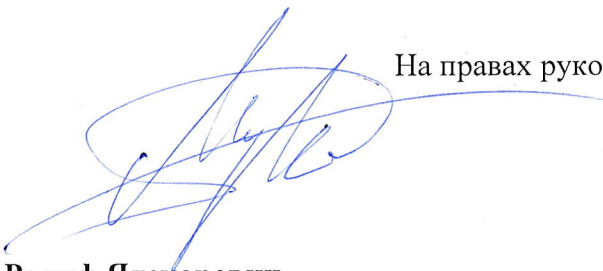


Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи



Мукамбетов Ралиф Ядекарович

**ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ ФОРСУНОК
НЕКРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ ДЛЯ КАМЕР СГОРАНИЯ КИСЛОРОДНО-
КЕРОСИНОВЫХ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

Специальность 2.5.15

«Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки летательных
аппаратов»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
кандидат технических наук,
Боровик Игорь Николаевич

Москва – 2026

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1 Обзор современного состояния исследований в области применения некруглых лепестковых смесителей и форсунок.....	15
2 Влияние протяженности реакционных поверхностей раздела на сгорание компонентов топлива	29
2.1 Влияние турбулентности и времени на величину отношения F/l при отсутствии химических реакций	29
2.2 Изменение величины F/l в зависимости от давления и температуры.....	32
2.3 Уравнение скорости тепловыделения в условиях стационарного процесса горения	33
3 Методика проектирования форсунки	37
3.1 Расчет струйной жидкостной форсунки горючего	37
3.2 Расчет струйной газовой форсунки окислителя	39
3.3 Уточнение геометрических параметров двухкомпонентной газожидкостной струйно-струйной форсунки	43
4 Математическая модель рабочих процессов в форсунке и камере сгорания.....	48
4.1 Постановка задачи.....	48
4.1.1 Основные уравнения потока и модели турбулентности	48
4.1.1.1 Система основных уравнений.....	48
4.1.1.2 Модель рабочего тела	51
4.1.1.3 Модель турбулентности k-omega SST (Shear Stress transport).....	53
4.1.1.4 Моделирование течения возле стенки	54
4.1.1.4.1 Стандартная функция стенки.....	55

4.1.1.4.2	Масштабируемая функция стенки.....	56
4.1.1.4.3	Автоматическая функция стенки.....	57
4.1.2	Моделирование горения	58
4.1.2.1	Модель тонкого фронта пламени	60
4.1.3	Моделирования излучения.....	63
4.2	Валидация CFD-модели.....	64
4.2.1	Выбор параметров сравнения	65
4.2.2	Настройки численной модели.....	66
4.2.3	Результаты валидации	67
5	Численное моделирование рабочего процесса в двухкомпонентной коаксиальной форсунке с выходным сопловым каналом некруглого сечения	69
5.1	Расчетная область и сеточная модель	69
5.2	Задание граничных условий.....	69
5.3	Результаты численного моделирования рабочего процесса в двухкомпонентных коаксиальных форсунках с выходным сопловым каналом некруглого сечения	70
6	Результаты численного исследования рабочего процесса в двухкомпонентных коаксиальных форсунках с выходным сопловым каналом некруглого сечения со спиральной закруткой	90
7	Анализ турбулентных характеристик и полноты сгорания форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения со спиральной закруткой...	111
8	Методика выбора оптимальных геометрических параметров двухкомпонентной коаксиальной форсунки с некруглым выходным сопловым каналом.....	125

9	Анализ возможности повышения удельного импульса ракетного двигателя за счет применения двухкомпонентных коаксиальных газожидкостных форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения.....	128
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	134
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	138
	ПРИЛОЖЕНИЕ А	147
	ПРИЛОЖЕНИЕ Б.....	148

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования:

Современное развитие ракетно-космической техники характеризуется несколькими ключевыми тенденциями, которые определяют повышенные требования к эффективности жидкостных ракетных двигателей (ЖРД):

1. Интенсификация космической деятельности. Рост числа пусковых операций, развертывание спутниковых группировок, планы по освоению Луны и Марса требуют значительного снижения стоимости выведения полезной нагрузки в космос. Одним из главных путей снижения стоимости является повышение эффективности двигательных установок, как основной составляющей ракеты-носителя (РН) [1].

2. Глобальная конкуренция на рынке космических запусков. В условиях жесткой международной конкуренции преимущество получают разработчики, способные создавать двигатели с наилучшими удельными характеристиками. Удельный импульс (I_y), напрямую связанный с энергетической эффективностью и полнотой сгорания, является ключевым показателем совершенства ЖРД [1].

3. Экологические аспекты. Все большее внимание уделяется экологической чистоте ракетных двигателей. Повышение полноты сгорания топлива приводит к снижению выбросов химически активных и токсичных промежуточных продуктов сгорания (например, оксида углерода, несгоревших углеводородов) в окружающую среду, что особенно актуально для стартовых комплексов.

4. Повышение надежности и ресурса двигателей. Неполное сгорание топлива часто сопровождается неравномерностью температурного поля в камере сгорания и на выходе из сопла, возникновением пульсаций давления и вибраций. Эти факторы негативно сказываются на работоспособности и долговечности элементов конструкции камеры сгорания (КС). Таким образом, достижение высокой и стабильной полноты сгорания является не

только способом повышения эффективности, но и важным фактором повышения надежности и ресурса ЖРД [1].

Научно-техническая проблема заключается в том, что существующие конструкции смесительных головок и КС ЖРД, а также традиционные методы организации рабочего процесса не всегда позволяют достичь максимально возможной (близкой к 100%) полноты сгорания. Это связано со сложностью турбулентного перемешивания компонентов топлива в ограниченном объеме и времени, неидеальностью распыливания форсунок, диссоциацией продуктов сгорания и другими факторами [3].

Недостаточная изученность заключается в сложности точного прогнозирования и оптимизации процесса сгорания в условиях высоких давлений и температур. Современные методы компьютерного моделирования (CFD) открывают возможности для более глубокого анализа и целенаправленного совершенствования процесса сгорания [4 – 8].

Таким образом, проведение исследований, направленных на разработку научно-обоснованных методов и технических решений для повышения полноты сгорания топлива в ЖРД, является актуальной научно-технической задачей, имеющей важное народнохозяйственное значение для развития ракетно-космической отрасли Российской Федерации. Решение этой задачи позволит создать конкурентоспособные образцы двигателестроения с улучшенными энергетическими и эксплуатационными характеристиками.

Степень разработанности темы:

Фундаментальный вклад в понимание процессов турбулентного перемешивания, горения, кинетики химических реакций внесли такие классики отечественной науки, как Я. Б. Зельдович [9], Д. А. Франк-Каменецкий [10], Л. Д. Ландау [11], Г. И. Баренблатт [12], С. М. Фролов [13], а также зарубежные исследователи – К. Н. С. Bray [14], J. В. Moss [15], F. A. Williams [16], A. H. Lefebvre [17]. Их трудами были заложены теоретические основы, описывающие взаимосвязь между гидродинамикой струи, мелкостью распыливания, турбулизацией потока и полнотой сгорания. В работе Б. В.

Раушенбаха [18] заложены физические основы смесеобразования и горения. В работах В. Е. Алемасова [19], Г.Н. Абрамовича [20] представлены теоретические основы и закономерности турбулентных струйных течений.

С появлением мощных вычислительных комплексов доминирующим инструментом исследования стал CFD-анализ [4 – 8]. Разработаны различные модели горения, основанные на различных принципах – модели бесконечно высокой скорости реакций, модели с конечными скоростями реакций, модели на основе функции плотности вероятности и Flamelet – подходы, методы моделирования турбулентности (RANS, LES, DES), позволяющие с приемлемой точностью прогнозировать поля концентраций и температур. Ведущие мировые научно-исследовательские центры (NASA, ESA, SAFRAN, SpaceX) активно используют CFD для оптимизации смесительных головок.

Степень разработанности темы также определяется тем, что уже проведено большое количество работ по исследованию смесеобразования и горения в КС тепловых двигателей, исследованы турбулентные струйные течения, турбулентное перемешивание, которое можно организовать с помощью традиционных струйных или центробежных форсунок. Однако все эти форсунки в большинстве своем имеют круглое сечение сопла на выходе. Вопросы целенаправленного применения форсунок некруглого сечения или форсунок с некруглым выходным сопловым каналом для управления процессов смесеобразования и повышения полноты сгорания в КС ЖРД рассмотрены в работах [37 – 45], однако они ограничены преимущественно кислородно-водородной топливной парой и не имеют системного характера применительно к кислородно-керосиновым ЖРД, особенно с учетом сверхкритических условий и закрутки потока.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что, несмотря на глубокую теоретическую и экспериментальную проработку темы, существует объективная необходимость в проведении целенаправленных исследований, направленных на разработку и обоснование новых, более эффективных

методов повышения полноты сгорания для перспективных ЖРД, что и является целью данной диссертационной работы.

Кроме того, в данной работе рассматривается возможность создания методики оптимизационного моделирования рабочего процесса в КС посредством параметрического изменения проточной части форсунки.

Целью работы является повышение энергетической эффективности КС ЖРД на топливе керосин и кислород за счет применения форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

Объектом исследования является рабочий процесс в КС с форсунками с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

Предмет исследования – форсунка ЖРД с выходным сопловым каналом некруглого сечения, работающая на топливе газообразный кислород и керосин.

Основные задачи диссертационной работы:

1. анализ современного состояния работ в области исследования качества смесеобразования и рабочих процессов с применением форсунок и смесителей с выходным сопловым каналом некруглого выходного сечения.
2. Разработка методики проектирования и параметризации двухкомпонентной коаксиальной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения.
3. Комплексный вычислительный CFD-эксперимент для оценки влияния геометрических параметров форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения на турбулентные характеристики потока и полноту сгорания.
4. Исследование влияния угла спиральной закрутки на турбулентные характеристики и полноту сгорания.
5. Разработка методики выбора оптимальных геометрических параметров двухкомпонентной коаксиальной форсунки с некруглым выходным сопловым каналом.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. разработана методика проектирования и параметризации двухкомпонентной коаксиальной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения с минимальным количеством параметров;
2. установлены и количественно оценены новые закономерности влияния геометрических параметров двухкомпонентной коаксиальной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения на турбулентные характеристики и полноту сгорания, сформулирован критерий «полезной диссипации», показывающий в какой области параметров турбулентной вязкости и диссипации турбулентной кинетической энергии находится эффективный режим смешения, позволяющий получить высокую полноту сгорания;
3. установлено влияние спиральной закрутки профиля некруглого сечения на развитие диссипации турбулентной кинетической энергии и полноту сгорания, выявлены оптимальные сочетания числа лучей и угла спиральной закрутки, обеспечивающие минимальную длину КС;
4. разработана методика выбора оптимальных геометрических параметров двухкомпонентной коаксиальной форсунки с некруглым выходным сопловым каналом по критериям турбулентной вязкости и диссипации турбулентной кинетической энергии.

Теоретическая и практическая значимость работы:

1. Выявленные зависимости между геометрическими параметрами форсунки, гидродинамическими характеристиками струи и конечными энергетическими параметрами формируют новую базу знаний для обоснования выбора параметров смесительной головки кислородно-керосинового ЖРД.
2. Повышение полноты сгорания и, как следствие, удельного импульса приводит к прямому экономическому эффекту, а именно,

увеличение массы полезной нагрузки, выводимой на орбиту Земли при том же запасе топлива.

3. Более полное сгорание топлива снижает количество вредных выбросов, что соответствует современным экологическим требованиям.

4. Разработанные форсунки с некруглым шестилучевым выходным сопловым каналом с закруткой 30° в составе модельной смесительной головки (19 форсунок) кислородно-керосинового ЖРД большой тяги обеспечивают прирост удельного импульса на 5,281% у земли и 4,889% в пустоте по сравнению с модельной смесительной головкой с круглыми струйно-центробежными форсунками при учете потерь за исключением потерь на неадиабатичность.

5. Установлено, что применение оптимальной конфигурации форсунки с некруглым выходным сопловым каналом (пятилучевой выходной сопловой канал со спиральной закруткой 144°) позволяет сократить длину КС кислородно-керосинового ЖРД практически в два раза.

Разработанные методики и технические решения могут найти применение в опытно-конструкторских работах отрасли. Практическая значимость подтверждена положительным решением по заявке на патент на полезную модель № RU 2026 115 643 U и положительным решением по заявке на патент на изобретение RU 2026 115 644 A.

Методы исследования:

При решении рассматриваемых задач применялись численные методы моделирования процессов гидрогазодинамики, реализованные в коммерческом пакете ANSYS CFX.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Методика проектирования и параметризации двухкомпонентной коаксиальной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

2. Закономерности влияния некруглого выходного сопла форсунки без спиральной закрутки на полноту сгорания кислородно-керосинового ЖРД:

прирост полноты сгорания за счет увеличения периметра контакта и ограничение, связанное со снижением турбулентной кинетической энергии и вязкости.

3. Интенсификация смешения в форсунках с некруглым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой и методика выбора оптимальных геометрических параметров. Физический механизм «полезной диссипации» турбулентной кинетической энергии и возможность повышения удельного импульса при использовании разработанных форсунок в составе модельной смесительной головки кислородно-керосинового ЖРД.

Достоверность результатов исследования обеспечивается и подтверждается:

1. использованием общеизвестных научных положений и методов исследований;
2. использованием фундаментальных положений газовой динамики;
3. применением сертифицированного программного обеспечения численных исследований расчетов различных приложений механики сплошной среды (Ansys CFX);
4. валидацией результатов численных исследований математической модели с результатами натурных экспериментов.

Вклад автора в проведенное исследование

1. Разработка методики проектирования и параметризации коаксиальной двухкомпонентной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения.
2. Проведение критической оценки результатов работы численной модели при сравнении результатов физического и численного экспериментов.
3. Проведение численных исследований рабочего процесса с применением форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения.
4. Разработка методики выбора оптимальных геометрических параметров коаксиальной двухкомпонентной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

5. Исследование влияния основных проектных параметров коаксиальной газожидкостной форсунки некруглого сечения на рабочие процессы в КС.

6. Проведение численных исследований, направленных на подтверждение возможности повышения удельного импульса ракетного двигателя за счет применения коаксиальных форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

Апробация результатов работы

Основные положения результатов диссертационной работы были доложены и обсуждены на:

1. Международной молодежной научно-практической конференции «Гагаринские чтения – 2022 (МАИ (НИУ)), г. Москва, 2022;
2. Международной молодежной научно-практической конференции «Гагаринские чтения – 2023 (МАИ (НИУ)), г. Москва, 2023;
3. Международной научно-технической конференции имени Н.Д. Кузнецова «Перспективы развития двигателестроения» (Самара, Самарский университет, 2023);
4. Международной молодежной научно-практической конференции «Гагаринские чтения – 2024 (МАИ (НИУ)), г. Москва, 2024;
5. 23-й международной конференции «Авиация и космонавтика» (МАИ(НИУ)), г. Москва, 2024.

Публикации: по теме диссертации опубликовано 4 печатные работы, все в соавторстве, все в рецензируемых научных изданиях и приравненных к ним.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 9 глав, заключения и списка литературы из 91 наименования. Всего 148 страниц, 88 рисунков, 11 таблиц, 3 приложения.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи исследования, отражены научная новизна, практическая значимость, приведены научные положения, выносимые на защиту.

В первой главе приведен обзор современного состояния работ по теме диссертационного исследования.

Вторая глава посвящена теоретическим аспектам влияния протяженности реакционных поверхностей раздела на сгорание компонентов топлива.

В третьей главе представлена методика проектирования двухкомпонентной коаксиальной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения и ее параметризация.

Четвертая глава посвящена методике численного моделирования рабочих процессов в форсунке и КС, и анализу результатов валидационного численного исследования.

Пятая глава посвящена численному моделированию рабочего процесса в двухкомпонентной коаксиальной форсунке с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

Шестая глава посвящена результатам численного моделирования рабочих процессов в двухкомпонентных коаксиальных форсунках с выходным сопловым каналом некруглого сечения со спиральной закруткой.

В седьмой главе представлены результаты анализа турбулентных характеристик и полноты сгорания форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения со спиральной закруткой.

В восьмой главе представлена методика выбора оптимальных геометрических параметров двухкомпонентной коаксиальной форсунки с некруглым выходным сопловым каналом.

