}}^{r_{j+1}} \mathbf{w}(x, r, t_k) r^\omega dr dx}_{S_1} \quad (2.31)$$

$$+ \underbrace{\int_{t_k}^{t_{k+1}} \int_{r_{j-1}}^{r_{j+1}} \mathbf{F}(x_{i+1}, r, t) r^\omega dr dt}_{S_2} - \underbrace{\int_{t_k}^{t_{k+1}} \int_{r_{j-1}}^{r_{j+1}} \mathbf{F}(x_{i-1}, r, t) r^\omega dr dt}_{S_3} \quad (2.32)$$

$$+ \underbrace{\int_{t_k}^{t_{k+1}} \int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \mathbf{G}(x, r_{j+1}, t) r_{j+1}^\omega dx dt}_{S_4} - \underbrace{\int_{t_k}^{t_{k+1}} \int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \mathbf{G}(x, r_{j-1}, t) r_{j-1}^\omega dx dt}_{S_5} \quad (2.33)$$

$$= \int_{t_k}^{t_{k+1}} \int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \int_{r_{j-1}}^{r_{j+1}} \mathbf{H} dr dx dt. \quad (2.34)$$

При аппроксимации интегралов в (2.31) для повышения порядка схемы до второго предполагается кусочно–линейный вид восполнения разностного решения (2.30) в окрестности узла сетки. Для интегралов с множителем r^ω введём вспомогательные обозначения

$$A^- = r_{j-1} h_r + \frac{h_r^2}{2} = \left(r_j - \frac{h_r}{2} \right) h_r, \quad A^+ = r_j h_r + \frac{h_r^2}{2} = \left(r_j + \frac{h_r}{2} \right) h_r, \quad (2.35)$$

$$B^- = \frac{r_{j-1} h_r^2}{2} + \frac{h_r^3}{3}, \quad B^+ = -\frac{r_{j+1} h_r^2}{2} + \frac{h_r^3}{3}.$$

Величины A^\pm представляют собой интегралы весовой функции r по нижней и верхней половинам ячейки по r , а B^\pm – интегралы, учитывающие линейное восполнение решения. Интеграл по верхнему основанию аппроксимируется квадратной формулой

$$\int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} \int_{r_{j-1}}^{r_{j+1}} \mathbf{w}_{i,j}^{k+1} r^\omega dr dx = \mathbf{w}_{i,j}^{k+1} \cdot 2h_x \cdot \begin{cases} 2h_r, & \omega = 0, \\ 2r_j h_r, & \omega = 1. \end{cases} \quad (2.36)$$

Интеграл по нижнему основанию \mathcal{S}_1 принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_1 = & h_x A^- (\mathbf{w}_{11} + \mathbf{w}_{21}) + h_x A^+ (\mathbf{w}_{12} + \mathbf{w}_{22}) \\ & + \frac{h_x^2}{2} A^- ((\mathbf{w}_x)_{11} - (\mathbf{w}_x)_{21}) + \frac{h_x^2}{2} A^+ ((\mathbf{w}_x)_{12} - (\mathbf{w}_x)_{22}) \\ & + h_x B^- ((\mathbf{w}_r)_{11} + (\mathbf{w}_r)_{21}) + h_x B^+ ((\mathbf{w}_r)_{12} + (\mathbf{w}_r)_{22}). \end{aligned} \quad (2.37)$$

Потоки \mathbf{F} и \mathbf{G} аппроксимируются аналогичным образом. Для потока \mathbf{F} через правую (\mathcal{S}_2) и левую (\mathcal{S}_3) грани

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_2 = & \tau A^- \mathbf{F}_{21} + \tau A^+ \mathbf{F}_{22} + \frac{\tau}{2} B^- (\mathbf{F}_r)_{21} + \frac{\tau}{2} B^+ (\mathbf{F}_r)_{22} + \\ & + \frac{\tau^2}{2} A^- (\mathbf{F}_t)_{21} + \frac{\tau^2}{2} A^+ (\mathbf{F}_t)_{22}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_3 = & \tau A^- \mathbf{F}_{11} + \tau A^+ \mathbf{F}_{12} + \frac{\tau}{2} B^- (\mathbf{F}_r)_{11} + \frac{\tau}{2} B^+ (\mathbf{F}_r)_{12} + \\ & + \frac{\tau^2}{2} A^- (\mathbf{F}_t)_{11} + \frac{\tau^2}{2} A^+ (\mathbf{F}_t)_{12}. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Потоки \mathbf{G} через верхнюю (\mathcal{S}_4) и нижнюю (\mathcal{S}_5) грани умножаются на r^ω в точке грани

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_4 = & r_{j+1}^\omega \left(h_x \tau (\mathbf{G}_{12} + \mathbf{G}_{22}) + \frac{h_x^2 \tau}{2} ((\mathbf{G}_x)_{12} - (\mathbf{G}_x)_{22}) + \right. \\ & \left. + \frac{h_x \tau^2}{2} ((\mathbf{G}_t)_{12} + (\mathbf{G}_t)_{22}) \right), \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_5 = & r_{j-1}^\omega \left(h_x \tau (\mathbf{G}_{11} + \mathbf{G}_{21}) + \frac{h_x^2 \tau}{2} ((\mathbf{G}_x)_{11} - (\mathbf{G}_x)_{21}) + \right. \\ & \left. + \frac{h_x \tau^2}{2} ((\mathbf{G}_t)_{11} + (\mathbf{G}_t)_{21}) \right). \end{aligned} \quad (2.41)$$

Источниковый член аппроксимируется выражением

$$\mathbf{H}_{\text{инт}} \approx 4\tau h_x h_r \mathbf{H}_m = 4\tau h_x h_r (0, 0, \omega \bar{p}, 0)^T, \quad (2.42)$$

где $\bar{p} = (p_{11} + p_{21} + p_{12} + p_{22})/4$ – среднее давление по узлам шаблона. Производные по t , входящие в (2.38)–(2.41), выражаются через производные по x и r с помощью недивергентной формы системы (2.26) и уравнения состояния идеального газа $p = \varepsilon \rho(\gamma - 1)$

$$\begin{aligned} \rho_t &= -(\rho u)_x - (\rho v)_r - \omega \rho v/r, \\ (\rho u)_t &= -(p + \rho u^2)_x - (\rho uv)_r - \omega \rho uv/r, \\ (\rho v)_t &= -(\rho uv)_x - (p + \rho v^2)_r - \omega(p + \rho v^2)/r + \omega p/r, \\ E_t &= -(u(E + p))_x - (v(E + p))_r - \omega v(E + p)/r. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Производные примитивных переменных имеют вид

$$\begin{aligned} u_t &= ((\rho u)_t - \rho_t u) / \rho, & v_t &= ((\rho v)_t - \rho_t v) / \rho, \\ p_t &= (\gamma - 1) \left(E_t - \frac{1}{2} \rho_t (u^2 + v^2) - \rho (uu_t + vv_t) \right). \end{aligned} \quad (2.44)$$

Производные компонент потоков вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} (p + \rho u^2)_t &= p_t + \rho_t u^2 + 2\rho u u_t, \\ (p + \rho v^2)_t &= p_t + \rho_t v^2 + 2\rho v v_t, \\ (\rho uv)_t &= \rho_t uv + \rho (u_t v + v_t u), \\ (u(E + p))_t &= u_t (E + p) + u (E_t + p_t), \\ (v(E + p))_t &= v_t (E + p) + v (E_t + p_t). \end{aligned} \quad (2.45)$$

Соотношения (2.43)–(2.45) позволяют вычислить все производные по времени, необходимые для аппроксимации потоков (2.38)–(2.41), через известные значения консервативных переменных и их пространственных производных на слое k . Группируя (2.36), (2.37)–(2.42), из уравнения баланса (2.31) получаем итоговую формулу при $\omega = 1$

$$\mathbf{w}_{i,j}^{k+1} = \frac{\mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3 - \mathbf{S}_4 + \mathbf{S}_5 + \mathbf{H}_{\text{инт}}}{4h_x h_r r_j}. \quad (2.46)$$

В раскрытом виде

$$\begin{aligned} \mathbf{w}_{i,j}^{k+1} &= \frac{A^-}{4h_r r_j} (\mathbf{w}_{11} + \mathbf{w}_{21}) + \frac{A^+}{4h_r r_j} (\mathbf{w}_{12} + \mathbf{w}_{22}) \\ &+ \frac{h_x A^-}{8h_r r_j} ((\mathbf{w}_x)_{11} - (\mathbf{w}_x)_{21}) + \frac{h_x A^+}{8h_r r_j} ((\mathbf{w}_x)_{12} - (\mathbf{w}_x)_{22}) \\ &+ \frac{B^-}{4h_r r_j} ((\mathbf{w}_r)_{11} + (\mathbf{w}_r)_{21}) + \frac{B^+}{4h_r r_j} ((\mathbf{w}_r)_{12} + (\mathbf{w}_r)_{22}) \\ &- \frac{\tau A^-}{4h_x h_r r_j} (\mathbf{F}_{21} - \mathbf{F}_{11}) - \frac{\tau A^+}{4h_x h_r r_j} (\mathbf{F}_{22} - \mathbf{F}_{12}) \\ &- \frac{\tau B^-}{8h_x h_r r_j} ((\mathbf{F}_r)_{21} - (\mathbf{F}_r)_{11}) - \frac{\tau B^+}{8h_x h_r r_j} ((\mathbf{F}_r)_{22} - (\mathbf{F}_r)_{12}) \\ &- \frac{\tau^2 A^-}{8h_x h_r r_j} ((\mathbf{F}_t)_{21} - (\mathbf{F}_t)_{11}) - \frac{\tau^2 A^+}{8h_x h_r r_j} ((\mathbf{F}_t)_{22} - (\mathbf{F}_t)_{12}) \\ &- \frac{\tau r_{j+1}}{4h_r r_j} (\mathbf{G}_{12} + \mathbf{G}_{22}) + \frac{\tau r_{j-1}}{4h_r r_j} (\mathbf{G}_{11} + \mathbf{G}_{21}) \\ &- \frac{h_x \tau r_{j+1}}{8h_r r_j} ((\mathbf{G}_x)_{12} - (\mathbf{G}_x)_{22}) + \frac{h_x \tau r_{j-1}}{8h_r r_j} ((\mathbf{G}_x)_{11} - (\mathbf{G}_x)_{21}) \\ &- \frac{\tau^2 r_{j+1}}{8h_r r_j} ((\mathbf{G}_t)_{12} + (\mathbf{G}_t)_{22}) + \frac{\tau^2 r_{j-1}}{8h_r r_j} ((\mathbf{G}_t)_{11} + (\mathbf{G}_t)_{21}) \\ &+ \frac{\tau \bar{p}}{r_j} \mathbf{e}_3, \end{aligned} \quad (2.47)$$

где $\mathbf{e}_3 = (0, 0, 1, 0)^T$. Компоненты производных по пространству для систем дифференциальных следствий (2.28), (2.29) аппроксимируются аналогично схемами первого порядка с учетом кусочно–постоянного вида численного решения. В [119] и в пакете FlowView [127] реализовано выражение (2.46), с использованием интегралов по поверхностям разностной ячейки. При $\omega = 0$ весовая функция $r^\omega = 1$, источник член $\mathbf{H} = \mathbf{0}$, и координата r заменяется на y , что согласуется с обозначениями (2.9), (2.10). Подставляя эти приближения в (2.47) и переходя к обозначению h_y для плоского случая, получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{w}_{i,j}^{k+1} = & \frac{1}{4} (\mathbf{w}_{11} + \mathbf{w}_{21} + \mathbf{w}_{12} + \mathbf{w}_{22}) \\ & + \frac{h_x}{8} ((\mathbf{w}_x)_{11} - (\mathbf{w}_x)_{21} + (\mathbf{w}_x)_{12} - (\mathbf{w}_x)_{22}) \\ & + \frac{h_y}{8} ((\mathbf{w}_y)_{11} + (\mathbf{w}_y)_{21} - (\mathbf{w}_y)_{12} - (\mathbf{w}_y)_{22}) \\ & - \frac{\tau}{4h_x} (\mathbf{F}_{21} + \mathbf{F}_{22} - \mathbf{F}_{11} - \mathbf{F}_{12}) \\ & - \frac{h_y \tau}{8h_x} ((\mathbf{F}_y)_{21} - (\mathbf{F}_y)_{22} - (\mathbf{F}_y)_{11} + (\mathbf{F}_y)_{12}) \\ & - \frac{\tau^2}{8h_x} ((\mathbf{F}_t)_{21} + (\mathbf{F}_t)_{22} - (\mathbf{F}_t)_{11} - (\mathbf{F}_t)_{12}) \\ & - \frac{\tau}{4h_y} (\mathbf{G}_{12} + \mathbf{G}_{22} - \mathbf{G}_{11} - \mathbf{G}_{21}) \\ & - \frac{h_x \tau}{8h_y} ((\mathbf{G}_x)_{12} - (\mathbf{G}_x)_{22} - (\mathbf{G}_x)_{11} + (\mathbf{G}_x)_{21}) \\ & - \frac{\tau^2}{8h_y} ((\mathbf{G}_t)_{12} + (\mathbf{G}_t)_{22} - (\mathbf{G}_t)_{11} - (\mathbf{G}_t)_{21}). \end{aligned}$$

Отметим, что для системы уравнений Эйлера при плоской симметрии течения, выражение (2.48) совпадает по структуре с двумерной схемой на минимальном шаблоне [126] (без учета различий в разностных уравнениях для пространственных производных).

Так как порядок схемы (2.46) выше первого, то по теореме Годунова С.К. [130] возникает вопрос о немонотонностях в численном решении. Для предотвращения появления нефизичных осцилляций в областях численного решения с большими градиентами использовался вариант монотонизации численного решения с помощью функции minmod [131]

$$\text{minmod}(a, b, c) = \begin{cases} \text{sign}(a) \cdot \min(|a|, |b|, |c|), & \text{если } \text{sign}(a) = \text{sign}(b) = \text{sign}(c), \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases}$$

Соотношения для компонент вектора частных производных по x примитивных переменных принимают вид

$$\begin{aligned}(\rho_x)_{i,j} &= \text{minmod}(((\rho_x)_{i-1,j} + (\rho_x)_{i,j})/2, (\rho_x)_{i,j}, ((\rho_x)_{i,j} + (\rho_x)_{i+1,j})/2), \\(u_x)_{i,j} &= \text{minmod}(((u_x)_{i-1,j} + (u_x)_{i,j})/2, (u_x)_{i,j}, ((u_x)_{i,j} + (u_x)_{i+1,j})/2), \\(v_x)_{i,j} &= \text{minmod}(((v_x)_{i-1,j} + (v_x)_{i,j})/2, (v_x)_{i,j}, ((v_x)_{i,j} + (v_x)_{i+1,j})/2), \\(E_x)_{i,j} &= \text{minmod}(((E_x)_{i-1,j} + (E_x)_{i,j})/2, (E_x)_{i,j}, ((E_x)_{i,j} + (E_x)_{i+1,j})/2).\end{aligned}$$

Аналогично записываются соотношения для компонент вектора частных производных по r (или y в плоском случае) примитивных переменных. Кроме того, предложенный лимитер будем применять избирательно только в областях с существенными градиентами согласно условию

$$\left| \frac{f_{i,j}^n - f_{i,j}^{n-1}}{f_{i,j}^{n-1}} \right| > q,$$

где f – рассматриваемое поле плотности, скорости, давления или энергии, индексы $n - 1, n$ относятся к предыдущему и текущему шагам по времени, а параметр q контролирует относительные изменения решения.

2.4 Описание применяемого программного комплекса

В ходе выполнения диссертационной работы применялся модифицированный вариант программного комплекса FlowView для численного решения системы уравнений Навье–Стокса, описывающей движение вязкого теплопроводного газа. Программный комплекс FlowView второго порядка точности по пространству и времени, реализует комплексно консервативный подход в котором криволинейные границы тел аппроксимируются консервативным образом на шахматной сетке. Были выполнены следующие модификации кода FlowView:

1. Добавлено автоматическое задание стратифицированного источника, включая геометрию источника, получаемую из экспериментальных изображений.
2. В расчётное ядро добавлены ограничители потоков типа minmod.

3. Разработан вариант локального применения ограничителя по относительному изменению градиентов компонент вектора примитивных переменных.

Также, разработан набор утилит для автоматизированной пакетной постобработки результатов расчётов, полей течений в файлах *.dat в программном пакете визуализации Golden Software Surfer.

2.5 Верификация метода: тестовые варианты, сравнение с экспериментом и анализ сеточной сходимости

Верификация программного комплекса в задаче о взаимодействии ударной волны с источником проводилась для случая распада произвольного разрыва. Моделирование взаимодействия проводилось для системы уравнений Эйлера, численно решалась система (2.10) при $F_v = G_v = 0$. Ударная волна движется справа налево и начинает взаимодействовать с областью источника. На рис. 2.6 представлена диаграмма разрыва с центром в $O(x', t')$.

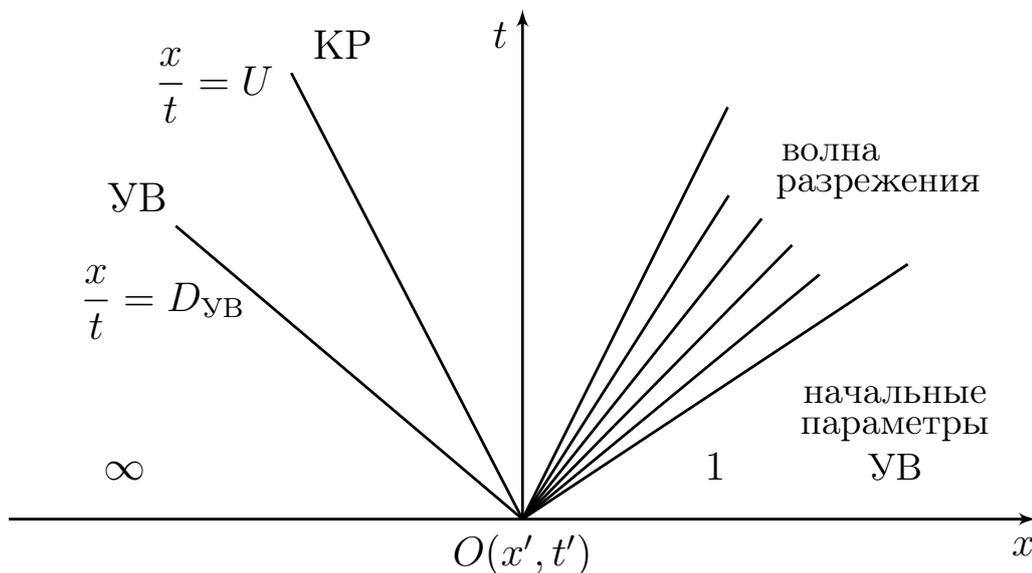
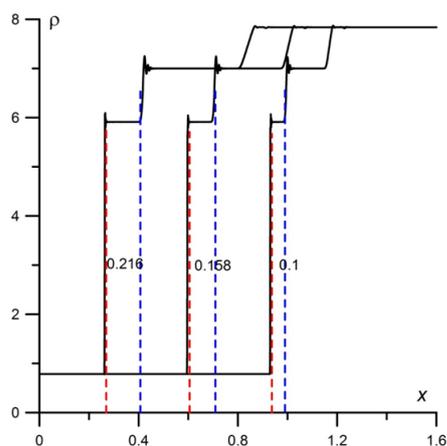


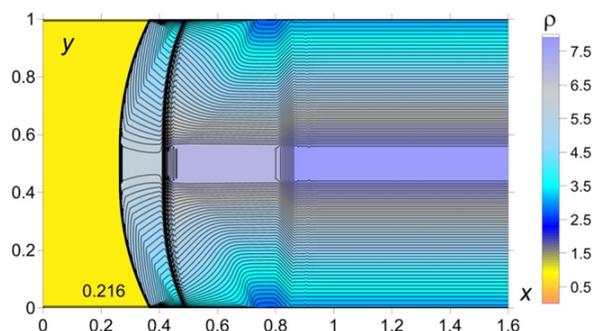
Рисунок 2.6 — Схема решения задачи распада произвольного разрыва

В результате взаимодействия от центра влево движутся ударная волна и контактный разрыв, а вправо движется волна разрежения. На рис. 2.7 а представлено сравнение результатов расчета на оси симметрии (черные сплошная) с аналитическими результатами, полученными для одномерной задачи Римана, описывающей взаимодействие плоской ударной волны с горячей (однородной)

областью. Пунктирные красные и синие линии соответствуют аналитическому решению и обозначают положения фронтов ударной волны и контактного разрыва. Начальное положение УВ соответствует $x = 1.5$, а правая граница источника соответствует $x = 1.4$. В моделировании применялась декартова шахматная сетка с равными шагами $h_x = h_y$ по пространству для сеток. При этом, профили численного решения хорошо согласуются с профилями аналитического решения, и содержат небольшие колебания вблизи фронта УВ, так как в данном расчёте лимитер не применялся. Возникающая двумерная ударная структура представлена на рис. 2.7 б).



а)



б)

Рисунок 2.7 — а) Динамика решения квазиодномерной задачи Римана на оси симметрии: однородный источник энергии, $\gamma = 1.2$, $\alpha = 0.786$; б) график плотности для $t = 0.216$ [9]

Другой задачей, на которой верифицировался программный комплекс, являлась задача влияния энерговложения на высокоскоростной поток вокруг полусферы. Моделирование также проводилось с помощью системы уравнений Эйлера в предположении идеального газа. Пример расчета из [132] представлен на рис. 2.8.

Предполагается, что мгновенный лазерный импульс формирует сферическую область нагретого газа перед головной ударной волной. Выделяемая энергия генерирует волну, распространяющуюся радиально наружу. Разогретая область взаимодействует с набегающим потоком и взаимодействует с головной ударной волной, что приводит к кратковременному понижению силы сопротивления. Верификация расчётов проводилась с помощью с экспериментальными данными по давлению на поверхности тела в отсутствие источника энергии [133]. Динамика давления на полусфере сравнивается с экспериментальными данными, рис. 2.9. Расчёты с помощью комплексно консервативной схемой соответствуют

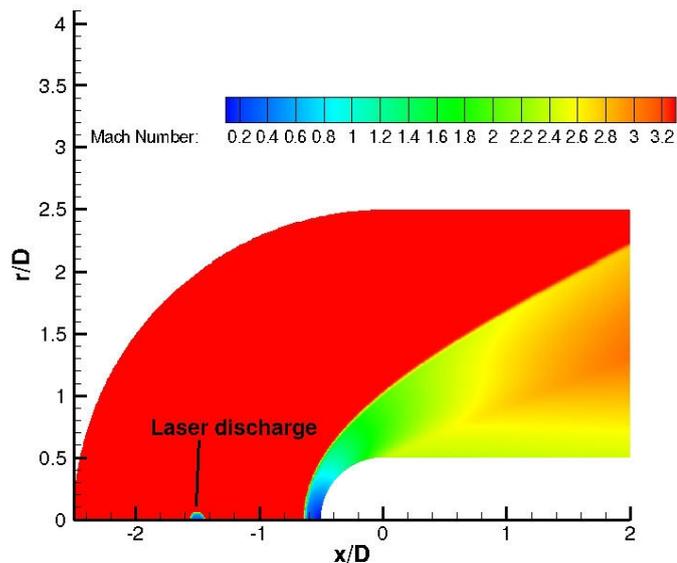


Рисунок 2.8 — Схема расчётной области [132]

Simulation 1, чёрная сплошная кривая, и отличаются от экспериментальных значений не более чем на 0.2 %, расчёт Simulation 2 выполнялся программным кодом GASPEX, а Simulation 3 в Ansys Fluent 14.0 схемой AUSM+.

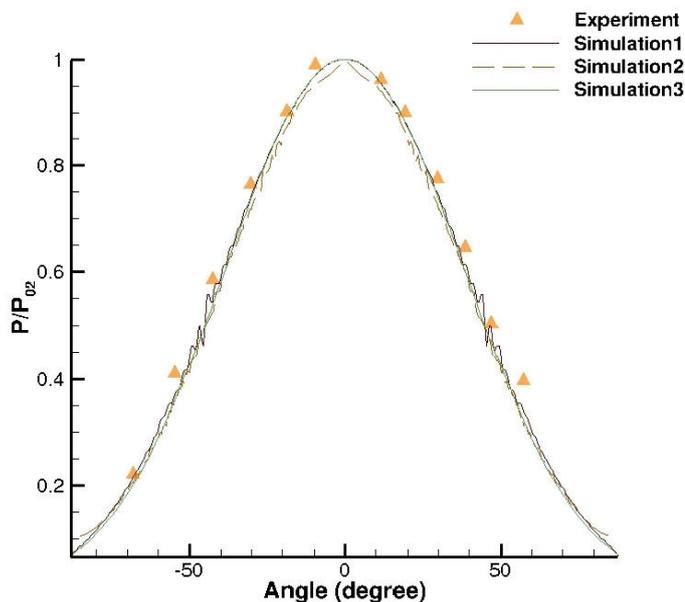


Рисунок 2.9 — Сравнение расчётов с экспериментом и результатами других авторов [132]

Отметим также, что сеточная сходимость в рассматриваемых в главе 3 задачах исследуется для каждой задачи отдельно.

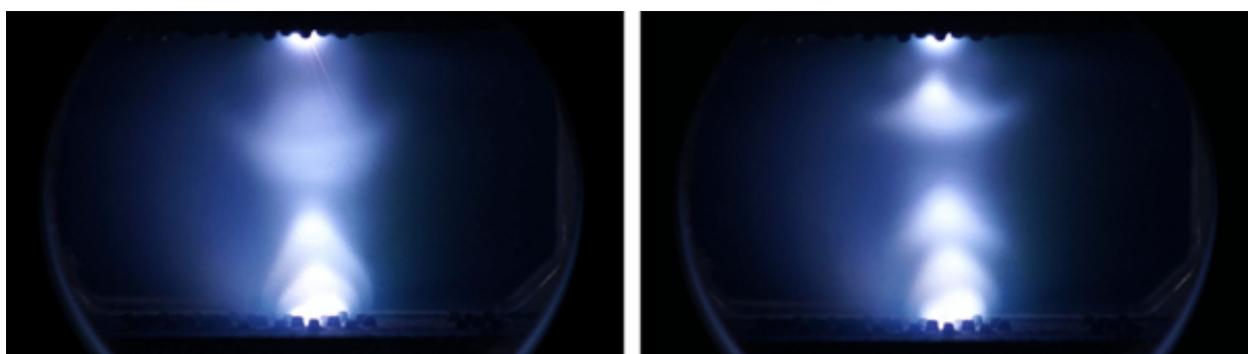
2.6 Выводы к главе 2

1. Рассмотрены математические модели движения газа, системы уравнений Эйлера и Навье–Стокса, которые составляют в основу моделирования.
2. Рассмотрено и проанализировано семейство комплексно консервативных разностных схем для системы уравнений Навье–Стокса, обеспечивающих выполнение свойства консервативности во всей расчетной области, включая границы тел. Получены аппроксимирующие соотношения, и предложен лимитер, позволивший выполнять расчёты в пакете программ FlowView для $M_\infty > 5$.
3. Сформулированы три основные постановки задач:
 - задача взаимодействия ударной волны с термически стратифицированным источником ТСИЭ,
 - задача высокоскоростного обтекания заостренного аэродинамического тела при воздействии ТСИЭ,
 - задача звукового удара при обтекании осесимметричного заостренного тела при воздействии ТСИЭ,которые позволяют исследовать класс явлений в задаче управления высокоскоростными потоками с ТСИЭ.
4. Проведена верификация численного метода на тестовых задачах, включающая сравнение с экспериментальными данными и расчётами других авторов, что подтвердило адекватность предложенного подхода. Во всех случаях получено хорошее совпадение, что свидетельствует о корректности реализованных алгоритмов.

Глава 3. Моделирование воздействия термически стратифицированной плазменной области на плоскую ударную волну

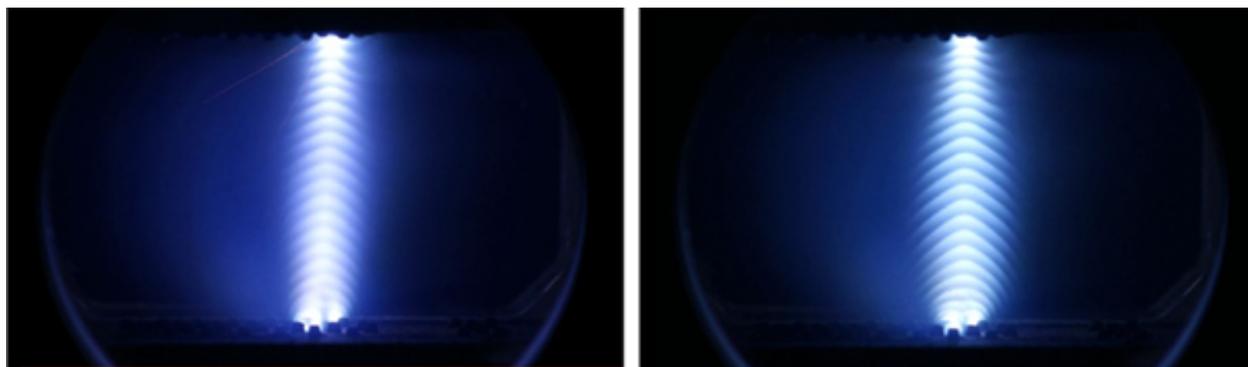
3.1 Экспериментальные результаты по взаимодействию первоначально плоской ударной волны с областью ионизационно–неустойчивой плазмы

В экспериментах [9; 76; 77] было показано, что ионизационно–неустойчивый тлеющий газовый разряд порождает стратифицированную по температуре плазменную среду. Страты представляют собой сферические ионизационные волны, распространяющиеся от катода к аноду и возникающие в областях с преобладанием скорости ионизации над скоростью рекомбинации [9]. При этом температура электронов в стратах на порядок выше температуры газа, а теплообмен способствует повышению температуры газа в области страт. Поэтому в области страт получается чередование областей с повышенной и пониженной температурой газа. В эксперименте количество ионизационных страт и их геометрию можно варьировать, изменяя величину газоразрядного тока. Так, в диапазоне токов $100 \div 200$ мА наблюдается крупномасштабная структура ионизационных страт (рис. 3.1 а), в диапазоне токов $300 \div 400$ мА возможно формирование мелкомасштабных страт (рис. 3.1 б). В экспериментах при $M_{ув} = 5; 6$ наблюдалось сильное искажение ударной волны, вплоть до ее полного разрушения при прохождении ударной волны через стратифицированную область газового разряда.



а)

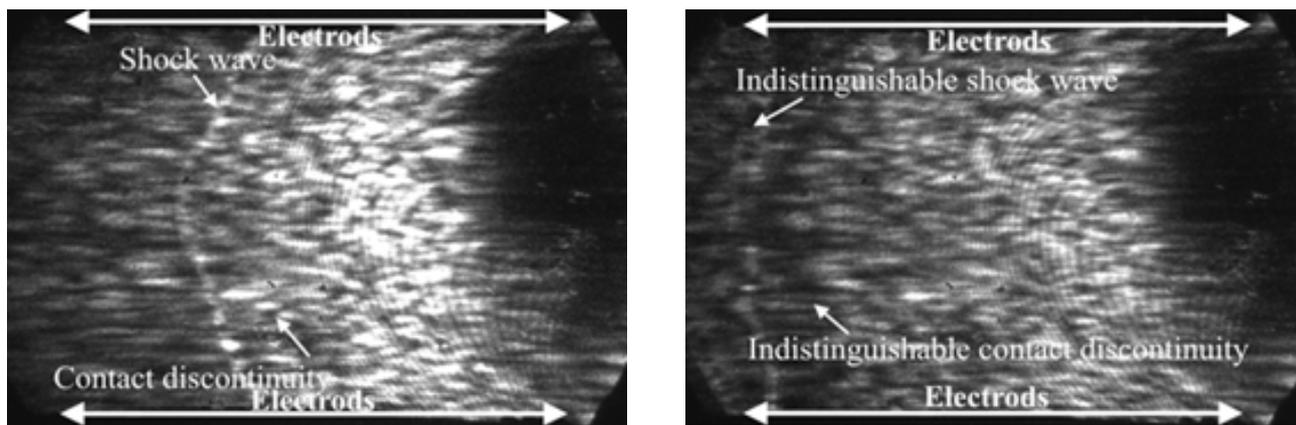
Искажение ударной волны происходит сразу при входе в область ионизационной неустойчивости, при этом фронт волны искривляется и уходит вперед в



б)

Рисунок 3.1 — а) Крупномасштабные страты, б) мелкомасштабные страты [9]

центральной части по сравнению с периферийными частями (рис. 3.2 а). По мере распространения ударной волны внутрь стратифицированной области, фронт ударной волны становится все более размытым. На выходе из стратифицированной области (темная область на шлирен-картине) ударная волна почти полностью исчезает (рис. 3.2 б). В ряде экспериментов ударная волна исчезала полностью.