В девятой главе приведен анализ возможности повышения удельного импульса ракетного двигателя за счет применения двухкомпонентных

коаксиальных газожидкостных форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

Заключение содержит основные результаты и выводы диссертационной работы.

1 Обзор современного состояния исследований в области применения некруглых лепестковых смесителей и форсунок

Эффективность рабочего процесса в камерах сгорания (КС) тепловых двигателей, будь то жидкостные ракетные двигатели (ЖРД), газотурбинные двигатели (ГТД) или прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ПВРД), в определяющей степени зависит от качества и скорости смешения компонентов топлива. Чем качественнее смешение, тем выше полнота сгорания топлива, если же при этом еще и достигается высокая скорость смешения, то это позволит получить высокую полноту сгорания на меньшей длине КС теплового двигателя. Увеличение полноты сгорания при сокращении длины КС является одной из основных задач проектирования, поскольку позволяет снизить массу конструкции и повысить удельный импульс двигателя, что приведет к прямому экономическому эффекту [1, 3].

Согласно классическим работам Добровольского [3], Курпатенкова [21] и других авторов [22 – 28], формирование структуры факела в КС ЖРД определяется на этапе проектирования форсуночной головки. При этом коэффициент полноты сгорания φ является интегральным параметром, зависящим от соотношения импульсов потоков компонентов (TMR), геометрии выходного сечения форсунки, угла закрутки, давления в КС, степени турбулизации потока, температуры компонентов топлива на входе в двигатель и др. В условиях современных ЖРД, работающих при давлениях 5 – 30 МПа и использующих криогенные компоненты топлива, задача интенсификации смешения приобретает особый интерес в связи с переходом рабочего процесса в транс- и сверхкритическую область [29 – 32].

Традиционные подходы к интенсификации смешения компонентов топлива представляют собой применение струйных, центробежных, струйно-центробежных, струйно-струйных, центробежно-центробежных форсунок, закрутки потока, столкновения струй, многоступенчатого впрыска и профилирования выходных сечений [3, 21, 22 – 27, 32].

Согласно классическим принципам проектирования ЖРД, описанным в фундаментальных трудах Huzel и Huang [21], а также Добровольского [3], длина КС и полнота сгорания жестко лимитируются качеством первичного распыла и площадью поверхности раздела фаз между окислителем и горючим. В традиционных коаксиальных форсунках увеличение этой площади достигается преимущественно за счет повышения перепада давлений и скорости сдвига, однако это ведет к росту гидравлических потерь. Что касается площади поверхности раздела фаз, в классических круглых коаксиальных форсунках этот параметр пропорционален лишь длине окружности выходного сечения, что ограничивает возможности интенсификации без увеличения габаритов форсунки.

Альтернативным и более эффективным подходом является применение пассивных методов интенсификации смешения, основанных на модификации геометрии выходного сечения форсунки [34 – 36]. Как показано в работах отечественных исследователей Горохова В.Д. [38] и Черниченко В.В. [39], а также в обзорах по аэродинамике некруглых струй [34], задание некруглого профиля (например, многолучевого или лепесткового) позволяет кратно увеличить периметр контакта компонентов при неизменной площади проходного сечения и без существенного изменения перепада давлений. Некруглые струи обеспечивают существенно более высокую скорость смешения по сравнению с круглыми при тех же начальных условиях, что обусловлено генерацией крупномасштабных вихревых структур и вторичных течений, не характерных для круглых струй [34]. Однако использование преимуществ некруглых струй более распространено в области авиации, что касается области ЖРД, к настоящему времени подобных применений встречается мало.

Работы Горохова В.Д. Черниченко В.В. и др. [38 – 45] заложили основу для применения многолучевых профилированных форсунок в кислородно-водородных ЖРД, однако применение подобных форсунок для топливной пары кислород-керосин практически отсутствует, несмотря на то, что

наиболее распространенной топливной парой, используемой в отечественных ЖРД является именно кислородно-керосиновая топливная пара, особенно учитывая сверхкритические условия.

Представленный в данной диссертационной работе обзор систематизирует накопленные знания о физике некруглых струй, конструктивных решениях лепестковых смесителей и форсунок, эжекторных систем и численных методов моделирования рабочих процессов с их применением. Обзор не ограничивается тематикой ЖРД, а охватывает весь спектр приложений.

Фундаментальные основы теории турбулентных струй

Основой любого качественного смешения компонентов является турбулентное перемешивание. Фундаментальные представления о структуре и развитии турбулентных струй были заложены в работах Абрамовича [20], Гиневского [46] и Шлихтинга [47]. В работе Абрамовича [20] систематизирована и развита теория турбулентной свободной струи, основанная на гипотезе Прандтля о пути смешения и дополненная условием подобия профилей скорости в поперечных сечениях.

Гиневский [46] обобщил теорию и экспериментальные исследования турбулентных струйных течений постоянной и переменной плотности, а также основы современных полуэмпирических теорий турбулентности. Приведены результаты исследований микроструктуры разнообразных струйных течений, в том числе в спутном потоке.

Хинце [48] в фундаментальной монографии по турбулентности дал описание механизмов каскадного переноса энергии от крупных вихревых структур к мелкомасштабным, что является основой для понимания процессов смешения в струях.

Важнейшим результатом классической теории является установление того факта, что интенсивность смешения в турбулентной струе определяется двумя факторами: скоростью вовлечения окружающего газа (скоростью эжекции) и степенью турбулентной диффузии на границе раздела струй и

среды. Оба эти фактора могут быть целенаправленно усилены путем модификации формы выходного сечения форсунки.

Закрученные струи

Закрутка потока является классическим методом интенсификации смешения. В работах Гиневского [46] и Базарова [32] показано, что закрутка создает радиальный градиент давления, формирующий зону рециркуляции вблизи оси струи. Данная зона обеспечивает интенсивный обратный перенос горячих продуктов сгорания к фронту пламени, что стабилизирует горение и повышает полноту сгорания. Однако закрутка имеет и негативные последствия: увеличение потерь полного давления, уменьшение осевой скорости. В работе Anand R., Ganesan K. и др. [49] экспериментально показано, что рост числа закрутки газожидкостной коаксиальной центробежной форсунки от 9 до 20 обеспечивает более тонкий распыл, однако при этом увеличивается перепад давления.

Некруглые струи: эффект «переключения осей» и продольные вихри

Главным отличием струи некруглого сечения от круглой является наличие крупномасштабных вторичных течений, обусловленных неравномерностью распределения давления по периметру сечения. В обзорной работе Gutmark E.J., Grinstein F.F. [34] впервые систематически обобщены механизмы управления потоком с помощью некруглых струй. Авторы выделили три основных механизма интенсификации смешения:

1. **«эффект переключения осей».** Малая и большая оси струи эллиптического или прямоугольного сечения периодически меняются местами вдоль оси струи. Данный эффект обусловлен разностью скоростей на участках с различной кривизной границы. В результате формируются поперечные градиенты давления, вызывающие вторичные течения, которые «переворачивают» сечение.

2. **Генерация крупномасштабных когерентных структур.** В угловых зонах сечения и на участках с наибольшей кривизной границы

формируются вихревые структуры, нехарактерные для круглых струй. Данные структуры обеспечивают усиленную эжекцию окружающего газа.

3. Усиление нестационарных градиентов давления.

Периодическое изменение формы сечения создает пульсирующие градиенты давления, которые интенсифицируют турбулентный перенос.

Численное моделирование некруглых струй

Miller R.S., Harshad A.P., Moss C.D. [50] выполнили первые численные расчеты некруглых струй (эллиптических, прямоугольных, треугольных). В работе было показано, что для всех некруглых струй образуются крупномасштабные когерентные структуры, также было показано, что с точки зрения полноты сгорания лучше всего себя показала струя в форме равнобедренного треугольника, при этом преимущества наблюдаются для всех некруглых струй.

Nashiehbaf A., Romano G.P. [51] экспериментально исследовали условия смешения соплами с острыми некруглыми кромками методами PIV. Было установлено, что эффект интенсификации смешения существенно зависит от числа Рейнольдса. При низких числах Рейнольдса поведение струй близких к осесимметричным (прямоугольные, квадратные, треугольные) и вытянутых струй (эллиптические) различно, авторы связали это с явлением уже упомянутого «переключения осей» для эллиптических струй, которое позволяет перераспределять турбулентность по различным компонентам скорости и направлениям. При высоких числах Рейнольдса поведение практически для всех некруглых струй оказалось схожим, особенно в дальней зоне струи.

Hu H. и соавторы [52, 53] выполнили детальную экспериментальную визуализацию структуры лепестковой струи PIV методом. Было установлено, что крупномасштабные продольные вихри, генерируемые на гофрированной кромке сопла, сохраняют свою интенсивность на расстоянии до 2 – 3 калибров сопла, после чего дробятся на более мелкие структуры, но не менее слабые.

Зона максимальной эффективности смешения сосредоточена в пределах первых двух калибров сопла.

Роль продольных вихрей в интенсификации смешения

Waitz I.A. и соавторы [35] выполнили теоретические и экспериментальные исследования по изучению механизмов интенсификации смешения продольными вихрями. Было показано, что продольные вихри увеличивают интенсивность смешения за счет двух факторов: увеличения поверхности контакта между смешиваемыми средами и повышения локальных градиентов свойств смешиваемых сред.

Fang X. и соавторы [54] экспериментально исследовали структуру потока за лепестковым смесителем. Установлено, что продольные вихри, генерируемые лепестковым смесителем из-за разницы давлений между пиками и впадинами кромки такого смесителя, обеспечивают до 80 %-ого улучшения смешения. В следе за лепестковым смесителем взаимодействие продольных и поперечных вихрей приводит к образованию большого количества мелкомасштабных вихрей, перемешивающих среды на уровне элементарных объемов. В случае гофрированного смесителя продольные вихри не наблюдались. Несмотря на увеличение поверхности взаимодействия сред, применение гофрированного смесителя показало более низкую эффективность смешения. Данный результат имеет принципиальное значение для проектирования форсунок и смесителей: он показывает, что геометрическая форма сечения важна не сама по себе, а как генератор вихревой структуры.

Важным развитием данного направления стала работа Z.-q. Sheng и соавторов [55], в которой обоснована необходимость исследования процессов не только гидродинамики лепестковых смесителей, но и тепло- и массообмена, что связано с тем, что крупномасштабное смешение тесно связано с крупномасштабным тепло- и массо- обменом, это позволит детально описать процесс смешения.

Лепестковые смесители в авиационных газотурбинных двигателях

Исторически первым массовым применением лепестковых смесителей в смежной области стала авиационная промышленность. В турбовентиляторных двигателях (ТВД) лепестковый смеситель устанавливается на выходе из двигателя для смешения горячего потока из газогенератора и холодного потока из наружного контура. Цель данного применения заключалась в снижении шума и инфракрасной заметности при минимальных потерях тяги двигателя.

Kuchar A.P., Chamberlin R. [56] провели стендовые испытания лепестковых смесителей в составе модельного двигателя E³ (Energy Efficient Engine). Результаты подтвердили повышение эффективности смешения потоков до 79%, потери полного давления при этом составили менее 1 % при целевых показателях 75% эффективности и 0,2% потерь полного давления.

Werle M.J. и соавторы [57] исследовали экспериментально структуру продольных вихрей за лепестковым смесителем. Визуализация красящим веществом подтвердила формирование вихревой «решетки» за лопастным смесителем. Авторы выделили три стадии развития данной вихревой «решетки». На начальной стадии формировались вихревые «ячейки» размером в один виток, на второй стадии поток закручивался в серию плотных вращающихся в противоположных направлениях вихрей внутри каждой «ячейки», на третьей стадии каждый такой вихрь «взрывался» интенсивно перемешиваясь с другими «ячейками».

Переход от экспериментальной визуализации к численному прогнозированию характеристик лепестковых смесителей был осуществлен в работе Koutmos P. и McGuirk J.J. [58]. Авторы впервые применили трехмерные уравнения Навье-Стокса, осредненные по Рейнольдсу, для расчета течения за лепестковым смесителем. Они установили, что основным фактором, способствующим перемешиванию потоков, являются крупномасштабные вихревые структуры.

Данная работа заложила методологическую базу, доказав, что для достоверного CFD-моделирования форсунок некруглого сечения критически важен учет градиентов давления и применение моделей, чувствительных к кривизне линий тока и вращению потока (что впоследствии обусловило переход к более продвинутым моделям турбулентности).

Современные исследования лепестковых смесителей

Sheng Z.-q. и соавторы [55] сопоставили механизмы смешения, реализуемые билинейными, прямоугольными и круговыми лепестковыми смесителями. Для исследования авторы использовали методы численного моделирования с использованием системы уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу и дополненных моделью турбулентности *SST*. В работе были проанализированы характеристики и эффективность смешения струй. Авторами были выявлены более универсальные механизмы смешения струй от лепестковых смесителей, что подчеркивает ценность данной работы. Показано, что форма лепестка определяет пространственное распределение циркуляции: круговые лепестки обеспечивают наиболее равномерное поле, тогда как прямоугольные генерируют более интенсивные, но менее однородные вихри.

Xie Y. и соавторы [59] исследовали влияние угла закрутки потока на входе в основной поток на характеристики выхлопной системы с лепестковым смесителем. Показано, что входная закрутка слабо влияет на величину продольных вихрей непосредственно у среза лепесткового сопла, но при этом существенно влияет на их структуру, это влияние усиливается с увеличением угла закрутки. Авторами было установлено, что угол закрутки менее 15° оказывает слабое влияние на тепловое смешение, тяга падает незначительно, а потери полного давления малы. Однако с увеличением угла закрутки более 15° тяга двигателя с лепестковым соплом падает уже гораздо значительно, одновременно с этим возрастают потери полного давления, но при этом возрастает и тепловое смешение, что благоприятно сказывается на инфракрасной заметности.

Zawislak M. и соавторы [60] экспериментально исследовали лепестковые сопла в условиях закрутки от 12° до 45° в канальном вентиляторе. Обнаружен эффект выпрямления закрученного потока лепестковым соплом, обеспечивающий прирост тяги до 20 % по сравнению с круглым соплом при тех же условиях. Данный результат свидетельствует о том, что некруглая форма может не только интенсифицировать смешение, но и компенсировать потери, связанные с закруткой.

Lei Z. и соавторы [61] предложили лепестковый смеситель с дезактивацией вихрей, интегрированный с направляющим аппаратом выходного устройства. Данное решение позволяет снизить чувствительность потока на завихрения на входе, при этом конструкция позволяет усилить продольные вихри при одновременном снижении потерь полного давления на закрученном потоке.

Нон R. и соавторы [62] выполнили численное исследование влияния лепесткового сопла волнообразной структуры на характеристики теплового смешения. Установлено, что подобные сопла увеличивают эффективность теплового смешения на 13,5 %.

Применение лепестковых смесителей в качестве эжекторов

Согласно классической работе Wolenberg W. [63, 64], увеличение протяженности реакционной поверхности компонентов топлива является одним из основных методов пассивного повышения скорости смешения и, следовательно, коэффициента эжекции. Данное утверждение непосредственно обосновывает применение некруглых форсунок и сопел в эжекторных системах.

В режиме эжектора лепестковый смеситель выполняет двойную функцию: он одновременно является элементом, формирующим активную струю, и элементом, интенсифицирующим вовлечение пассивного потока. Chao H. и соавторы [66] исследовали смешение и интенсификацию горения в ракетно-прямоточном комбинированном двигателе в режиме эжектора с различными конфигурациями смесителей. Проведено сравнение с

лепестковым, прямоугольным, треугольным и пятиугольным смесителями. Лепестковый и прямоугольный смесители показали лучшие характеристики смешения и горения, что авторы объяснили более интенсивной генерацией продольных вихрей.

Применение некруглых форсунок и смесителей в ПВРД, ГПВРД и комбинированных двигателях

В ГПВРД задача смешения топлива со сверхзвуковым потоком воздуха является особенно острой, поскольку время пребывания в КС составляет доли миллисекунд. Hwang B., Kim H., Yoon Y. и соавторы [67] попытались проанализировать и обобщить исследования в области смешения с использованием продольных вихрей для четырех конфигураций смесителей, в том числе лепестковых. Авторы показали, что лепестковые смесители обеспечивают наиболее равномерное распределение топлива в потоке.