а)

б)

Рисунок 3.2 — Динамика искажения (а) и частичного исчезновения (б) плоской ударной волны при прохождении через область с крупномасштабной ионизационной неустойчивостью газового разряда, $p_{\infty} = 7$ Торр, $I \approx 100 \div 200$ мА [9]

3.2 Постановка задачи для проведения расчетов и используемые методы

Моделирование взаимодействия изначально плоской ударной волны со стратифицированной плазменной областью внутри ударной трубы выполнялось с помощью численного решения систем уравнений Эйлера ($F_v = G_v = 0$) и Навье–Стокса (2.10) для вязкого сжимаемого газа [124]. Граничные условия и схема расчётной области представлены в разделе 2.2.1

Расчёты проводились с помощью программного кода FlowView [127], реализующего комплексно консервативные разностные схемы второго порядка аппроксимации [119]. Схемы являются явными и записываются на пятиточечном шаблоне (шаблоне схемы Лакса). Для повышения порядка аппроксимации рассматривается продолженная система уравнений для дифференциальных следствий (2.28), (2.29) системы (2.10) по пространственным переменным x, y . Использовались декартовы шахматные сетки с равными шагами по пространству, $h_x = h_y$; на поперечный размер трубы приходилось $1000 \div 2000$ узлов ($1.6 \div 6.4 \times 10^6$ узлов в расчётной области, считая средний узел шаблона). Устойчивость схемы обеспечивалась выполнением критерия Куранта–Фридрихса–Леви для выбора шага по времени.

На горизонтальных границах задавались условия прилипания и отсутствия потоков (и частей потоков) в направлении, перпендикулярном границе. Помимо этого считалось, что стенки трубы имеют комнатную температуру, см. п. 2.2.1. На границах и внутри трубы применялись различные модификации схемы, обеспечивающие сохранение свойств консервативности во всей расчётной области. На выходной границе использовались условия отсутствия отражения, которые обеспечивались использованием сноса параметров в горизонтальном направлении.

3.3 Взаимодействие плоской ударной волны с термически стратифицированной областью

3.3.1 Взаимодействие плоской ударной волны с областью ионизационной неустойчивости плазмы разряда в воздухе

Исходя из параметров эксперимента [9] длина свободного пробега варьируется в диапазоне $[1 \div 3] \times 10^{-5}$ м, что обеспечивает число Кнудсена в канале в диапазоне $[3 \div 7] \times 10^{-4}$, а в слоях $[1 \div 7] \times 10^{-3}$. При таких числах Кнудсена газ можно рассматривать как сплошную среду [134], что позволяет применять системы уравнений Эйлера и Навье–Стокса для моделирования газодинамических процессов. Для характерных экспериментальных параметров число Рейнольдса $Re \approx 10^4$ для $l_h = D$, где D —это ширина области плазмы (которая совпадает с шириной рабочей камеры), а l_n —ширина n -го слоя и $Re \approx 10^3$ (т.е. течение в стратифицированной области близко к ламинарному). Кроме того, соотношение L/D составляет не более 0.5, где L —характерный путь, пройденный ударной волной в стратифицированной области.

Также, в эксперименте [9] установлено, что электронная температура в стратах превышает температуру газовой среды на порядок. Это различие обуславливает интенсивный теплообмен, в результате которого происходит локальное повышение температуры газа вблизи страт. В конечном итоге, в разрядной области формируется слоистая структура, характеризующаяся чередованием зон с повышенной и пониженной температурой газа. При построении численной модели ключевым предположением является наличие термической стратификации внутри области ионизационной неустойчивости плазмы.

Область ионизационной неустойчивости моделировалась с помощью стратифицированного теплового источника энергии, расположенного на некотором расстоянии перед ударной волной. Схема вычислительного эксперимента представлена на рис. 3.3.

Стратифицированный источник энергии моделировался набором тепловых слоев (рис. 3.3), расположенных на некотором расстоянии перед ударной волной (при моделировании начальная x -координата ударной волны равнялась 1.5, а x -координата источника энергии равнялась 1.4). Предполагается, что значе-

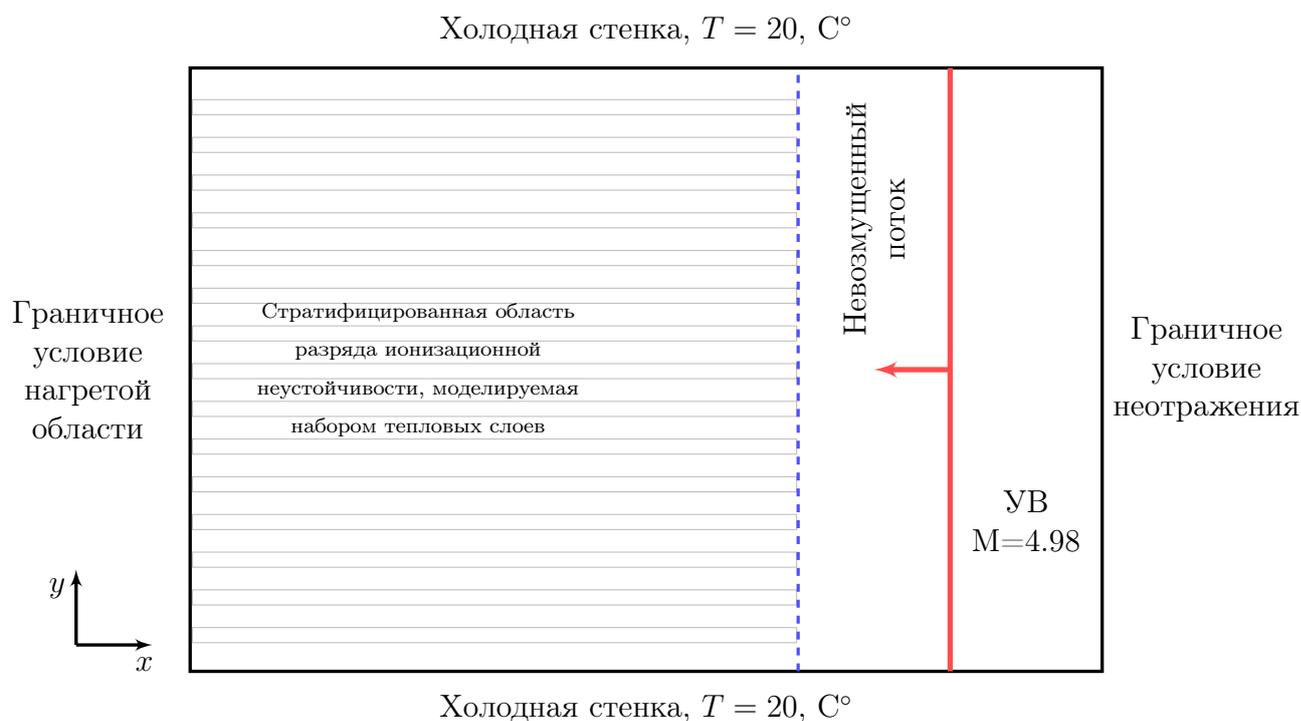


Рисунок 3.3 — Расчётная область.

ния плотности в слоях ρ_i меньше, чем в исходном невозмущенном потоке, $\rho_i = \alpha_i \rho_\infty$, $\alpha_i < 1$, а значения давления совпадают со значениями для невозмущенного потока. Поэтому значения температуры внутри слоев являются увеличенными по сравнению с температурой невозмущенного потока, $T_i = \alpha_i^{-1} T_\infty$. Таким образом, стратифицированный источник энергии характеризуется следующими параметрами: параметром разрежения в i -м тепловом слое, α_i , и количеством тепловых слоев в источнике N . Отметим, что подобная постановка задачи использовалась в [78] для моделирования развития стримеров при электрическом разряде в воздухе. Предполагается, что слои имеют одинаковую ширину, а зазоры между слоями равны половине ширины слоя. Определяющие параметры, принятые в экспериментах, нормирующие параметры и соответствующие безразмерные значения, используемые при моделировании, представлены в таблице 1.

Задача решалась в безразмерных переменных. В качестве нормирующих параметров плотности и давления принимались значения, соответствующие экспериментальным условиям, $\rho_n = \rho_0 = 0.01205 \text{ кг/м}^3$ и $p_n = p_0 = 1013.25 \text{ Па}$, соответственно. Нормирующее значение длины выбиралось равным расстоянию между горизонтальными стенками трубы, $l_n = 0.05 \text{ м}$, а число Рейнольдса равнялось $Re = 9563$. Здесь $\gamma = 1.2$, что характеризует газовую среду со степенью ионизации 0.00015 и степенью неравновесности 0.015 [135]. Ранее было показано, значение $\gamma = 1.2$ обеспечивает лучший изгиб фронта ударной волны при ее

Таблица 1 — Параметры физического и вычислительного экспериментов

| Параметр | Размерное значение | Безразмерное значение | Нормирующий параметр |
|---|---------------------------|-----------------------|--|
| Число Маха ударной волны $M_{ув}$ | | 4.98 | |
| Отношение удельных теплоемкостей γ | | 1.2 | |
| Плотность в невозмущенном потоке ρ_{∞} | 0.01205 кг/м ³ | 1.0 | $\rho_n = 0.01 \times 1.205$ кг/м ³ |
| Давление в невозмущенном потоке p_{∞} | 0.01 атм | 1.0 | $p_n = 0.01$ атм = 1.01325 |
| Температура в невозмущенном потоке T_{∞} | 293 К | 1.0 | $T_n = 293$ К |
| Скорость ударной волны | 1710 м/с | 5.9 | $u_n = \sqrt{p_n/\rho_n} = 289.978$ м/с |
| Поперечный размер трубы D | 0.05 м | 1.0 | $l_n = 0.05$ м |
| Длина области разряда | 0.07 м | 1.4 | $l_n = 0.05$ м |
| Длина области ионизационной неустойчивости | 0.015 – 0.02 м | 0.3 – 0.4 | $l_n = 0.05$ м |
| Продолжительность разряда | 40.94 мкс | 0.237 | $t_n = l_n/u_n = 172.427$ мкс |
| Длительность взаимодействия ударной волны с ионизационными стратами | 20 мкс | 0.116 | $t_n = l_n/u_n = 172.427$ мкс |

взаимодействии с однородной областью плазмы тлеющего разряда. При моделировании использовались шахматные декартовы разностные сетки с $500 \div 1000$ узлами, приходящимися на вертикальный размер вычислительной области (размер трубы).

Верификация численного метода выполнена для взаимодействия плоской ударной волны со слоистым тепловым источником в плотности при параметре разрежения в слоях $\alpha_i = 0.3$ и числе Маха ударной волны $M_{ув} = 2$. Сравнение расчетов на разных сетках и для разных чисел Рейнольдса Re приведено на рисунке 3.4.

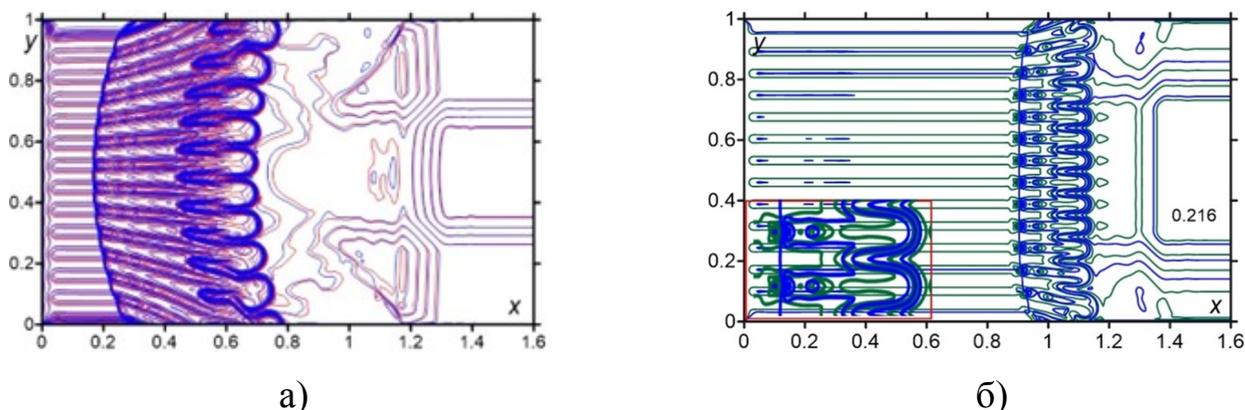


Рисунок 3.4 — Верификация численного метода (изохоры): а) синий— $h_x = h_y = 0.001$, 3.2×10^6 узлов; красный— $h_x = h_y = 0.0005$, 6.4×10^6 узлов; б) $k = 0$, $h_x = h_y = 0.002$, синий— $Re = 9563$; зелёный— $Re = 5000$

Рассмотренные вложенные сетки различаются вдвое, однако, сопоставленные кривые линий уровня согласуются количественно (рис. 3.4 а) и при этом результаты реагируют на изменение числа Рейнольдса (рис. 3.4 б). Поэтому проведенные тестовые расчеты демонстрируют сеточную независимость на применяемых конфигурациях расчетных областей и возможность выявлять влияние вязкости на результат.

Далее приведены результаты расчётов, качественно моделирующих экспериментальные результаты из [9] с использованием системы уравнений Эйлера (то есть при отсутствии диссипации в системе (2.10), $F_v = G_v = 0$). Динамика развития ударноволновой конфигурации при воздействии стратифицированного источника энергии на плоскую ударную волну представлена на рис. 3.5.

На фронте ударной волны генерируется сложная периодическая структура, характеризующаяся наличием неустойчивостей сдвигового слоя. Увеличивая значения температуры (или уменьшая значения плотности) в центральных слоях

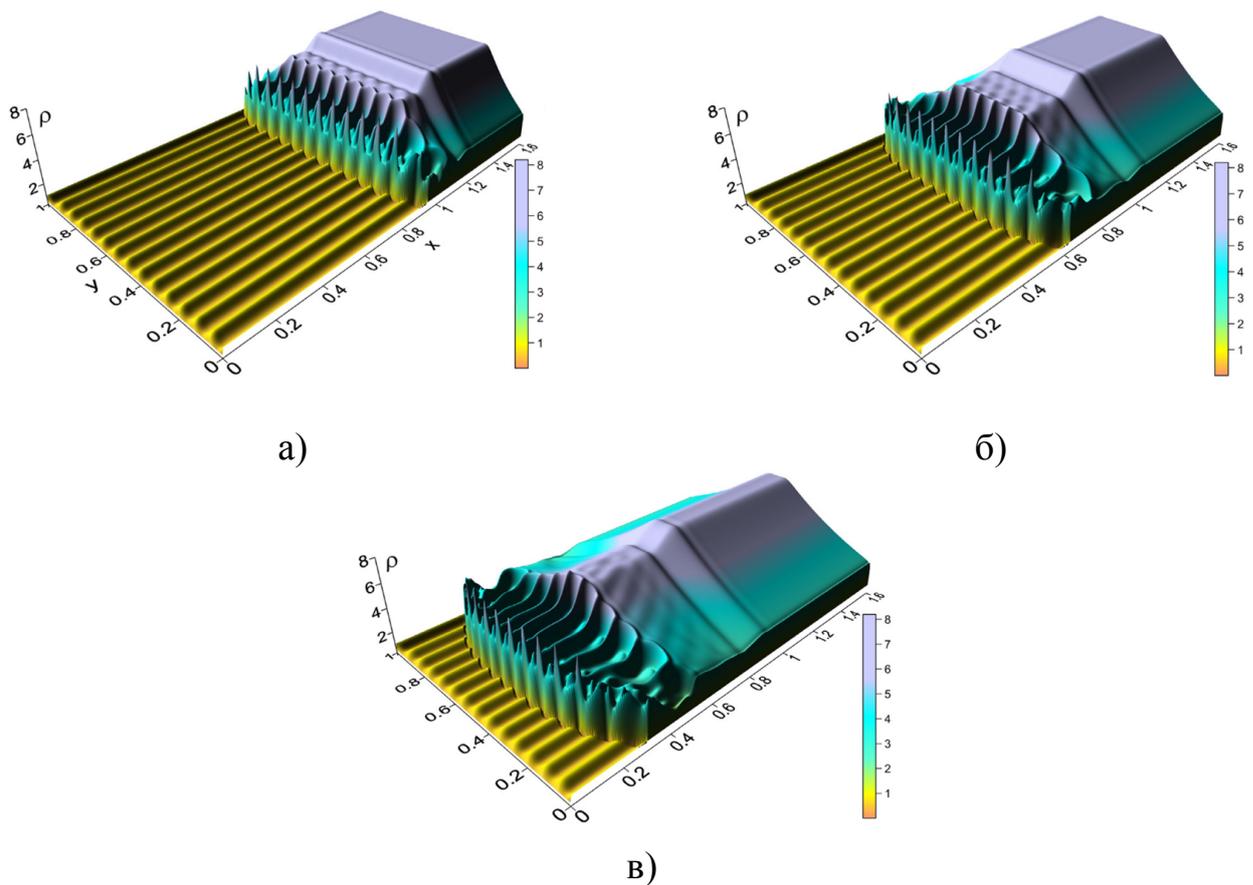


Рисунок 3.5 — Динамика развития ударно–волновой конфигурации, поле плотности; $N = 14$, $\alpha_i = 0.5$, а) $t = 0.1$, б) $t = 0.158$, в) $t = 0.216$ [9]

стратифицированного источника энергии, можно задать параметры тепловых слоев для лучшего соответствия результатам эксперимента (на качественном уровне). В этом случае также наблюдается неустойчивый характер фронта ударной волны (рис. 3.6).

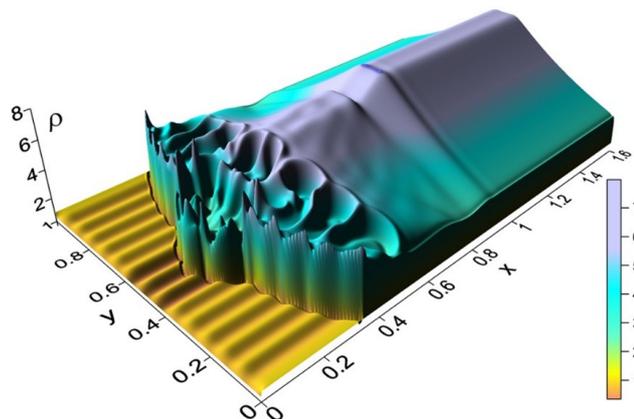


Рисунок 3.6 — Неустойчивый режим течения вблизи фронта ударной волны при более нагретых центральных слоях в источнике, поле плотности [9]

Форма ударной волны при ее прохождении через область ионизационной неустойчивости, хорошо аппроксимируется стратифицированной областью

тепловых слоев при $N = 15$. Сравнение экспериментальных и численных результатов по прохождению плоской ударной волны через область ионизационной неустойчивости и искажению её фронта проиллюстрировано на рис. 3.7. Результаты расчётов при указанном количестве слоёв в источнике согласуются с экспериментальными шлирен-изображениями, и позволяют получить искажение фронта ударной волны при прохождении через область ионизационных страт.

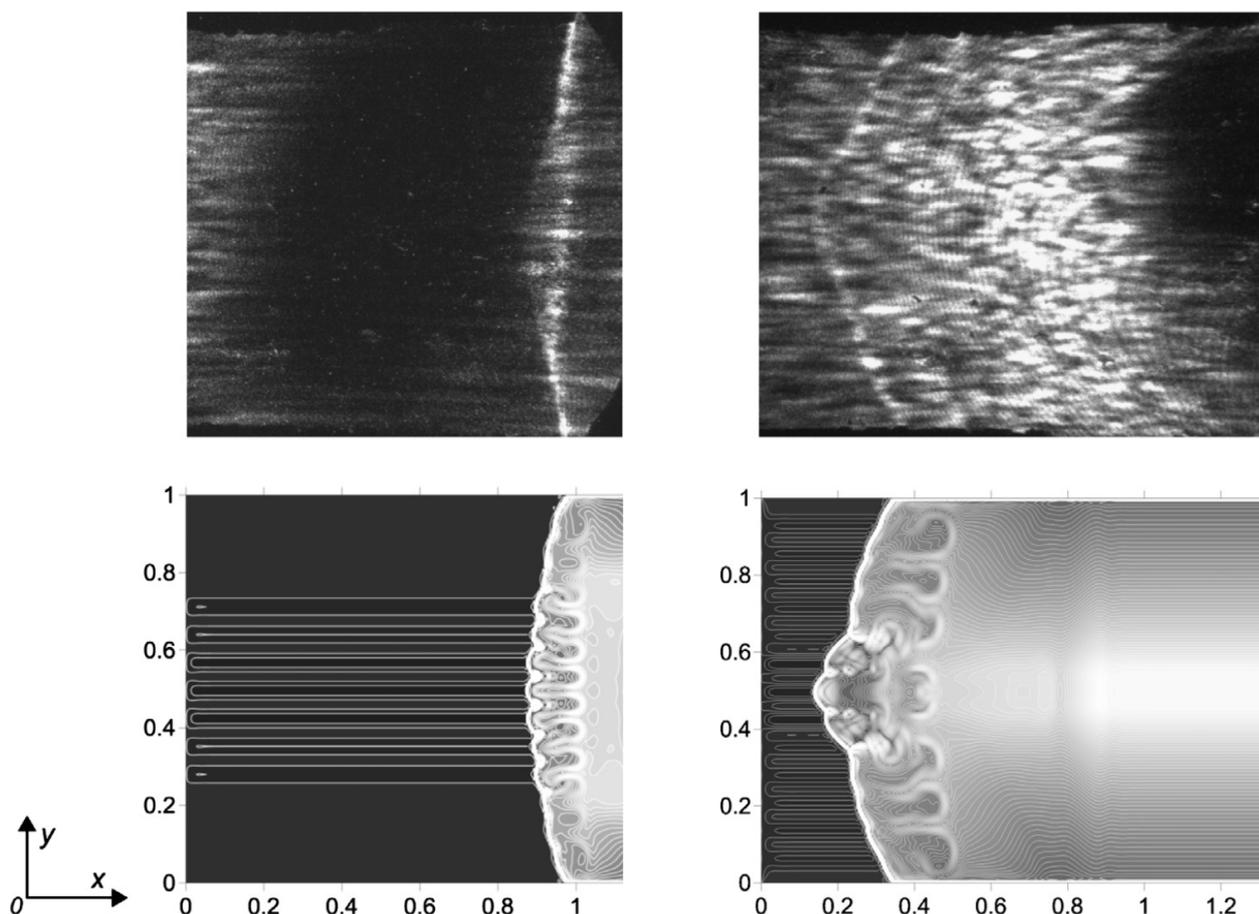


Рисунок 3.7 — Прохождение плоской ударной волны через область ионизационной неустойчивости: эксперимент (верхний ряд); расчеты, плотность (изохоры) (нижний ряд) [9]

Таким образом, в расчетах получено, что появляющиеся структуры проявляют тенденцию к образованию газодинамических неустойчивостей, характеризующихся появлением острых пиков в области фронта ударной волны. При моделировании воздействия источника с крупномасштабными слоями получена множественная генерация неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (рис. 3.8). Наличие острых пиков в поле плотности непосредственно указывает на проявление этой неустойчивости (рис. 3.8 слева), которое, помимо этого, сопровождается развитием типичных грибовидных структур потока (рис. 3.8 справа). Подробный обзор экспериментальных и численных результатов по неустойчивости

Рихтмайера–Мешкова представлен в [136; 137]. Отметим, что аналогичный тип неустойчивости Рихтмайера–Мешкова был установлен в [37] при моделировании взаимодействия теплового слоя с головной ударной волной, создаваемой торцом цилиндра в сверхзвуковом потоке.

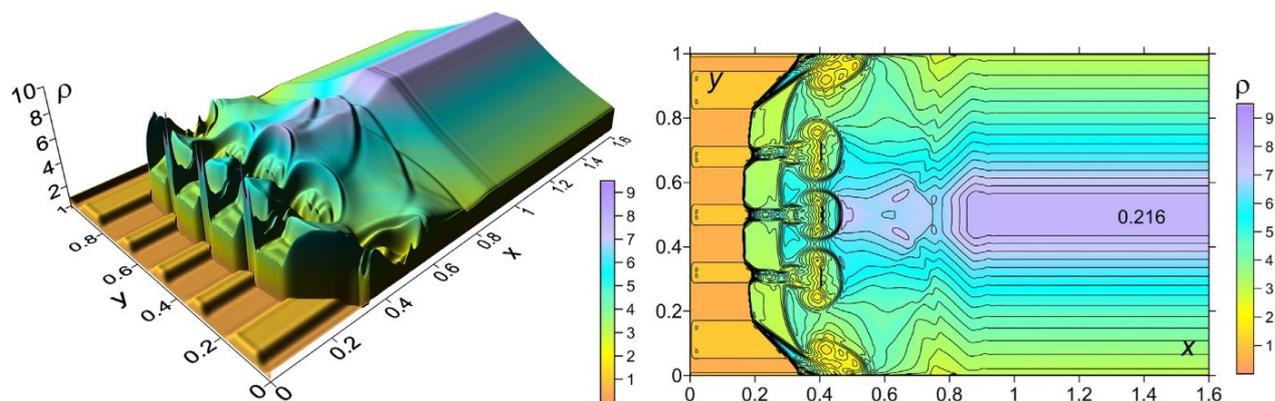


Рисунок 3.8 — Неустойчивость Рихтмайера–Мешкова, поле плотности, $N = 6$, $\alpha_i = 0.5$: поверхность (слева); изохоры (справа) [9]

Другой экспериментальный результат состоит в регистрации на шпирен-картинах полного исчезновения фронтов ударной волны и контактного разрыва при взаимодействии ударной волны с областью стратифицированного источника энергии. Это явление было смоделировано в расчете при $M_{UV} = 2$, $\gamma = 1.2$, $\alpha_i = 0.3$. Здесь фронт ударной волны подвергается воздействию множественных сдвиговых неустойчивостей, которые, как было установлено, представляют собой неустойчивости типа Рихтмайера–Мешкова (рис. 3.9 а–в), приводящих к формированию ячеистой структуры. Под воздействием этих неустойчивостей фронт волны в поле плотности практически исчезает, уступая место системе пиков, что качественно соответствует результатам эксперимента, где было зарегистрировано почти полное размытие фронта ударной волны при взаимодействии ударной волны с областью мелкомасштабных страт (рис. 3.9 г). Отметим, что аналогичные результаты по размытию отраженной ударной волны были получены экспериментально в [79], где отраженная ударная волна взаимодействовала со стратифицированной областью, созданной системой плазменных филаментов (multifilamentary plasma).

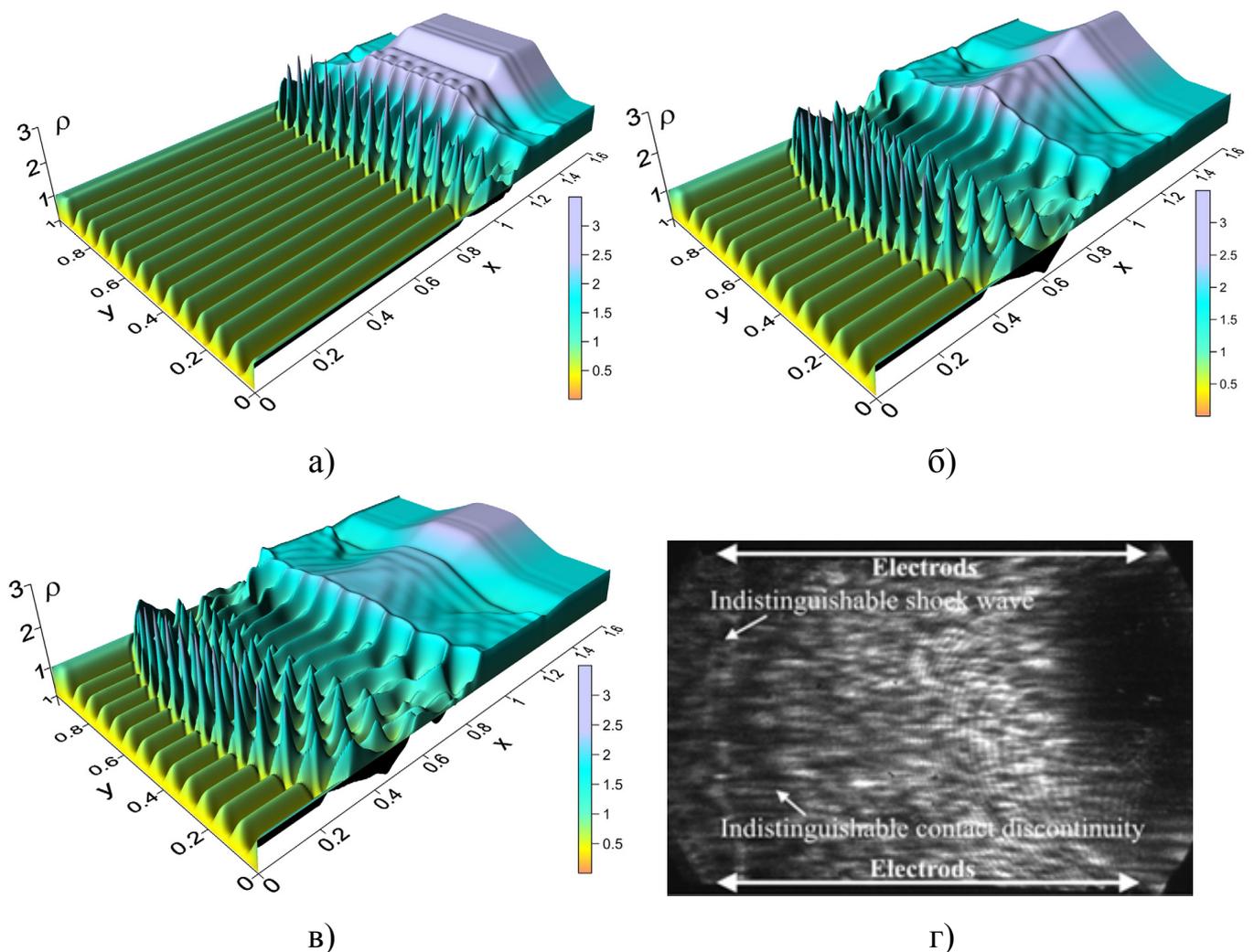


Рисунок 3.9 — Исчезновение фронта ударной волны в результате множественного проявления неустойчивости Рихтмайера–Мешкова, поле плотности при $M_{UV} = 2$, $\gamma = 1.2$, $\alpha_i = 0.3$; расчет: а) $t = 0.216$; б) $t = 0.39$; в) $t = 0.448$; г) эксперимент: $t = 0.448$ [9]

3.3.2 Моделирование распространения ударной волны через область ионизационной неустойчивости на основе обработки данных

Данный раздел посвящён вопросу исследования взаимодействия ионизационно неустойчивой стратифицированной среды с плоской ударной волной на основе полуавтоматического метода цифровой обработки экспериментально полученных изображений (рис. 3.10). Предложен набор простых последовательных операций обработки изображений для извлечения информации о реальной геометрии ионизационных страт из экспериментальных изображений.



Рисунок 3.10 — Схематичное изображение расчётной области с наложенным изображением области ионизационных страт, красным показано положение ударной волны при $x = x_{yB}$

Далее полученная информация интегрируется с программным комплексом, выполняющим численное решение уравнений Навье–Стокса, и решается задача о прохождении плоской ударной волны со стратифицированным источником с криволинейными слоями, границы слоёв которого соответствуют экспериментальным изображениям. Введение информации о геометрии слоёв стратифицированного разряда, полученного в эксперименте, в расчётную область, проводилось по алгоритму, сформулированному ниже. Композиция операций обработки изображений состоит из нескольких этапов преобразования входного изображения стратифицированного разряда

1. Входное изображение в формате RGB (красный-зеленый-синий).
2. Применение фильтра Гаусса.
3. Получение изображение в оттенках серого.
4. Получение теневого изображения (похожего на ширен- изображение).
5. Получение изображения бинарных слоев.
6. Получение составленного изображения.
7. Вывод слоев маски (двоичного изображения маски).

Для обработки изображений применялись встроенные функции системы компьютерной математики **Wolfram Mathematica** на каждом этапе обработки (рис. 3.11, 3.12). Рис. 3.11 а, 3.12 а демонстрируют алгоритм обработки исходного изображения. На первом этапе к цветному изображению RGB применяется фильтр Гаусса, и оно преобразуется в изображение в оттенках серого (рис. 3.11 б, 3.12 б). Далее теневое изображение вычисляется путем применения градиентного фильтра (рис. 3.11 в, 3.12 в).

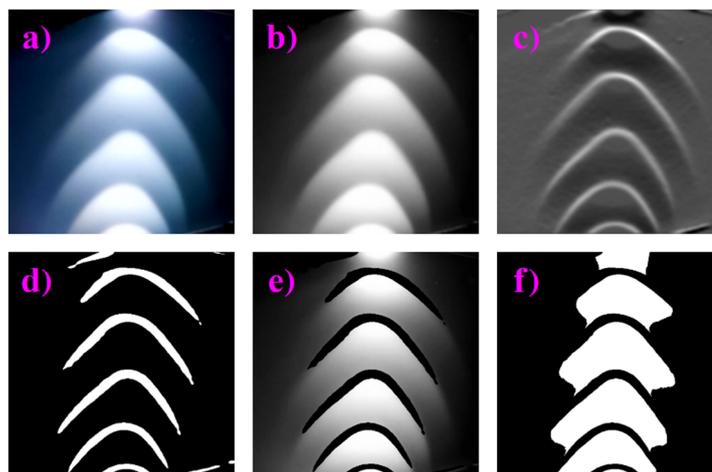


Рисунок 3.11 — Обработка изображений для крупномасштабных слоев [5]

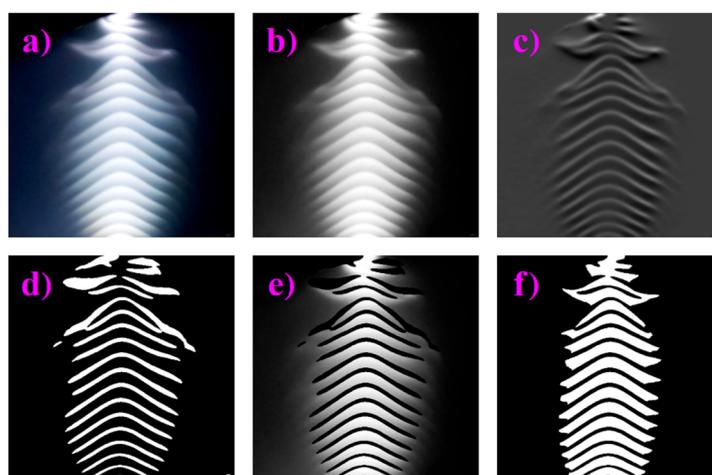


Рисунок 3.12 — Обработка изображений для мелкомасштабных слоев [5]

Процесс сопоставления дискретной индикаторной функции (бинарной маски) представлен на рисунке 3.13 (столбец слева) для крупномасштабных и мелкомасштабных слоев (рис. 3.13, столбец справа). Верхний ряд рис. 3.13 иллюстрирует расположение экспериментально полученного изображения на расчётной области. Второй ряд изображений иллюстрирует матрицу маски слоёв во всей области расчёта. Графики поверхности матрицы масок для обоих случаев показаны в нижнем ряду на рис. 3.13. Предлагаемый подход позволяет автоматически обрабатывать получаемые экспериментальные изображения, в частности, для крупномасштабной и мелкомасштабной стратифицированной газовой среды.

Результирующая бинарная маска, характеризующая нагретые слои, далее применяется при численном решении (2.10). Для этой цели формируется числовой массив во всей расчётной области, где пониженная плотность относится к слоям источника. Предполагается, что давление не меняется, поэтому температура в слоях является повышенным по сравнению с температурой невозмущенного

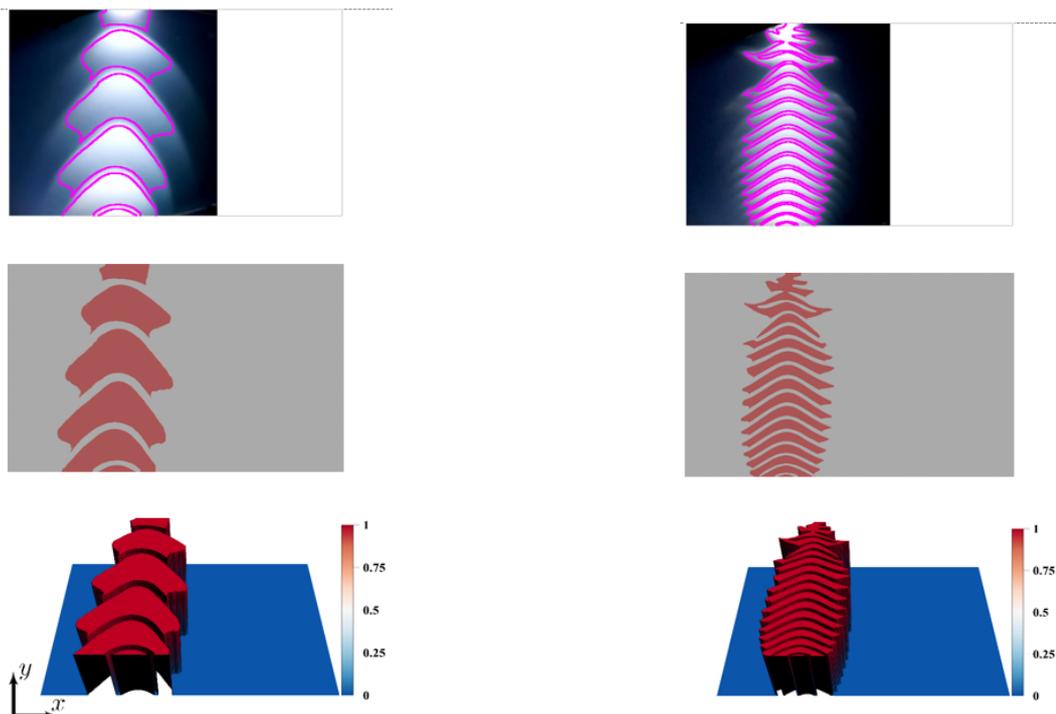


Рисунок 3.13 — Обработка изображений для крупномасштабных слоев [5]

потока. Также предполагается, что форма стратифицированного источника энергии и его пространственное положение не меняются во времени и он «вморожен» в рассматриваемую область. Вне слоёв задавалась невозмущенная плотность газа, внутри слоёв источника энергии задавалась пониженная плотность газа (с коэффициентом $\alpha < 1$). Графики рельефа и поверхности полей плотности (для моментов времени $t = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$) в случае взаимодействия ударной волны с крупномасштабными и мелкомасштабными ионизационными стратами показаны на рис. 3.14, 3.15 соответственно.

Результаты численного моделирования слоёв демонстрируют наличие резких пиков в полях плотности, которые вызваны неустойчивостями Рихтмайера–Мешкова. В то же время амплитуда ударной волны заметно уменьшается с увеличением неустойчивости, и при распространении ударной волны вдоль стратифицированной области источник фронта ударной волны практически исчезает (см., например, рисунки 3.14, 3.15 з). Это явление согласуется с экспериментальными результатами [9].

Анализ результатов показывает, что за фронтом ударной волны, имеющим деформированный вид из-за асимметрии источника энергии, формируются типичные грибовидные структуры, свидетельствующие о проявлении неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (рис. 3.16), а фронт ударной волны продолжает изгибаться во время прохождения ударной волны через область источника. От-

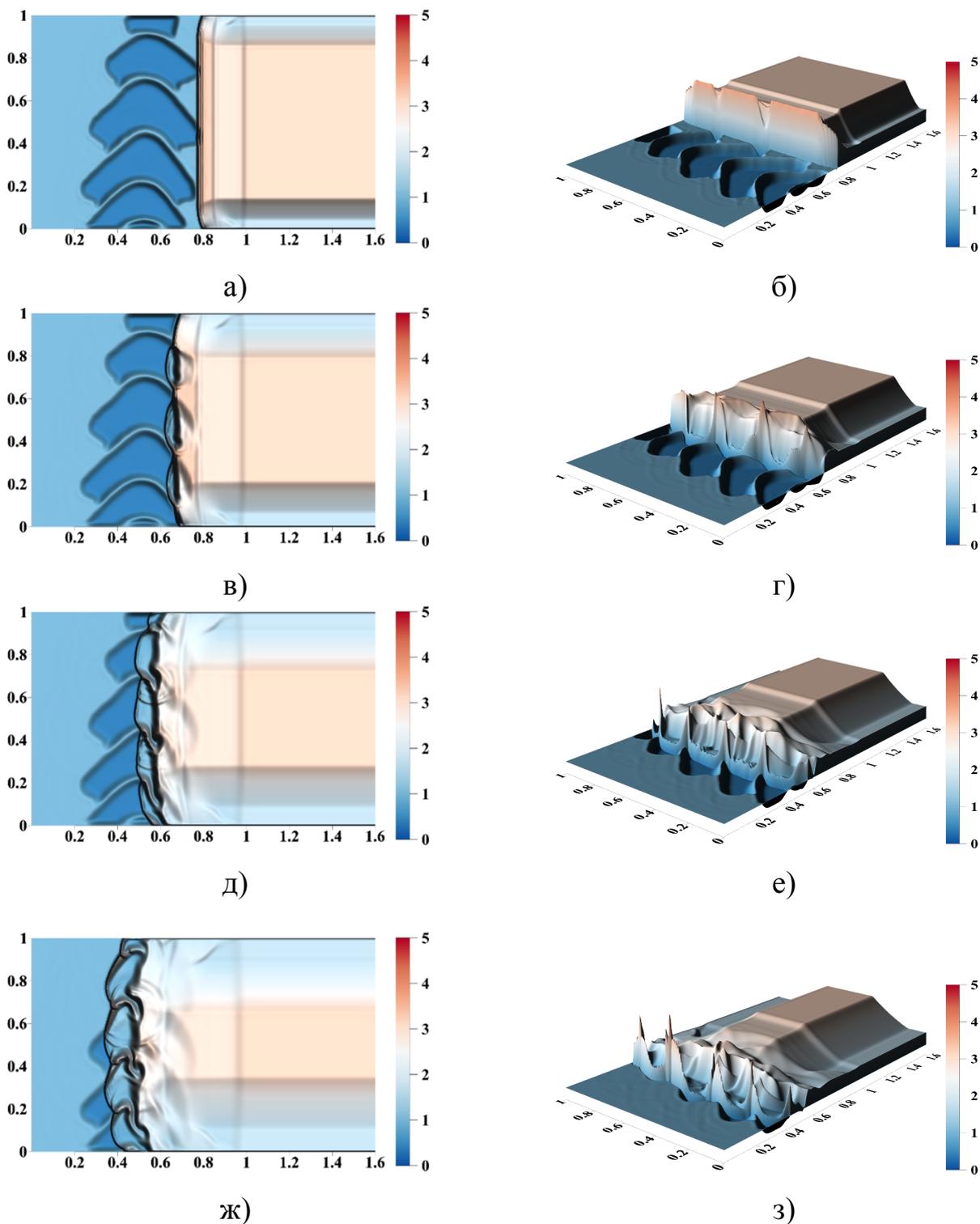


Рисунок 3.14 — Поля плотности для крупномасштабных слоев: график рельефа (слева); график поверхности (справа): а, б) $t = 0.10$; в, г) $t = 0.15$; д, е) $t = 0.20$; ж, з) $t = 0.25$ [5]

метим, что в этом случае полученные вихри характеризуются вращением против часовой стрелки верхнего вихря и вращением нижнего по часовой стрелке при взаимодействии правой границы с ударной волной. Наоборот, при взаимодействии левой границы с ударной волной поток в верхнем вихре вращается по

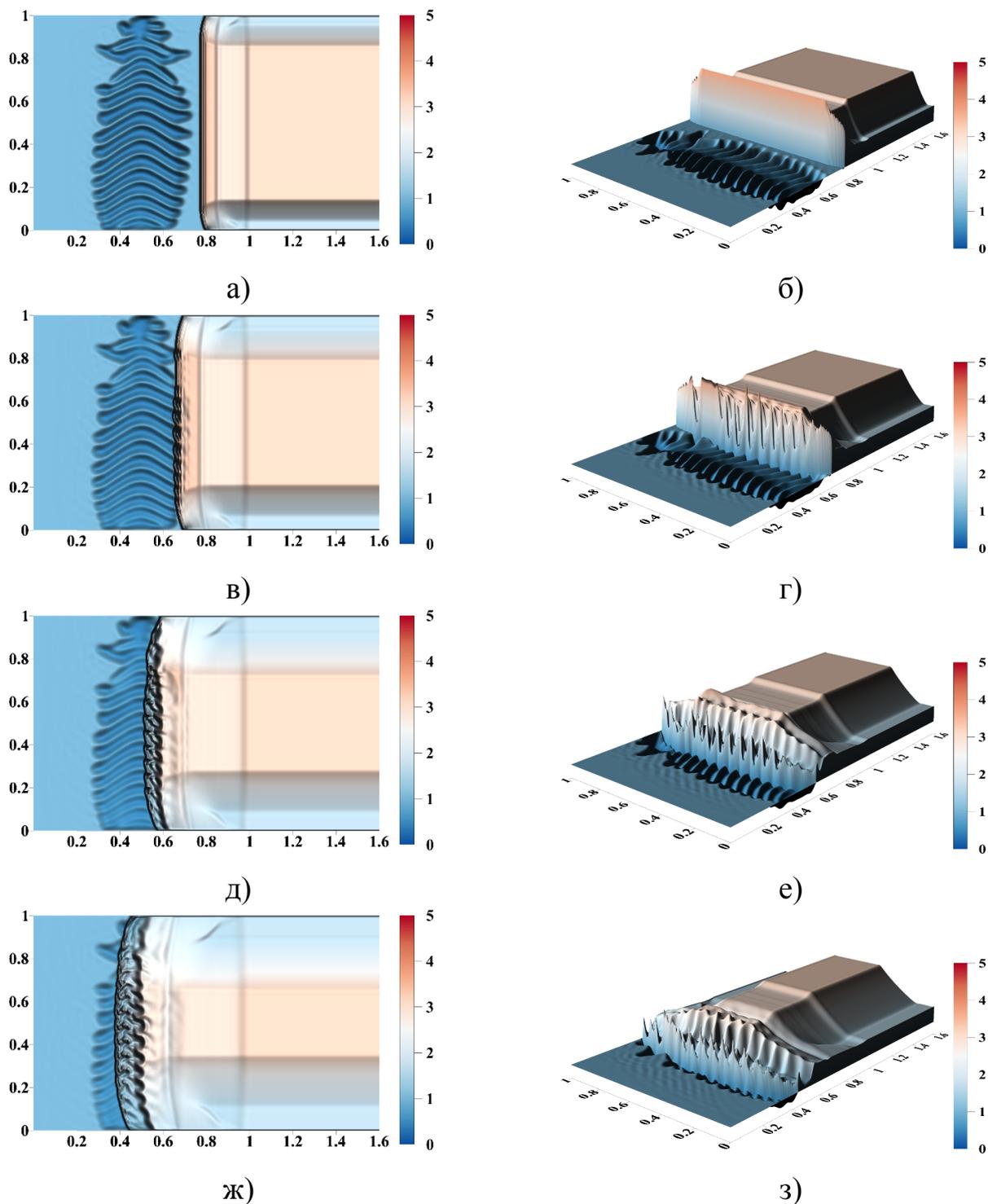


Рисунок 3.15 — Поля плотности для мелкомасштабных слоев: график рельефа (слева); график поверхности (справа): а, б) $t = 0.10$; в, г) $t = 0.15$; д, е) $t = 0.20$; ж, з) $t = 0.25$ [5]

часовой стрелке, а нижний вихрь имеет вращение против часовой стрелки. Это представлено на рис. 3.16, где показано взаимодействие крупномасштабных и мелкомасштабных страт с ударной волной (см. увеличенные участки изображения на рис. 3.16 а, б). Кроме того, в этой области можно наблюдать образование

парных грибовидных структур, обусловленное близостью левой и правой границ слоев источника в этой области (рис. 3.16 в). Отметим, что такие парные грибовидные структуры ранее в литературе описаны не были.

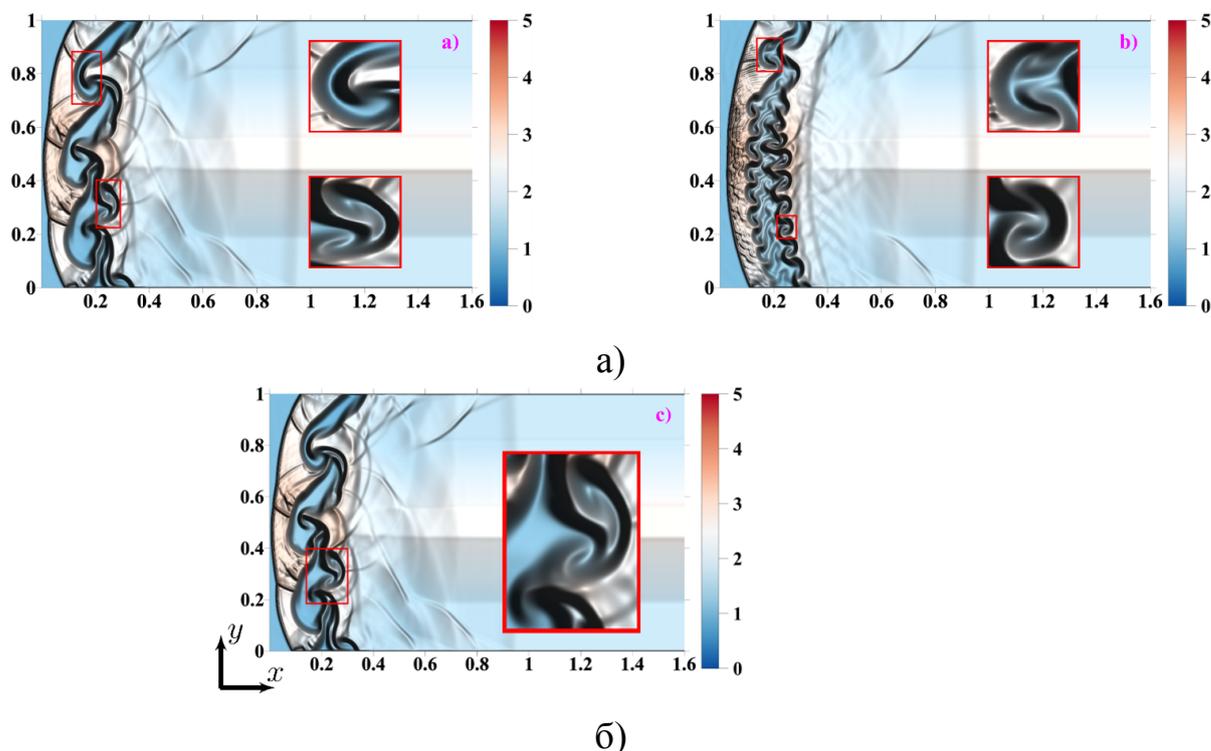


Рисунок 3.16 — Грибовидные структуры, полученные при взаимодействии стратифицированного источника энергии с ударной волной, $t = 0.40$: а) крупномасштабные слои, право- и лево-ориентированные грибовидные структуры; б) аналогично для мелкомасштабных слоёв; в) парная грибовидная структура [5]

Для моделирования изгиба ударной волны рассматривался неоднородный стратифицированный источник, где центральные слои имеют более высокую температуру (меньшую плотность), чем периферийные. Значение коэффициента α в расчете задавалось распределением Гаусса вида

$$\alpha = 1 - \delta_1 \exp \left(-\delta_2 (x - x_0)^2 - \delta_3 (y - y_0)^2 \right)$$

с параметрами $\delta_1 = 0.6$, $\delta_1 = 10^{-5}$, $\delta_2 = 1.6 \times 10^{-5}$. Координаты x_0, y_0 , согласовывались с координатами описанного вокруг стратифицированного источника прямоугольника. Таким образом, неоднородный стратифицированный источник моделировался путем проекции непрерывного распределения Гаусса на расчетную сетку с учётом бинарной маски (рис. 3.17).

Сравнение результатов численного моделирования с экспериментальным шпирен-изображением в случае изгиба фронта ударной волны представлено на

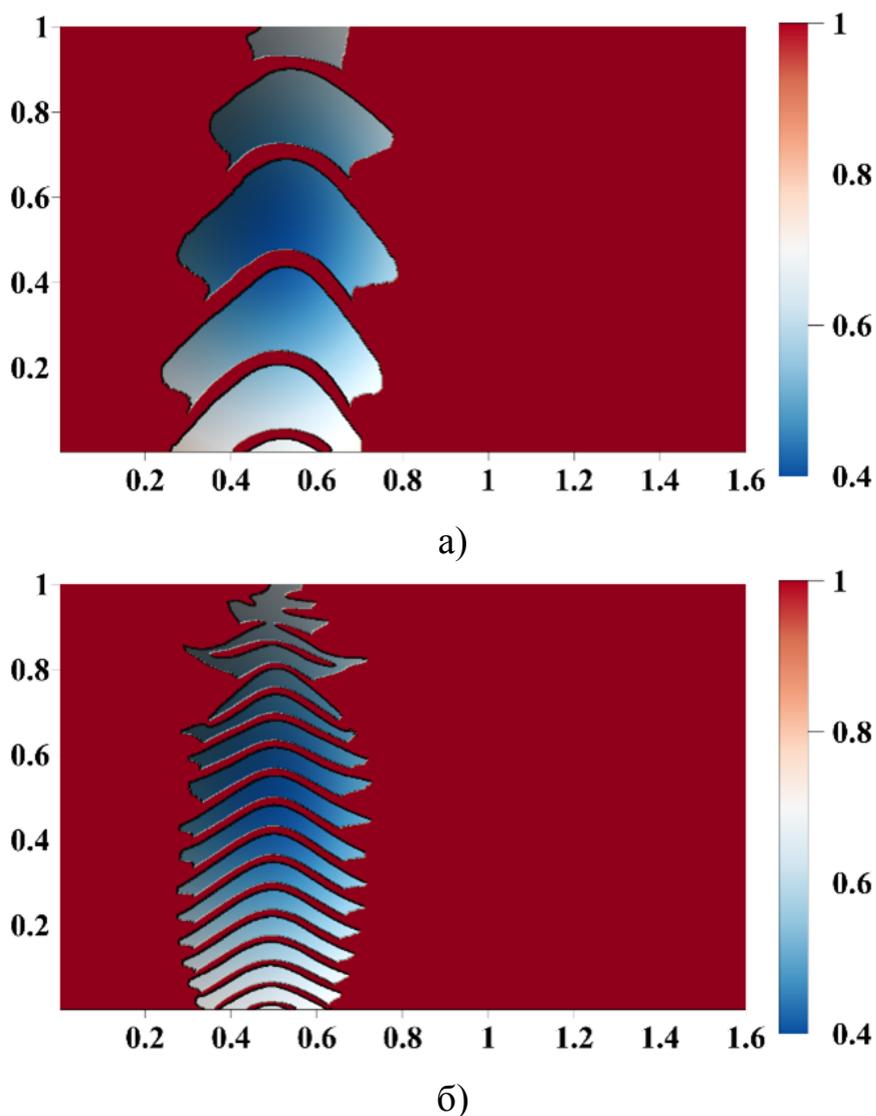


Рисунок 3.17 — Поля плотности неоднородного стратифицированного источника:
 а) крупномасштабные слои, б) мелкомасштабные слои [5]

рис. 3.18. Здесь рассматривалась модель крупномасштабных слоёв в стратифицированном источнике. Отметим, что более высокая температура в центральных слоях (в криволинейной геометрии) способствует искривлению фронта ударной волны. Кроме того, полученные результаты для реальных криволинейных слоёв согласуются с результатами, изложенными в [9; 138].

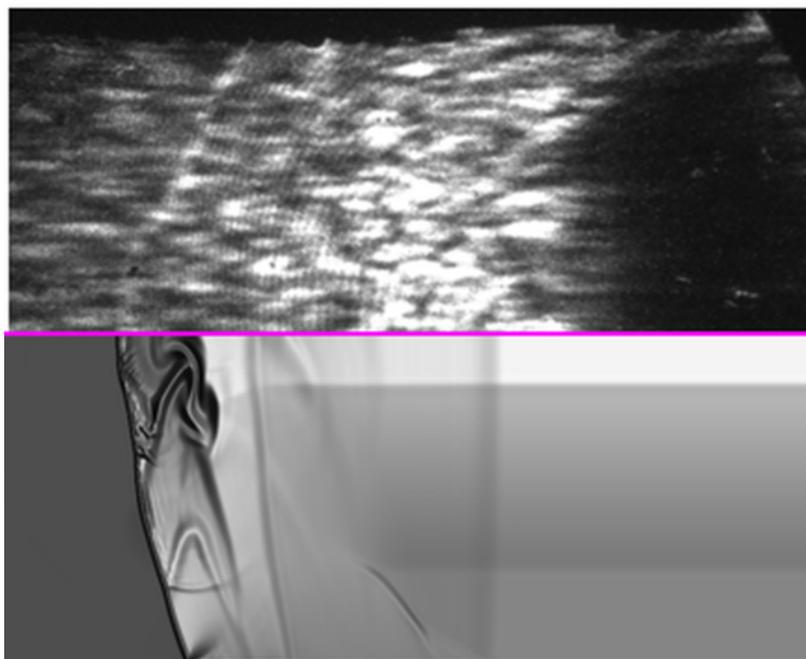


Рисунок 3.18 — Качественное сравнение экспериментального изображения (вверху) и результата моделирования (внизу) [5].

3.4 Перераспределение энергии при взаимодействии ударной волны с термически стратифицированной областью

3.4.1 Перераспределение энергии в вязкой теплопроводной среде при взаимодействии ударной волны с термически стратифицированным источником в сверхзвуковом потоке

Для эффективного управления высокоскоростным потоком и улучшения контроля его параметров важно изучать перераспределение различных видов энергии при прохождении ударной волны через термически стратифицированную область. Это позволяет определить изменения интенсивности начальной ударной волны и выявить механизмы преобразования энергии источника в тепловую или акустическую энергию среды перед фронтом ударной волны. В этом разделе расчёты системы (2.10) проводились для вязкого теплопроводного газа.

Динамика полей плотности и давления при взаимодействии стратифицированного источника энергии с одинаковой температурой в слоях с плоской ударной волной с числом Маха $M_{ув} = 5$ представлена на рис. 3.19. Здесь во всех исходных слоях $\alpha_i = 0.2$ в соответствующие моменты времени. Такие параметры

качественно соответствуют ситуации полного исчезновения ударных фронтов на шпирен–изображениях [9]. Результаты расчётов показывают искривление фронта ударной волны из-за влияния граничных условий на горизонтальных стенках и множественную генерацию неустойчивостей Рихтмайера–Мешкова, в частности, в полях плотности (рис. 3.19, левый столбец).

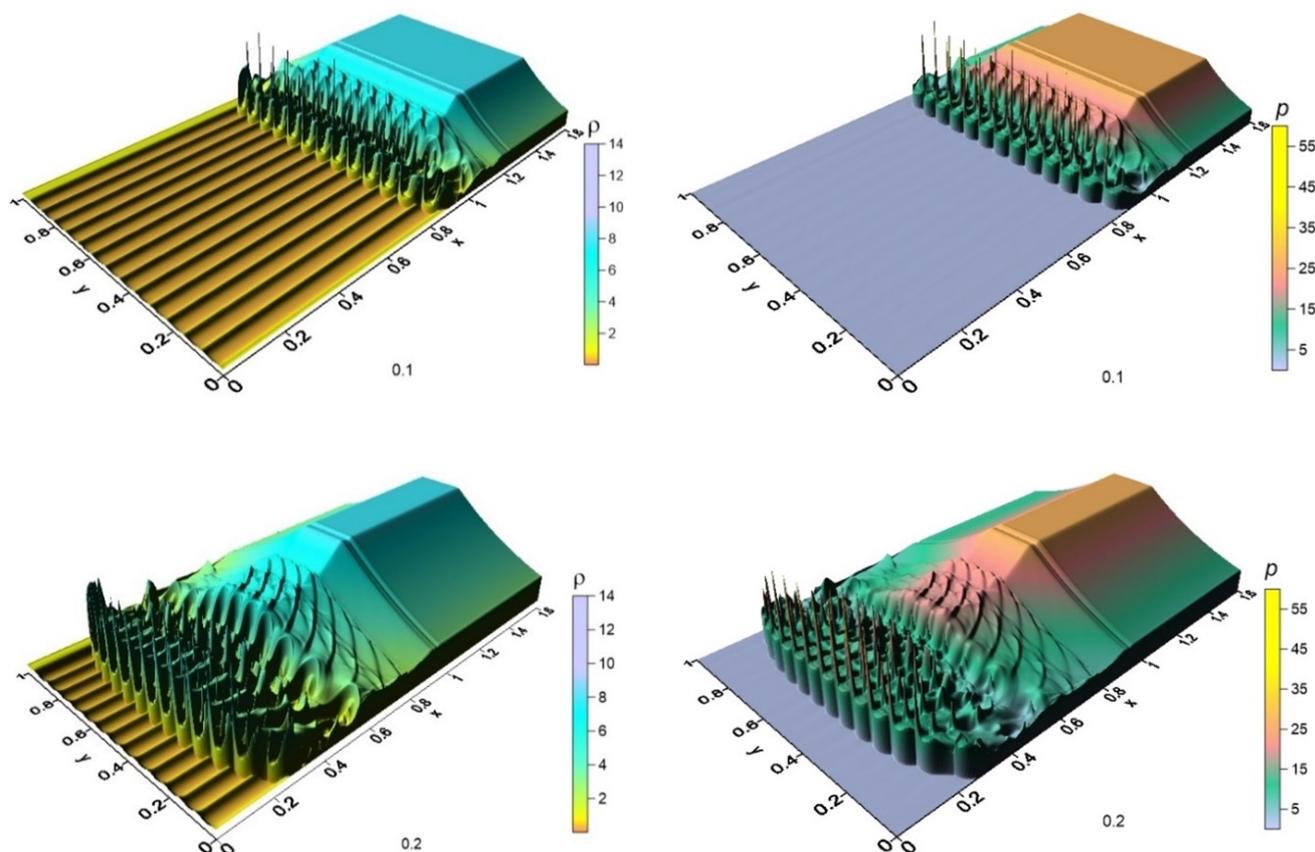


Рисунок 3.19 — Динамика поля плотности (левый столбец) и давления (правый столбец) в случае размытия фронта ударной волны, $t = 0.1$, и $t = 0.2$, $M_{yB} = 5$, все $\alpha_i = 0.2$ [8]

Поле давления повторяет поле плотности, также с многократной генерацией неустойчивостей Рихтмайера–Мешкова (рис. 3.19, правый столбец). Отметим, что за фронтом ударной волны при $t = 0.2$ можно увидеть структуры акустических волн. Соответствующие поля удельной внутренней энергии ε и объемной плотности кинетической энергии E

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}, \quad E = \rho (\varepsilon + 0.5 (u^2 + v^2)),$$

представлены на рис. 3.20.