Li Z. и соавторы [68] исследовали влияние конструкции форсунок на эффективность смешения поперечной топливной струи в камере ПВРД. Трехлепестковая форсунка оказалась эффективнее четырехлепестковой и круглой, что авторы объяснили оптимальным балансом интенсивности вихрей.

Eshtairy A., Kim H. и соавторы [69] исследовали форсунки эллиптической формы с соотношением сторон, основанным на золотом сечении, для камеры ПВРД. Установлено, что эллиптическая форсунка повышает эффективность смешения в сравнении с круглой незначительно, однако эффективность ее применения возрастает, если перед форсункой установить ребро.

Yarasai S.S., Wang J. и соавторы [70] провели численное исследование характеристик камеры ПВРД с форсунками различной формы. В отличие от большинства работ, авторы установили, что круглая форсунка обеспечивает большую полноту сгорания в условиях их расчета. Данный результат указывает на неоднозначность влияния формы сопла форсунки.

Исследования некруглых форсунок в ЖРД

Одни из первых систематических исследований применения некруглых форсунок в ЖРД были проведены в США в рамках четырехлетней исследовательской программы, завершенной в 1974 году. В отчете R.M. McNaie и W.H. Hurick [37] было экспериментально и численно показано, что применение форсунок некруглых форм существенно влияет на структуру распыла и на интенсивность смешения. Однако широкое применение подобного рода форсунок на тот момент, как подчеркнули авторы, ограничивалось доступными методами промышленного производства

В работе [38] Горохов В.Д. рассмотрел вариант "крестовой" форсунки, то есть струйной форсунки с четырехлучевым выходным соплом. Применение данного типа сопла позволяет увеличить периметр контакта компонентов по сравнению с соплом круглого сечения в 1,35...1,5 раза при неизменной площади выходного сечения. Проведенные огневые испытания показали прирост коэффициента полноты сгорания по сравнению с огневыми испытаниями, проведенными с эталонными струйными форсунками с круглой выходной частью.

В работе [40] представлены результаты оптимизации конструкции и характеристик коаксиальных четырехлучевых форсунок, приведено описание усовершенствованной конструкции, а также результаты модельных и огневых испытаний.

В работе [39] авторами проведено сравнение струйных форсунок с выходным соплом, выполненным по трех- и четырехлучевой схеме. Показано, что применение трехлучевой схемы эффективнее, чем четырехлучевой в диапазоне малых длин лучей (порядка 0,05 от диаметра выходного сечения) и в диапазоне лучей большой длины (порядка 0,35 от диаметра выходного сечения), а в диапазоне от 0,05 до 0,35 от диаметра выходного сечения эффективнее четырехлучевая схема.

В патенте РФ на изобретение [41] представлена соосно-струйная форсунка преимущественно для смесительных головок кислородно-

водородных ЖРД, в которой в выходной части сопла выполнены радиально расположенные пазы, а внутренняя поверхность втулки выполнена эквидистантно профилированной наружной поверхности пазов выходного сопла.

В патенте РФ на изобретение [42] представлено дальнейшее развитие смесительного элемента из [41]. В данной форсунке в выходной части сопла выполнены радиально расположенные пазы, внутренняя поверхность втулки выполнена эквидистантно профилированной наружной поверхности пазов наконечника, при этом оговаривается, что число пазов выходного сопла должно быть равно трем.

Патент [42] описывает практическое применение разработок в смесительной головке камеры ЖРД, в которой используются форсунки четырехлучевой схемы, описанные в [41], а в патенте [44] трехлучевой схемы, описанные в [42].

На основе проведенных исследований отечественные авторы также подтвердили концепцию снижения массы ЖРД, в котором используются форсунки с некруглой профилированной выходной сопловой частью [45].

Следует отметить, что в работах [41 – 45] исследования проводились только для топливной пары кислород-водород при сверхкритических условиях.

Kim W., Park J. и соавторы [71] исследовали характеристики реагирующего потока в микрокамере с некруглыми отверстиями и эффектом «переключения осей». Центральная зона рециркуляции выросла на ~200 %, а полнота сгорания на 5,9% по сравнению с круглыми отверстиями. Данный результат подтверждает, что эффект некруглого сечения проявляется и в микрокамерах, что расширяет область применения технологии.

В работе Khwanchit W., Kengkla K., Varesa C. [72] экспериментально исследован теплообмен при истечении закрученных струй из витого четырехлепесткового сопла с закруткой. Установлено, что лепестковая форма

сопла в сочетании с закруткой обеспечивает увеличение скорости теплоотдачи на 19,3 – 27,7 % по сравнению с круглым соплом.

Jiang L. и соавторы [73] выполнили экспериментальное исследование непредсмешанного и частично предсмешанного метанового пламени на лепестковой форсунке с закруткой.

В исследовании [74] было применено смесительное устройство с лепестковым выходным сечением и небольшой закруткой потока. Такая конфигурация позволила получить стабильное пламя в широком диапазоне режимов подачи топлива, чего не удавалось сделать на смесительном элементе круглого сечения.

Связь со сверхкритическим режимом

Особенностью современных ЖРД является работа при давлениях, превышающих критическое давление компонентов. Mayer W., Schik A., Schaffler M., Tamura H. [30, 31] показали, что при приближении давления в камере к критическому классический распыл сменяется режимом смешения по типу жидкость-жидкость, крайне чувствительным к малым возмущениям.

Oefelein J.C., Yang V. [29] выполнили численное моделирование смесеобразования и горения в ЖРД при сверхкритических давлениях, подтвердив, что примененная ими математическая модель эффективна и дает хорошую точность, однако для более универсального применения модель требует доработки.

В работе [75] Bennia A. и соавторы выполнили прямое сравнение лепестковых и закрученных струй методами LES и сравнили с экспериментом. Установлено, что шестилепестковое сопло обеспечивает лучшее смешение, чем закрученная круглая струя, то есть форма сечения может «перебивать» эффект закрутки.

Проведенный обзор подтверждает, что применение некруглых лучевых или же лепестковых смесителей и форсунок является перспективным направлением интенсификации смешения и повышения полноты сгорания в тепловых двигателях и не только. Однако большинство работ по

исследованию и применению подобного рода смесителей и форсунок имеют непосредственное отношение к воздушно-реактивным системам, для случая применения в ЖРД систематические исследования отсутствуют. Также стоит отметить малое количество работ по исследованию смесительных устройств и форсунок с некруглым сопловым сечением, работающих в транс- и сверхкритических условиях.

Таким образом, научная проблема, решаемая в данной диссертационной работе, является актуальной и обоснованной, а полученные результаты имеют научную новизну и практическую значимость. Представленный обзор создает необходимую базу для перехода к численному моделированию рабочего процесса в форсунках с некруглым выходным сопловым каналом (форсунках некруглого сечения) с учетом закрутки и сверхкритических условий.

2 Влияние протяженности реакционных поверхностей раздела на сгорание компонентов топлива

2.1 Влияние турбулентности и времени на величину отношения F/L при отсутствии химических реакций

Из-за особенностей подвода компонентов топлива – горючего и окислителя – в КС, получающуюся смесь можно рассматривать как состоящую из зон, отличающихся от окружающей среды в отношении концентраций различных видов молекул, входящих в рассматриваемую смесь. В одной зоне наблюдается избыток горючего, в другой – окислителя, – концентрационные зоны. Вследствие этого возникает диффузия молекул окислителя и горючего из переобогащенных ими зон в зоны низкой концентрации.

В находящейся между концентрационными зонами промежуточной зоне молекулы горючего и окислителя вступают в реакцию при условии, что температура превышает температуру самовоспламенения.

При этом скорость тепловыделения, приходящаяся на единицу объема, пропорциональна протяженности промежуточной реакционной зоны на единицу объема смеси. Для определения величины данной геометрической характеристики прежде всего стоит учесть, что объем, занимаемый промежуточной зоной, можно рассматривать как произведение ее длины (по нормали к направлению диффузии из смежных концентрационных зон) на толщину или глубину в направлении диффузии.

Значение глубины промежуточной зоны представляет ту долю пути молекул из концентрационной зоны в промежуточную, на протяжении которой происходят ведущие к реакции соударения молекул. Однако данная глубина не является протяженностью зоны, а только длиной пути молекулы в промежуточной зоне, которое она должна преодолеть перед окончательной реакцией. Но поскольку количество высвобождаемой энергии при протекании реакции фиксировано и не зависит от того, какой путь прошла молекула до этого, глубину промежуточной зоны нельзя считать фактором, определяющим

протяженность этой зоны. Только сама длина зоны является таким фактором, которую можно представить как потенциальную реакционную поверхность раздела между концентрационными зонами (рисунок 1) [64].

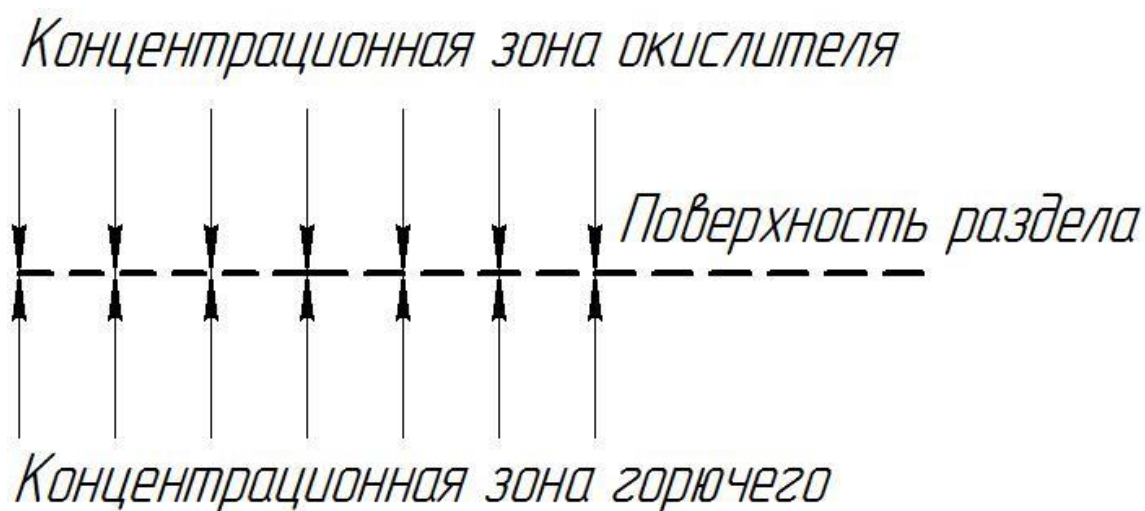


Рисунок 1 – Иллюстрация поверхности раздела

Таким образом, она представляет собой площадь, обозначаемую далее F и имеющую размерность реакционной поверхности раздела, приходящейся на единицу объема смеси [$\text{м}^2/\text{м}^3$]. Данная величина представляет собой плотность распределения реакционной поверхности раздела в смеси [64].

Следует отметить, что пропорциональность между скоростью выделения энергии на единицу объема и величиной F не зависит от механизма, которым определяется скорость реакции на единицу площади поверхности раздела. Вследствие этого приведенное выше утверждение остается в силе при любых условиях, позволяющих дать точное определение величины F . Однако возможны предельные случаи, когда понятие концентрационных зон перестает существовать, в таких случаях теряет смысл и величина F . Отсюда следует, что величина поверхности раздела F представляет собой ту координату реакции, которой пропорциональна скорость выделения энергии на единицу объема, пока состояние смеси допускает наличие концентрационных зон, размеры которых велики по сравнению с размерами молекул. Только в этом случае между скоростью выделения энергии и величиной F сохраняется пропорциональность [64].

В случае сильно развитой турбулентности при соударении вихрей с промежуточной зоной их оболочки создают расширенную реакционную поверхность раздела, в то же время происходит сокращение пути пробега от концентрационной зоны к поверхности раздела. Таким образом, макроскопический эффект турбулентности заключается в увеличении реакционной поверхности F и уменьшении длины пути пробега l от концентрационной зоны к поверхности раздела. Следовательно, турбулентность приводит к росту отношения (F/l) (рисунок 2).

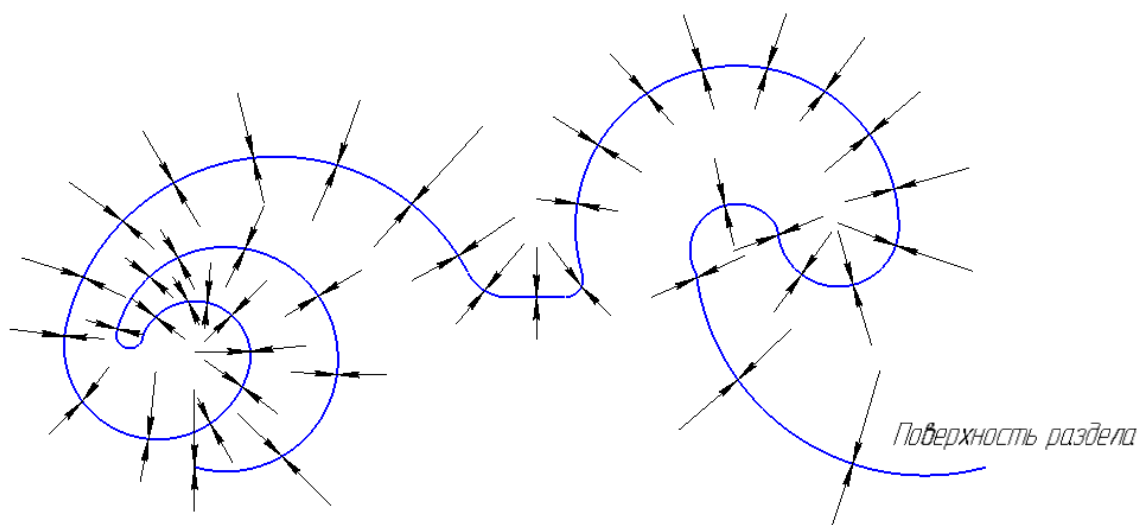


Рисунок 2 – Влияние турбулентности на поверхность раздела

Так как протяженность потенциальной промежуточной реакционной зоны элементарного объема в значительной степени зависит от турбулентности, то значение F в любой точке пространства и любой момент времени зависит от процесса развития турбулентности, а также от начальной протяженности промежуточной зоны в пределах элементарного объема. Если же данный элементарный объем предоставлен самому себе – спонтанный процесс – то величина F будет возрастать. Это следует из того, что увеличение F соответствует переходу от менее равномерного к более равномерному распределению молекул, вследствие чего параметр F , аналогично энтропии, возрастает по мере развития спонтанного процесса.

На любую из спонтанно действующих характеристик, свойственных процессу смесеобразования, накладываются три величины – турбулентность,

силы химической реакции и сила тяжести. Влияние силы тяжести по сравнению с двумя оставшимися незначительно и им можно пренебречь.

Таким образом, становится очевидным справедливость следующих положений:

- основное увеличение площади реакционной поверхности F приходится на момент движения смеси через зону начальной турбулентности, если не происходит дальнейшего развития турбулентности;
- склонность к росту F сохраняется даже после затухания начальной турбулентности;
- расстояние по нормали между слоями раздела меняется обратно пропорционально F . Вследствие этого величина F/l изменяется пропорционально F^2 , за исключением случая влияния внутренней турбулентности [64].

2.2 Изменение величины F/l в зависимости от давления и температуры

Пусть площадь поверхности раздела, отнесенная к объему при нормальных условиях обозначается F_0 , а глубина промежуточной зоны l_0 . Отношение поверхности к объему концентрационной зоны любой формы изменяется пропорционально корню третьей степени от плотности газа, заполняющего этот объем и если считать этот газ идеальным, то получим следующее выражение [64]:

$$F = F_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} = F_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (1)$$

Аналогично для глубины зоны:

$$l = l_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} = l_0 \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2)$$

Данное уравнение вытекает из того, что фактор глубины, приближенно равный отношению объема к поверхности концентрационной зоны любой формы изменяется обратно степени $1/3$ от плотности газа концентрационной зоны.

Таким образом, получаем следующее отношение:

$$\frac{F}{l} = \frac{F_0}{l_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{2/3} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{2/3} \quad (3)$$

Данное выражение справедливо даже тогда, когда концентрационные зоны не полностью граничат с поверхностью раздела, так как при выводе данных уравнений можно исходить из любой произвольной зависимости между поверхностью и объемом. Уменьшение протяженности поверхности раздела, ограничивающей концентрационную зону, приводит поэтому к увеличению эффективной глубины этой зоны [64].