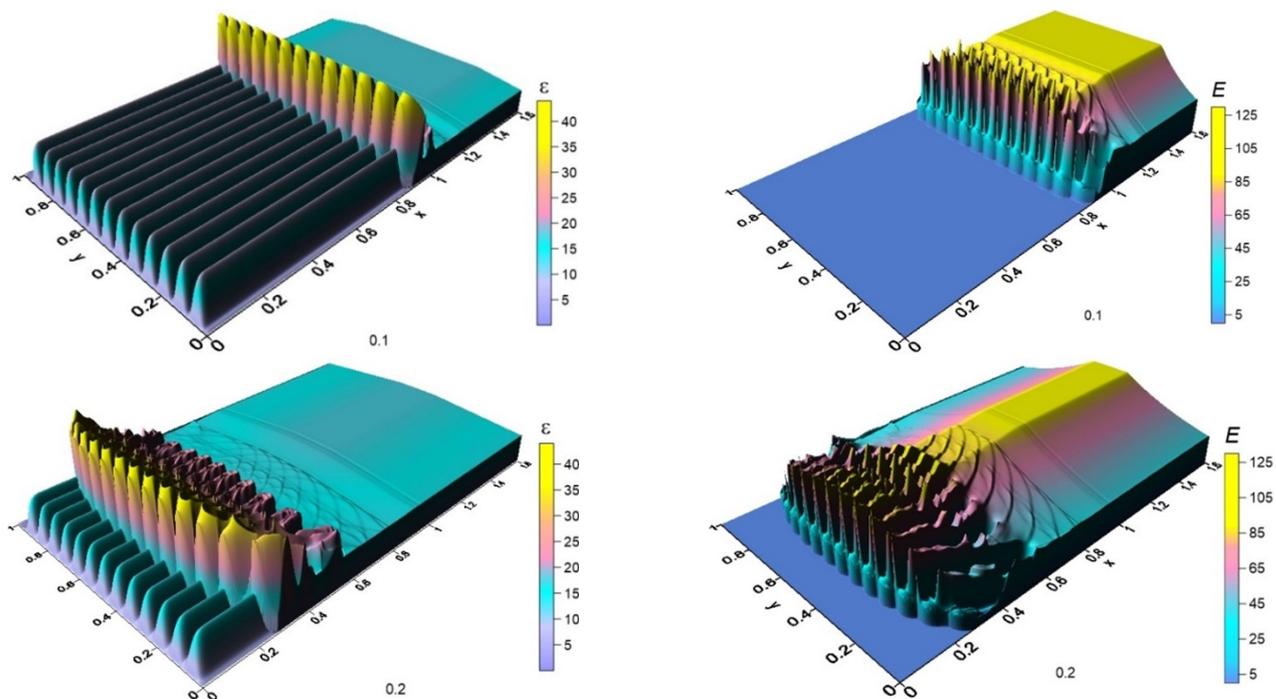


Рисунок 3.20 — Динамика внутренней энергии (левый столбец) и кинетической энергии, $t = 0.1$, и $t = 0.2$, $M_{\text{УВ}} = 5$, все $\alpha_i = 0.2$ [8]

На рис. 3.21 представлены разности в точке (x_j, y_j) между полями внутренней и объемной кинетической энергии для стратифицированного и однородного источников энергии, $\Delta\varepsilon(i, j) = \varepsilon(i, j) - \bar{\varepsilon}(i, j)$ и $\Delta E(i, j) = E(i, j) - \bar{E}(i, j)$ (черта вверху переменных относится к однородному источнику). Здесь для сравнения рассматривается однородный источник с такой же полной энергией, как и у стратифицированного источника. Расчеты показывают, что в локальных точках за фронтом ударной волны $\max(\Delta\varepsilon(i, j))/\bar{\varepsilon}(i, j)$ может достигать до 105% от значений перед фронтом ударной волны (рис. 3.21 а) и $\max(\Delta E(i, j))/\bar{E}(i, j)$ может достигать 224% в стратифицированной области (желтый цвет) (рис. 3.21 б) (здесь и далее поля для кинетической энергии анализировались только за фронтом ударной волны, так как перед фронтом $E = 0$). Это означает, что для стратифицированного источника существуют локальные зоны повышенной энергии за ударной волной со значениями, в несколько раз превышающими эти значения для нестратифицированного (однородного) источника энергии с такой же полной энергией.

Динамика абсолютных максимальных значений (максимумы соответствуют разным точкам по пространству) по всей расчетной области внутренней и кинетической энергии $\varepsilon_{\max}(t)$, $E_{\max}(t)$ для стратифицированного источника энергии (сплошные линии) и соответствующие зависимости $\bar{\varepsilon}_{\max}(t)$, $\bar{E}_{\max}(t)$ для

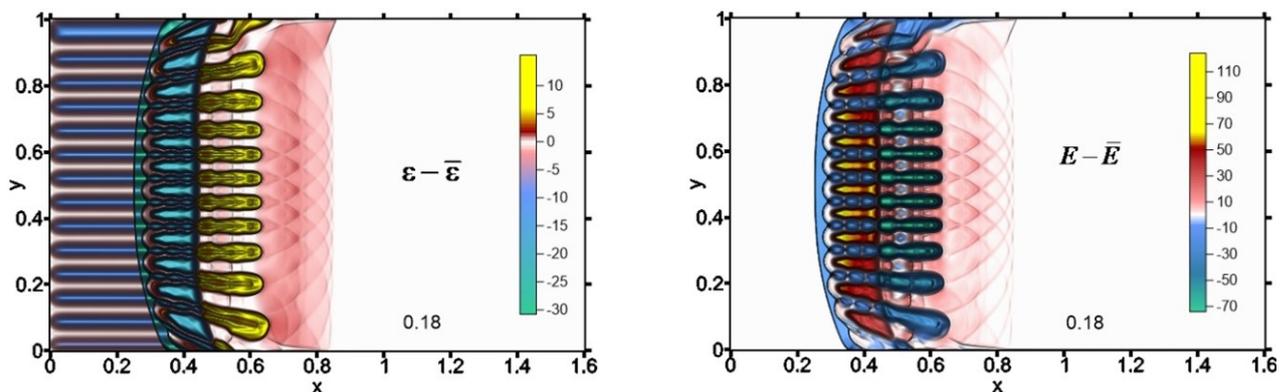


Рисунок 3.21 — Разности между полями, создаваемыми стратифицированным и однородным источниками энергии, $M_{yB} = 5$, все $\alpha_i = 0.2$ [8]

нестратифицированного источника энергии (штриховые линии) для разных α_i представлены на рис. 3.22. При этом рост ε_{\max} в случае стратифицированного источника энергии сильнее при меньших α_i (рис. 3.22 а). Максимальное значение внутренней энергии для стратифицированного источника энергии в 1.32 раза больше соответствующего значения для нестратифицированного (при $\alpha_i = 0.2$). Поведение E_{\max} более сложное и имеет осцилляции, связанные с многократным проявлением неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (рис. 3.22 б). Максимальное значение кинетической энергии для стратифицированного источника энергии в 2.58 раза превышает соответствующее значение для однородного (при $\alpha_i = 0.4$).

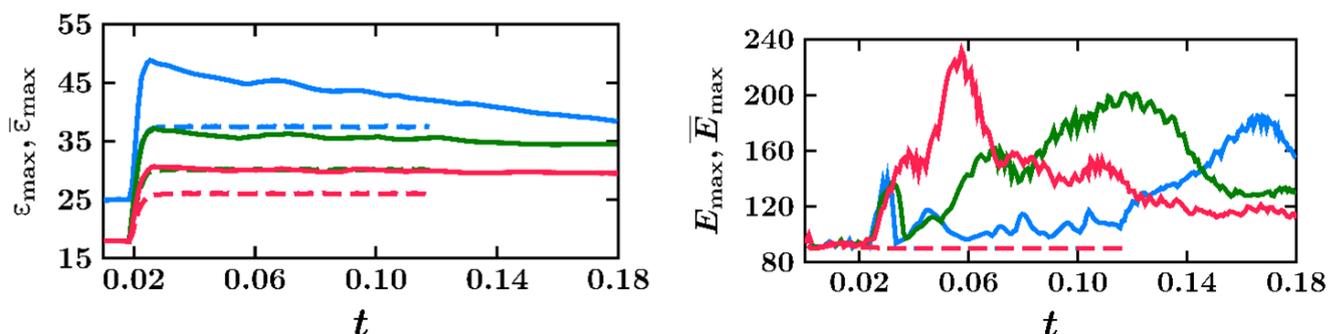


Рисунок 3.22 — Динамика ε_{\max} (слева) и E_{\max} (справа) при взаимодействии в случае размытия фронта ударной волны для $M_{yB} = 5$: $\alpha_i = 0.2$ (синяя кривая), $\alpha_i = 0.3$ (зелёная кривая), $\alpha_s = 0.4$ (красная кривая) [8]

Наблюдаемая в эксперименте ситуация искривления фронта ударной волны моделируется созданием более нагретых центральных слоев в стратифицированном источнике энергии (рис. 3.23, верхний ряд). Различия между полями внутренней и объемной кинетической энергии для стратифицированного и однородного источников энергии при $t = 0.18$ представлены на рис. 3.23, нижний ряд. Результаты расчетов демонстрируют локальное относительное превышение

внутренней энергии ε за фронтом ударной волны в 3.05 раза (рис. 3.23, нижний ряд слева) и кинетической энергии в 1.4 раза (рис. 3.23, нижний ряд справа). Наблюдаемое увеличение в первом случае обусловлено более быстрой адвекцией теплового возмущения от стратифицированного источника по сравнению с нестратифицированным.

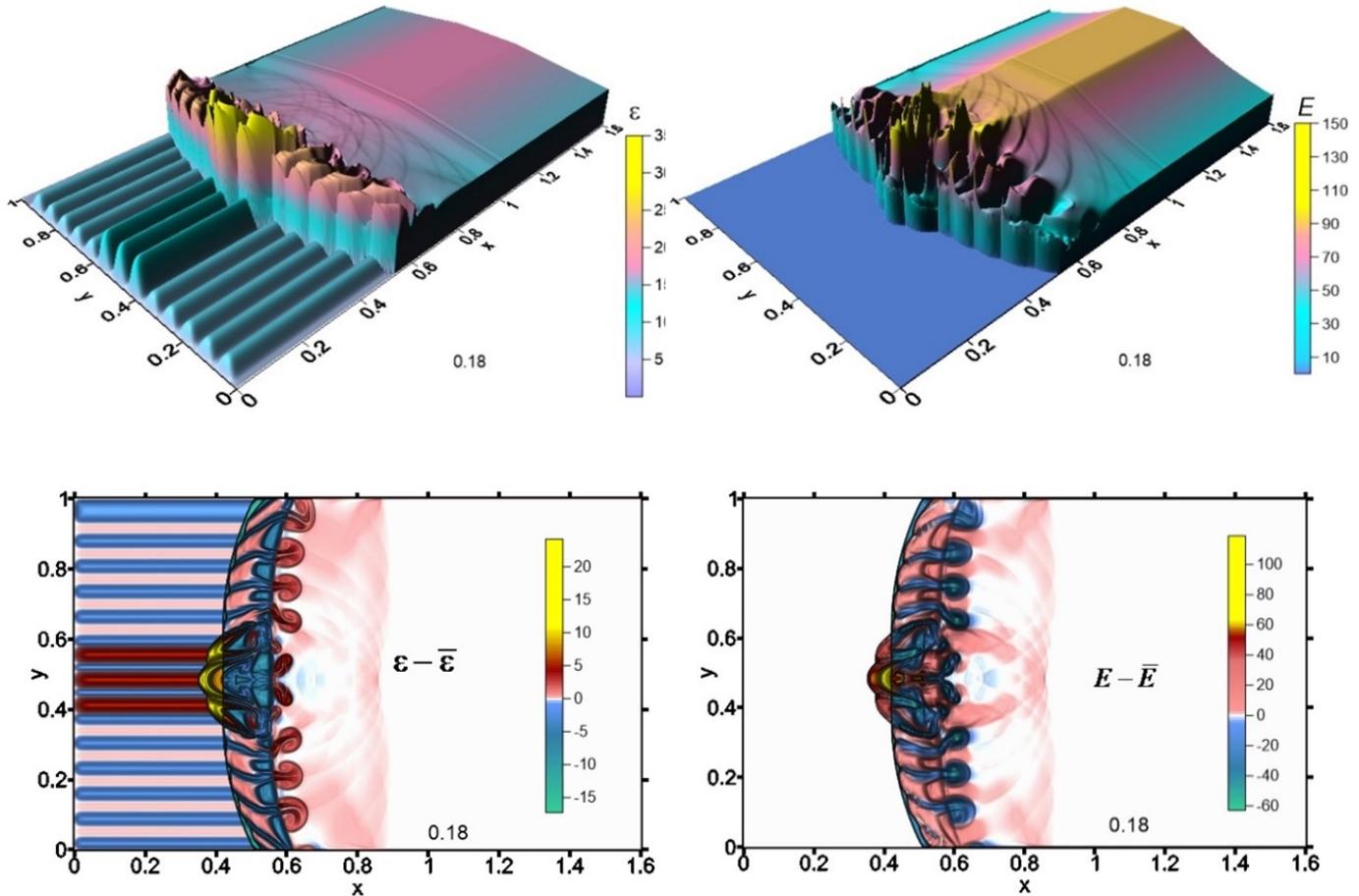


Рисунок 3.23 — Динамика внутренней энергии (левый столбец) и кинетической энергии, $t = 0.1$, и $t = 0.2$, $M_{UV} = 5$, все $\alpha_i = 0.2$ [8]

Динамика абсолютных максимальных значений энергии во всей расчетной области представлена на рис. 3.24. Отметим, что рост ε_{\max} сильнее при меньших α_i (рис. 3.24 а), а определяющими параметрами являются параметры центральных слоев. Максимальное значение внутренней энергии для стратифицированного источника энергии в 2.08 раза больше соответствующего значения для нестратифицированного (в рассматриваемом интервале параметров). Поведение E_{\max} имеет колебательный характер, связанный с проявлением неустойчивостей Рихтмайера–Мешкова (рис. 3.24 б). При этом максимальное значение кинетической энергии для стратифицированного источника энергии в 3.19 раза больше, чем соответствующее значение для нестратифицированного. Из этих

результатов можно сделать вывод, что появляется возможность управления поведением этих зависимостей в потоке за счет изменения температуры в слоях источника энергии.

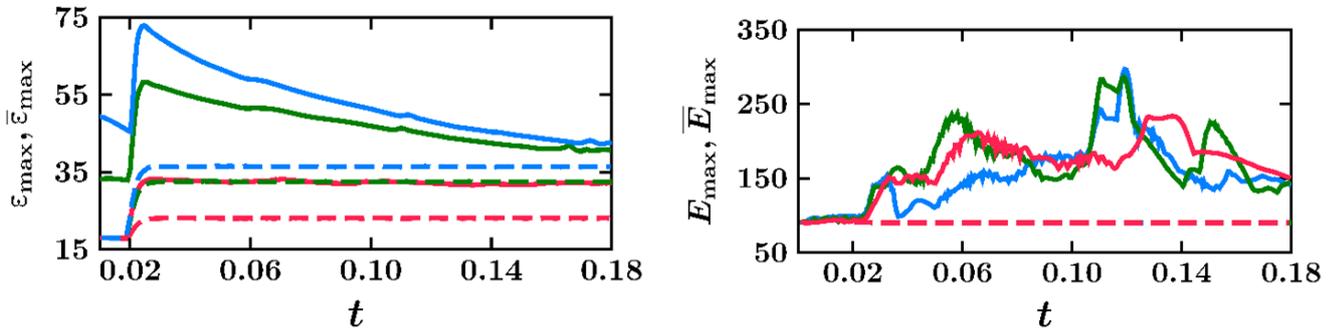


Рисунок 3.24 — Динамика ε_{\max} (слева) и E_{\max} (справа) в случае размытия фронта ударной волны для $M_{\text{УВ}} = 5$: $\alpha_{6,7,8} = 0.1$, $\alpha_s = 0.3$ (синяя кривая), $\alpha_{6,7,8} = 0.15$, $\alpha_s = 0.4$ (зелёная кривая), $\alpha_{6,7,8} = 0.35$, $\alpha_5 = 0.6$ (красная кривая) [8]

Следует отметить существенное влияние теплопроводности в рассматриваемых процессах, так как течение характеризуется генерацией неустойчивостей во множестве точек, в которых градиент температуры принимает большие значения. Неустойчивости в поле плотности, приведённом на рис. 3.25, при вязком течении при $k = 0$, многочисленны с большими амплитудами (рис. 3.25 слева), в то время как наличие теплопроводности играет роль «искусственной вязкости», уменьшает амплитуды этих пиков и в целом сглаживает решение (рис. 3.25 справа).

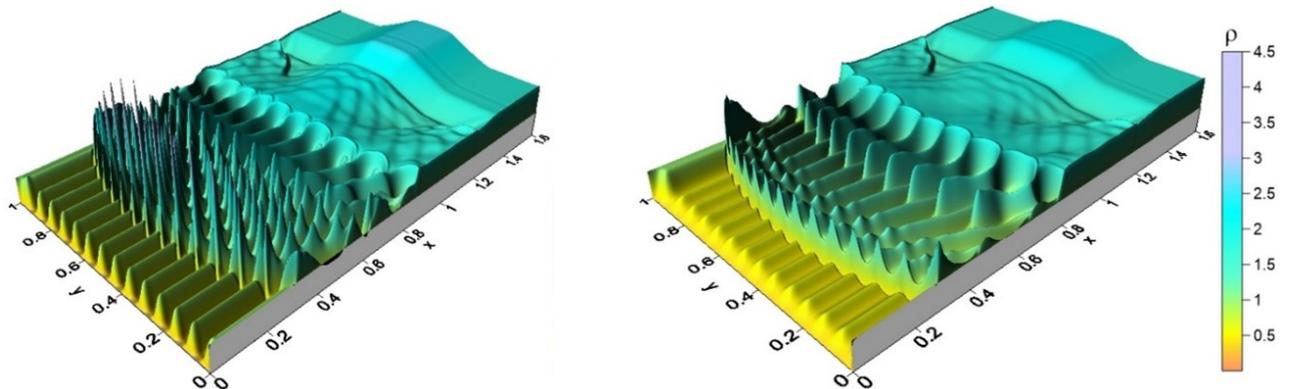


Рисунок 3.25 — Влияние теплопроводности, поля плотности при $M_{\text{УВ}} = 2$, все $\alpha_i = 0.3$, при $k = 0$ (слева) и $k = T^{1/2}$, кинетическая энергия (справа) [8]

Вместе с этим, расчеты показали, что при больших числах Маха ударной волны и малых параметрах разрежения (или высокой температуры) в слоях источника заметны эффекты, сопутствующие перераспределению энергии источника по слоям. Для более широких слоев в источнике энергии отчетливо видна генерация неустойчивостей Рихтмайера–Мешкова, характеризующаяся развитием

грибовидных структур (рис. 3.26 а). На рис. 3.26 б показана динамика ε_{\max} для стратифицированного источника энергии (сплошные линии) и $\bar{\varepsilon}_{\max}$ для нестратифицированного источника энергии (штриховые линии) с более широкими слоями (синие кривые) и с узкими слоями (красные кривые). Так, для более широких слоев влияние теплопроводности не столь сильно, как для узких слоев. Это связано с тем, что пространственные градиенты меньше для более широких слоев.

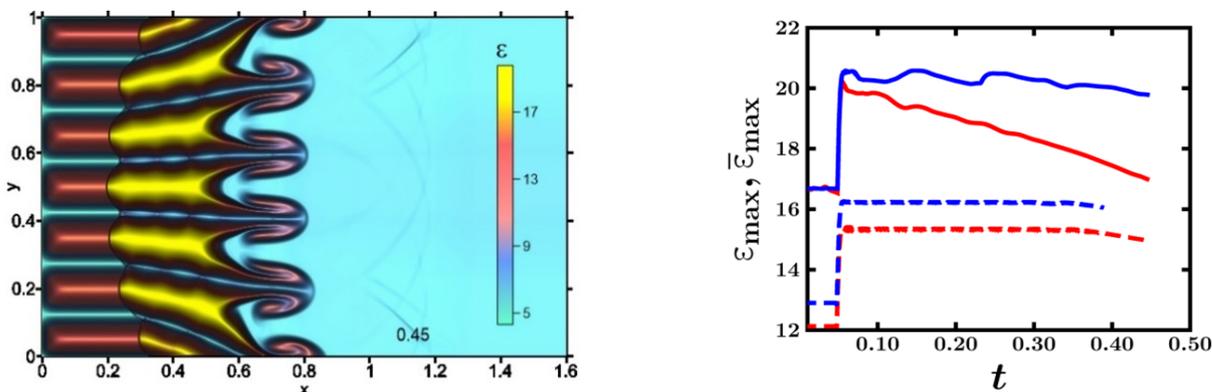


Рисунок 3.26 — Проявление неустойчивостей Рихтмайера–Мешкова в случае более широких слоев $M_{yB} = 2$, все $\alpha_i = 0.3$ (слева); динамика ε_{\max} , $\bar{\varepsilon}_{\max}$ (справа), узкие слои (красные кривые), широкие слои (синие кривые) [8]

3.4.2 Перераспределение энергии в зависимости от числа Маха и параметра разрежения

Рассмотрим зависимости максимальных значений относительных приращений внутренней $\max(\Delta\varepsilon/\bar{\varepsilon})$ и кинетической энергий $\max(\Delta E/\bar{E})$ от M и α_i при числе Рейнольдса $Re = 5000$ (без учета теплопроводности). Графики зависимостей для момента времени $t = 0.216$ приведены на рис. 3.27. Значение $\max(\Delta\varepsilon/\bar{\varepsilon})$ однотипные может достигать 120%, а значение $\max(\Delta E/\bar{E})$ может достигать 300% (рис. 3.27 а). Зависимости от $M_{yда}$ являются возрастающими до 50% для $\max(\Delta\varepsilon/\bar{\varepsilon})$ и до 120% для $\max(\Delta E/\bar{E})$ (рис. 3.27 б).

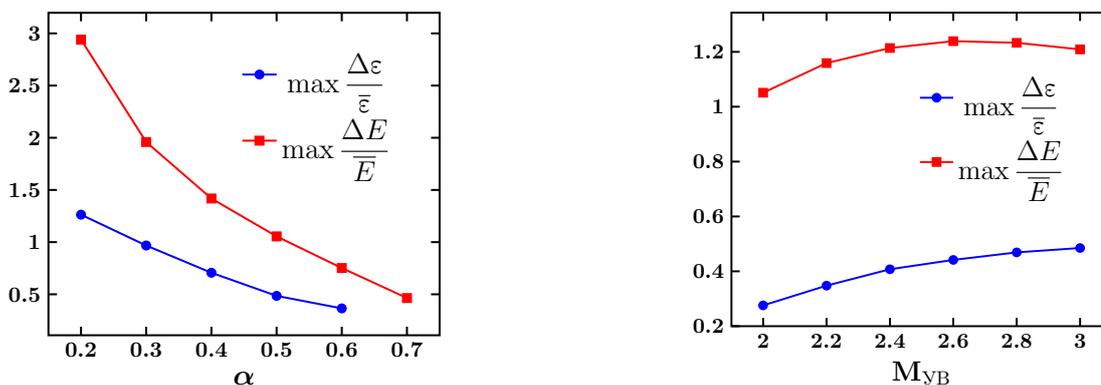


Рисунок 3.27 — Зависимости относительных приращений внутренней и кинетической энергии а) от α , $M_{UB} = 3$, б) от M , $\alpha = 0.5$ [3]

3.4.3 Перераспределение энергии при взаимодействии ударной волны с термически стратифицированным источником на гиперзвуковых скоростях

В этом разделе приводятся результаты исследований, аналогичных изложенным п. 3.4.1, для гиперзвуковых скоростей ударной волны [6; 8].

Для анализа сеточной сходимости представлено сравнение расчетов поля внутренней энергии ϵ на четырех различных сетках на рис. 3.28. Характеристики рассматриваемых разностных сеток представлены в таблице 2. Несмотря на вложенный характер сеток, рисунок 3.28 (слева) демонстрирует схожий характер основных элементов поля течения (слои стратифицированного источника, фронт ударной волны, детали неустойчивой ударно-волновой структуры). За ударно-волновой структурой поля также практически идентичны. Динамика величины ϵ_{\max} , рассчитанная на этих четырех разностных сетках, также достаточно близка (рис. 3.28, справа), что свидетельствует о наличии сеточной сходимости в рассматриваемой задаче. При моделировании применялась самая мелкая сетка (сетка 1).

Таблица 2 — Характеристики рассматриваемых разностных сеток

| Разностная сетка | Количество узлов $\times 10^6$ | Шаг по пространству $h_x = h_y =$ |
|------------------|--------------------------------|-----------------------------------|
| сетка 1 | 1.60 | 0.000500 |
| сетка 2 | 1.20 | 0.000571 |
| сетка 3 | 0.90 | 0.000667 |
| сетка 4 | 0.63 | 0.000800 |

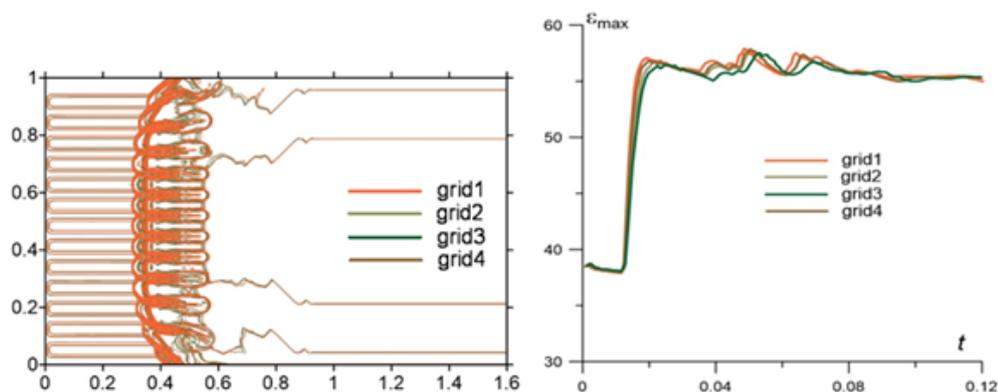
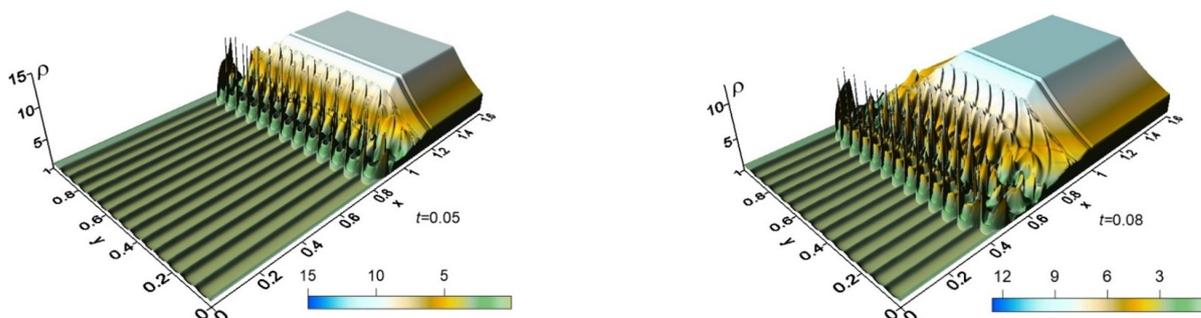


Рисунок 3.28 — Сравнение расчетов на четырех различных сетках при $M_{УВ} = 8$, $\alpha_i = 0.4$: линии уровня поля внутренней энергии ϵ (слева), $t = 0.12$; динамика ϵ_{\max} (справа) [8]

В ходе моделирования на основе численного решения системы (2.10) были исследованы поля удельной внутренней энергии ϵ и объемной плотности кинетической энергии E в процессе взаимодействия термически стратифицированного источника энергии с плоской ударной волной при числах Маха ударной волны $M_{УВ} = 6, 7, 8, 10, 12$. Здесь в слоях стратифицированного источника энергии все α_i одинаковы и равны α . Поля параметров формируются как решение двумерной задачи Римана, описывающей взаимодействие ударной волны (движущейся справа налево) с границами нагретых слоев, образующих термически стратифицированный источник. Это решение включает ударную волну и контактный разрыв, движущиеся влево от точки взаимодействия, и волну разрежения, движущуюся вправо. Здесь начальная координата ударной волны $x_{УВ} = 1.5$, а координата границы стратифицированного источника энергии $x_i = 1.4$. Динамика полей плотности, давления, внутренней и полной энергии в процессе взаимодействия для $M_{УВ} = 10$ представлена на рис. 3.29. Моменты времени на изображениях указаны в правом нижнем углу.