2.3 Уравнение скорости тепловыделения в условиях стационарного процесса горения

При установившемся режиме тепловыделения скорость диффузии окислителя или горючего через пограничный слой, примыкающей к промежуточной зоне, равна скорости исчезновения этих молекул по ходу реакции в промежуточной зоне. Относя оба этих процесса к единице площади поверхности раздела в данной точке на пути развития пламени, можно вычислить величину $(dH/dt)_F$. Скорость освобождения энергии, в объеме промежуточной зоны, на единицу площади реакционной поверхности раздела пропорциональна частоте эффективных соударений, происходящих в ней между молекулами горючего и окислителя [64]:

$$(dH/dt)_F = 4184 \cdot \Delta H_{12} \cdot (2l_\chi)(N_{12}) \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_\chi}\right) [\text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})], \quad (4)$$

здесь ΔH_{12} — энергия, выделившаяся при одном эффективном соударении,

$2l_\chi$ – объем промежуточной зоны на единицу площади поверхности раздела F,

N_{12} – частота соударений на 1 м^3 промежуточной зоны,

$\exp\left(-\frac{E}{RT_\chi}\right)$ – доля эффективных соударений,

E – энергия активации, приходящаяся на 1 моль,

R – универсальная газовая постоянная на моль.

Уравнение частоты соударений определено в [64]:

$$F_{12} = 9,46 \cdot 10^{33} C_{1\chi v} C_{2\chi v} \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \sqrt{\frac{T_\chi(\gamma+1)}{\gamma}} \quad (5)$$

Произведение концентраций в уравнении $C_{1\chi v} C_{2\chi v}$ является средним из значений произведения для всей глубины промежуточной зоны.

Пусть $C_{1\chi vD}$ и $C_{2\chi vD}$ – концентрации в той области, где промежуточная зона встречается с диффузионным граничным слоем.

Примем:

$$C_{1\chi vD} = \chi_1 C_{1v}, \quad (6a)$$

$$C_{2\chi vD} = \chi_2 C_{2v},$$

$$\varphi_\chi = \frac{C_{1\chi v} C_{2\chi v}}{C_{1\chi vD} C_{2\chi vD}} \quad (6б)$$

$$\chi = \sqrt{\chi_1 \chi_2} \quad (6в)$$

Функция φ_χ – приближается к единице в пределе и является безразмерной, вследствие чего на ее значение не будет влиять одно изменение плотности смеси, в связи с чем данная функция может представлять собой отношение концентраций промежуточной зоны.

В результате получаем следующие формулы:

$$C_{1v} = \frac{1-x}{\beta},$$

$$C_{2v} = \frac{0,21N_f(\alpha-x)}{\beta},$$
(6г)

где x – доля сгоревшего топлива, α – коэффициент избытка окислителя, $N_f = N/f$, N – отношение теоретически необходимого окислителя к реально поданному объему горючего [м³/м³], f – доля горючего по объему в газообразной смеси топлива. $\beta = 1/f \cdot (\beta_0 + xf\Delta V)$, $\beta_0 = y \cdot N + 1$, ΔV – изменение объема при реакции, отнесенное к объему горючего, поступающего в виде газа [64].

Энергия, высвобождаемая при каждом эффективном соударении, выражается уравнением:

$$\Delta H_{12} = Q_{0f}/n_2 \cdot N_0, \quad (7)$$

где Q_{0f} – теплотворная способность горючего в газообразной смеси, приведенной к стандартным условиям, n_2 – число эффективных соударений молекул окислителя и горючего, необходимое для завершения реакции, то есть количество молекул окислителя, требующихся на одну молекулу горючего. Приняв

$$N_0 = 2,706 \cdot 10^{25} \text{ молекул/м}^3 \quad (8)$$

и подставив полученные соотношения в уравнение для $(dH/dt)_F$, получим:

$$(dH/dt)_F = 0,21(N_f/n_2) \cdot Q_{0f} \cdot 2l_\chi \chi^2 \varphi_\chi \eta \frac{(1-x)(y-x)}{\beta^2} \quad (9)$$

где

$$\eta = 0,35 \cdot 10^9 \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \sqrt{T_\chi \frac{\gamma+1}{\gamma}} \exp\left(-\frac{E}{RT_\chi}\right), \quad (9a)$$

p , T – давление и температура в области, где сгоревшая доля равна x , p_0 , T_0 – давление и температура при нормальных условиях, $\gamma = \frac{m_1}{m_2}$ – отношение среднего молекулярного веса молекул горючего с молекулярному весу окислителя [64].

Уравнение (9) непосредственно дает:

$$\frac{dH}{dt} = F \cdot \left(\frac{dH}{dt} \right)_F = YZ. \quad (10)$$

Данное уравнение, в свою очередь, определяет объемную скорость выделения энергии. В данном случае [64]:

$$Y \equiv Q_{0f} \frac{(1-x)(y-x)}{\beta^2}, \quad (10a)$$

$$Z \equiv 0,21(N_f/n_2)\eta\phi, \quad (10б)$$

где $Q_{0f} = Q_0/f$ – теплотворная способность горючего в топливной смеси при стандартных условиях,

$$\phi = F \cdot (2l_\chi \chi^2 \varphi_\chi). \quad (10в)$$

3 Методика проектирования форсунки

В текущем разделе представлена разработанная методика проектирования и параметризации двухкомпонентной коаксиальной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

3.1 Расчет струйной жидкостной форсунки горючего

Массовый расход компонента через одну форсунку определяется согласно формуле:

$$\dot{m}_{\text{фг}} = \frac{\dot{m}_{\text{г_sum}}}{n_{\text{ф}}}, \quad (11)$$

где $\dot{m}_{\text{г_sum}}$ – суммарный расход горючего через смесительную головку; $n_{\text{ф}}$ – количество форсунок окислителя.

Данная формула также справедлива при определении массового расхода через одну форсунку окислителя, в этом случае, в данной формуле вместо $\dot{m}_{\text{г_sum}}$ используется $\dot{m}_{\text{о_sum}}$ – суммарный расход окислителя через смесительную головку.

В первом приближении необходимо задаться длиной форсунки $l_{\text{г}}$, а также коэффициентом сопротивления на входе $\xi_{\text{вх}} = 0,5$, после чего определить коэффициент расхода согласно формуле:

$$\mu_{\text{фг1}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi_{\text{вх}}}}. \quad (12)$$

Далее определяется диаметр форсунки в первом приближении:

$$d_{\text{фг1}} = \frac{0,95\sqrt{\dot{m}_{\text{фг}}}}{\sqrt{\mu_{\text{фг1}} \cdot (\rho_{\text{г}}\Delta p_{\text{фг}})^{0,25}}}, \quad (13)$$

где $\Delta p_{\text{фг}}$ – перепад давления на форсунке горючего;

$\rho_{\text{г}}$ – плотность горючего.

Скорость истечения в первом приближении:

$$W_{\phi r1} = \frac{1,273 \cdot \dot{m}_{\phi r}}{\sqrt{\rho_r} \cdot d_{\phi r1}^2}. \quad (14)$$

Соответствующее скорости истечения число Рейнольдса:

$$Re_{\phi r1} = \frac{W_{\phi r1} \cdot d_{\phi r1}}{\nu_r}, \quad (15)$$

где ν_r – кинематическая вязкость компонента.

Коэффициент сопротивления в первом приближении:

$$\lambda_{\phi r1} = \frac{0,3164}{Re_{\phi r1}^{0,25}}. \quad (16)$$

Коэффициент трения в первом приближении:

$$\xi_{тр_ \phi r1} = \frac{0,3164}{Re_{\phi r1}^{0,25}}. \quad (17)$$

1 Коэффициент потерь энергии на образование и поддержание вихрей, возникающих при затекании жидкости в канал форсунки в первом приближении, принимается согласно [21]:

$$\xi_{1с_ \phi r1} = 0,17. \quad (18)$$

Коэффициент потерь форсунки, в свою очередь, складывается из составляющих коэффициентов потерь:

$$\xi_{\phi r1} = \xi_{1с_ \phi r1} + \xi_{вх} + \xi_{тр_ \phi r1} + \xi_{1с_ \phi r1}. \quad (19)$$

Таким образом, определяется сопротивление струйной жидкостной форсунки горючего в первом приближении, после выполнения которого можно выполнить уточненный расчет второго приближения.

Коэффициент расхода во втором приближении:

$$\mu_{\phi r2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi_{\phi r1}}}. \quad (20)$$

Погрешность расчета можно контролировать по расхождению численных значений коэффициента расхода:

$$\Delta_{\phi_{г2}} = \left| \frac{\mu_{\phi_{г2}} - \mu_{\phi_{г1}}}{\mu_{\phi_{г1}}} \right| \cdot 100\%. \quad (21)$$

2 Диаметр форсунки, скорость истечения, число Рейнольдса, коэффициент сопротивления, коэффициент трения во втором приближении принимаются согласно формулам (13) – (17), примененным при выполнении расчета в первом приближении. Однако во втором приближении следует скруглить вход в форсунку радиусом 1,5 мм с целью уменьшения потерь на входе, тогда коэффициент сопротивления на входе в форсунку будет определяться согласно эмпирической зависимости из [21]. Коэффициент потерь энергии на образование и поддержание вихрей, возникающих при затекании жидкости в канал форсунки во втором приближении, принимается согласно [21]. После чего вычисляется коэффициент потерь форсунки согласно (19) и выполняется следующее приближение.

3.2 Расчет струйной газовой форсунки окислителя

Скорость истечения газа из сопла форсунки окислителя определяется формулой:

$$W_o = \sqrt{\frac{2k_o}{k_o - 1} R_o T_o \left(1 - \left(\frac{p_k}{p_k + \Delta p_{\phi o}} \right)^{k_o - 1/k_o} \right)}, \quad (22)$$

где k_o, R_o, T_o – показатель адиабаты, газовая постоянная, температура окислительного генераторного газа, определяемые из термодинамического расчета газогенератора,

p_k – давление в камере сгорания,

$\Delta p_{\phi o}$ – перепад давления на форсунке окислителя.

Критически важным моментом при расчете газовой форсунки является то, что скорость истечения не должна превышать критической скорости, определяемой согласно формуле:

$$a_{кр} = \sqrt{\frac{2k_o}{k_o + 1} R_o T_o}. \quad (23)$$

Согласно расчету, критическая скорость равна 501,463239 м/с, а скорость истечения 172,18503 м/с. Условие выполняется.

Далее проводится оптимизация перепада давления на форсунке окислителя по соотношению импульсов потоков окислителя и горючего (TMR) в зоне столкновения:

$$TMR = \frac{\dot{m}_{фг} \cdot W_{фг4}}{\dot{m}_{фо} \cdot W_o}, \quad (24)$$

где $\dot{m}_{фо}$ – расход окислителя через одну форсунку,

$W_{фг4}$ – скорость истечения горючего в четвертом приближении.

Алгоритм проектирования и оптимизации представлен на рисунке 3.

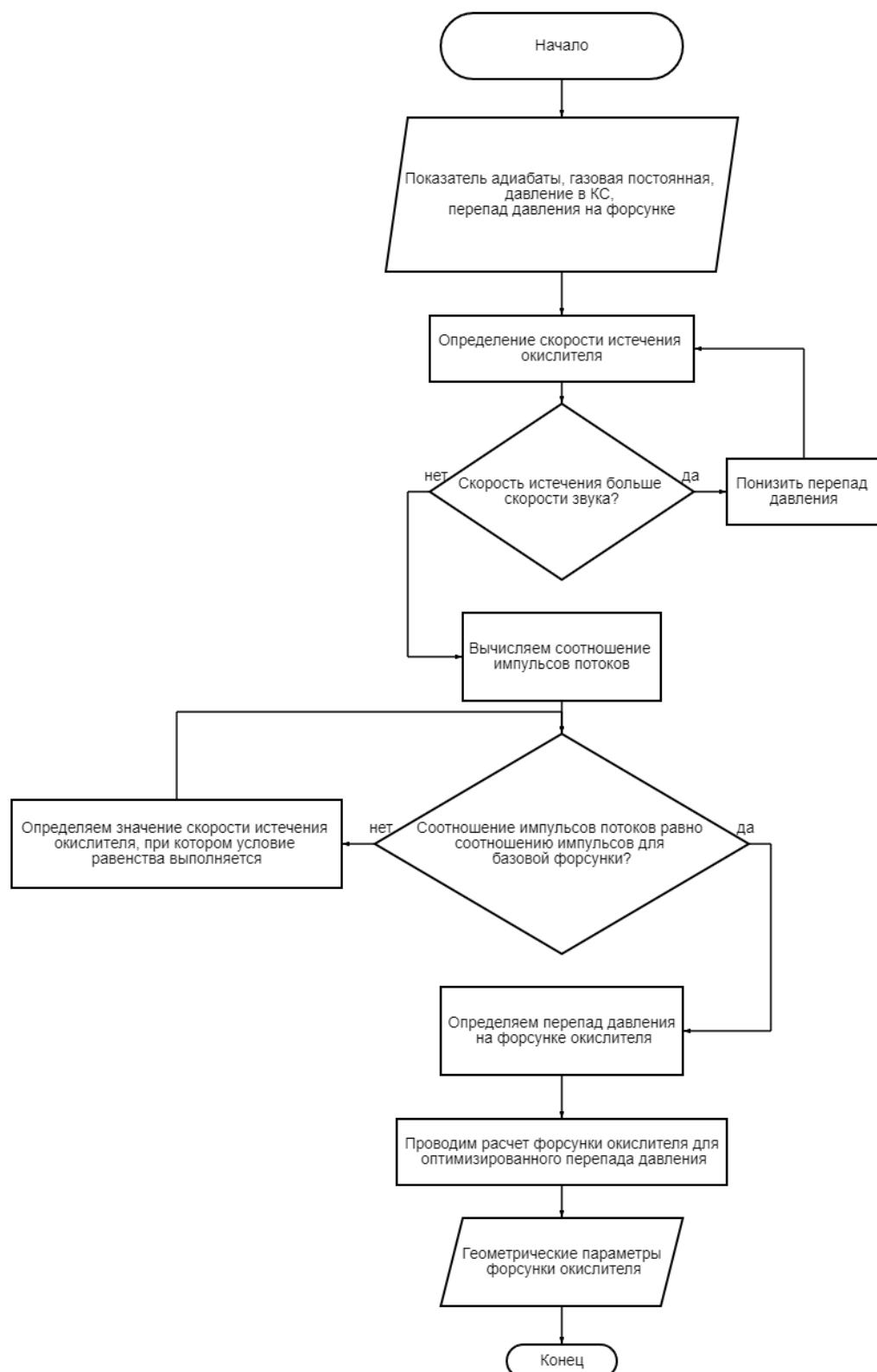


Рисунок 3 – Алгоритм оптимизации перепада давления на форсунке окислителя

Значение TMR, согласно трехмерному расчету базовых форсунок равняется 0,092368. В соответствии с данным значением из формулы (TMR) определяется скорость истечения окислителя, которая составила 271,8284 м/с, что также не превышает критической скорости.

Соответствующий данной скорости истечения перепад давления определяется из (22) путем решения уравнения относительно $\Delta p_{\phi o}$.

Приведенная скорость в форсунке окислителя определяется согласно (25):

$$\lambda_o = \sqrt{\frac{k_o + 1}{k_o - 1} \left(1 - \left(\frac{p_k}{p_k + \Delta p_{\phi o}} \right)^{\frac{k_o - 1}{k_o}} \right)}. \quad (25)$$

Расходная функция определяется согласно (26):

$$q_\lambda = \left(\frac{k_o + 1}{2} \right)^{\frac{1}{k_o - 1}} \lambda_o \cdot \left(1 - \frac{k_o - 1}{k_o + 1} \lambda_o^2 \right)^{\frac{1}{k_o - 1}}. \quad (26)$$

Характеристическая скорость определяется согласно (27):

$$C^* = \sqrt{\frac{R_o T_o}{k_o \left(\frac{2}{k_o + 1} \right)^{\frac{k_o + 1}{k_o - 1}}}}. \quad (27)$$

В первом приближении, аналогично расчету форсунки горючего принимается коэффициент сопротивления на входе равным $\xi_{\text{вх}} = 0,5$.

Коэффициент расхода в первом приближении $\mu_{\phi o1}$ определяется согласно (12).

Площадь сопла форсунки определяется согласно формуле (28):

$$F_{\phi o1} = \frac{\dot{m}_{\phi o} C^*}{\mu_{\phi o1} \cdot (p_k + \Delta p_{\phi o}) \cdot q_\lambda}. \quad (28)$$

Диаметр сопла форсунки окислителя определяются согласно (29):

$$d_{\phi o1} = 1,128 \sqrt{\frac{\dot{m}_{\phi o} C^*}{\mu_{\phi o1} \cdot (p_k + \Delta p_{\phi o}) \cdot q_\lambda}}. \quad (29)$$

Число Рейнольдса определяется аналогично, как и для форсунки горючего (30):

$$Re_{\phi 01} = \frac{W_o d_{\phi 01}}{\nu_o}, \quad (30)$$

где ν_o – кинематическая вязкость генераторного окислительного газа.

Коэффициент сопротивления определяется согласно (31):

$$\lambda_{\phi 01} = \frac{l_o}{d_{\phi 01}}. \quad (31)$$

Условный диаметр струи газа перед затеканием в канал форсунки d_{1o} численно равен расстоянию между осями форсунок. Считая расстояние между стенками соседних форсунок 5 мм.:

$$d_{1o} = d_{\phi 01} + 0,005. \quad (32)$$

3 Аналогично расчету форсунки горючего при расчете форсунки окислителя также следует скруглить вход в форсунку, но с радиусом 5 мм., с целью снижения потерь на входе, тогда, согласно [21], $\xi_{вх} = 0,2$.

Коэффициент гидравлических потерь определяется согласно (33):

$$\xi_{\phi 01} = \xi_{вх} \left(1 - \left(\frac{d_{\phi 01}}{d_{1o}} \right)^2 \right) + \lambda_{\phi 01} \left(\frac{l_o}{d_{\phi 01}} \right). \quad (33)$$

Коэффициент расхода во втором приближении определяется согласно формуле (20), где вместо $\xi_{\phi г1}$ используется $\xi_{\phi 01}$.

Сходимость расчета при определении геометрических параметров форсунки окислителя, аналогично форсунке горючего, можно контролировать по величине отклонения коэффициента расхода.

3.3 Уточнение геометрических параметров двухкомпонентной газожидкостной струйно-струйной форсунки

Пусть в рассматриваемой форсунке внутренний контур – контур окислителя, а внешний контур – контур горючего. Толщины стенок принимаются равными 1 мм. Тогда площадь среза сопла форсунки горючего с учетом расположения в центре форсунки окислителя составит:

$$F_{\text{фг}} = F_{\text{фг4}} + \frac{3,14[(d_{\text{ф03}} + 0,002)^2 - d_{\text{ф03}}^2]}{4} + F_{\text{ф03}}. \quad (34)$$

Диаметр сопла форсунки горючего в этом случае составит:

$$d_{\text{фг}} = \sqrt{\frac{4F_{\text{фг}}}{3,14}}. \quad (35)$$

4 С применением данной усовершенствованной методики Курпатенкова В.Д. [21, 65] проектирования струйно-струйной газожидкостной форсунки получены проектные параметры форсунки (таблица 1).

Таблица 1 – Геометрические параметры газожидкостной струйно-струйной форсунки окислителя

Параметр	Значение
Диаметр сопла форсунки горючего, мм	10,151
Диаметр сопла форсунки окислителя, мм	7,551
Длина форсунки горючего, мм	35,000
Длина форсунки окислителя, мм	70,000
Площадь проходного сечения форсунки горючего, мм ²	9,223
Площадь проходного сечения форсунки окислителя, мм ²	44,817

3.4 Увеличение протяженности реакционной поверхности

Увеличение протяженности реакционной поверхности компонентов топлива возможно за счет задания некруглого выходного сечения форсунки, которое возможно задать в форме канальной поверхности Иоахимсталя, описываемой уравнением [77]:

$$r_2(u) = a * [1 + \mu(1 + \cos(p * u))], \quad (36)$$

где $a > 0$ – базовый радиус, определяющий средний размер канала;

μ – отношение амплитуды косинусоиды к радиусу a , причем $0 < \mu \leq 1,3$;

p – целое число, определяющее количество лучей (пику) на периметре поперечного сечения;

u – угловой параметр, $0 \leq u \leq 2\pi$.

Варьируя значения параметров, входящих в уравнение (36), можно получить различные формы кривых. На рисунках 4 и 5 представлены полученные по формуле (36) кривые трех-, пяти-, шести- и десяти- лучевой формы, которые, в свою очередь будут представлять форму поперечного сечения выходного соплового канала форсунки.

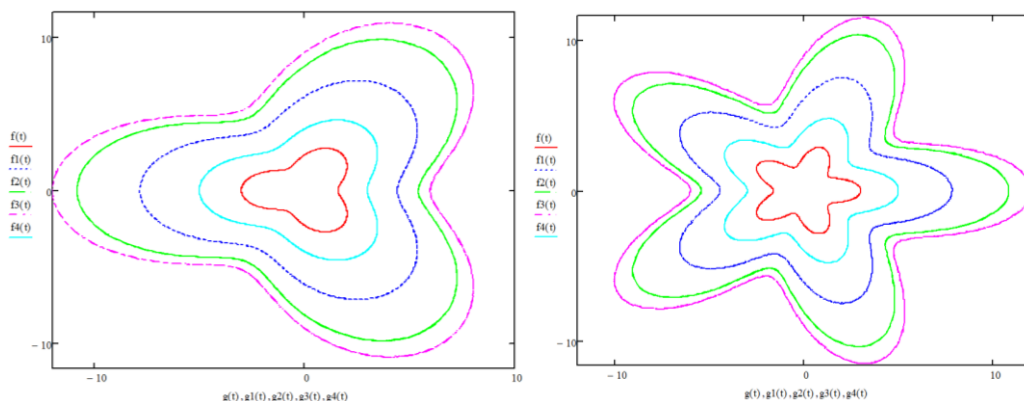


Рисунок 4 – Трех- и пяти- лучевая кривая Иоахимсталя

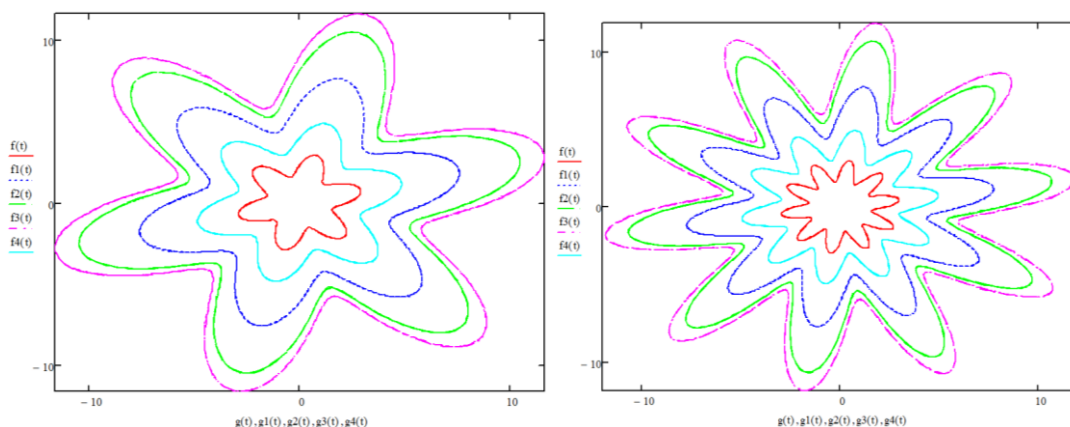


Рисунок 5 – Шести- и десяти- лучевая кривая Иоахимсталя

Исполнение поперечных сечений выходных сопловых каналов форсунок окислителя и горючего в форме канальной поверхности Иоахимсталя позволяет увеличить реакционную поверхность раздела компонентов топлива в КС при неизменности площади проходного сечения за счет увеличения периметра контакта компонентов. Величина приращения периметра зависит от конфигурации сечения. В таблице ниже приведены сводные значения приращения периметра контакта для случаев трех- (рисунок 6), четырех- (рисунок 7), пяти- (рисунок 8), шести- (рисунок 9) и десяти- (рисунок 10) лучевого сечения выходного соплового канала форсунок, а на

рисунке 6 отображена зависимость периметра контакта компонентов от количества лучей в виде графика.

Таблица 2 – Сравнение периметров контакта компонентов топлива в зависимости от формы выходного сечения

Параметр	Сечение выходного соплового канала					
	Круглое	Четырехлучевое	Пятилучевое	Шестилучевое	Семилучевое	Десятилучевое
Приращение периметра, мм	–	8,717	12,831	17,415	12,652	7,282
Относительное приращение периметра	0	0,184	0,270	0,367	0,267	0,154

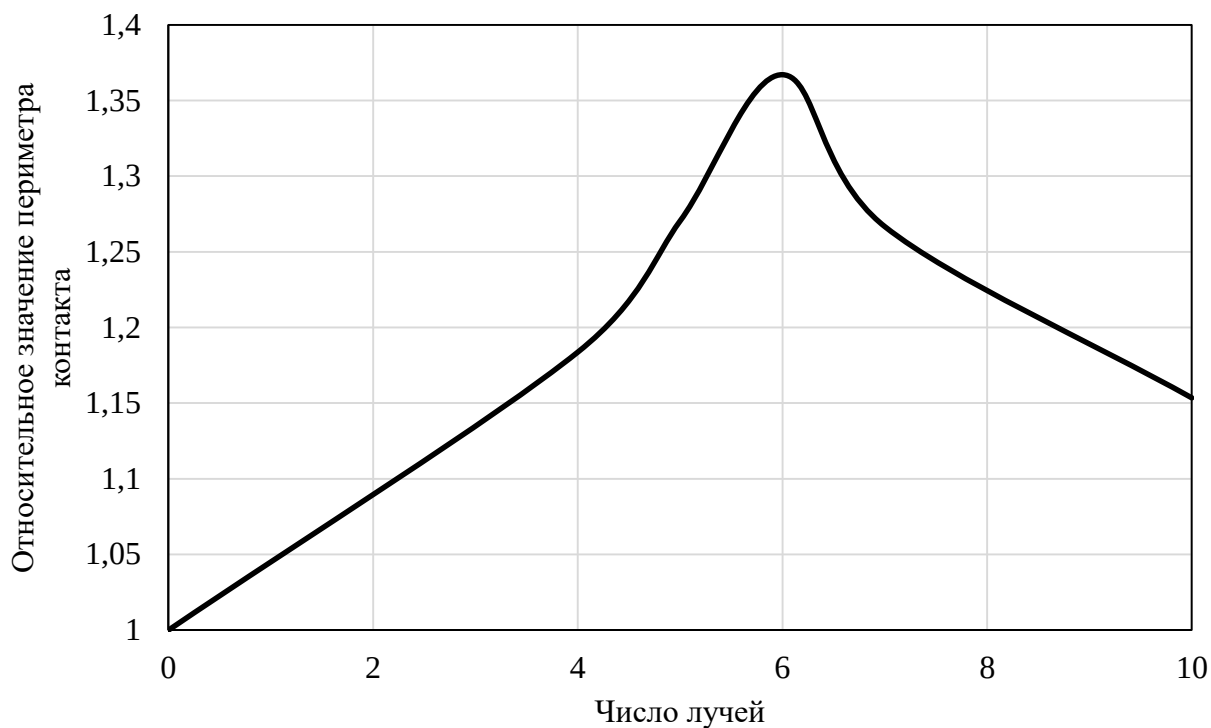


Рисунок 6 – Зависимость периметра контакта компонентов от количества лучей выходной части форсунки

Отсюда видно, что наибольший прирост периметра контакта компонентов позволяет получить форсунка с шестилучевым выходным сопловым каналом.

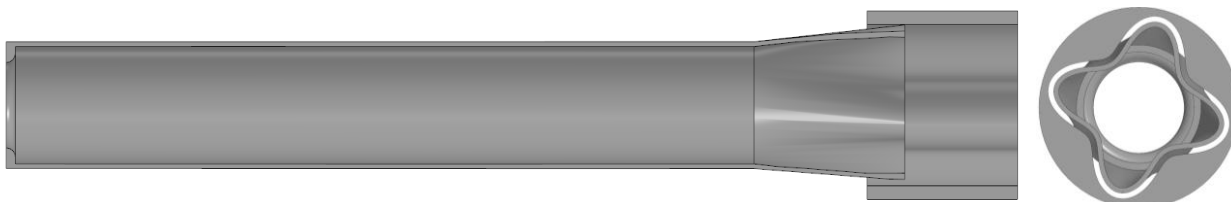


Рисунок 7 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом (в разрезе)



Рисунок 8 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом (в разрезе)

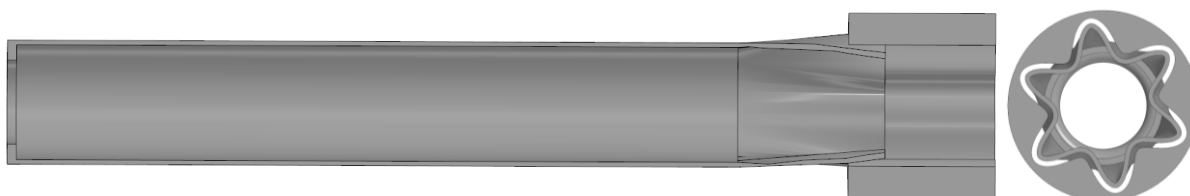


Рисунок 9 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом (в разрезе)

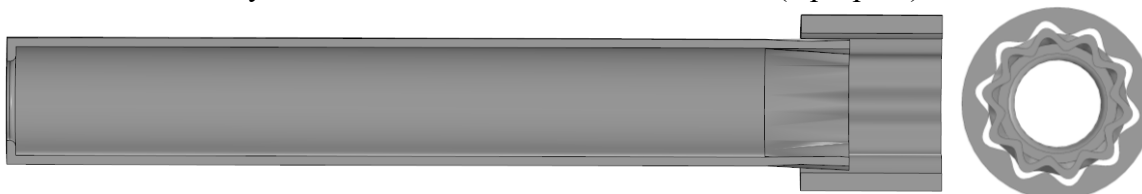


Рисунок 10 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом (в разрезе)

4 Математическая модель рабочих процессов в форсунке и камере сгорания

Применение математического моделирования течения и тепломассообмена позволяет производить полноценный анализ любой конструкции, что является главным преимуществом данного метода. Наиболее существенным недостатком метода математического моделирования можно считать плохую сходимость расчета в некоторых случаях при решении двухфазных задач (преобладающих при расчете течения в ЖРД), а также время расчета, которое зависит от выбранного метода, расчетной схемы и других факторов.

4.1 Постановка задачи

Рабочим телом в КС ЖРД является многокомпонентная смесь. Трехмерная задача решается в стационарной постановке в расчетном пакете ANSYS CFX.

В рамках математической модели применяются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса для реального газа.

4.1.1 Основные уравнения потока и модели турбулентности

4.1.1.1 Система основных уравнений

Система основных уравнений имеет следующий вид:

1) Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{U}) = S_p + S_0 \quad (37)$$

где t – время;

$U = (U_x; U_y; U_z)$ – вектор скорости в декартовых координатах;

S_p – источниковый член, связанный с массообменом между частицами и непрерывной средой;

S_0 – пользовательские источниковые члены, и

$$\nabla = \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right] \quad (38)$$

2) Уравнение сохранения импульса:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{U} \otimes \tilde{U}) = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \tau + S_{M\alpha} + S_{pg} \quad (39)$$

где τ – тензор напряжений;

$$\tau = \mu(\nabla \tilde{U} + (\nabla \tilde{U})^T - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot \tilde{U}) \quad (40)$$

где p – давление;

μ – коэффициент динамической вязкости;

δ – единичная матрица;

$\otimes$ – тензорное умножение;

$S_{M\alpha}$ – источники импульса, связанные с внешними силами;

S_{pg} – источник импульса, связанный с движением частиц.

3) Уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \widetilde{h_{tot}})}{\partial t} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{U}_i \tilde{h}_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla \tilde{T}) + \nabla \cdot (\tilde{U} \cdot \tilde{\tau}) + \tilde{U} \cdot S_M + S_E, \quad (41)$$

$$\widetilde{h_{tot}} = k + \tilde{h} + \frac{\tilde{U}_j^2}{2}, \quad (42)$$

$$h_\alpha = h_\alpha^0 + \int_{T_0}^T c_{pa}(\tilde{T}) dT \quad (43)$$

где $\widetilde{h_{tot}}$ – полная энтальпия смеси;

k – турбулентная кинетическая энергия;

λ – коэффициент теплопроводности;

$\tilde{h} = \sum_\alpha \tilde{h}_\alpha \tilde{Y}_\alpha$ – энтальпия смеси;

$\frac{\tilde{U}_j^2}{2}$ – кинетическая составляющая полной энергии;

h_α – энтальпия;

h_α^0 – энтальпия образования;

c_{pa} – теплоемкость при постоянном давлении компонента α ;

$\nabla \cdot (\tilde{U} \cdot \tilde{\tau})$ – функция, учитывающая работу вязкостных сил;

$(\tilde{U} \cdot S_M)$ – работа от внешних источников;

S_E – источниковый член.

4) Уравнение сохранения компонентов смеси.

При решении уравнения сохранения для компонентов смеси вычисляется локальная массовая доля каждого компонента путем решения уравнения конвекции – диффузии для каждого i -го компонента. Далее это уравнение сохранения дается в индексной форме. В общем виде оно выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{Y}_i) + \nabla \cdot (\rho \tilde{U} \tilde{Y}_i) = -\nabla \cdot \tilde{J}_i + \tilde{R}_i + \tilde{S}_i \quad (44)$$

где $\tilde{J}_i$ – турбулентная диффузия;

$\tilde{S}_i$ – скорость образования компонента i из дисперсной фазы (в случае фазовых превращений) и из других определенных пользователем источников.

Уравнение в такой форме будет решаться для $N-1$ компонент, где N общее число компонентов в рабочем теле, существующих в этой системе. В то время как в сумме массовые доли компонентов должны быть равны единице, N -я массовая доля рассчитывается как единица минус сумма массовых долей остальных вычисленных компонентов. Для уменьшения численных ошибок рекомендуется N -ю компоненту выбирать с наибольшей массовой долей.

В турбулентном течении массовая диффузия $\tilde{J}_i$ вычисляется следующим образом:

$$\tilde{J}_i = -\left(\bar{\rho} D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right) \nabla \tilde{Y}_i - D_{T,i} \frac{\nabla \tilde{T}}{\tilde{T}} \quad (45)$$

где Sc_t – турбулентное число Шмидта,

μ_t – турбулентная вязкость,

$D_{i,m}$ – коэффициент молекулярной диффузии для компонента i ,

$D_{T,i}$ – коэффициент термодиффузии.

Заметим, что турбулентная диффузия значительно превосходит ламинарную диффузию и детальное определение ламинарной диффузии в турбулентном течении обычно не нужно.

Эффективное число Шмидта для турбулентного течения Sc_t :

$$Sc_t = \frac{\mu_t}{\rho D_t}, \quad (46)$$

где D_t – коэффициент эффективной массовой диффузии вследствие влияния турбулентности.

При исследовании течения при высоких скоростях (когда необходим учет сжимаемости жидкости) используется система уравнений Навье-Стокса, осредненных по Фавру. Осреднение параметра по Фавру производится как описано ниже:

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}, \quad (47)$$

где f – рассматриваемый параметр;

ρ – плотность.

Для скорости:

$$u = \tilde{u}_i + u_i'', \quad (48)$$

Для скаляра:

$$\phi = \tilde{\phi}_i + \phi_i'', \quad (49)$$

где $\tilde{u}_i, \tilde{\phi}_i$ – среднее значение;

u_i'', ϕ_i'' – пульсация скорости и скаляра.

4.1.1.2 Модель рабочего тела

Особенностью современных ЖРД является то, что они работают при высоких давлениях в КС, часто превышающих критическое давление компонентов топлива. В таком случае компоненты топлива находятся в сверхкритическом состоянии, при которой исчезает гетерогенная граница раздела фаз. Использование в качестве модели рабочего тела уравнения

состояния идеального газа при таких условиях приводит к ошибкам в расчете плотности и температуры смеси компонентов. В связи с этим для адекватного описания термодинамических свойств смеси применяется уравнение состояния реального газа Пенга-Робинсона [78, 79]. Данное уравнение широко применяется в современной вычислительной гидродинамике.

Уравнение Пенга-Робинсона имеет вид:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a(T)}{v(v+b)+b(v-b)}, \quad (50)$$

где a – поправка на межмолекулярное взаимодействие;

R – универсальная газовая постоянная;

T – температура;

b – собственный размер молекул;

v – молярный объем;

$a(T)$ – температурная функция.

Представленное выше уравнение может быть записано в виде полинома:

$$Z^3 - (1 - B)Z^2 + (A - 3B^2 - 2B)Z - (AB - B^2 - B^3) = 0, \quad (51)$$

здесь $A = \frac{ap}{R^2T^2}$; $B = \frac{bp}{RT}$; $Z = \frac{pv}{RT}$.

В критической точке с температурой T_c :

$$a(T_c) = 0,45724 \frac{R^2T_c^2}{p_c}, \quad (52)$$

$$b(T_c) = 0,07780 \frac{RT_c}{p_c}, \quad (54)$$

$$Z_c = 0,307. \quad (55)$$

Во всех остальных случаях:

$$a(T) = a(T_c) * \alpha(T_r, \omega), \quad (56)$$

$$b(T) = b(T_c), \quad (57)$$

где $\alpha(T_r, \omega)$ – безразмерная функция от приведенной температуры и ацентрического фактора, равная единице при критической температуре.

Для расчета теплофизических свойств смеси в условиях сверхкритического давления применяются методы Чанга и Эли-Ханли, основанные на принципе соответственных состояний. Данные методы позволяют корректно учитывать изменение вязкости, теплопроводности в околокритической области, что критически важно для точного прогнозирования тепловых потоков.

4.1.1.3 Модель турбулентности k-omega SST (Shear Stress transport)

Система уравнений дополняется SST-модификацией k-omega модели турбулентности ввиду ее преимуществ, а также на основе полученных в некоторых работах рекомендаций. Модель комбинирует плюсы работы k-epsilon и k-omega моделей – в ядре потока применяется k-epsilon [81] модель, а около стенки – k-omega [82].

Модель k-omega предполагает, что турбулентная вязкость равна:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\varepsilon \omega}, \quad (58)$$

где $\omega = \varepsilon/k$ – частота турбулентных пульсаций.

Для переключения между моделями k-epsilon и k-omega моделями используется стыковочная функция $1 - F_1$. В области влияния пограничного слоя $F_1 = 1$, а в ядре течения $F_1 = 0$. Основными преимуществами модели являются ее универсальность по расчету течения в ядре потока и пограничного слоя (модель использует различные подходы для расчета пограничного слоя при различном разрешении сетки), а также ее относительно устойчивая сходимость.

Основные уравнения модели:

уравнение переноса кинетической энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{k}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \tilde{U}_j \tilde{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta_0^* \bar{\rho} \tilde{k} \tilde{\omega}; \quad (59)$$

уравнение переноса скорости диссипации:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{\omega}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{U}_j\tilde{\omega}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\omega 1}}\right)\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial x_j}\right] + \alpha \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{k}} P_k - \beta_0 \bar{\rho} \tilde{\omega}^2, \quad (60)$$

где $\mu_T = \bar{\rho} \frac{\tilde{k}}{\max(\tilde{\omega}, \frac{SF_2}{\alpha_1})}$ – коэффициент турбулентной вязкости;

$$\alpha_1 = 0,31;$$

$$\beta_0^* = 0,09;$$

$$\alpha = 5/9;$$

$$\beta_0 = 0,075;$$

$\sigma_{k1} = 2, \sigma_{\omega 1} = 2$ – эмпирические константы модели.

Стыковочные функции:

$$F_1 = \tanh(arg_1^4); \quad (61)$$

$$arg_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{\tilde{k}}}{\beta_0^* \tilde{\omega} y}, \frac{500\mu}{y^2 \tilde{\omega}}\right), \frac{4\bar{\rho}\tilde{k}}{CD_{k\omega}\sigma_{\omega 2} y^2}\right]; \quad (62)$$

$$CD_{k\omega} = \max\left(\frac{2\bar{\rho}}{\sigma_{\omega 2} \tilde{\omega}} \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial x_j}, 1 \times 10^{-10}\right); \quad (63)$$

$$F_2 = \tanh(arg_2^2); \quad (64)$$

$$arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{\tilde{k}}}{\beta_0^* \tilde{\omega} y}, \frac{500\mu}{y^2 \tilde{\omega}}\right), \quad (65)$$

где y – расстояние до ближайшей стенки;

μ – кинематическая вязкость;

$\sigma_{\omega 2} = 0,856$ – эмпирическая константа.

4.1.1.4 Моделирование течения возле стенки

В зависимости от пристеночного разрешения сеточной модели различают 2 подхода к моделированию течения у стенки.

1. Низкорейнольдсовый подход.

При этом подходе уравнения переноса интегрируются в вязком подслое, в котором находится несколько (для лучшей точности более 10) ячеек расчетной сетки.

2. Метод пристеночной функции.

При этом методе применяются эмпирические формулы, которые задают подходящие условия без разрешения сеткой пристеночного области. В вязком подслое пограничного слоя тангенциальная скорость у стенки связана с напряжением сдвига у стенки τ_ω посредством логарифмического закона, которую называют функцией стенки или пристеночной функцией.

Эти формулы связывают пристеночные характеристики течения (например, напряжение сдвига стенки) с зависимыми переменными в узле пристеночной сетки, который предположительно лежит в полностью турбулентной области пограничного слоя.

4.1.1.4.1 Стандартная функция стенки

Логарифмическое соотношение для пристеночной скорости определяется выражением:

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C, \quad (66)$$

где

$$y^+ = \frac{\rho \Delta y u_\tau}{\mu}, \quad (67)$$

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_\omega}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (68)$$

где u^+ – пристеночная скорость;

u_τ – скорость сдвига (трения);

U_t – известная касательная скорость к стенке на расстоянии от стенки Δy ;

y^+ – безразмерное расстояние от стенки;

τ_ω – напряжение сдвига у стенки;

k – постоянная фон Кармана;

C – постоянная слоя, зависящая от шероховатости стенки.

Картина распределения параметров в пограничном слое показана на рисунке 11.

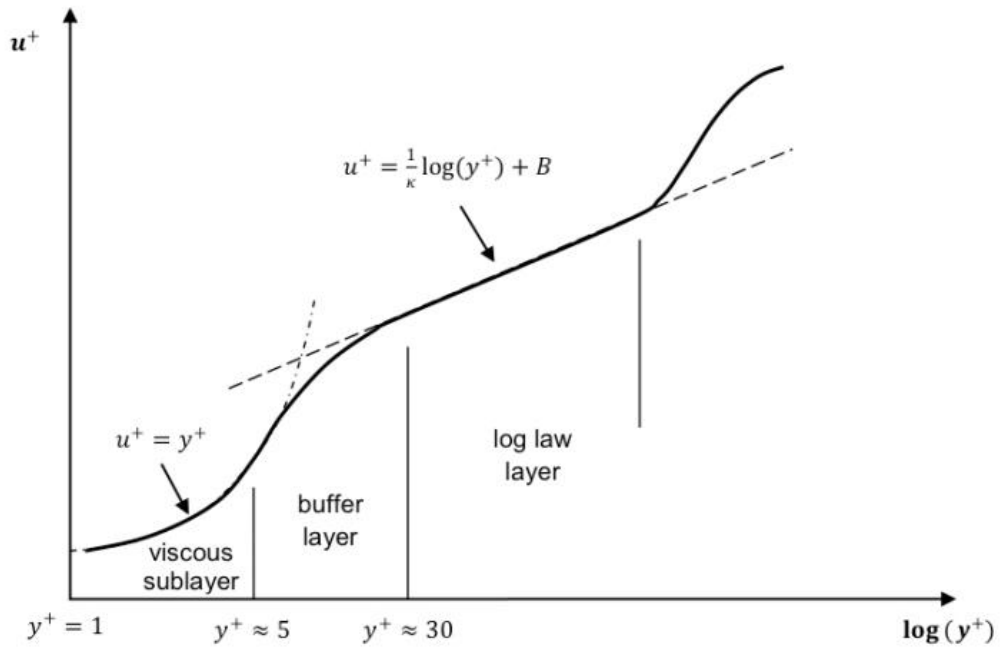


Рисунок 11 – Схема распределения параметров пограничном слое

4.1.1.4.2 Масштабируемая функция стенки

Уравнение (36) имеет проблему, заключающуюся в том, что оно становится сингулярным в точке отрыва потока, где у стенки скорость U_t стремится к нулю. Для решения этой проблемы используется альтернативный масштаб скорости u^* :

$$u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (69)$$

Эта величина имеет то полезное свойство, что она не стремится к нулю, если U_t стремится к нулю. Основываясь на этом, можно получить следующее явное уравнение для u_τ :

$$u_\tau = \frac{U_t}{\frac{1}{k} \ln(y^*) + C}. \quad (70)$$

Абсолютное значение напряжения сдвига τ_ω у стенки получается из:

$$\tau_\omega = \rho u^* u_\tau, \quad (71)$$

где

$$y^* = \frac{(\rho u^* \Delta y)}{\mu}. \quad (72)$$

Одним из основных недостатков подхода стандартной пристеночной функции является то, что результаты моделирования зависят от ближайшей к стенке ячейки сетки и уточнение сетки не обязательно дает решение с повышенной точностью. Проблема несогласованности стандартной функции стенки в случае мелких сеток может быть преодолена с использованием подхода масштабируемой функции стенки.

Основная идея подхода масштабируемой функции стенки состоит в том, чтобы ограничить значение $\widetilde{y}^* = \max(y^*, 11,06)$, используемое в логарифмической формуле, меньшим значением, где 11,06 – значение y^* на пересечении логарифмического и линейного пристеночного профиля. Следовательно, вычисленное $\widetilde{y}^*$ не может опускаться ниже этого предела. Таким образом, все точки сетки находятся вне вязкого подслоя и все несоответствия устраняются мелкой сеткой.

Граничное условие для скорости диссипации задается следующим соотношением, которое справедливо в логарифмической области:

$$\varepsilon = \frac{\rho u^+}{\widetilde{y}^+ \mu} \frac{C_\mu^{3/4}}{k} k^{3/2}. \quad (73)$$

Масштабируемая пристеночная функция y^+ определяется как:

$$y^+ = \max(y^*, 11,06), \quad (74)$$

$$y^* = \frac{u^* \Delta n / 4}{\nu}. \quad (75)$$

и, следовательно, основана на 1/4 части ячейки сетки вблизи стенки.

4.1.1.4.3 Автоматическая функция стенки

Хотя пристеночные функции, представленные выше, обеспечивают приемлемое моделирование течения возле стенки, они основаны на физических предположениях, которые являются спорными, особенно в течениях при низких числах Рейнольдса у стенки ($Re < 10^5$), поскольку вязкая

часть пограничного слоя не учитывается в балансе массы и количества движения. Для потоков при малых числах Рейнольдса у стенки это может вызвать ошибку в толщине вытеснения до 25%. Поэтому возникает необходимость предложить подход, который будет автоматически переключаться от пристеночных функций к низкорейнольдсовскому подходу вблизи стенки при достаточном разрешении (достаточном мелком) сетки.

Автоматическая функция стенки позволяет согласованно переключать моделирование от использования стандартной функции стенки для крупных сеток, которые не разрешают вязкий подслой, к низкорейнольдсовскому подходу с интегрированием уравнений переноса в узлах сетки возле стенки внутри вязкого подслоя. При этом для высокой точности моделирования, например, прогнозирования теплоотдачи, рекомендуется сетка с y^+ равным около 1.

В связи с вышесказанным в математической модели используется автоматическая функция стенки.

4.1.2 Моделирование горения

Горение является сложным химико-физическим процессом превращения реагирующих компонентов в продукты сгорания в ходе экзотермических реакций, что сопровождается большим выделением теплоты.

В то время, как моделирование турбулентности является сложной, как с точки зрения формулировки, так и с точки зрения вычислительных ресурсов, расчет процессов горения еще более сложен. Решение этих проблем в комплексе требует обращения к довольно сложным физико-математическим моделям.