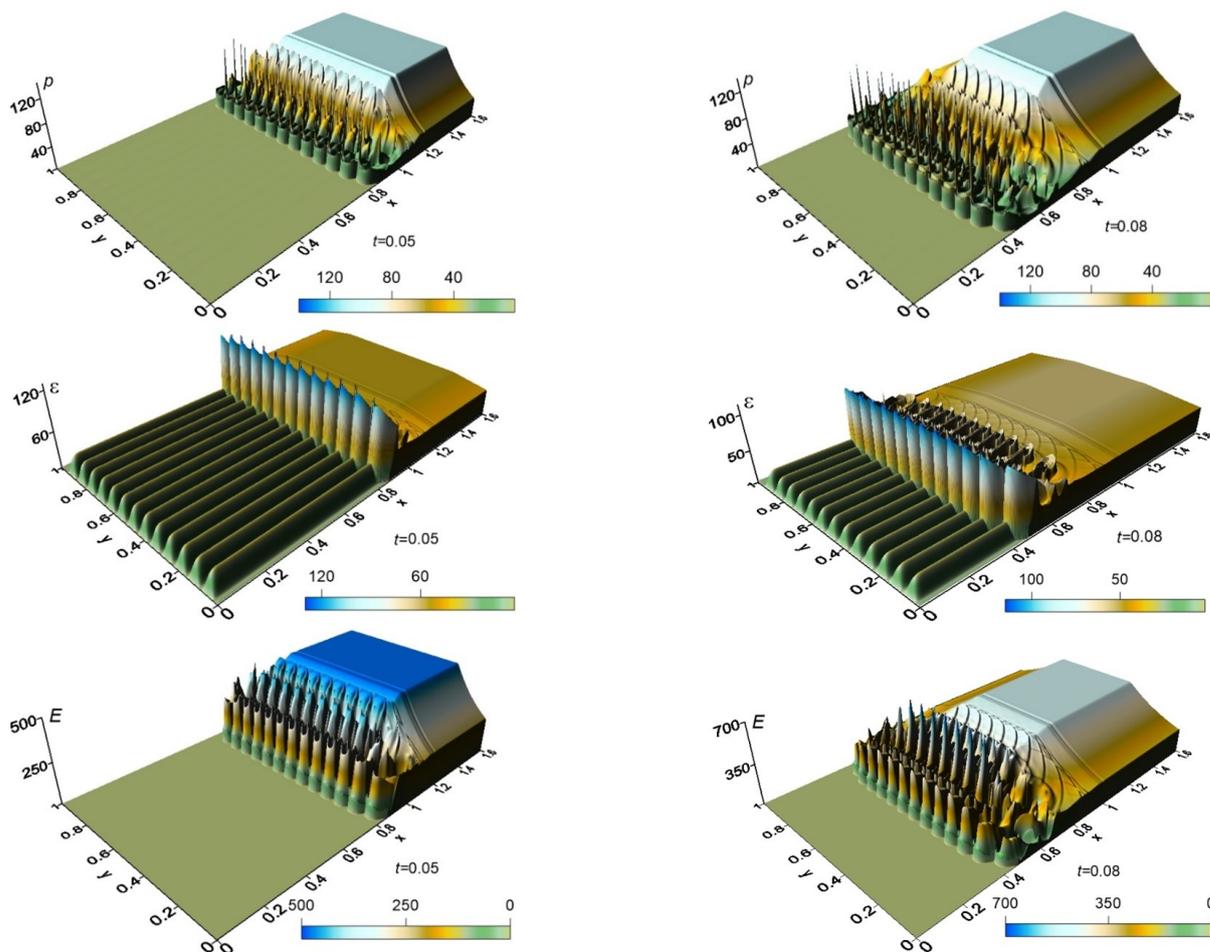
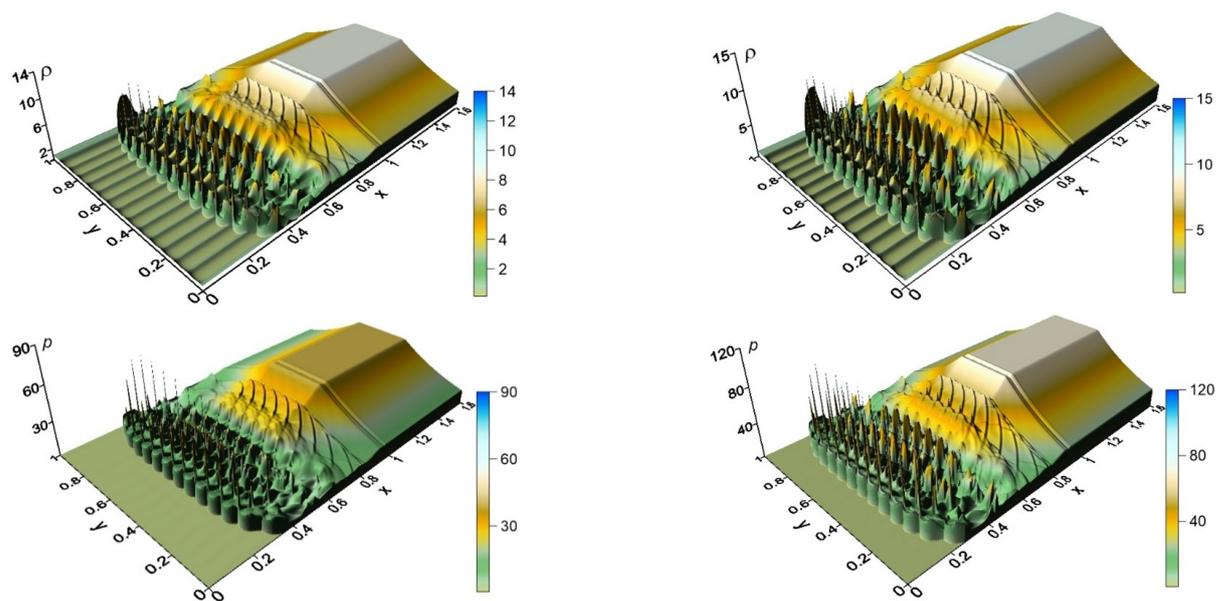


Рисунок 3.29 — Поля (ρ , p , ϵ , E), параметр разрежения $\alpha_i = 0.1$, число Маха $M_{UV} = 10$ при $t = 0.05$ (слева), и $t = 0.08$ (справа) [8]

На рис. 3.30, 3.31 представлены поля исследуемых параметров для $M_{UV} = 6, 8, 10, 12$, соответственно.



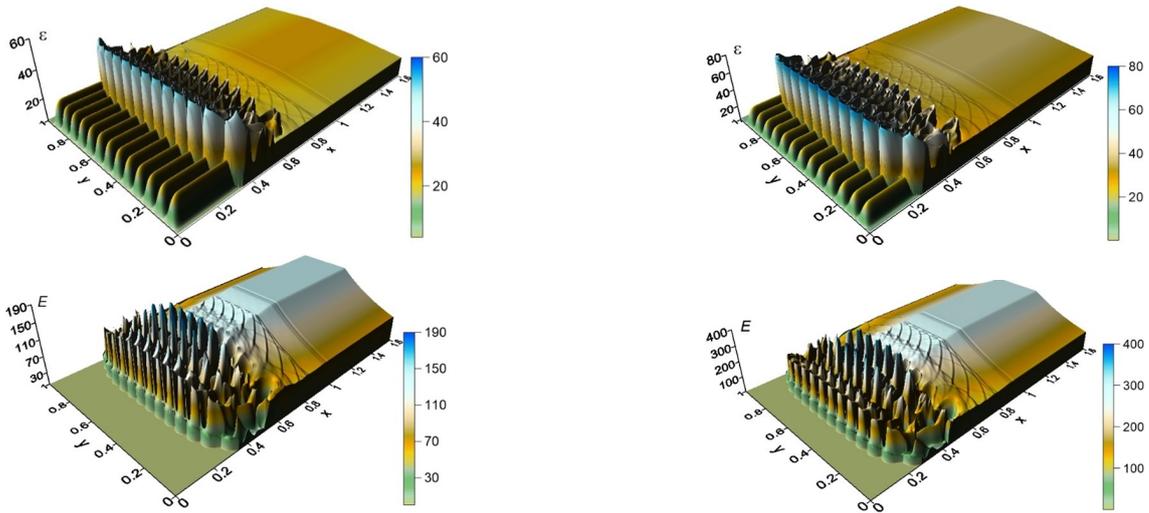


Рисунок 3.30 — Поля $(\rho, p, \varepsilon, E)$, параметр разрежения $\alpha_i = 0.1$, число Маха $M_{UB} = 6, t = 0.15$ (левый столбец), $M_{UB} = 8, t = 0.12$ (правый столбец) [8]

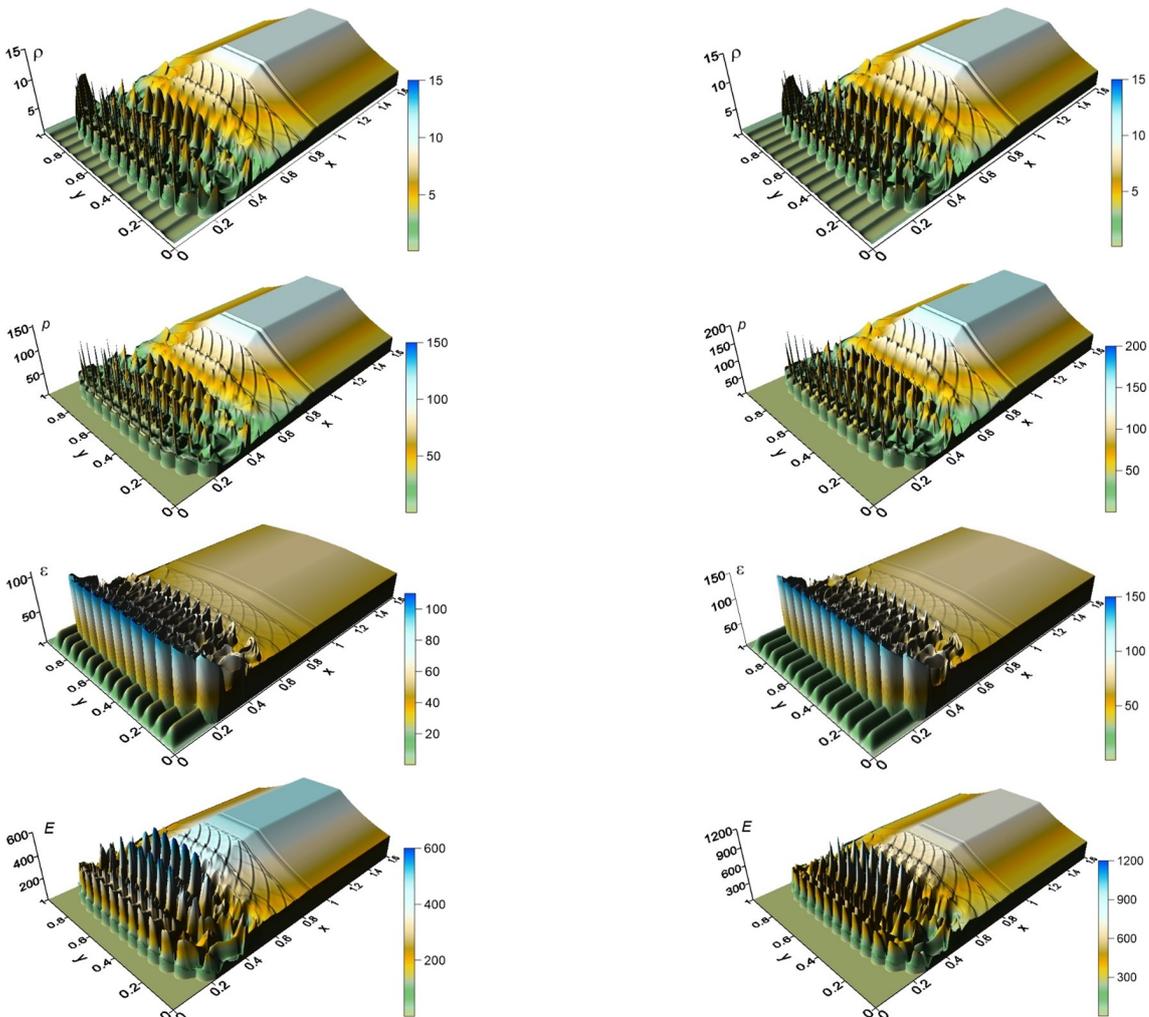


Рисунок 3.31 — Поля $(\rho, p, \varepsilon, E)$, параметр разрежения $\alpha_i = 0.1$, число Маха $M_{UB} = 10, t = 0.1$ (левый столбец), $M_{UB} = 12, t = 0.12$ (правый столбец) [8]

На рис. 3.32 представлена динамика максимального значения ε_{\max} в полученных ударно-волновых конфигурациях для различных параметров разрежения

α для всех рассматриваемых чисел Маха. Вычисляется максимальное значение внутренней энергии по пространству в области полученной ударно-волновой структуры с неустойчивостями. Эта величина имеет смысл наибольшего локального увеличения внутренней энергии за счет формирования такой структуры в результате действия стратифицированного источника энергии. Представленные временные зависимости имеют максимумы по t на начальном этапе взаимодействия. Наибольший локальный максимум достигается при $\alpha = 0.08$ и $M_{УВ} = 12$. Зависимости для различных M для всех рассматриваемых α приведены на рис. 3.33. Аналогично, значения ε_{\max} изменяются сильнее при меньших α и больших M . Отметим, что флуктуации внутренней энергии напрямую связаны с флуктуациями температуры газа в потоке, поэтому из результатов, представленных на рис. 3.32, 3.33, следуют аналогичные выводы для температуры газа.

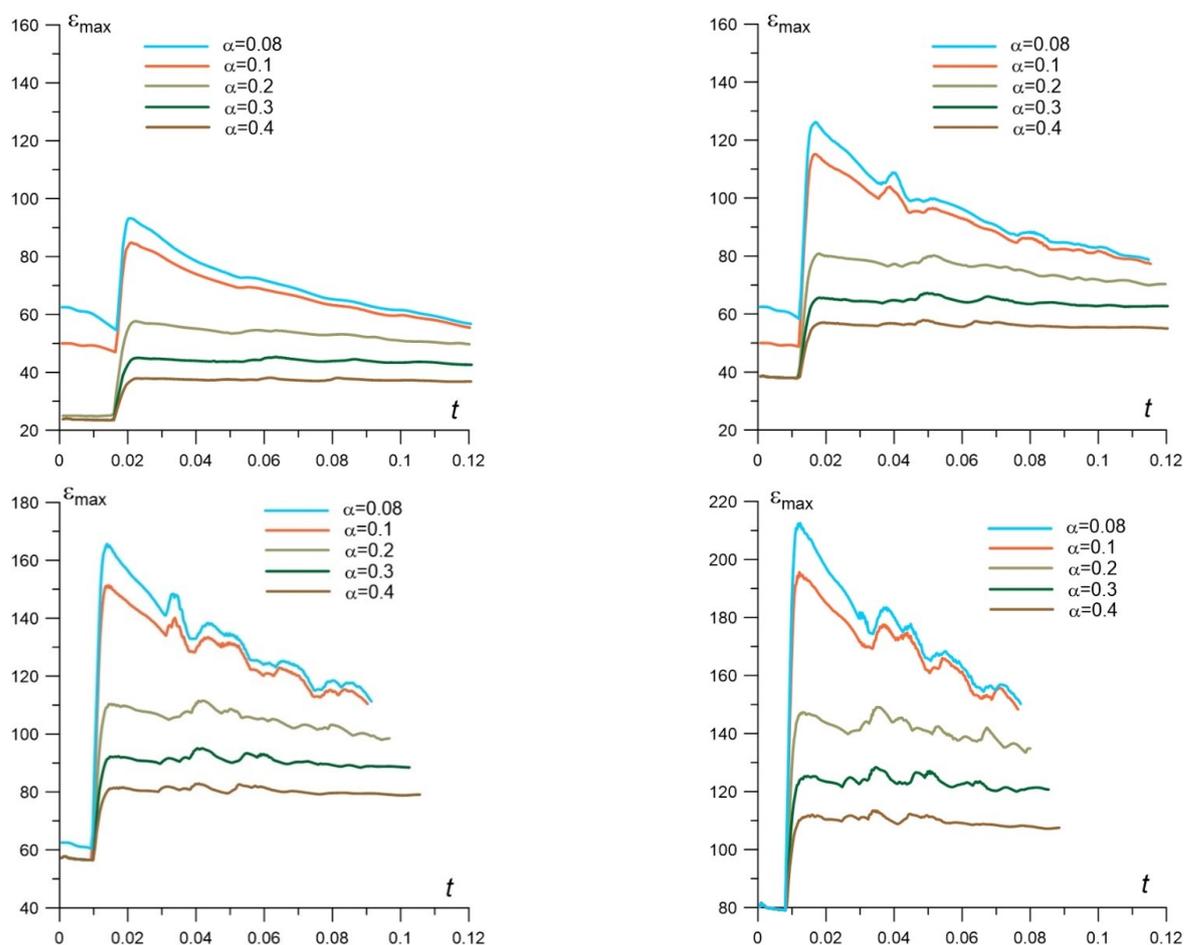


Рисунок 3.32 — Динамика ε_{\max} для различных α и а) $M_{УВ} = 6$, б) $M_{УВ} = 8$, в) $M_{УВ} = 10$, г) $M_{УВ} = 12$ [8]

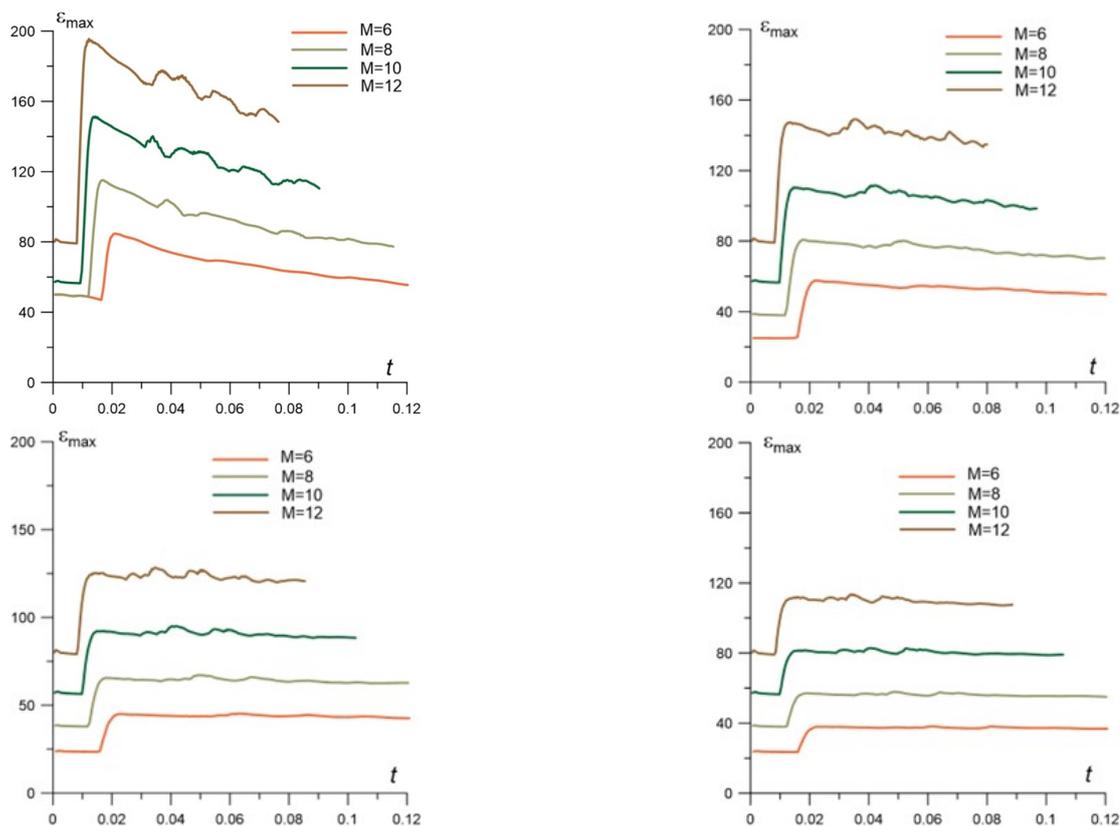
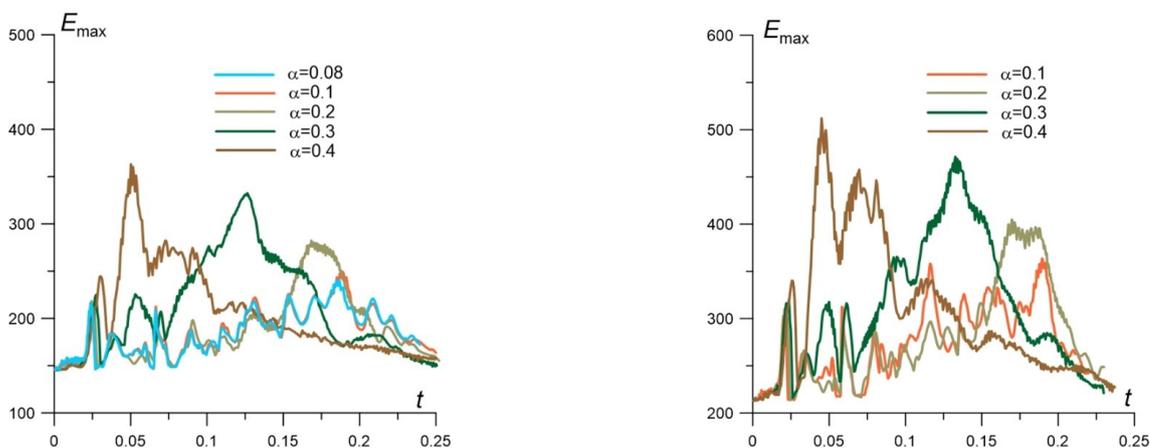


Рисунок 3.33 — Динамика ε_{\max} для различных M и а) $\alpha = 0.1$, б) $\alpha = 0.2$, в) $\alpha = 0.3$, г) $\alpha = 0.4$ [8]

Аналогично на рисунках 3.34, 3.35 представлена динамика максимального значения E_{\max} в полученных неустойчивых ударно–волновых структурах. Эта величина имеет смысл наибольшего локального увеличения кинетической энергии за счет образования ударно–волновой конфигурации при наличии стратифицированного источника энергии. На рис. 3.34 представлены зависимости $E_{\max}(t)$ при различных параметрах разрежения α для рассматриваемых чисел Маха ударной волны. Зависимости имеют локальные максимумы по времени t , которые тем больше, чем больше α и больше M .



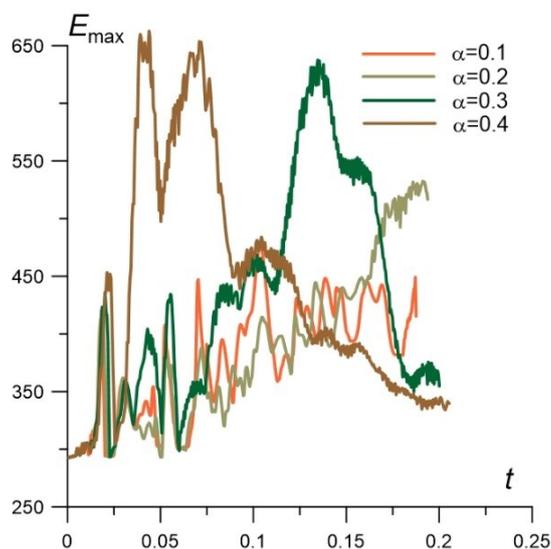


Рисунок 3.34 — Динамика E_{\max} для различных α и а) $M_{UV} = 6$, б) $M_{UV} = 7$, в) $M_{UV} = 8$ [8]

На рис. 3.35 показаны эти зависимости для разных M для рассматриваемых α , при этом, рост кинетической энергии происходит тем быстрее, чем больше α и больше M .

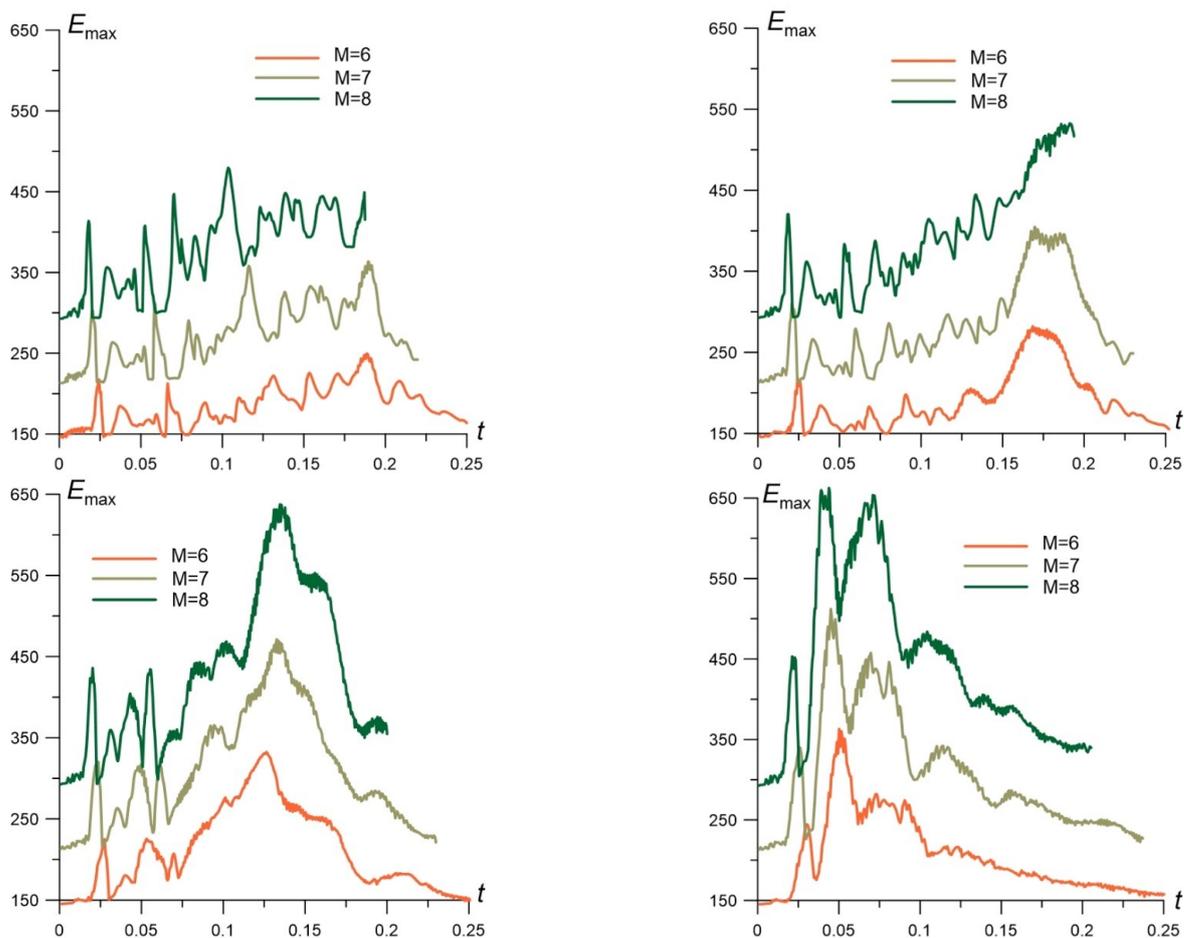


Рисунок 3.35 — Динамика E_{\max} для различных M и а) $\alpha = 0.1$, б) $\alpha = 0.2$, в) $\alpha = 0.3$, г) $\alpha = 0.4$ [8]

Отметим, что флуктуации плотности, давления и внутренней энергии сильнее на начальной стадии взаимодействия (рис. 3.32, 3.33), а максимумы кинетической энергии генерируются на средней стадии во времени (рис. 3.34, 3.35). Это можно объяснить тем, что максимум кинетической энергии определяется не только пиками, связанными с неустойчивым характером плотности газа, но и поведением скоростей потоков. Так, кинетическая энергия имеет максимальные значения, когда в потоке генерируются вихри, а образование вихрей требует некоторого дополнительного времени.

3.4.4 Оценка эффективности действия термически стратифицированного источника энергии

Для оценки «энергетической эффективности» использования термически стратифицированного источника энергии сравнивались поля параметров для стратифицированного и однородного источников. Однородный источник задавался в начальный момент времени в виде однородной области нагретого газа с размерами, совпадающими с размерами стратифицированного источника энергии. Параметры однородного источника энергии задавались таким образом, чтобы средние значения внутренней энергии в стратифицированном и однородном источниках были одинаковы

$$\varepsilon_h = \varepsilon_{h\text{ уср}} = \varepsilon_{\text{ уср}} = \frac{1}{N_i N_j} \sum_{i,j} \varepsilon_{i,j},$$

где N_i, N_j — количество узлов сетки по пространству, $\varepsilon_{\text{ уср}}, \varepsilon_{h\text{ уср}}$ — усредненные значения внутренней энергии в стратифицированном и однородном источниках, соответственно. В этом случае значения величин полной энергии для этих источников также равны (поскольку компоненты скорости в источниках энергии равны нулю). Таким образом, можно оценить преобразование различных видов энергии только за счет перераспределения энергии однородного источника в слои. На рис. 3.36 представлены поля внутренней энергии (рис. 3.36 а) и кинетической энергии (рис. 3.36 б) для однородного источника энергии, которые получены из решения двумерной задачи Римана, описывающей взаимодействие изначально плоской ударной волны с нагретой областью, создаваемой однород-

ным источником. В области, где рассматриваются ударноволновые структуры, поля внутренней и кинетической энергии ε_h, E_h близки к постоянным.



Рисунок 3.36 — Графики полей при $M_{yB} = 8, \alpha = 0.1, t = 0.12$ а) поле ε_h , б) поле E_h , [8]

Эффективность воздействия стратифицированного источника энергии по внутренней энергии η_ε и по кинетической энергии η_E оценивается следующим образом

$$\eta_s = \frac{\max_t \varepsilon_{\max} - \varepsilon_h}{\varepsilon_h}, \quad \eta_E = \frac{\max_t E_{\max} - E_h}{E_h},$$

где ε_h и E_h — значения внутри области между ударной волной и контактном разрывом. Зависимости η_ε и η_E от параметра разрежения α для рассматриваемых чисел Маха приведены на рис. 3.37. Относительное отклонение в локальных максимумах ε увеличивается с уменьшением α и M_{yB} и достигает $\approx 29\%$ при $M_{yB} = 6, \alpha = 0.1$ (рис. 3.37 а). Относительное отклонение в локальных точках максимума поля E увеличивается в ≈ 8.3 раза с уменьшением α и M_{yB} , для $M = 6, \alpha = 0.1$ (рис. 3.37 б). Отметим, что эта величина в большей степени зависит от температуры слоев в источнике энергии, чем от числа Маха ударной волны. Различие в поведении η_ε для $M_{yB} = 6$ и для $M_{yB} = 8 \div 10$ связано с различным расположением максимума величины ε_{\max} в рассматриваемых ударно-волновых конфигурациях.

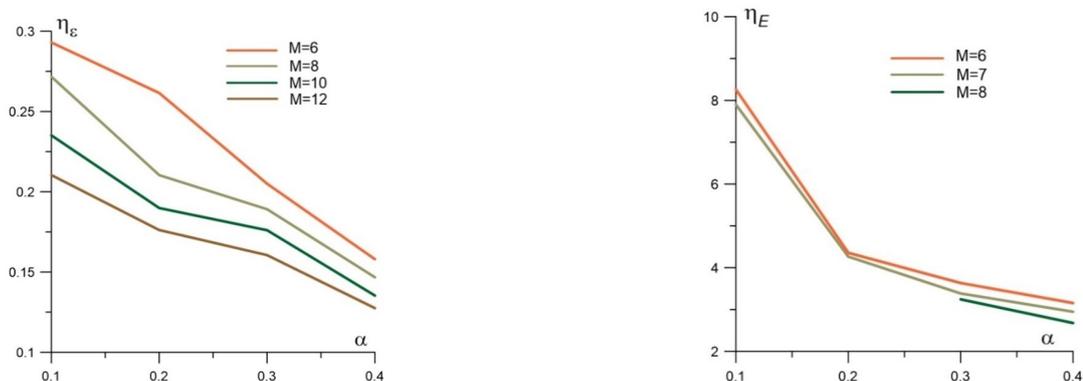


Рисунок 3.37 — Зависимость эффективности от а при различных M : а) для ε , б) для E [8]

3.5 Выводы к главе 3

1. Получено, что взаимодействие ударной волны с областью ионизационной неустойчивости приводит к неустойчивым ударно–волновым структурам, искривлению или полному размытию фронта волны, что качественно согласуется с экспериментом.
2. Установлено, что ключевым механизмом размытия фронта ударной волны является множественное проявление неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Определены параметры стратифицированного источника энергии, управляющие характером взаимодействия от искривления до полного разрушения фронта ударной волны.
3. Показано, что в результате взаимодействия происходит перераспределение внутренней энергии, ведущее к росту её объёмной плотности и образованию локальных зон с температурой, значительно превышающей случай однородного источника. Получено, что управление этими параметрами возможно через варьирование параметра разрежения в слоях (стратах).
4. Для анализа экспериментальных данных разработан автоматизированный метод обработки изображений, включая новый способ встраивания реальной геометрии в расчётную модель. Для восстановленной геометрии источника из экспериментальных изображений, подтверждено разрушение и искривление фронта ударной волны. Получено образование парных грибовидных структур, сопутствующих множественному проявлению неустойчивости Рихтмайера–Мешкова.

Глава 4. Моделирование воздействия стратифицированного источника энергии на сверхзвуковое обтекание тела

4.1 Постановка физической задачи и методология

В этой главе рассматривается задача сверхзвукового обтекания аэродинамического тела с половинным углом при вершине двойного клина $\beta = 45^\circ$ к вертикали и 90° при вершине тела под действием энерговклада. Моделирование проводилось на основе системы уравнений Навье–Стокса (2.10) для идеального вязкого теплопроводного газа с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$. Величины чисел Маха и Рейнольдса для набегающего потока принимались равными $M_\infty = 2.5$, $Re = 9500$. При переходе к безразмерным переменным в расчётах принимались следующие нормировочные коэффициенты

$$\rho_n = \rho_\infty, p_n = p_\infty, T_n = T_\infty, u_n = (p_\infty/\rho_\infty)^{0.5}, t_n = l_n/u_n,$$

где масштаб длины $l_n = D^{-1}D_{\text{dim}}$, а D и D_{dim} —безразмерная и размерная ширина клина, а число Рейнольдса определяется по масштабу длины l_n . Здесь индекс « ∞ » относится к параметрам набегающего потока. В качестве начальных условий задачи рассматривались поля параметров газа в установившемся сверхзвуковом потоке (рис. 4.1, указан безразмерный момент времени), а граничные условия обеспечивали условия отсутствия проскальзывания для адиабатической стенки в установившемся режиме (рис. 4.2). На выходных границах использовались условия отсутствия отражения (в направлении, нормальном к границе).