Одним из параметров, описывающих режим турбулентного горения, является число Дамкелера:

$$Da = \frac{t_t}{t_c}, \quad (76)$$

где t_c – время реакции, т.е. время, необходимое для превращения компонентов топлива;

t_t – масштаб турбулентности по времени, т.е. некоторое время, когда объем жидкости можно найти в выбранной точке пространства. Этот параметр является показателем отношения скорости химической реакции (реакций) и скорости остальных процессов в системе (например, временной масштаб течения).

Число Льюиса является другим важным параметром:

$$Le_k = \frac{\lambda}{\rho c_p D_k} = \frac{D_{th}}{D_k}, \quad (77)$$

где $D_{th} = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ – тепловой коэффициент диффузии. Параметр показывает, насколько скорость распространения тепла больше скорости диффузии компонента k .

Физическая интерпретация процесса турбулентного горения представляет собой сумму сложных взаимодействий основного потока и реакций. Пламя влияет на основной поток за счет изменения плотности и ускорения потока (т.к. при изменении плотности с температурой он разгоняется), а турбулентность увеличивает скорость процессов смешения в области реакции, таким образом изменяя скорость реакции через флуктуации температуры.

Для описания этих сложных физических процессов используются математические модели. Их можно разделить на два вида:

1. модели, которые описывают горение заранее перемешанной смеси, когда компоненты смеси горючего и окислителя подаются в область реакции одновременно, до того, как они начали реагировать, и процесс рассматривается как распространение фронта пламени, с одной стороны которого находятся продукты, а другая сторона фронта содержит исходные вещества;

2. модели, которые описывают процесс диффузионного горения, когда реагирующие вещества подаются в область реакции отдельно. Такой тип

горения применяется в большинстве технических решений, например, таких как КС газотурбинных двигателей (ГТД) или ЖРД.

Существуют также модели, которые учитывают комбинацию этих двух случаев.

В инженерной практике наиболее распространены следующие модели горения:

- 1) Модель диссипации вихрей (Eddy dissipation model).
- 2) Модель тонкого фронта пламени (Flamelet model).

Эти модели описывают взаимодействие химических процессов и основного потока в приближении быстрых реакций – больших чисел Дамкелера. Так как в КС теплового двигателя давление выше 0,5 МПа, а температура выше 2000 °С, все химические реакции, свойственные выбранной топливной паре, протекают за малое время – около 1 мкс. Скорость образования продуктов сгорания будет определяться временем смешения, а нахождение компонентов топлива в одной точке пространства будет невозможным. Исходя из этих соображений, можно считать, что использование методов, базирующихся на данном утверждении, будет оправданным.

4.1.2.1 Модель тонкого фронта пламени

Модель основана на допущении о том, что процесс горения происходит в тонких слоях с внутренней структурой. Само пламя является сложной объединенной структурой одномерных вытянутых ламинарных пламен – флеймлетов. Одним из допущений этой модели является постоянство числа Льюиса. Химические реакции в пределах флеймлета могут быть рассмотрены в виде локальных одномерных явлений, которые зависят от параметра смешения (в нотации Ansys CFX) [83 – 86]:

$$Z = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_f + \dot{m}_o}, \quad (78)$$

где $Z = 1$ в чистом потоке горючего и $Z = 0$ в чистом потоке окислителя.

Таким образом, все уравнения переноса компонентов можно свести к одному уравнению переноса доли (параметр) смешения (в нотации Ansys CFX):

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Z})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{Z})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_z} \right) \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} \right). \quad (79)$$

В этом уравнении особенность состоит в отсутствии источниковых членов, которое достигается тем, что переменная смешения привязана не к молекулам (например, H_2O), а, напротив, к атомам (C, O, H). Так как в процессе реакции изменяются не атомы, а компоненты, атомарный состав остается постоянным и Z является сохраняющейся скалярной величиной. Параметр смешения является массовой долей не компонентов, а атомов горючего и окислителя. Доля смешения конкретного компонента j можно представить:

$$Z_j = \sum_{i=1}^n \frac{a_{ij}M_j}{M_i} Y_i, \quad (80)$$

где M – молекулярная масса;

a_{ij} – число элементов j в молекуле i ;

Y_i – массовая доля компонента i .

Для получения информации о вероятностных характеристиках доли смешения используется уравнение переноса дисперсии Z (в нотации Ansys CFX):

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Z}''^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{Z}''^2)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_{Z''^2}} \right) \frac{\partial \tilde{Z}''^2}{\partial x_j} \right) + 2 \frac{\mu_t}{\sigma_z} \left(\frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} \right)^2 - \bar{\rho}\tilde{\chi}, \quad (81)$$

где $\sigma_{Z''^2} = 0,9$;

$\sigma_z = 0,9$.

Форма уравнения похожа на уравнение переноса самой доли смешения, но имеет два новых члена в правой части уравнения. Первый источниковый член является генерацией, а второй – диссипацией дисперсии.

Так, χ является скоростью скалярной диссипации, которая является мерой эффектов неравновесности – влияние поля течения на внутреннюю область реакции – и записывается для турбулентного потока с помощью эмпирической зависимости:

$$\tilde{\chi} = C_{\chi} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} Z''^2. \quad (82)$$

Значение константы модели в обычной записи $C_{\chi} = 2$.

При расчете также определяется скорость скалярной диссипации при стехиометрическом составе смеси:

$$\chi_{st} = 2D_{st}(\nabla Z)_{st}^2. \quad (83)$$

Этот параметр представляет двустороннее время нахождения, которое увеличивается из-за эффектов растяжения поля течения и сокращается из-за диффузии. При критическом значении этого параметра пламя показывает нестабильное поведение и угасает. Растяжение в физическом пространстве приводит к тому, что область реакции утончается настолько, что генерация тепла не может нивелировать потери тепла теплопроводностью. Температура падает до значения температуры несгоревшего топлива, и реакция прекращается. Прекращение реакции в данном случае означает, что компоненты находятся при таких низких температурах, что реакция намного медленнее, чем временные масштабы несущего потока. Важным преимуществом такого подхода является то, что структуры флеймлета в присутствии быстрой химии могут быть описаны с помощью одномерных моделей пламени.

Усредненный состав жидкости, таким образом, рассчитывается как функция средней доли смешения, дисперсии доли смешения, скорости скалярной диссипации с помощью предварительного по отношению к основному CFD расчету введения флеймлет-библиотеки:

$$\tilde{Y}_i = \tilde{Y}_i(\tilde{Z}, \tilde{Z}''^2, \tilde{\chi}_{st}) = \int_0^1 Y_i(Z, \tilde{\chi}_{st}) * P_{\tilde{Z}, \tilde{Z}''^2}(Z) \delta Z. \quad (84)$$

Интегрирование функции плотности вероятности не производится во время расчета, а является частью процесса генерации библиотеки. Вообще говоря, может быть применено много типов функции плотности вероятности, но, как правило, в CFD пакетах применяется. Предполагается, что форма бета-PDF будет соответствовать форме бета-функции:

$$P_{Z, \bar{Z}''^2}(Z) = \frac{Z^{a-1}(1-Z)^{b-1}}{\int_0^1 \psi^{a-1}(1-\psi)^{b-1} d\psi}; \quad (85)$$

$$a = \tilde{Z} \left(\frac{Z(1-\tilde{Z})}{\bar{Z}''^2} - 1 \right); \quad (86)$$

$$b = (1 - \tilde{Z}) \left(\frac{Z(1-\tilde{Z})}{\bar{Z}''^2} - 1 \right). \quad (87)$$

Эта запись используется для генерации флеймлет-библиотек в Ansys CFX.

Уравнения переноса всех параметров соответственно записываются с использованием параметра доли смешения. Это позволяет значительно упростить процесс решения уравнений.

Модель диссипации вихря рекомендуется применять для предварительного моделирования, когда точность прогнозирования локальных параметров потока не так важна, как скорость получения результата моделирования. Модель флеймлет рекомендуется использовать во всех остальных ситуациях.

В настоящей работе использована модель тонкого фронта пламени flamelet с предварительно рассчитанной базой данных зависимостей химического состава смеси от параметров смешения, разработанной в НПО «Энергомаш».

4.1.3 Моделирования излучения

Моделирование теплообмена излучением проводилось с использованием спектральной модели «серого газа» (Gray) и модели «взвешенной суммы серых газов» (WSGG). Дифференциальная модель теплообмена излучением P1 использовалась благодаря ее применимости к

широкому диапазону оптических толщин и ее устойчивому поведению во время моделирования. Рассеяние в этом исследовании не рассматривалось, так как частицы в камеру сгорания не вводились.

Коэффициенты поглощения зависят от парциальных давлений большинства излучающих частиц, H_2O и CO_2 . Для случая поглощения и излучения без рассеяния уравнение переноса излучения будет иметь вид [83, 84]:

$$\frac{dI_v(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{ds} = -K_a * I_v(\mathbf{r}, \mathbf{s}) + K_{av} * I_b(v, T), \quad (88)$$

где v – частота;

$\mathbf{r}$ – вектор позиции;

$\mathbf{s}$ – вектор направления;

s – длина пути луча;

K_a – коэффициент поглощения;

K_{av} – коэффициент поглощения абсолютно черного тела;

I_v – спектральная интенсивность излучения;

I_b – излучение абсолютно черного тела.

Коэффициенты взвешивания были определены отношением ниже:

$$a_j(T) = \sum_{i=1}^5 b_{j,i} T^{i-1}, \quad (89)$$

где $b_{j,i}$ – полиномиальные коэффициенты, взятые из [87].

Коэффициент поглощения вычисляется по уравнению:

$$k_j = (p_{H_2O} + p_{CO_2}) * k_{p,j}, \quad (90)$$

где p_{CO_2} и p_{H_2O} – парциальные давления CO_2 и H_2O соответственно;

$k_{p,j}$ - коэффициент, значение взято из [87].

4.2 Валидация CFD-модели

Валидация CFD-модели выполнялась путем сравнения результатов численного моделирования с экспериментальными данными, полученными на одноэлементной модельной камере сгорания с внутренним диаметром 37 мм,

работающей на топливной паре «керосин Jet A-1 – газообразный кислород (GOX)» [88]. В качестве исследуемой точки выбран эксперимент с давлением в камере 6,1 МПа со вдувом 10 %-го завесного охлаждения керосином, соотношением компонентов топлива 3,14 и температурой компонентов на входе 300 К для керосина и 310 К для окислителя. Площадь критического сечения 16 мм². Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 12.

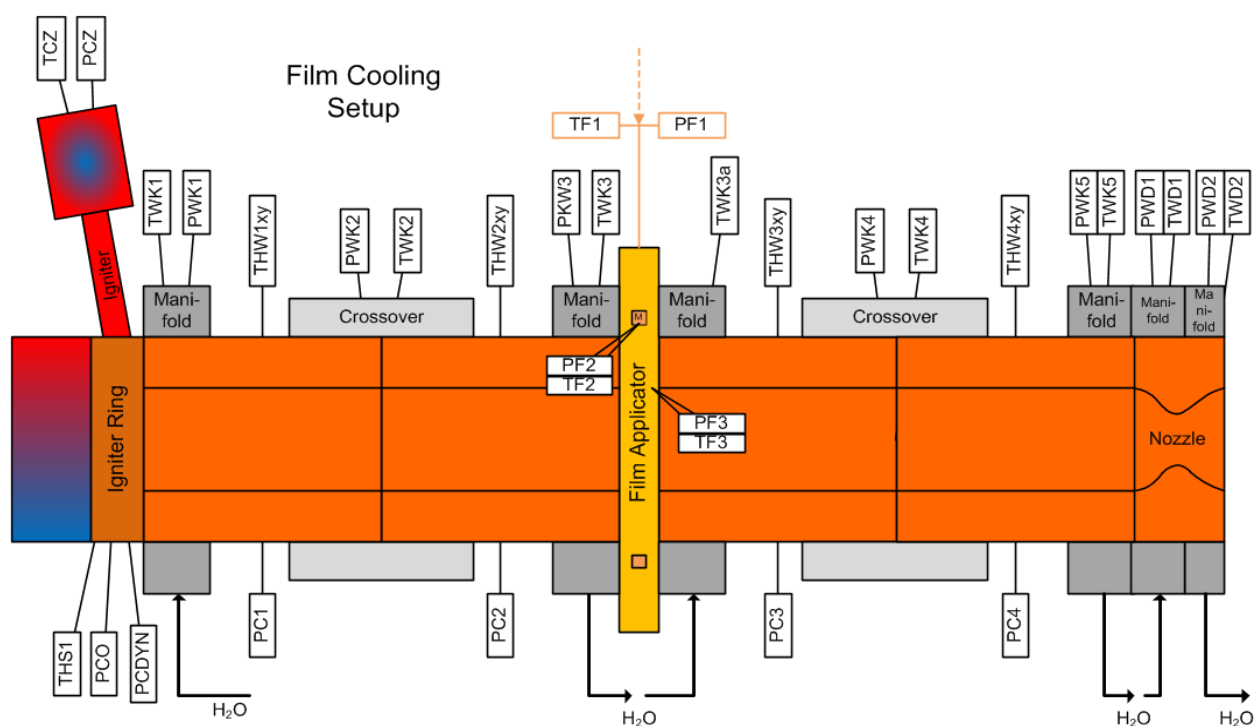


Рисунок 12 – Схема экспериментальной установки [88]

4.2.1 Выбор параметров сравнения

Основным интегральным параметром, характеризующим эффективность рабочего процесса в камере сгорания, является характеристическая скорость, которая определяется как:

$$C^* = \frac{p_k F_{кр}}{\dot{m}}, \quad (91)$$

где p_k – давление в камере сгорания;

$F_{кр}$ – площадь критического сечения;

$\dot{m}$ – массовый расход топлива.

Использование характеристической скорости позволяет оценить эффективность рабочего процесса независимо от эффективности сопла, что делает ее наиболее информативным параметром для валидации модели. В качестве второго параметра сравнения использовалось давление в камере, которое является интегральным параметром, зависящим от массового расхода и полноты сгорания, и характеризует общую сходимость по массовому балансу и термодинамике процесса.

4.2.2 Настройки численной модели

Для обеспечения адекватности результатов моделирования был реализован комплекс мер по настройке численной модели, включающий:

- сеточную сходимость (проведено исследование сеточной сходимости на нескольких сетках с различным разрешением. Оптимальная расчетная сетка содержит 127 млн элементов, что обеспечивает разумный баланс между точностью и вычислительными затратами. Сетка имеет локальное уплотнение в зонах высоких градиентов параметров);
- разрешение пограничного слоя (для корректного расчета теплообмена и пристеночных процессов с использованием модели турбулентности SST необходимо обеспечить значение безразмерного параметра $y^+ \approx 1$ в пристеночных ячейках. В настоящей работе толщина первого пристеночного слоя задана равной 0,0005 мм, что позволяет разрешать вязкий подслой без использования эмпирических пристеночных функций);
- турбулентное число Прандтля в модели турбулентности задано равным 0,85, что соответствует среднему экспериментальному значению для высокотемпературных турбулентных течений и обеспечивает корректное соотношение между турбулентным переносом импульса и тепла;
- граничные условия на стенке. На стенке задано распределение температуры, полученное из экспериментальных данных (неадиабатическая

стенка), что позволяет учитывать теплоотвод в охлаждаемую стенку и повышает точность расчета энергетических характеристик.

4.2.3 Результаты валидации

Основным количественным критерием валидации является сравнение расчетного и экспериментального значений характеристической скорости. В таблице 3 и на рисунке 13 приведены полученные результаты.