При этом, действие стратифицированного источника энергии ограничивалось по времени.

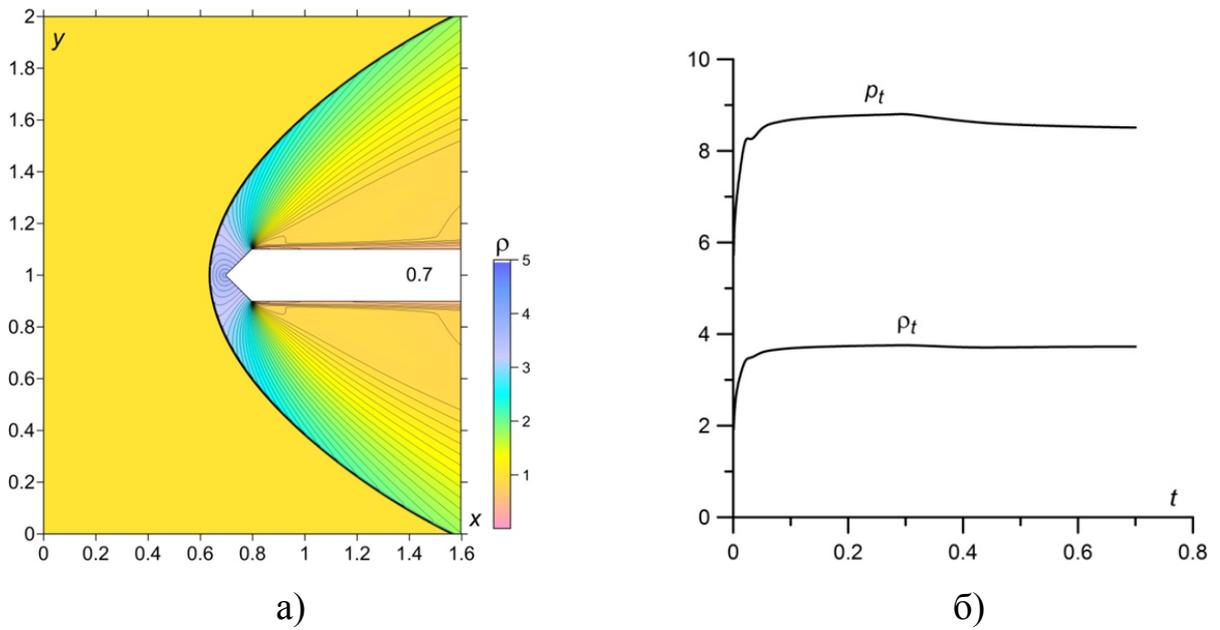


Рисунок 4.1 — а) Поле плотности в стационарном режиме без энерговклада; б) динамика параметров в вершине двойного клина

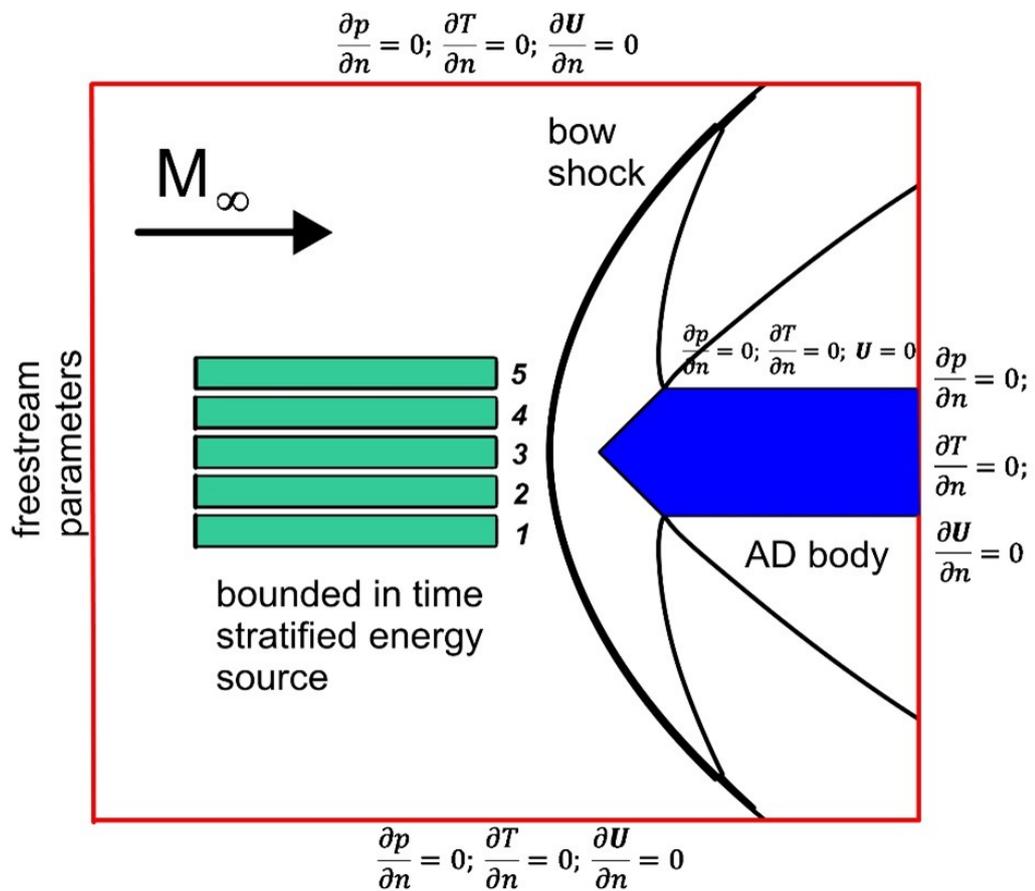


Рисунок 4.2 — Постановка задачи (схематическая) [4]

4.2 Влияние стратифицированного источника энергии на головную ударную волну и аэродинамические характеристики тела

Динамика взаимодействия стратифицированного источника энергии с ударным слоем, образованным телом «двойной клин–пластина» в сверхзвуковом потоке с числом Маха $M_\infty = 2$ представлена на рис. 4.3. Значение параметра разрежения $\alpha_i = 0.3$ принималось одинаковым во всех слоях. Внутри области источника энергии (рис. 4.3 а-в, моменты времени указаны на изображениях) можно наблюдать излом (дифракцию) ударной волны с образованием тройной конфигурации и формирование фронта предвестника [139].

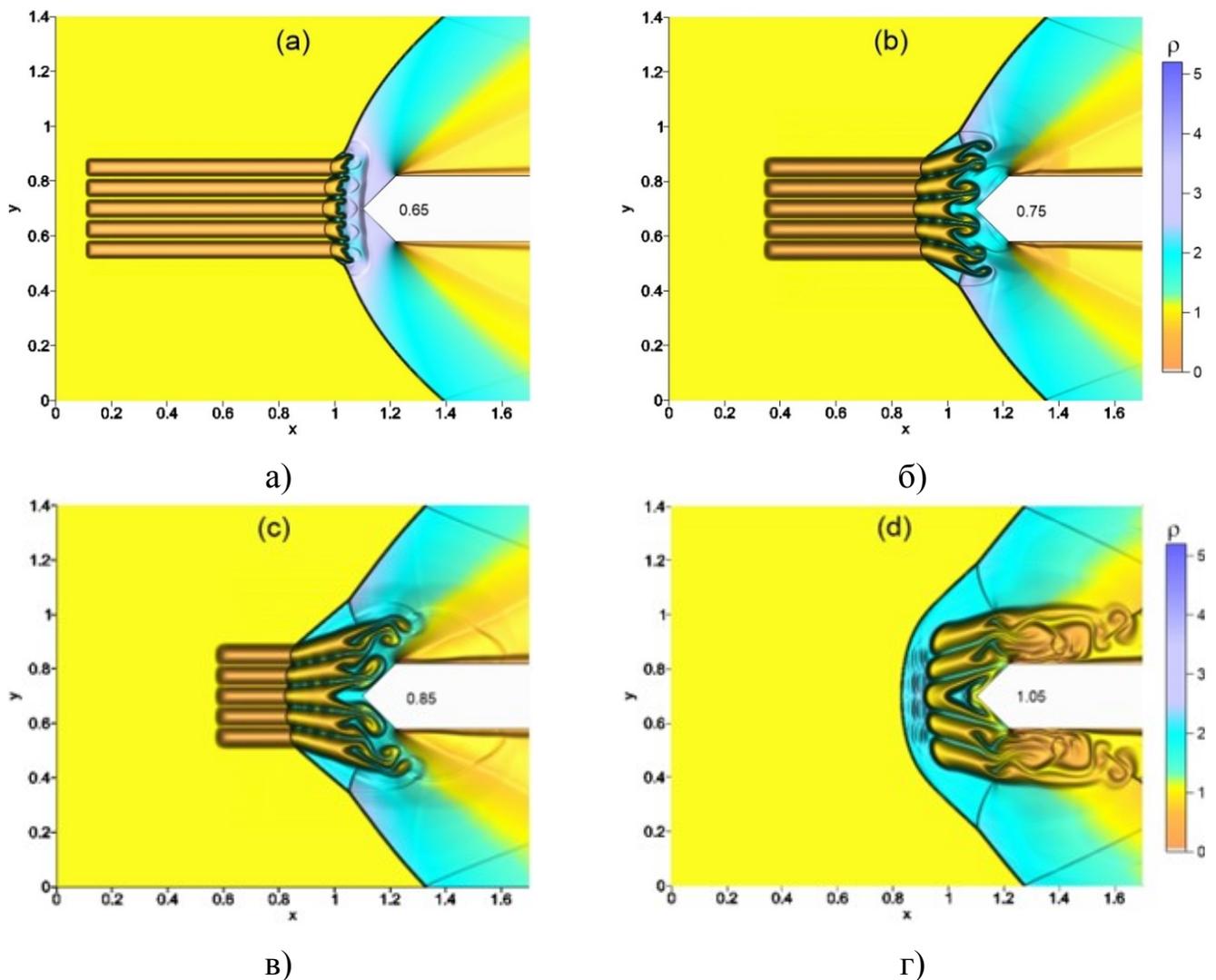


Рисунок 4.3 — Динамика поля плотности при взаимодействии стратифицированного источника энергии с ударным слоем, создаваемым заостренным телом, $t_i = 0.601$: а) $t = 0.65$; б) $t = 0.75$; в) $t = 0.85$; г) $t = 1.05$ [2]

На начальном этапе взаимодействия в полях плотности газа регистрируется проявление неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (рис. 4.3 а, б). Природа этой неустойчивости в задачах с внешним продольным источником энергии обнаружена и исследована в [37]. Далее происходит развитие вихревых (грибовидных) структур, взаимодействующих с фронтальной поверхностью тела (рис. 4.3 в). Вихревая структура, состоящая из множества вихрей, взаимодействует с лобовой поверхностью тела, вызывая падение силы сопротивления и падение давления торможения (в вершине двойного клина). Таким образом, механизм воздействия стратифицированного источника энергии на поверхность обтекаемого тела является многовихревым. Затем, вихревая структура полностью поглощается ударным слоем (рис. 4.3 г). После чего, источник, заканчивая своё действие, уходит из расчетной области и течение возвращается в невозмущенное состояние.

В полях плотности (в виде поверхностей), приведенных на рис. 4.4 а, б, видны острые пики, указывающие на проявление неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Фронт предвестника в этом случае изогнут и практически полностью разрушен за счёт проявления неустойчивости.

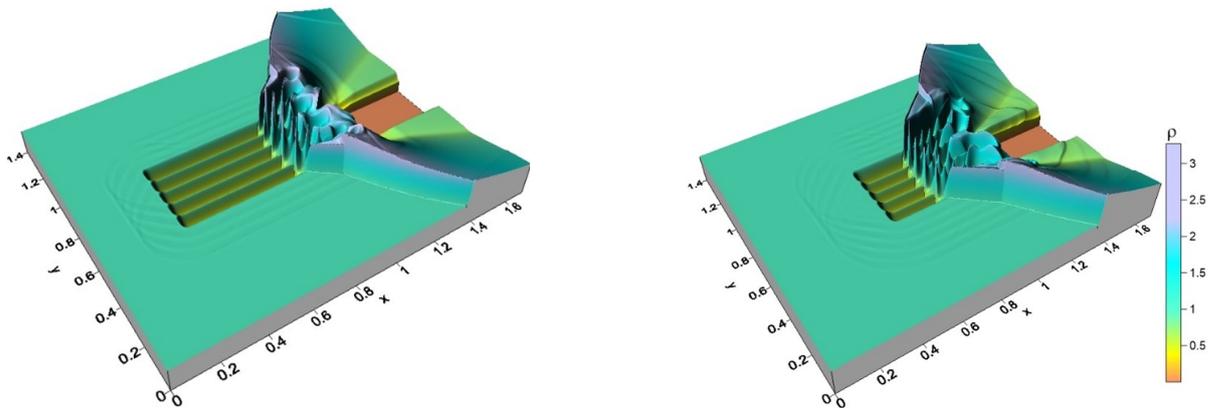


Рисунок 4.4 — Поля плотности: $t = 0.75$ (слева); $t = 0.85$ (справа) [2]

На рис. 4.5 показано сравнение динамики давления и плотности торможения в вершине двойного клина (обозначенных индексом st) (рис. 4.5 а), силы сопротивления передней поверхности F (рис. 4.5 б), температуры торможения (рис. 4.5 в) и средней температуры на поверхности двойного клина T_α (рис. 4.5 г) для стратифицированных и однородных источников энергии. Здесь

$$T_a = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N T_k,$$

где T_k —значение температуры в k -точке передней поверхности клина, N —количество точек сетки на этой поверхности. Анализ результатов расчета сведен

в таблицу 3. Здесь $\varepsilon_r = |(f_s - f_h) / f_0| \times 100 \%$, это абсолютное значение относительной разности, выраженной в процентах.

Таблица 3 — Усредненные по времени значения пониженной силы сопротивления F и повышенной температуры T для стратифицированного и однородного источников энергии

| Значение | Стратифицированный источник, f_s | Однородный источник, f_h | Без источника f_0 | $\varepsilon_r, \%$ |
|----------|------------------------------------|----------------------------|---------------------|---------------------|
| F | 0.7335 | 0.6577 | 1.1622 | 6.52 |
| T_{st} | 2.5394 | 3.9949 | 1.8652 | 78.03 |
| T_a | 4.5671 | 5.6928 | 3.5048 | 32.11 |

Этот анализ показывает, что при незначительной разнице в поведении давления и плотности в вершине двойного клина в области действия стратифицированного источника (рис. 4.5 а) наблюдается небольшое различие (6.5 %) в силе сопротивления клиновидной поверхности по отношению к силе лобового сопротивления в отсутствие источника. При этом разница температур в вершине клина значительна и температура в случае стратифицированного источника энергии на 78% меньше, чем в случае однородного (относительно температуры торможения при отсутствии источника) или в 1.6 раза меньше в осредненных по времени значениях (рис. 4.5 в). Динамика средней температуры на фронтальной поверхности T_a представлена на рис. 4.5 г.

Для стратифицированного источника энергии получено, что значение T_a на 32% меньше, чем при воздействии однородного источника (относительно значения T_a в отсутствие источника энергии) или в 1.25 раза меньше в осредненных по времени значениях. При этом максимум T_a на всем временном интервале для стратифицированного источника меньше этого значения для однородного источника в 1.5 раза (рис. 4.5 г). Таким образом, результаты расчётов показывают, что применение стратифицированного источника энергии, несмотря на небольшие потери в снижении силы сопротивления, дает несомненную выгоду в понижении температуры газа на поверхности обтекаемого тела.

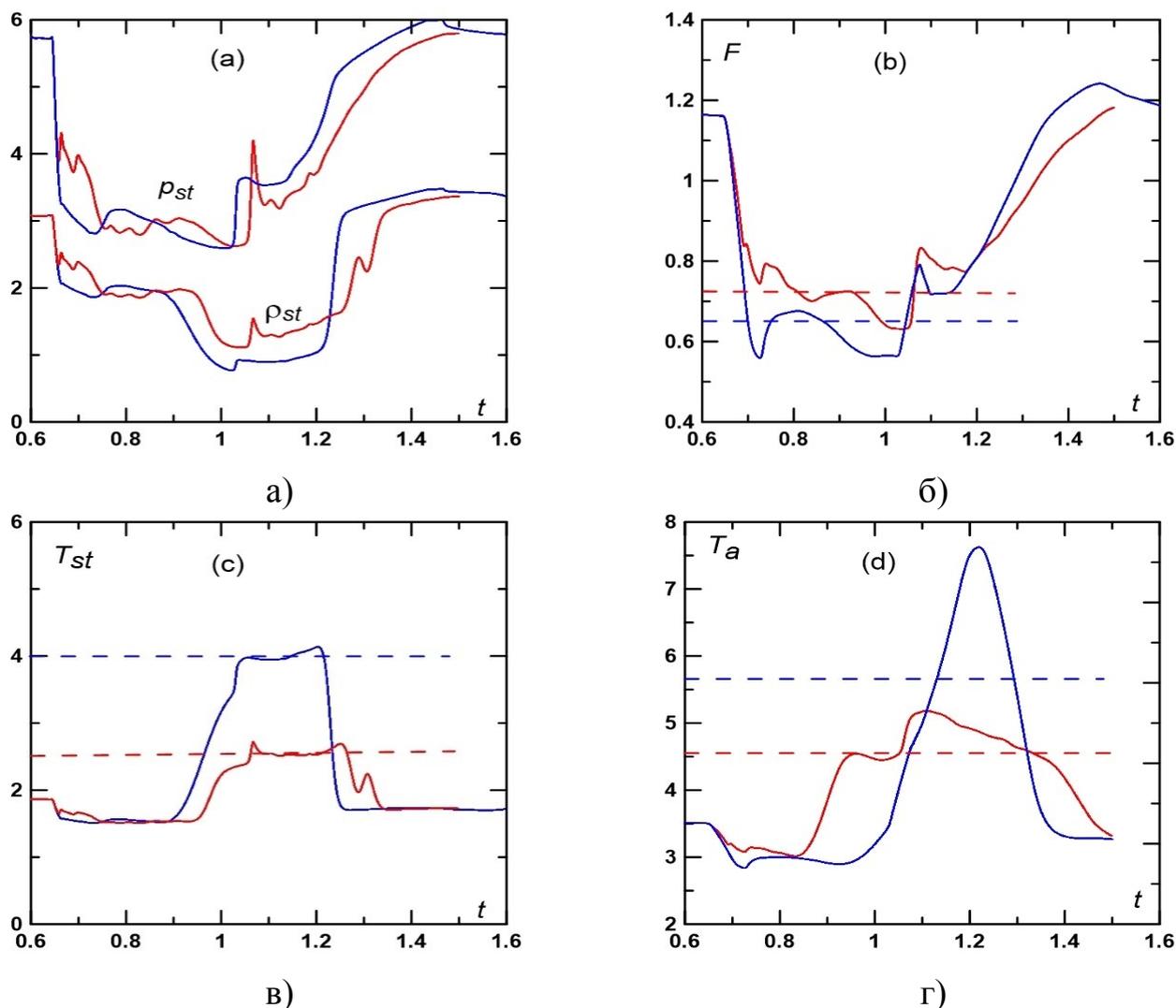


Рисунок 4.5 — Динамика параметров потока: давление p_{st} , плотность ρ_{st} в вершине двойного клина (а); сила переднего сопротивления F (б); температура T_{st} (в) и осредненная температура передней поверхности T_a (г); красная кривая—стратифицированный источник, синяя кривая—однородный источник; пунктирные линии—усредненные по времени значения на интервалах изменения) [2]

4.3 Принципы управления высокоскоростным потоком с применением стратифицированного источника энергии

В этом разделе формулируются принципы управления высокоскоростным потоком с применением стратифицированного источника энергии. Для проверки применяемого численного метода в условиях выбранной конфигурации численного эксперимента проводилось исследование сеточной сходимости. Поля течения в изохорах (рис. 4.6 а) и динамика параметров в критической точке

(рис. 4.6 б) были получены на трех разностных сетках (таб. 4). Количество узлов в сетках 1 и 2, а также в сетках 2 и 3 отличаются в 4 раза.

Таблица 4 — Характеристики рассматриваемых разностных сеток и относительные ошибки

| Сетка | Шаги $h_x = h_y$ | Узлы | ε_{p_t} | ε_{ρ_t} |
|-------|---------------------|--------------------|---------------------|------------------------|
| 1 | 0.0005 | 3400×2800 | 1.81% | 1.75% |
| 2 | 0.001 | 1700×1400 | 1.17% | 2.52% |
| 3 | 0.002 | 850×700 | 0.34% | 3.61% |

При этом, для сетки 1, значения давления в вершине тела отличаются друг относительно друга менее чем на 2%, где

$$\varepsilon_{p_t} = \frac{|p_t - p_{t, \text{теор}}|}{p_{t, \text{теор}}} \times 100\%, \quad \varepsilon_{\rho_t} = \frac{|\rho_t - \rho_{t, \text{теор}}|}{\rho_{t, \text{теор}}} \times 100\%.$$

Также практически совпадают положение и форма головной части ударной волны (рис. 4.6 а), что указывает на наличие сеточной сходимости. В расчётах применялась сетка 1 ($h_x = h_y = 0.0005$) для двух расчётных областей с 9.52×10^6 узлами (3400×2800 , координата оси симметрии тела $y_0 = 0.7$) и 12.96×10^6 узлами (3600×3600 , $y_0 = 0.9$). Здесь размеры сеток указаны с учетом среднего узла шаблона.

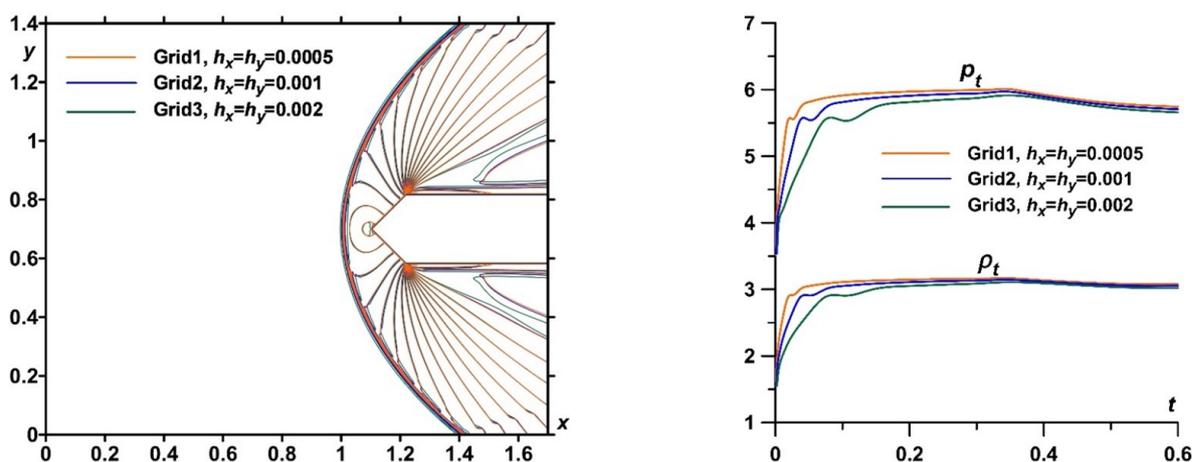


Рисунок 4.6 — Анализ сеточной сходимости на трех разных сетках: а) поля плотности (наложенные); б) динамика давления p_t и плотности ρ_t на вершине тела [4]

Определяющие параметры потока, использованные при моделировании, приведены в таблице 5. Предполагалось, что стратифицированный источник энергии возникает в установившемся потоке мгновенно в момент времени $t_i = 0.601$, движется вместе с набегающим потоком и начинает взаимодействовать

Таблица 5 — Параметры набегающего потока, аэродинамического тела и стратифицированного источника

| Определение | Обозначение | Значение |
|---|-------------|--------------|
| число Маха набегающего потока | M_∞ | 2 |
| соотношение удельных теплоемкостей | γ | 1.4 |
| число Рейнольдса | Re | 9500 |
| число Прандтля (20 °С) | Pr | 0.703 |
| ширина тела | D | 0.24 |
| координата оси симметрии тела | y_0 | 0.7; 0.9 |
| число слоёв в стратифицированном источнике энергии | N | 5 |
| ширина слоёв в стратифицированном источнике энергии | h_i | 0.05 |
| координата нижней границы источника энергии | y_{es} | 0.525; 0.725 |
| значение параметр разрежения i -го слоя в источнике энергии | α_i | 0.1-0.8 |

с головной ударной волной. Динамика полей плотности, давления и температуры при таком взаимодействии для симметричного набора значений α_i в слоях источника энергии представлена на рис. 4.7.

Изображения иллюстрируют динамику плотности, давления и температуры в возникающих вихревых структурах, обусловленных набором слоев $\{\alpha_i\}$ с нагретым центральным слоем. Видна динамика сложной ударной структуры с двумя вихрями пониженной плотности, сопровождающей неустойчивость Рихтмайера–Мешкова. Фронт головной ударной волны претерпевает существенную трансформацию. При прохождении стратифицированной области источника энергии происходит дифракция ударной волны, сопровождающаяся образованием двух симметричных тройных конфигураций ($t = 0.85$). При прохождении стратифицированного импульса видна кривизна головной ударной волны ($t = 1.05$), которая тем больше, чем меньше значение α_3 (или выше температура) в центральном слое. После прохождения стратифицированного импульса течение возвращается к невозмущенному установившемуся режиму. Эти результаты согласуются с результатами многочисленных исследований по влиянию нагретой продольной области на головную ударную волну.

Динамика полей плотности в виде поверхностей представлена на рис. 4.8. Видно, что фронт головной ударной волны под действием источника с бо-

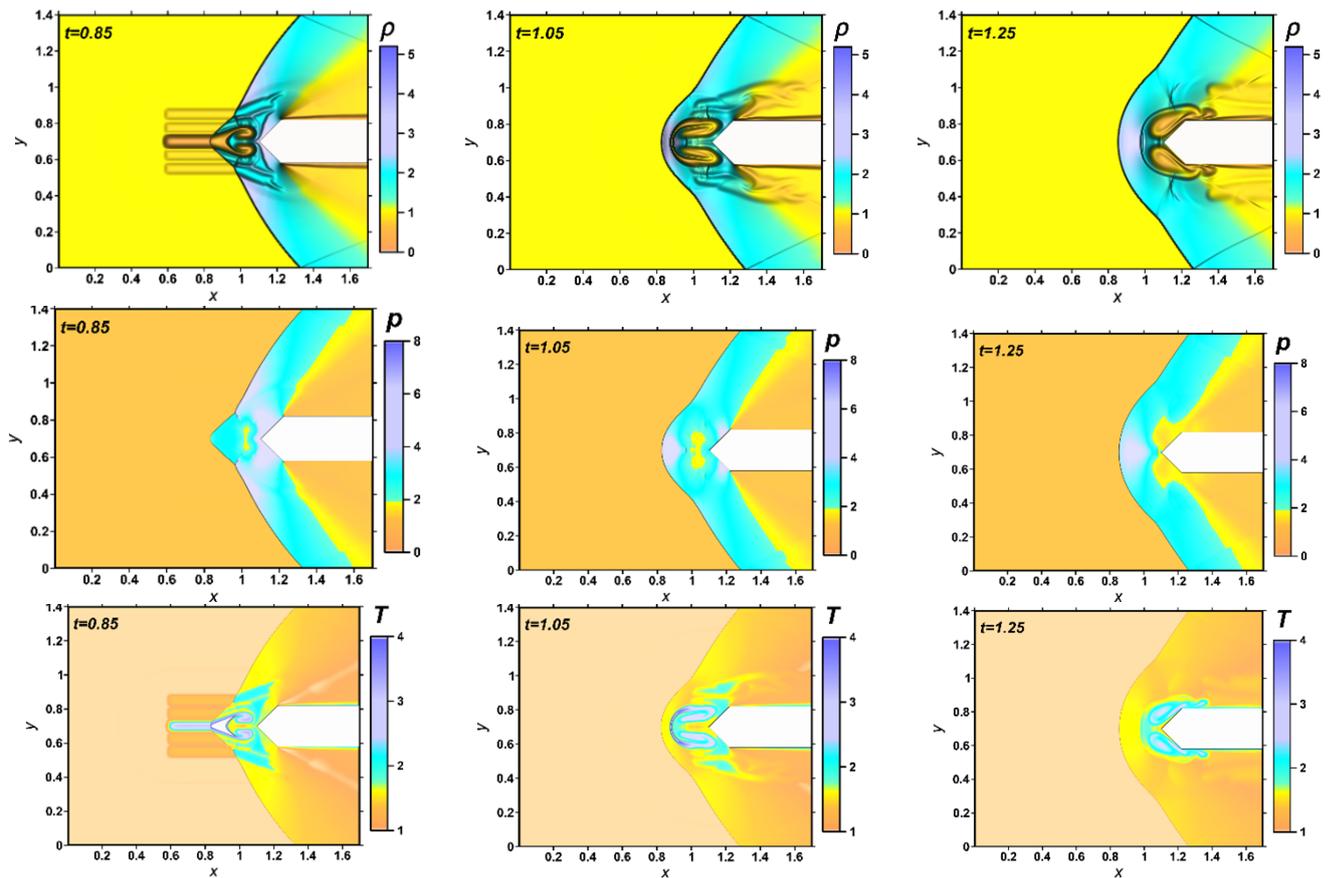
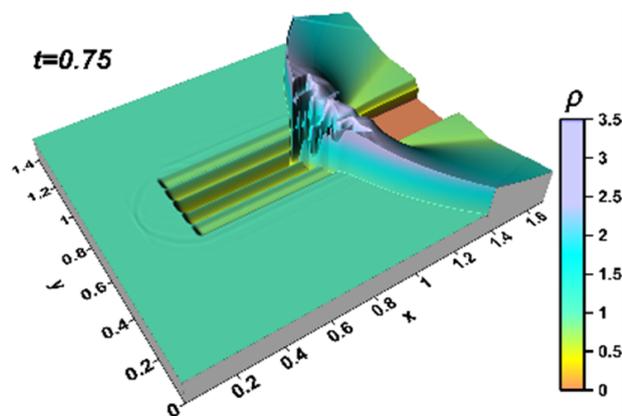


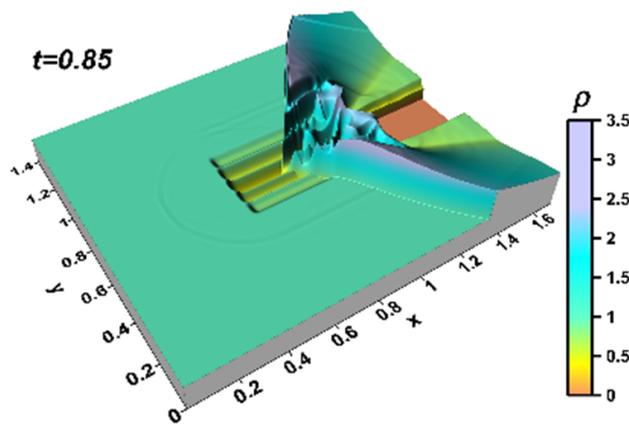
Рисунок 4.7 — Динамика полей плотности, давления и температуры для симметричного набора $\{\alpha_i\} = (0.8, 0.8, 0.2, 0.8, 0.8)$ в термически стратифицированном источнике энергии [4]

лее нагретыми центральными слоями практически перестает существовать. Это происходит под влиянием развития множественной неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [2; 37], которая характеризуется появлением резких флуктуаций (пиков) параметров и образованием сопутствующих «грибовидных» структур.



а)

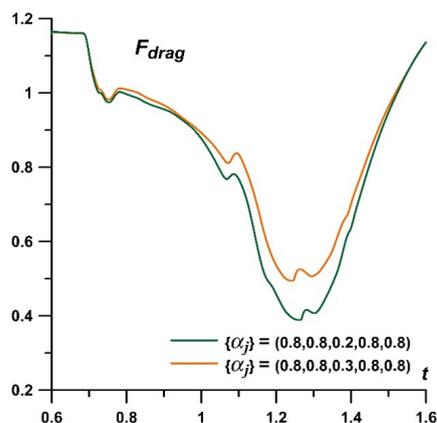
Динамика силы сопротивления для различных симметричных наборов $\{\alpha_i\}$ представлена на рис. 4.9. Видно, что уменьшение силы сопротивления больше



б)

Рисунок 4.8 — Динамика полей плотности для симметричного набора $\{\alpha_i\} = (0.8, 0.5, 0.2, 0.5, 0.8)$ в термически стратифицированном источнике энергии в момент времени: а) $t = 0.75$, б) $t = 0.85$ [4]

для более разреженных слоев в источнике энергии (с большей температурой) (рис. 4.9 а). Увеличение количества нагретых слоев в стратифицированном источнике уменьшает период колебаний во времени силы сопротивления, и увеличивает интервал времени, на котором сила сопротивления снижается (рис. 4.9 б). Снижение сопротивления тем больше (и более длительного действия во времени), чем больше слоев в источнике с пониженными значениями α_i (или более высокими температурами) в слоях. Таким образом, показана возможность управления силой сопротивления поверхностей тела, изменяя значения температуры и количества нагреваемых слоев в термически стратифицированном источнике энергии. Заметим, что в этом случае для симметричных наборов $\{\alpha_i\}$ в источнике подъемные силы не возникают, в отличие от асимметричных наборов $\{\alpha_i\}$ в источнике, как будет показано ниже.



Динамика полей плотности для асимметричного набора $\{\alpha_i\}$ в стратифицированном источнике энергии представлена на рис. 4.10. Зарождение асим-

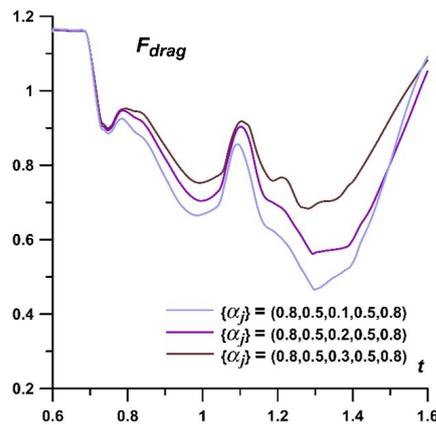


Рисунок 4.9 — Динамика силы сопротивления для различных симметричных наборов $\{\alpha_i\}$ [4]

метричных вихревых структур, и падение плотности в этих вихрях больше при меньших значениях α_i ($t = 0.75, 0.85$). На более горячих слоях головная ударная волна дифрагирует с образованием асимметричных трёхударных конфигураций ($t = 0.85$), рис. 4.10. После окончания воздействия импульсного ТСИЭ неустойчивости ослабевают и фронт ГУВ, а поток возвращается в исходное невозмущенное состояние.

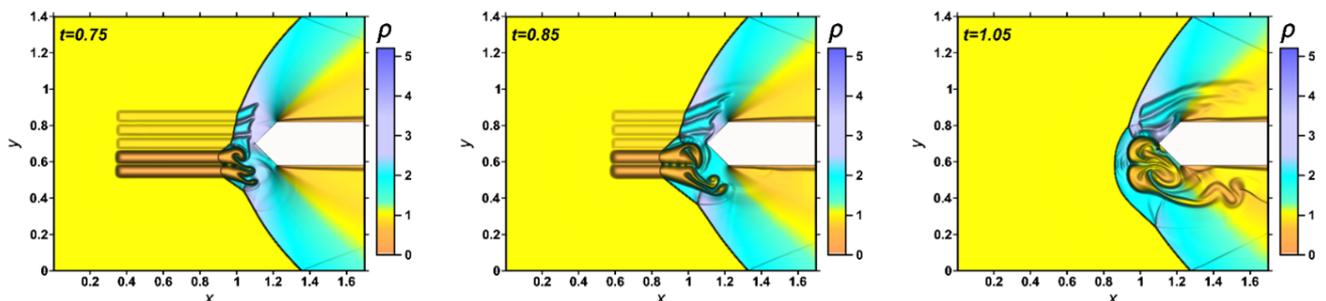


Рисунок 4.10 — Динамика поля плотности для асимметричного набора $\{\alpha_i\} = (0.2, 0.2, 0.8, 0.8, 0.8)$ [4]

Поля плотности для асимметричных наборов $\{\alpha_i\}$ приведены на рис. 4.11. Здесь рассматриваются асимметричные (левый ряд изображений) и «отражённые» асимметричные (правый ряд изображений) наборы $\{\alpha_i\}$, где в асимметричных наборах $\{\alpha_i\} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5)$ и в «отраженных» асимметричных наборах $\{\alpha_i\} = (\alpha_5, \alpha_4, \alpha_3, \alpha_2, \alpha_1)$. Кроме того, структуру течения демонстрируют векторные поля скорости потока (u, v) . Внутри вихревых структур течение носит спиралевидный характер. Полученные соответствующие картины течения являются симметричными относительно прямой $y = 0.5$, что обусловлено, помимо прочего, совпадением осей симметрии источника энергии и тела.

Динамика нестационарных сил сопротивления для различных асимметричных наборов $\{\alpha_i\}$ в стратифицированном источнике энергии представлена на рис. 4.12. Рассматривается сила сопротивления, формируемая клиновидной поверхностью тела F_{drag} , а также силы сопротивления, формируемые верхней и нижней поверхностями клина, $F_{\text{drag top}}$ и $F_{\text{drag bottom}}$, определяемые выражениями

$$F_{\text{drag bottom}} = \int_{y_b}^{y_b+R} p_b dy, \quad F_{\text{drag top}} = \int_{y_b+R}^{y_b+D} p_b dy, \quad F_{\text{drag total}} = F_{\text{drag bottom}} + F_{\text{drag top}},$$

где p_b —давление в вершине клина. Аналогично случаю симметричных наборов $\{\alpha_i\}$, снижение силы сопротивления F_{drag} тем больше, чем меньше $\{\alpha_i\}$ (зеленая, оранжевая и синяя кривые), в этом случае, сила сопротивления принимает близкие значения. Однако, рассматривая источник с разными значениями параметра разрежения α_i , можно задавать различную скорость изменения силы сопротивления, которая тем больше, чем больше разница в α_i (в значениях температуры) в слоях (зеленая, фиолетовая и оливковая кривые). Также, для асимметричных и «отражённых» асимметричных наборов $\{\alpha_i\}$ силы сопротивления верхней и нижней поверхностей имеют противоположные значения, а суммарные силы сопротивления одинаковы. Это связано с тем, что ось симметрии стратифицированного источника совпадает с осью симметрии тела.

Динамика полной подъемной силы $F_{\text{lift total}}$

$$F_{\text{lift bottom}} = \int_{x_b}^{x_b+L} p_{\text{bottom}} dx, \quad F_{\text{lift top}} = \int_{x_b}^{x_b+L} p_{\text{top}} dx, \quad F_{\text{lift total}} = F_{\text{lift bottom}} - F_{\text{lift top}},$$

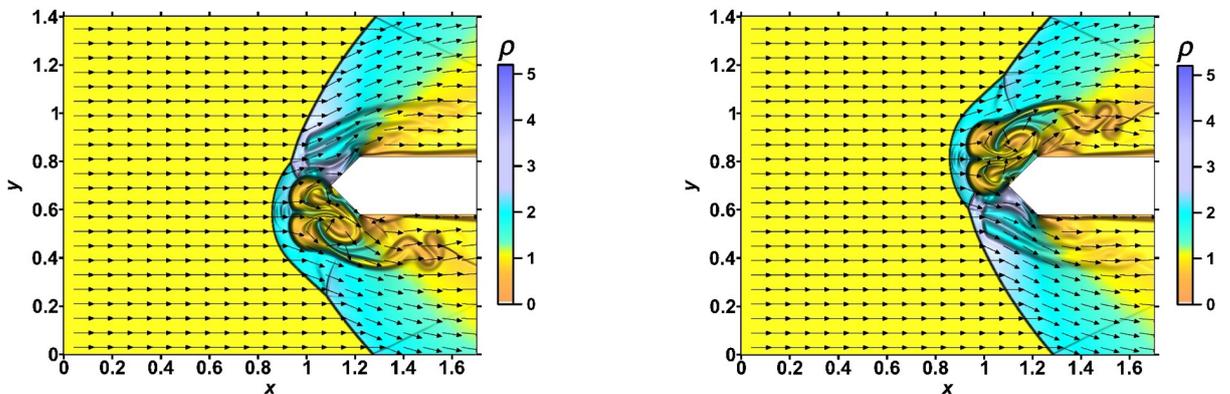


Рисунок 4.11 — Поля плотности и скорости для асимметричных наборов $\{\alpha_i\} = (0.2, 0.2, 0.8, 0.8, 0.8)$ (левый ряд) и для соответствующих «отражённых» асимметричных наборов $\{\alpha_i\} = (0.8, 0.8, 0.8, 0.2, 0.2)$ (правый ряд), $t = 1.05$ [4]

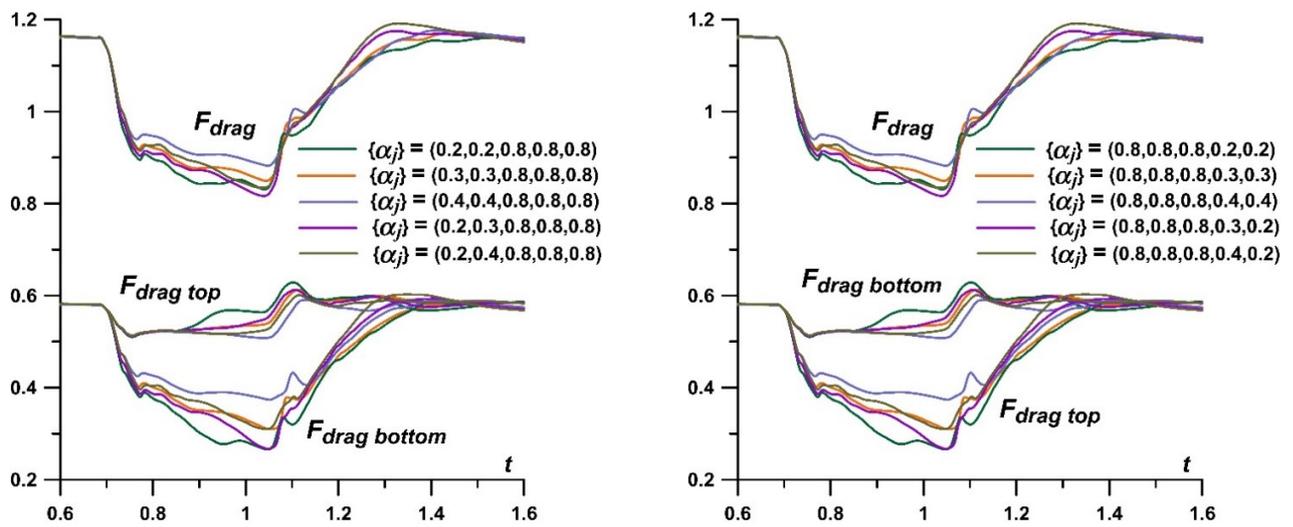


Рисунок 4.12 — Динамика силы сопротивления для различных асимметричных (а) и «отражённых» асимметричных (б) наборов $\{\alpha_i\}$ [4]

где p_{bottom} , p_{top} — давления на нижней и верхней поверхностях тела, включая поверхность клиновидной части, для асимметричных и «отраженных» асимметричных наборов $\{\alpha_i\}$ представлена на рис. 4.13. Динамика $F_{\text{lift total}}$ характеризуется тем, что большим абсолютным значениям этой силы соответствуют наборы $\{\alpha_i\}$ с более нагретыми слоями. Поэтому, и можно управлять скоростью изменения $F_{\text{lift total}}$, меняя параметр разрежения в слоях (зеленая, фиолетовая и оливковая кривые). Отметим, что динамика подъемных сил на рис. 4.13 описывается симметричными кривыми, поэтому, меняя асимметричный набор $\{\alpha_i\}$ его «отраженным» вариантом, можно получить противоположно направленные подъемные силы. Таким образом, подъемные силы можно создавать и контролировать с помощью термически стратифицированного источника энергии путем изменения значений температуры (параметра разрежения) в слоях. При этом, предполагается, что стратифицированный источник энергии расположен симметрично относительно аэродинамического тела при нулевом угле атаки.

4.4 Влияние стратифицированного источника энергии при сверхзвуковом обтекании заостренного цилиндрического тела на сигнатуры давления и уровень воспринимаемой громкости (PLdB) на поверхности земли

Для оценки влияния уровня шума PLdB при реализации управления потоком с помощью термически стратифицированного источника энергии проведены

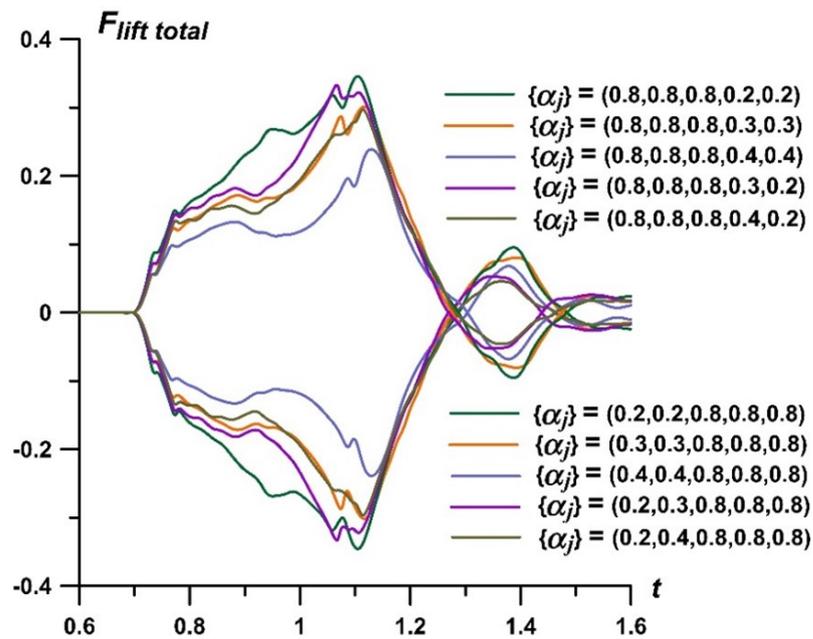


Рисунок 4.13 — Динамика подъемной силы для различных асимметричных (а) и «отражённых» асимметричных (б) наборов $\{\alpha_i\}$ [4]

расчеты относительного давления $\Delta p/p_\infty$ в ближнем поле (ближнепольные сигнатуры) для более длинного тела ($L = 10$) м на расстоянии $r = 16.8$. Угол при вершине модели 24° , $L/R = 12.5$. Габаритная длина тела предположительно составляет 80 м. Характеристики потока и обтекаемого тела, применяемые в моделировании, имеющие порядок реальных параметров фюзеляжа высокоскоростного самолета, приведены в таблице 6.

Таблица 6 — Характеристики потока и обтекаемого тела, принятые в вычислениях

| Характеристика | Определение | Безразмерное значение | Размерное значение | Параметр обезразмеривания |
|-----------------------------------|-------------|-----------------------|--------------------|---------------------------|
| Число Маха набегающего потока | M_∞ | 2.0; 1.5 | | |
| Давление в набегающем потоке | p_∞ | 0.2 | 26.5 кПа | $p_n = 132.5$ кПа |
| Показатель адиабаты | γ | 1.4 | | |
| Максимальный радиус тела | R | 0.8 | 6.4 м | $l_n = 8$ м |
| Длина | L | 10.0 | 80 м | $l_n = 8$ м |
| Половина ширины слоя ТСИ | r_s | 0.04 | 0.32 м | $l_n = 8$ м |
| Количество слоёв в ТСИ | N | 7.5 | | |
| Параметр разрежения в i -м слое | α_i | 0.25 | | |

Расчеты проводились на сетке $9600 \times 4500 = 43.2 \times 10^6$ узлов с $h_x = 0.005$, $h_r = 0.004$. Динамика полей плотности для $\alpha_i = 0.25$ под действием ТСИ с числом слоев $N = 7.5$ ($R_s = 1.1R$) по сравнению с динамикой полей плотности в отсутствие ТСИ при $M_\infty = 1.5, 2$ представлена на рис. 4.14. Динамика силы сопротивления F при $M_\infty = 1.5$ и $M_\infty = 2$ для $\alpha_i = 0.25$ при наличии источника с 7.5 слоями (наибольший эффект) представлена на рис. 4.15. Эффект снижения силы сопротивления F составляет 20.7% при $M_\infty = 2$ и на 19.0% при $M_\infty = 1.5$.

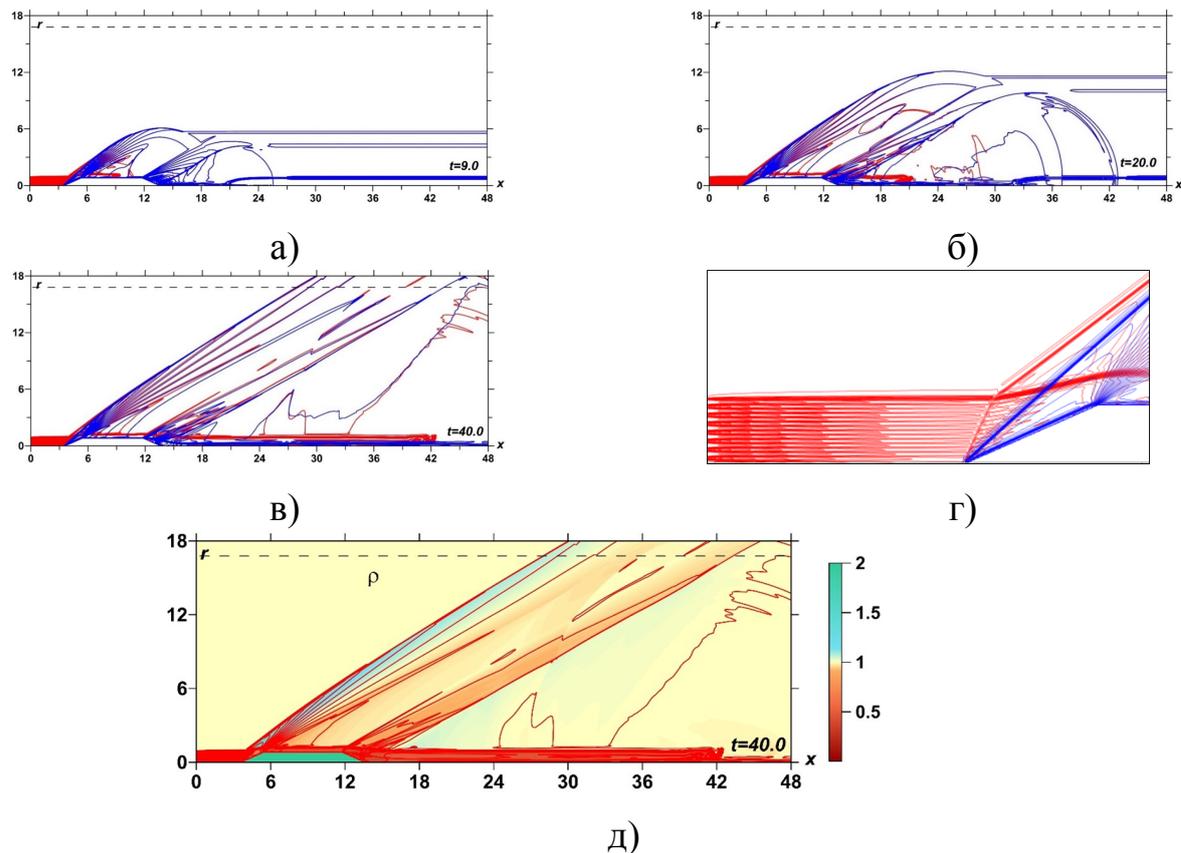


Рисунок 4.14 — Влияние ТСИ на обтекание тела: динамика полей плотности, $M_\infty = 2$, без источника энергии—синий, с ТСИ, $\alpha_i = 0.25$, $N = 7.5$ —красный; а) $t = 9$; б) $t = 20$; в) $t = 40$; г) взаимодействие источника с головной ударной волной (увеличено). Расстояние между изохорами—0.05; д) с ТСИ, $t = 20.0$ [7]

Сравнение профилей относительного давления $\Delta p/p_\infty$ при $r = 16.8$ в случае отсутствия ТСИ (синий) и при наличии ТСИ с $\alpha_i = 0.25$, $N = 7.5$ (оранжевый) при $t = 40$ приведено на рис. 4.16. Результаты расчётов демонстрируют невозрастание амплитуды головной ударной волны в сигнатуре давления при воздействии термически стратифицированного источника, несмотря на снижения сопротивления. Причина этого может заключаться в том, что воздействие термически стратифицированного источника на головную ударную волну концентрируется в ближайшей к телу зоне.

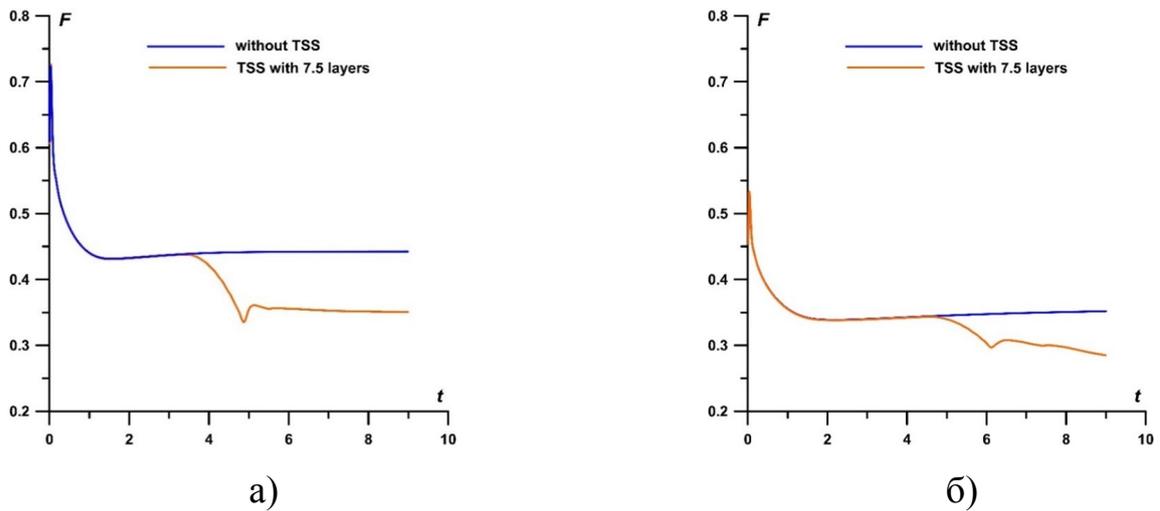


Рисунок 4.15 — Динамика силы сопротивления при наличии источника с $N = 7.5$ слоями, и параметром разрежения $\alpha_i = 0.25$, в сравнении с невозмущённым потоком: а) $M_\infty = 2$; б) $M_\infty = 1.5$ [7]

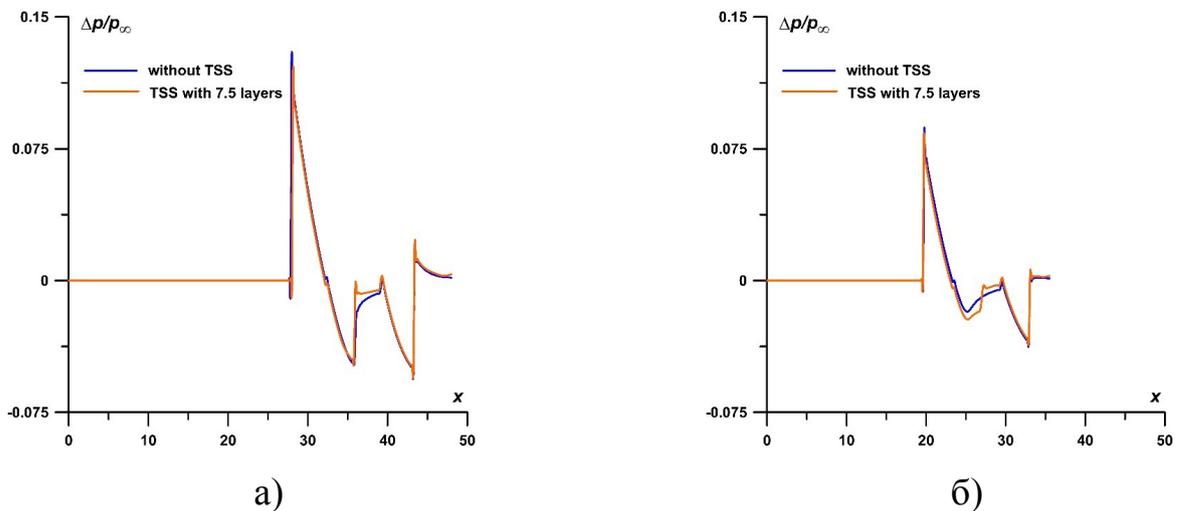


Рисунок 4.16 — Профили относительного давления $\Delta p/p_\infty$ при $r = 16.8$ без источника (синий) и с источником при $\alpha_i = 0.25$, $N = 7.5$ (оранжевый) в момент времени $t = 40$: а) $M_\infty = 2$, б) $M_\infty = 1.5$ [7]

Для оценки уровня воспринимаемой громкости (PLdB) на поверхности земли, применим подход, предложенный в [122; 140]. Метод позволяет по расчётному ближнему полю, использовать полученные распределения избыточного давления для моделирования распространения волны звукового удара в атмосфере на основе классической квазилинейной теории и подходов геометрической акустики. Профили давления ближнего поля (рис. 4.17) были обработаны с использованием программного кода из [122], реализующего моделирование прохождения сигнала через атмосферу. Оценивалось влияние только « N -волны», при этом профили

были смещены к началу координат. Давление на поверхности земли выражается в фунтах на квадратный фут.

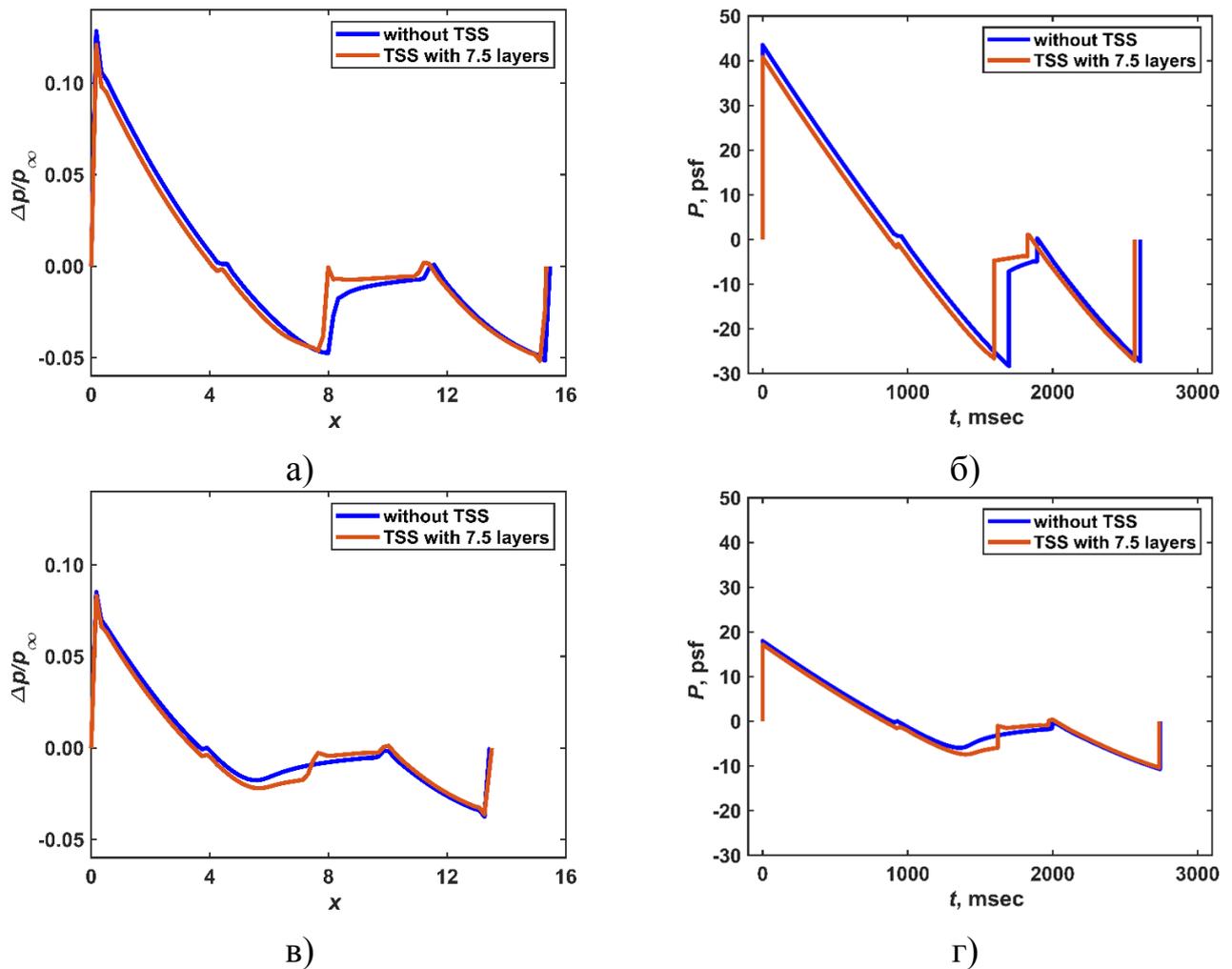


Рисунок 4.17 — Профили относительного давления $\Delta p/p_\infty$ и давление на поверхности земли (справа) при $r = 16.8$, $t = 40$, $\alpha_j = 0.25$, $N = 7.5$ (слева): а) $M_\infty = 2$, б) $M_\infty = 1.5$ [7]

Сравнение приведено при $M_\infty = 2$ и $M_\infty = 1.5$ в отсутствие стратифицированного источника (*синий*) и при его воздействии на профиль давления в ближней зоне с количеством слоёв $N = 7.5$ в источнике (*оранжевый*) на уровне $r = 16.8$. Высота полета предполагалась равной 32808.4 фута, что соответствует 10000 м. Соответствующие значения воздействия PLdB на грунт, оцененные с помощью пакета с открытым исходным кодом PyLdB [141], представлены в таблице 7. Код PyLdB реализует расчёт уровня воспринимаемой громкости, определяемого с помощью алгоритма Mark VII из [123]. Далее воспринимаемое значение коррелируется с таблицей соответствующего диапазона, составленной Стивенсом, а значение воспринимаемой амплитуды в зонах преобразуется в воспринимаемый уровень в децибелах согласно дополнительной таблице [141].

Таблица 7 — Воспринимаемый уровень шума (PLdB) на поверхности земли при $M_\infty = 1.5, 2$

| Относительное давление $\Delta p/p_\infty$ | PLdB при $M_\infty = 1.5$ | PLdB при $M_\infty = 2$ |
|--|---------------------------|-------------------------|
| в отсутствие стратифицированного источника | 163.62 дБ | 166.11 дБ |
| при наличии стратифицированного источника | 163.26 дБ | 165.60 дБ |

Из анализа табл. 7 можно сделать вывод, что при числе Маха $M_\infty = 1.5$ и 2 воздействие источника на фронт ГУВ не приводит к увеличению звукового давления на поверхности земли. Следовательно в условиях рассматриваемой геометрии задачи, управление потоком с помощью ТСИ энергии не вызывает роста уровня шума в децибелах на земной поверхности.

4.5 Выводы к главе 4

1. Численно исследовано влияние термически стратифицированного источника энергии на сверхзвуковое обтекание тела при $M_\infty = 2$. Показано, что в отличие от однородного источника, стратифицированный источник вызывает многократную генерацию неустойчивости Рихтмайера–Мешкова, что приводит к практически полному разрушению головной ударной волны и формированию многовихревого механизма воздействия на аэродинамическое тело.
2. Установлено значительное улучшение аэродинамических характеристик тела за счет использования стратифицированного источника энергии по сравнению с однородным источником: при незначительном снижении лобового сопротивления (в 1.1 раза) достигнуто существенное уменьшение температуры торможения в вершине тела (в 1.6 раза) и средней температуры его поверхности (до 1.5 раза).
3. Сформулированы принципы локального управления потоком: варьирование температуры и количества слоев в источнике позволяет целенаправленно создавать симметричные вихревые структуры для снижения сопротивления аэродинамического тела или асимметричные вихревые структуры — для генерации подъемной силы при нулевом угле атаки, контролируя при этом скорость изменения этих сил.
4. Для модели “конус-цилиндр-конус” показано, что управление потоком с помощью стратифицированного источника снижает амплитуду головной ударной волны и сопротивление, при этом не увеличивая уровень шума: уровень звукового удара на земле не превышает значений для невозмущенного потока. Таким образом получено, что в условиях рассмотренной геометрии задачи уменьшение сопротивления аэродинамического тела не приводит к увеличению воспринимаемой громкости на поверхности земли (PLdB).

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Проведено преобразование программного кода FlowView для расчета движения вязкого теплопроводного газа на основе системы уравнений Навье-Стокса. В алгоритм введены ограничители потоков (что позволило его применение в задачах обтекания для чисел Маха набегающего потока, $M_{ув} \geq 6$), а также автоматизирован способ задания источников энергии.
2. Получены результаты моделирования известных экспериментов по воздействию термически стратифицированного источника энергии на плоскую ударную волну. Получены режимы взаимодействия, характеризующиеся искривлением фронта ударной волны, а также, режимы с полным размытием ее фронта. Показано качественное согласие полученных результатов с экспериментальными данными.
3. Получены параметрические результаты исследования режимов при сверхзвуковых/гиперзвуковых скоростях первоначально плоской ударной волны. Показано, что под воздействием термически стратифицированного источника энергии за преобразованным фронтом ударной волны происходит перераспределение кинетической и внутренней энергии с образованием горячих областей, температура в которых в несколько раз больше, чем для однородного источника с такой же полной энергией. Получены оценки эффективности использования термически стратифицированного источника энергии для воздействия на ударную волну.
4. Разработан метод цифровой визуализации сложных границ термически стратифицированного источника энергии с использованием экспериментальных шлирен—изображений потока, позволивший провести моделирование с использованием границ термически стратифицированного источника энергии, соответствующих эксперименту, а также впервые получить парные грибовидные структуры, связанные общим вихрем.
5. Сформулированы принципы управления ударной волной и аэродинамическими характеристиками обтекаемого тела с помощью термически стратифицированного источника энергии за счет изменения температуры в его слоях (получены параметрические результаты). Показана

возможность управления головной ударной волной, параметрами торможения на модели, а также силой фронтального сопротивления и подъемными (опрокидывающими) силами при нулевом угле атаки с помощью термически стратифицированного источника энергии.

6. Получены оценки влияния использования термически стратифицированного источника энергии на воспринимаемую громкость в децибелах на поверхности земли с использованием параметрического волнового метода Томаса и алгоритма расчета Стивенса Марк VII. Получено, что в рамках рассмотренной геометрии задачи использование термически стратифицированного источника энергии в целях управления сверхзвуковым потоком/полетом не приводит к увеличению звукового воздействия на поверхность.

Публикации автора по теме диссертации

1. *Azarova O. A., Kravchenko O. V.* The use of spatially multi-component plasma structures and combined energy deposition for high-speed flow control: a selective review // *Energies*. — 2024. — Vol. 17, no. 7. — P. 1632.
2. *Azarova O., Kravchenko O.* Impact of a thermally stratified energy source on the bow shock wave and aerodynamic characteristics of a body // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2021. — Vol. 1891, no. 1. — P. 012025.
3. *Azarova O. A., Krasnobaev K. V., Lapushkina T. A., Kravchenko O. V.* Energy transformations accompanying a shock wave distortion and disappearance during the interaction with thermally stratified plasma // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2023. — Vol. 2548, no. 1. — P. 012004.
4. *Azarova O., Kravchenko O.* Principles of unsteady high-speed flow control using a time-limited thermally stratified energy source // *Fluids*. — 2022. — Vol. 7, no. 10. — P. 326.
5. *Kravchenko O., Azarova O., Lapushkina T.* Image-based processing simulation of shock wave propagation through the area of ionization instability // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2021. — Vol. 2127, no. 1. — P. 012013.
6. *Azarova O., Lapushkina T., Krasnobaev K., Kravchenko O.* Redistribution of energy during interaction of a shock wave with a temperature layered plasma region at hypersonic speeds // *Aerospace*. — 2021. — Vol. 8, no. 11. — P. 326.
7. *Kravchenko O. V., Azarova O. A., Knight D. D.* Impact of a Thermally Stratified Energy Source Located in Front of a Pointed Cylinder Aerodynamic Model on the Pressure Signatures and PLdB Effect on the Ground // *Applied Sciences*. — 2023. — Vol. 13, no. 13. — P. 7927.
8. *Azarova O., Krasnobaev K., Kravchenko O., Lapushkina T., Erofeev A.* Redistribution of energy in a viscous heat-conductive medium during the interaction of a shock wave with a temperature layered plasma region // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — Vol. 1698, no. 1. — P. 012004.
9. *Lapushkina T. A., Erofeev A. V., Azarova O. A., Kravchenko O. V.* Interaction of a plane shock wave with an area of ionization instability of discharge plasma in air // *Aerospace Science and Technology*. — 2019. — Vol. 85. — P. 347—358.

Список литературы

10. Черёмухин Г. А. Некоторые особенности в аэродинамике самолёта Ту-144 // Аэродинамика летательных аппаратов. — 1998. — С. 25—26.
11. Davies P. E. Bell X-1. — Osprey Publishing, 2016.
12. Якубович Н. В. Первые сверхзвуковые—Ту-144 против “Конкорда”. — Язуза, 2012.
13. Reding J. P., Guenther R. A., Richter B. J. Unsteady aerodynamic considerations in the design of a drag-reduction spike // Journal of Spacecraft and Rockets. — 1977. — Vol. 14, no. 1. — P. 54—60.
14. Ahmed M. Y. M., Qin N. Forebody shock control devices for drag and aero-heating reduction: A comprehensive survey with a practical perspective // Prog. Aerosp. Sci. — 2020. — Vol. 112, no. 100585. — P. 100585.
15. Flow control: fundamentals and practices / ed. by M. Gad-el-Hak, A. Pollard, J. P. Bonnet. — Springer Science & Business Media, 2003.
16. Kalimuthu R., Mehta R. C., Rathakrishnan E. Experimental investigation on spiked body in hypersonic flow // The Aeronautical Journal. — 2008. — Vol. 112, no. 11136. — P. 593—598.
17. Gerdroodbary M. B. Aerodynamic heating in supersonic and hypersonic flows. — Philadelphia, PA : Elsevier — Health Sciences Division, 2022.
18. Sahoo D., Das S., Kumar P., Prasad J. K. Effect of spike on steady and unsteady flow over a blunt body at supersonic speed // Acta Astronaut. — 2016. — Vol. 128. — P. 521—533.
19. Finley P. J. The flow of a jet from a body opposing a supersonic free stream // J. Fluid Mech. — 1966. — Vol. 26, no. 2. — P. 337—368.
20. Oswatitsch K. Schub und Widerstand bei Wärmezufuhr in Überschallströmung // Acta Mech. — 1967. — Vol. 3, no. 3. — P. 237—247.
21. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в журнал технической физики. — 1988. — Т. 14. — С. 684—687.

22. *Георгиевский П. Ю., Левин В. А.* Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним // Труды Математического института имени ВА Стеклова. — 1989. — Т. 186. — С. 197—202.
23. *Гордеев В. П., Красильников А. В., Лагутин В. И., Отменников В. Н.* Экспериментальное исследование возможности снижения аэродинамического сопротивления при сверхзвуковых скоростях с использованием плазменной технологии // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. — 1996. — № 2. — С. 177—182.
24. *Левин В. А., Терентьева Л. В.* Сверхзвуковое обтекание конуса при теплоподводе в окрестности его вершины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. — 1993. — № 2. — С. 110—114.
25. *Третьяков П., Гаранин Г., Грачев Г., Крайнев В., Пономаренко А., Тищенко В., Яковлев В.* Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического разряда // Докл. АН СССР. — 1996. — Т. 351, № 3. — С. 339.
26. *Tretyakov P. K., Fomin V. M., Yakovlev V. I.* New principles of control of aerophysical processes – research development // Proc. Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research, Novosibirsk, Russia, June 29-July 3 1996, p. 210. — 1996.
27. *Kremeyer K. P.* Energy deposition II: Physical mechanisms underlying techniques to achieve high-speed flow control // 20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. — Glasgow, Scotland : American Institute of Aeronautics, Astronautics, 07/2015.
28. *Артемов В., Бергельсон В., Калмыков А., Немчинов И., Орлова Т., Рыбаков В., Смирнов В., Хазинс В.* Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1988. — № 2. — С. 158—163.
29. *Артемов В., Бергельсон В., Немчинов И., Орлова Т., Смирнов В., Хазинс В.* Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1989. — № 5. — С. 146—151.
30. *Adelgren R., Elliot G., Knight D., Zheltovodov A., Beutner T.* Energy deposition in supersonic flows 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. — 2001.

31. *Riggins D., Nelson H. F., Johnson E.* Blunt-body wave drag reduction using focused energy deposition AIAA journal // AIAA journal. — 1999. — Vol. 37, no. 4. — P. 460—467.
32. *Miller D. S.* A study of the application of heat or force fields to the sonic-boom-minimization problem. — National Aeronautics, Space Administration, 1969.
33. *Краснобаев К. В., Сюняев Р. А.* Расчет обтекания рентгеновского источника звездным ветром // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1983. — Т. 4. — С. 106—111.
34. *Краснобаев К. В.* Сверхзвуковое обтекание слабых источников излучения Изв // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1983. — Т. 4. — С. 133—136.
35. *Борзов В. Ю., Михайлов В. М., Савиченко Н. П., Юрьев А. С.* Экспериментальное исследование обтекания тел вращения при энергоподводе в набегающий поток Методы исследования аэротермодинамических характеристик гиперзвуковых летательных аппаратов // М.: ЦАГИ. — 1992. — С. 27—28.
36. *Гувернюк С. В., Самойлов А. Б.* Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // Письма в ЖТФ. — 1997. — Т. 23, № 9. — С. 1—8.
37. *Azarova O. A.* Generation of Richtmyer–Meshkov and secondary instabilities during the interaction of an energy release with a cylinder shock layer // Aerosp. Sci. Technol. — 2015. — Vol. 42. — P. 376—383.
38. *Kolesnichenko Y., Brovkin V., Azarova O., Grudnitsky V., Lashkov V., Mashek I.* Microwave energy release regimes for drag reduction in supersonic flows // Proceedings of the 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit; American Institute of Aeronautics and Astronautics: Reston, Virginia, 2002. — 2002.
39. *Azarova O. A., Gvozdeva L. G.* Unsteady triple-shock configurations and vortex contact structures initiated by the interaction of an energy source with a shock layer in gases // Technical Physics Letters. — 2016. — Vol. 42. — P. 799—803.
40. *Azarova O. A., Gvozdeva L. G.* Control of triple-shock configurations in high-speed flows over a cylindrically blunted plate in gases for different Mach numbers Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers // Part G: Journal of Aerospace Engineering. — 2022. — Vol. 236. — P. 448—456.
41. *Knight D., Kianvashrad N.* Review of energy deposition for high-speed flow control Energies. — 2022.

42. *Knight D.* A short review of microwave and laser discharges for supersonic flow control. — 2015.
43. *Knight D.* Survey of aerodynamic drag reduction at high speed by energy deposition *Journal of Propulsion and Power*. — 2008.
44. *Rashid S., Nawaz F., Maqsood A., Salamat S., Riaz R.* Review of wave drag reduction techniques: Advances in active, passive, and hybrid flow control *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers // Part G: Journal of Aerospace Engineering*. — 2022. — Vol. 236. — P. 2851—2884.
45. *Starikovskiy A. Y., Aleksandrov N. L.* Gasdynamic flow control by ultrafast local heating in a strongly nonequilibrium pulsed plasma // *Plasma Phys. Rep.* — 2021. — Vol. 47, no. 2. — P. 148—209.
46. *Fomin V. M., Tretyakov P. K., Taran J.-P.* Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (short review) // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2004. — Vol. 8. — P. 411—421.
47. *Bletzinger P., Ganguly B. N., Van Wie D., Garscadden A.* Plasmas in high speed aerodynamics // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2005. — Vol. 38, no. 4. — R33—R57.
48. *Shang J. S., Surzhikov S. T., Kimmel R., Gaitonde D., Menart J., Hayes J.* Mechanisms of plasma actuators for hypersonic flow control // *Prog. Aerosp. Sci.* — 2005. — Vol. 41. — P. 642—668.
49. *Updike G., Shang J., Gaitonde D.* Hypersonic separated flow control using magneto-aerodynamic interaction // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. — 2005. — Vol. 164.
50. *Zong H., Chiatto M., Kotsonis M., Luca L. de.* Plasma synthetic jet actuators for active flow control *Actuators // Actuators*. — 2018. — Vol. 7, no. 4. — P. 77.
51. *Miles R. B.* Flow control by energy addition into high-speed // *Proceedings of the Fluids 2000 Conference and Exhibit, Denver, CO, USA, 19 June–22 June Paper AIAA-2000-2324*. — 2000. — P. 1—14.
52. *Shneider M. N., Macheret S. O., Zaidi S. H., Girgis I. G., Miles R. B.* Virtual shapes in supersonic flow control with energy addition // *Journal of Propulsion and Power*. — 2008. — Vol. 24. — P. 900—915.
53. *Russel A., Zare-Bentash H., Kontis K.* Joule heating flow control methods for high-speed flows // *Journal of Electrostatics*. — 2016. — Vol. 80. — P. 34—68.

54. *Leonov S. B., Li J., Fu S.* Review of plasma-based methods for high-speed flow control // Vol. 1376. — Guangzhou, (China), 2011. — P. 498—502.
55. *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. — Vol. 25, no. 6. — P. 063001.
56. *Kriegseis J., Simon B., Grundmann S.* Towards in-flight applications? A review on dielectric barrier discharge-based boundary-layer control // Applied Mechanics Reviews. — 2016. — Vol. 68, no. 2. — P. 020802.
57. *Знаменская И. А.* Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей Обзор // Научная визуализация. — 2021. — Т. 13, № 3. — С. 125—158.
58. *Knight D. D.* Energy deposition for high-speed flow control. — Cambridge University Press : Cambridge, UK, 450 p, 2019.
59. *Kolesnichenko Y., Azarova O., Brovkin V., Khmara D., Lashkov V., Mashek I., Ryvkin M.* Basics in beamed MW energy deposition for flow/flight control // 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 2004, p. — 2004.
60. *Myrabo L., Raizer Y.* Laser-induced air spike for advanced transatmospheric vehicles // Proceedings of the 25th Plasmadynamics and Lasers Conference; American Institute of Aeronautics and Astronautics: Reston, Virginia, 1994. — 1994.
61. *Bityurin V. A., Klimov A. I., Leonov S. B., Potebnya V. G.* On interaction of longitudinal pulse discharge with bow shock // Perspectives of MHD and Plasma Technologies in Aerospace Applications / ed. by Proc. — Moscow, Russia, 1999, 114 : IVTAN, 1999.
62. *Roupassov D. V., Nikipelov A. A., Nudnova M. M., Starikovskii A. Y.* Flow separation control by plasma actuator with nanosecond pulsed-periodic discharge // AIAA journal. — 2009. — Vol. 47. — P. 168—185.
63. *Lapushkina T. A., Erofeev A. V.* Supersonic flow control via plasma, electric and magnetic impacts // Aerosp. Sci. Technol. — 2017. — Vol. 69. — P. 313—320.
64. *Lapushkina T.* Principles of magnetohydrodynamical control of internal and external supersonic flows // Energies. — 2022. — Vol. 15.

65. *Nemchinov I. V., Artem'ev V. I., Bergelson V. I., Khazins V. M., Orlova T. I., Rybakov V. A.* Rearrangement of the bow shock shape using a “hot spike” // *Shock Waves*. — 1994. — Vol. 4. — P. 35—40.
66. *Артемяев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Орлова Т. И., Рыбаков В. А., Смирнов В. А., Хазинс В. М.* Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами ударных волн // *Математическое моделирование*. — 1989. — Т. 1, № 8. — С. 1—11.
67. *Georgievsky P., Levin V.* Transition to irregular regimes of supersonic flows over bodies initiated by energy deposition // *Proceedings of the 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit; American Institute of Aeronautics and Astronautics: Reston, Virginia, 2005*. — 2005.
68. *Azarova O., Knight D., Kolesnichenko Y.* Pulsating stochastic flows accompanying microwave filament/supersonic shock layer interaction // *Shock Waves*. — 2011. — Vol. 21. — P. 439—450.
69. *Azarova O. A., Knight D. D.* Interaction of microwave and laser discharge resulting “heat spots” with supersonic combined cylinder bodies // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2015. — Vol. 43. — P. 343—349.
70. *Azarova O. A., Knight D. D.* An approach of drag force decrease for combined cylinder AD bodies under the action of microwave and laser energy deposition // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2017. — Vol. 64. — P. 154—160.
71. *Knight D., Kolesnichenko Yu F., Brovkin V., Khmara D., Lashkov V., Mashek I.* Interaction of microwave-generated plasma with a hemisphere cylinder at Mach 2.1 // *AIAA journal*. — 2009. — Vol. 47. — P. 2996—3010.
72. *Azarova O. A.* Supersonic flow control using combined energy deposition // *Aerospace*. — 2015. — Vol. 2. — P. 118—134.
73. *Babinsky H., Harvey J. K.* Shock wave-boundary-layer interactions. — Cambridge University Press : Cambridge, UK, 32, 2011.
74. *Semban S., Liverts M., Apazidis N.* Plane blast wave interaction with an elongated straight and inclined heat-generated inhomogeneity // *J. Fluid Mech.* — 2018. — Vol. 851. — P. 245—267.

75. *Apazidis N., Sembian S., Liverts M.* Blast wave interaction with thermal and density inhomogeneities in air // Proceeding of the 32nd International Symposium on Shock Waves, Singapore, July. — 2019. — P. 14–19.
76. *Lapushkina T. A.* Peculiarities of the development of ionization instability of various scales in the air gas discharge // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1697.
77. *Lapushkina T. A., Erofeev A. V.* Features of the interaction of shock waves with regions of a gas-discharge plasma of different structure // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — Vol. 1400.
78. *Bityurin V., Klimov A., Leonov S., Lutsky A., Van Wie D., Brovkin V., Kolesnichenko Y.* Effect of heterogeneous discharge plasma on shock wave structure and propagation // Proceedings of the 3rd Weakly Ionized Gases Workshop; American Institute of Aeronautics and Astronautics: Reston, Virginia, 1999. — 1999.
79. *Leonov S., Carter C., Houpt A., Ombrello T.* Mitigation of reflected shock wave by streamwise plasma array // Proc. 7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS) 2017. — 2017. — P. 1–11.
80. *Leonov S. B., Firsov A. A., Houpt A. W.* Suppression of reflected oblique shock wave by multi-filamentary plasma // IOP Publishing. — 2018. — Vol. 1112.
81. *Leonov S., Andrews P., Lax P.* Shock wave reflection from plasma array // Proc. 7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS) 2022. — 2022. — P. 1–10.
82. *Andrews P., Lax P., Leonov S.* Triggering shock wave positions by patterned energy deposition // Energies. — 2022. — Vol. 15.
83. *Elliott S., Hasegawa M., Sakaue H., Leonov S.* Shock-dominated flow control by plasma array: Pressure analysis including pressure-sensitive paint visualization // Experimental Thermal and Fluid Science. — 2022. — Vol. 131.
84. *Falempin F., Firsov A. A., Yarantsev D. A., Goldfeld M. A., Timofeev K., Leonov S. B.* Plasma control of shock wave configuration in off-design mode of $M=2$ inlet // Experiments in Fluids. — 2015. — Vol. 56. — P. 1–10.
85. *Feng L., Wang H., Chen Z., Zhou Y., Yang Y.* Unsteadiness characterization of shock wave/turbulent boundary layer interaction controlled by high-frequency arc plasma energy deposition // Physics of Fluids. — 2021. — Vol. 33.

86. *Feng L., Ma X., Zhang Y., Wang C. Xue R., Chen Z.* Response characteristics of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction disturbed by arc plasma energy deposition // *Physics of Fluids*. — 2022. — Vol. 34.
87. *Gan T., Wu Y., Sun Z., Jin D., Song H., Jia M.* Shock wave boundary layer interaction controlled by surface arc plasma actuators // *Physics of Fluids*. — 2018. — Vol. 30.
88. *Gan T., Wang Q.* Mechanisms of SWBLI control by using a surface arc plasma actuator array // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2021. — Vol. 128.
89. *Gan T., Wang Q.* Manipulation of ramp-induced shock using an array of surface arc plasma actuators // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2022. — Vol. 93.
90. *Gan T., Wang Q., Gan W., Jieming Z.* Visualization study of perturbations induced by plasma actuators and its effect on shock wave/boundary-layer interaction // *Journal of Visualization*. — 2023. — Vol. 26. — P. 517—528.
91. *Wang H., Li J., Jin D., Tang M., Wu Y., Xiao L.* High-frequency counter-flow plasma synthetic jet actuator and its application in suppression of supersonic flow separation // *Acta Astronaut.* — 2018. — Vol. 142. — P. 45—56.
92. *Wang H., Min F., Xie Z., Li J., Dai J., Yang Y.* Quantitative study of the control of hypersonic aerodynamics using millisecond pulsed discharges // *Physics of Fluids*. — 2022. — Vol. 34.
93. *Wang H., Min F., Xie Z., Xie F., Li J., Yang Y.* High-speed aerodynamics control using energy injection of pulsed discharges // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2023. — Vol. 133.
94. *Ma X., Fan J., Wu Y., Liu X., Xue R.* Study on the mechanism of shock wave and boundary layer interaction control using high-frequency pulsed arc discharge plasma // *Physics of Fluids*. — 2022. — Vol. 34.
95. *Tang M. X., Wu Y., Guo S. G., Sun Z. Z., Luo Z. B.* Effect of the streamwise pulsed arc discharge array on shock wave/boundary layer interaction control // *Physics of Fluids*. — 2020. — Vol. 32.
96. *Tang M., Wu Y., Zong H., Guo S., Liang H., Luo Y.* Experimental investigation on compression ramp shock wave/boundary layer interaction control using plasma actuator array // *Physics of Fluids*. — 2021. — Vol. 33.

97. *Shahid H., Maqsood A., Xie D.* Shock reduction through opposing jets: atmospheric entry vehicle. AIAA SCITECH 2023 Forum, 23-27 January 2023, National Harbor // Paper AIAA. — Vol. 2023—2116. — P. 1—17.
98. *Xu H., Huang W., Yan L., Du Z.-B.* Control of shock wave/boundary layer interaction induced by the microjet configuration // *Acta Astronaut.* — 2022. — Vol. 201. — P. 111—128.
99. *Xu H., Huang W., Du Z.-B., Meng Y.-S., Liu C. Y., Yan L.* Influences of microjet pressure and number of microjets on the control of shock wave/boundary layer interaction // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2023. — Vol. 138.
100. *Saifutdinov A. I., Kustova E. V., Karpenko A. G., Lashkov V. A.* Dynamics of focused pulsed microwave discharge in air // *Plasma Physics Reports.* — 2019. — Vol. 45. — P. 602—609.
101. *Хоронжук P. С.* Лазерно-иницированный СВЧ разряд в сверхзвуковом потоке воздуха // [Текст]: дис. ... канд. ф.-м. наук. — 2015. — Т. 17. — С. 12.
102. *Shneider M. N., Zheltikov A. M., Miles R. B.* Long-lived laser-induced microwave plasma guides in the atmosphere: self-consistent plasma-dynamic analysis and numerical simulations // *Journal of Applied Physics.* — 2010. — Vol. 108.
103. *Clifford C., Singhal A., Samimy M.* Flow control over an airfoil in fully reversed condition using plasma actuators // *AIAA journal.* — 2016. — Vol. 54. — P. 141—149.
104. *Rajendran L. K., Singh B., Vlachos P. P., Bane S.* Filamentary surface plasma discharge flow length and time scales // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2021. — Vol. 54.
105. *Little J.* Localized thermal perturbations for control of turbulent shear flows // *AIAA Journal.* — 2019. — Vol. 57. — P. 655—669.
106. *Wang L., Luo Z., Xia Z., Liu B., Deng X.* Review of actuators for high speed active flow control // *Science China Technological Sciences.* — 2012. — Vol. 55. — P. 2225—2240.
107. *Ukai T., Kontis K.* Thermal fluctuation characteristics around a nanosecond pulsed dielectric barrier discharge plasma actuator using a frequency analysis based on schlieren images // *Energies.* — 2020. — Vol. 13.

108. *Kopiev V. F., Akishev Y. S., Belyaev I. V., Berezhetskaya N. K., Bityurin V. A., Faranosov G. A., Grushin M. E., Klimov A. I., Kopiev V. A., Kossyi I. A., Moralev I. A., Ostrikov N. N., Taktakishvili M. I., Trushkin N. I., Yu Z. M.* Instability wave control in turbulent jet by plasma actuators // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2014. — Vol. 47.
109. *Афанасьев С. А., Бровкин В. Г., Колесниченко Ю. Ф., Машек И. Ч.* Влияние газодинамических процессов на структуру и пороги СВЧ-разряда при инициации лазерной искрой // *Письма в ЖТФ*. — 2011. — Т. 37, № 15. — С. 40—46.
110. *Mashek I. C., Lashkov V. A., Khoronzhuk R. S., Potapenko D. P., Brovkin V. G.* Microwave energy deposition in supersonic flows on laser-initiated dipole structures // *Proc. 52nd Aerospace Sciences Meeting (SciTech), January, National Harbor, Maryland, Paper AIAA 2014-0487*. — 2014. — P. 13—17.
111. *Khoronzhuk R. S., Karpenko A. G., Lashkov V. A., Potapeko D. P., Mashek I. Ch.* Microwave discharge initiated by double laser spark in a supersonic airflow // *Journal of Plasma Physics*. — 2015. — Vol. 81.
112. *Znamenskaya I. A., Koroteev D. A., Lutsky A. E.* Discontinuity breakdown on shock wave interaction with nanosecond discharge // *Physics of Fluids*. — 2008. — Vol. 20.
113. *Doroshchenko I., Znamenskaya I., Koroteev D., Kuli-zade T.* When shock is shocked: Riemann problem dynamics at pulse ionization of a shock wave // *Physics of Fluids*. — 2017. — Vol. 29.
114. *Koroteeva E., Znamenskaya I., Doroshchenko I.* Experimental and numerical investigation of a flow induced by a pulsed plasma column // *Physics of Fluids*. — 2018. — Vol. 30.
115. *Khankhasaeva Y. V., Afendikov A. L., Lutsky A. E., Menshov I. S., Znamenskaya I. A.* Simulation and visualisation of supersonic underexpanded jet interaction with a blunt body and periodic energy input // *Scientific Visualization*. — 2021. — Vol. 13, no. 1. — P. 15—26.
116. *Polivanov P., Vishnyakov O., Sidorenko A.* Study of Plasma-Based Vortex Generator in Supersonic Turbulent Boundary Layer // *Aerospace*. — 2023. — Vol. 10.

117. *Азарова О. А., Ерофеев А. В., Лапушкина Т. А.* Сравнение плазменного и теплового воздействий на сверхзвуковое обтекание аэродинамического тела // Письма в Журнал технической физики. — 2017. — Т. 43, № 8. — С. 93—101.
118. *Azarova O. A., Lapushkina T. A., Shustrov Y. A.* Near-surface gas discharge effect on a steady bow shock wave position in a supersonic flow past a cylindrically blunted body in the air // *Physics of Fluids*. — 2022. — Vol. 34.
119. *Азарова О. А.* Комплексно-консервативные разностные схемы в задачах сверхзвукового обтекания простых аэродинамических форм // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 2015. — Т. 55, № 12. — С. 2067—2092.
120. *Azarova O.* Basics of control of the bow shock wave, drag and lift forces, and stability in a steady supersonic flow past an AD body using permanently operating thermally stratified energy deposition // *Energies*. — 2022. — Vol. 15, no. 22. — P. 8627.
121. *Корняков А. А., Судаков В. Г., Щеглов А. С.* Применение мультипольного разложения для задач распространения звукового удара // Прикладная математика и механика. — 2023. — Т. 87, № 5. — С. 869—882.
122. *Thomas C.* Extrapolation of Sonic Boom Pressure Signatures by the Waveform Parameter Method : Technical Note / NASA. — 1972. — P. 1—31. — No. D—6832. — URL: https://archive.org/details/NASA_NTRS_Archive_19720018354/mode/2up.
123. *Stevens S.* Perceived level of noise by Mark VII and decibels (E) // *Journal of the Acoustical Society of America*. — 1972. — Vol. 51. — P. 575—601.
124. *Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. — Рипол Классик, 1980. — С. 616.
125. *Грудницкий В. Г., Прохорчук Ю. А.* Один прием построения разностных схем с произвольным порядком аппроксимаций дифференциальных уравнений в частных производных // Доклады Академии наук СССР. — 1977. — Т. 234, № 6. — С. 1249—1252.
126. *Белоцерковский О. М., Грудницкий В. Г., Прохорчук Ю. А.* Разностная схема второго порядка точности на минимальном шаблоне для гиперболических уравнений // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1983. — Т. 23, № 1. — С. 119—126.

127. *Азарова О.* Программный комплекс FlowView. — 2022. — Регистрационный номер: №2022667647 от 22.09.2022.
128. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. — 7-е изд. — Москва : Дрофа, 2003. — С. 840. — (Классики отечественной науки).
129. *Димитриенко Ю. И.* Механика сплошной среды : Основы механики твердых сред. Т. 4. — Москва : Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2013. — С. 623.
130. *Годунов С. К.* Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // Матем. сб. — 1959. — Т. 47(89), № 3. — С. 271—306.
131. *Nessyahu H., Tadmor E.* Non-oscillatory central differencing for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. — 1990. — Apr. — Vol. 87, no. 2. — P. 408—463.
132. *Mortazavi M., Knight D. D., Azarova O. A., Shi J., Yan H.* Numerical simulation of energy deposition in a supersonic flow past a hemisphere // 52nd Aerospace Sciences Meeting. — National Harbor, Maryland : American Institute of Aeronautics, Astronautics, 01/2014.
133. *Adelgren R. G., Yan H., Elliott G. S., Knight D. D., Beutner T. J., Zheltovodov A. A.* Control of Edney IV interaction by pulsed laser energy deposition // AIAA J. — 2005. — Vol. 43, no. 2. — P. 256—269.
134. *Абрамович Г.* Прикладная газовая динамика. — Наука, 1991. — С. 600.
135. *Kourtzanidis K., Raja L., Coumar S., Lago V.* Numerical simulation of DC glow discharges for shock wave modification // 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. — 2016. — P. 2157.
136. *Zhou Y.* Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. I // Physics Reports. — 2017. — Vol. 720. — P. 1—136.
137. *Zhou Y.* Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. II // Physics Reports. — 2017. — Vol. 723. — P. 1—160.
138. *Erofeev A. V., Lapushkina T. A., Azarova O. A.* Impact of homogeneous and ionization unstable glow discharge plasma on a shock wave in air // J. Phys. Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1394, no. 1. — P. 012013.

139. *Артемов В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Орлова Т. И., Смирнов В. А., Хазинс В. М.* Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1989. — № 5. — С. 146—151.
140. *Жилин Ю. Л.* О звуковом ударе // Ученые записки ЦАГИ. — 1971. — Т. II, № 3. — С. 1—11.
141. *USU Aero Lab.* PyLdB. — 2019. — URL: <https://github.com/usuaero/PyLdB> (visited on 08/22/2025) ; Software for sonic boom loudness calculation.