Таблица 3 – Численные и экспериментальные значения характеристической скорости

Источник данных	Характеристическая скорость, м/с	Отклонение от эксперимента
Эксперимент	1766,000	–
CFD	1716,800	–2,790%
Термодинамический расчет	1810,000	+2,500%

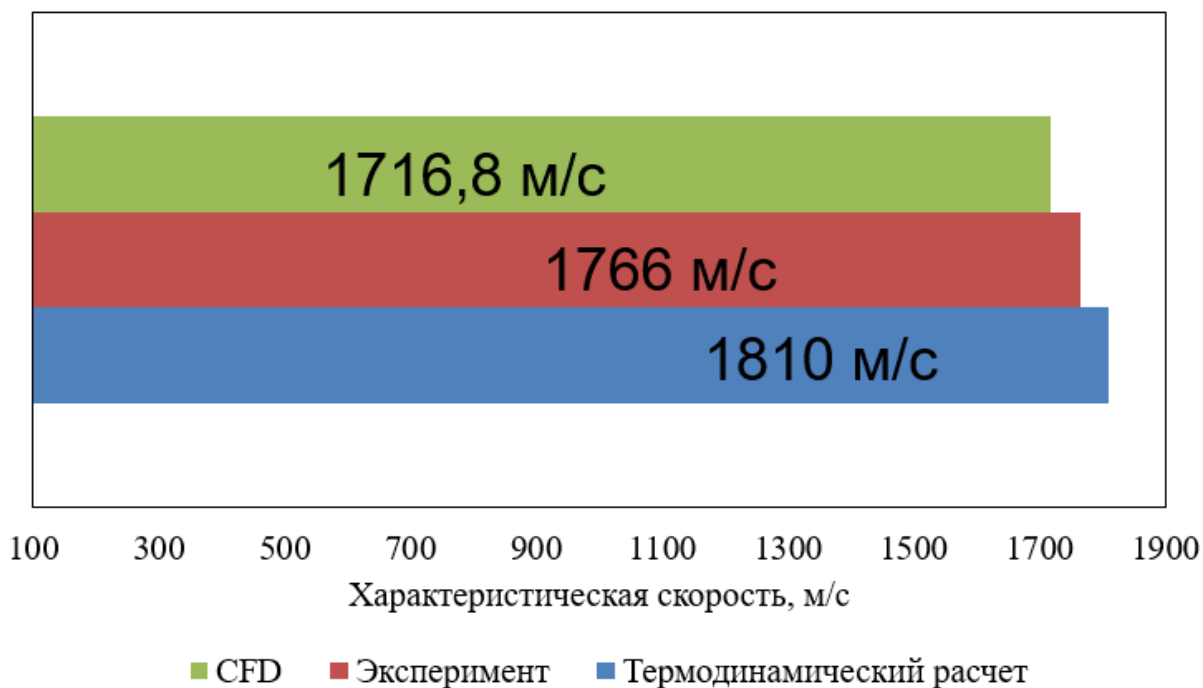


Рисунок 13 – Диаграмма характеристических скоростей

Полученное расхождение в 2,79% находится в пределах допустимой инженерной точности.

В качестве дополнительной проверки выполнено сравнение расчетного и экспериментального значений давления в КС. Как показано в таблице 4, отклонение составляет 1,967%, что подтверждает корректность модели.

Таблица 4 – Численные и экспериментальные значения давления в камере сгорания

Источник данных	p_k , МПа	Отклонение
Эксперимент	6,100	–
CFD	5,980	1,967%

Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод, что представленная CFD-модель может быть использована для моделирования рабочего процесса и сравнительной оценки полноты сгорания в форсунках с выходным сопловым каналом некруглого сечения.

Валидация математической модели выполнена по интегральным параметрами рабочего процесса, которые являются определяющими для задач предварительного проектирования и многокритериальной оптимизации, однако верификация локальных полей температуры и концентраций требует проведения специализированных оптических экспериментов, что является задачей перспективных исследований.

5 Численное моделирование рабочего процесса в двухкомпонентной коаксиальной форсунке с выходным сопловым каналом некруглого сечения

5.1 Расчетная область и сеточная модель

Для проведения расчета строится тетраэдрическая неструктурированная сетка. Количество расчетных ячеек более 5000000 (рисунок 14).

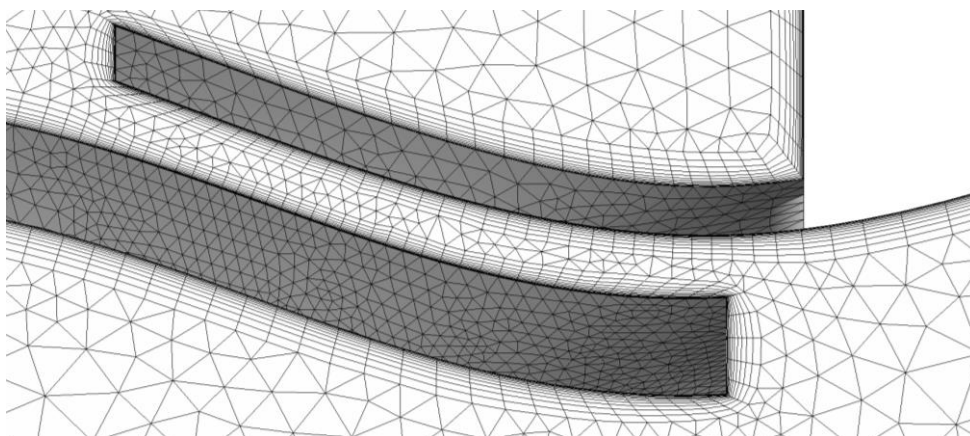


Рисунок 14 – Расчетная сетка

5.2 Задание граничных условий

При расчете используются следующие типы граничных условий: «wall» без скольжения потока для стенок форсунки; «inlet mass flow» с заданием массового расхода, температуры торможения с интенсивностью турбулентности 5 %. «Pressure outlet» с заданием статического давления и температуры окружающей среды (в КС). Расчет проводится для точки со следующими значениями параметров: массовый расход газообразного окислителя 1,0679 кг/с, массовый расход горючего 0,3306 кг/с. Абсолютное давление в КС 20 МПа с температурой на выходе 1600 К.

5.3 Результаты численного моделирования рабочего процесса в двухкомпонентных коаксиальных форсунках с выходным сопловым каналом некруглого сечения

В результате численного моделирования рабочего процесса в форсунках круглого (для сравнительной оценки) (рисунок 15) и некруглого сечения выходного соплового канала были построены эпюры распределения температуры (рисунки 16 – 20), массовых долей горючего (рисунки 21 – 25), окислителя (рисунки 26 – 30), продуктов полного сгорания (H_2O (рисунки 31 – 35), CO_2 (рисунки 36 – 40), а также распределение корня квадратного из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания (рисунки 41 – 45).



Рисунок 15 – Форсунка струйно-центробежная круглого сечения выходного соплового канала

Показателем полноты сгорания топлива является так называемый коэффициент камеры, который представляет собой корень квадратный из отношения произведений газовой постоянной продуктов сгорания на их температуру для исследуемого случая и для идеального термодинамического случая:

$$\varphi_k = \sqrt{\frac{(R_k T_k)_д}{(R_k T_k)_т}}, \quad (92)$$

где R_k, T_k – газовая постоянная и температура в КС, индекс д – означает действительное значение, индекс т – теоретическое (термодинамическое).

Поскольку значение корня квадратного из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания для идеального термодинамического случая величина постоянная при постоянных граничных условиях, то различие будет заключаться только в корне квадратном из

произведения данных параметров для каждого расчетного случая, поэтому для сравнительной оценки далее используется именно корень квадратный из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания для каждого расчетного случая, такой подход позволяет уменьшить количество математических операций и свести к минимуму вероятность ошибки.

В результате обработки результатов CFD-моделирования, построены графики распределения корня квадратного из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания вдоль продольной оси для форсунки круглого и некруглого сечений выходного соплового канала (рисунок 46), а также определены численные значения турбулентных характеристики на срезе сопел форсунок (таблица 6).

В результате сравнения видно, что в случае применения форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения без закрутки полнота сгорания оказывается сопоставимой или несколько выше, чем у круглой струйно-центробежной форсунки, исключение составляет форсунка с десятилучевым выходным сопловым каналом. Наибольший прирост по полноте сгорания дает форсунка с шестилучевым выходным сопловым каналом, что и соответствует максимальному периметру контакта компонентов топлива (рисунок 6). Форсунки с четырех- и пятилучевым выходным сопловым каналом показывают близкое друг к другу по полноте сгорания численное значение (таблица 5).

Таблица 5 – Численное значение коэффициента камеры для форсунок с выходным сопловым каналом различного сечения

Форсунка	Коэффициент камеры
Круглая струйно-центробежная	0,882
с 4-ех лучевым выходным сопловым каналом	0,889
с 5-и лучевым выходным сопловым каналом	0,885
с 6-и лучевым выходным сопловым каналом	0,928
с 10-и лучевым выходным сопловым каналом	0,865
Примечание: коэффициент камеры рассчитан на расстоянии 91 мм от среза сопла форсунки	

Анализ турбулентных характеристик показал, что в форсунках с некруглым выходным сопловым каналом без спиральной закрутки, наблюдается снижение турбулентной кинетической энергии и турбулентной вязкости (таблица 6), при этом полнота сгорания оказывается сопоставимой или несколько выше, чем у круглой струйно-центробежной (таблица 5). Это происходит за счет увеличенного периметра контакта компонентов топлива (рисунок 6, таблица 2), который компенсирует снижение турбулентной энергии.

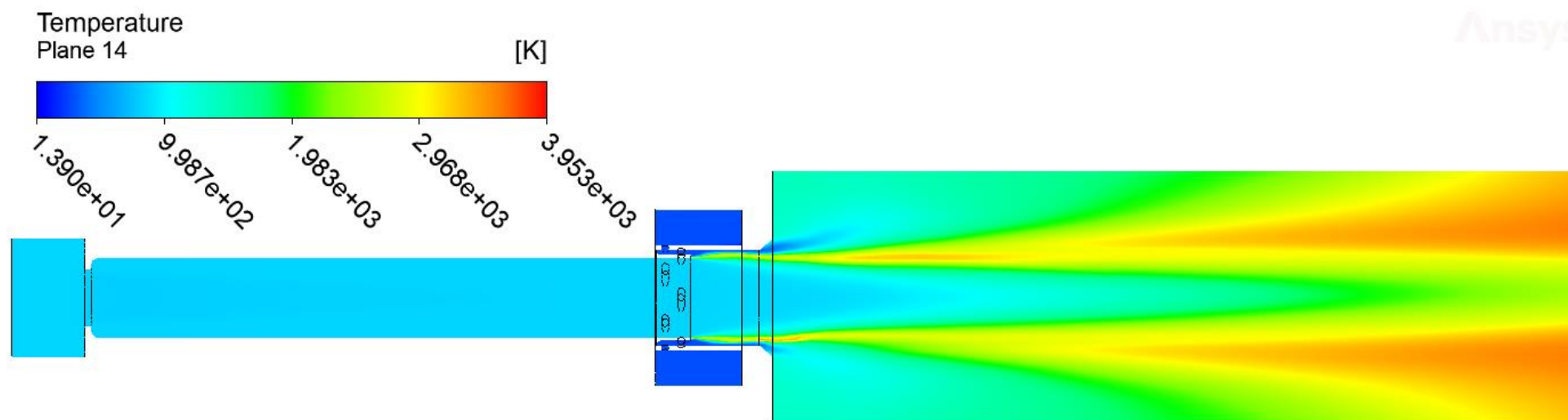


Рисунок 16 – Распределение температуры в продольной плоскости круглой струйно-центробежной форсунки

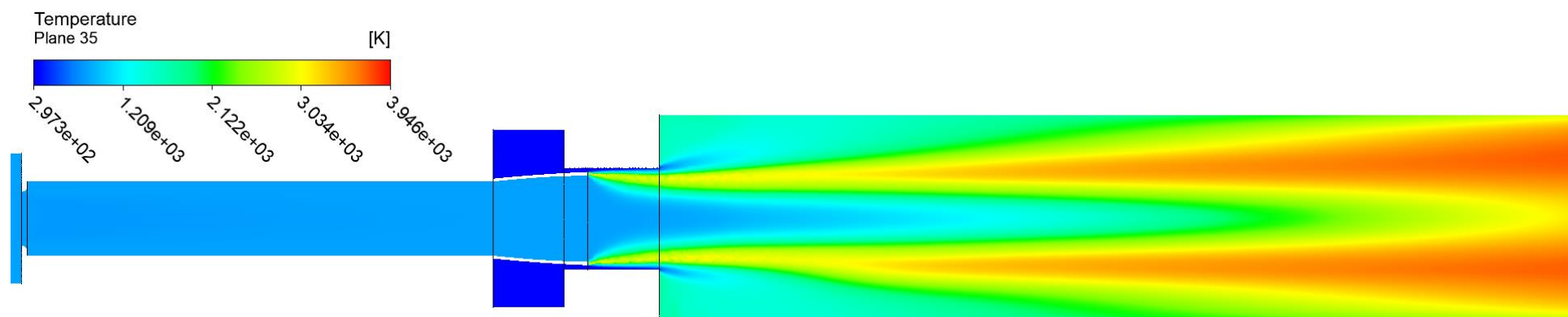


Рисунок 17 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом

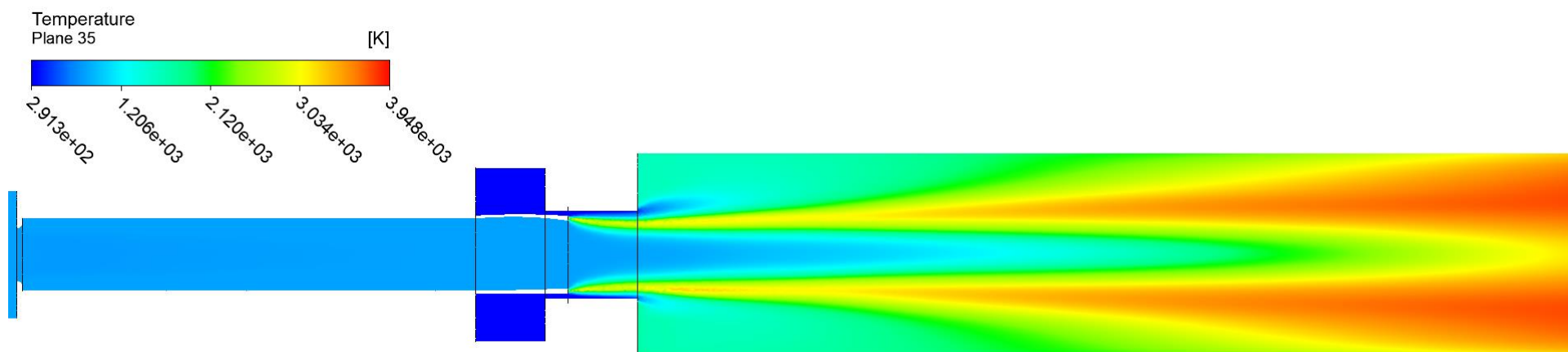


Рисунок 18 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом

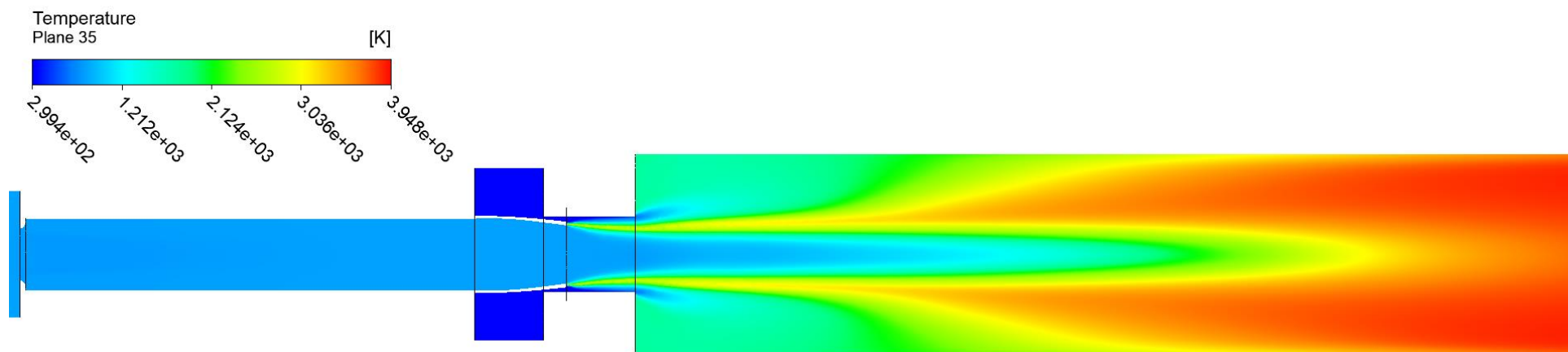


Рисунок 19 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом

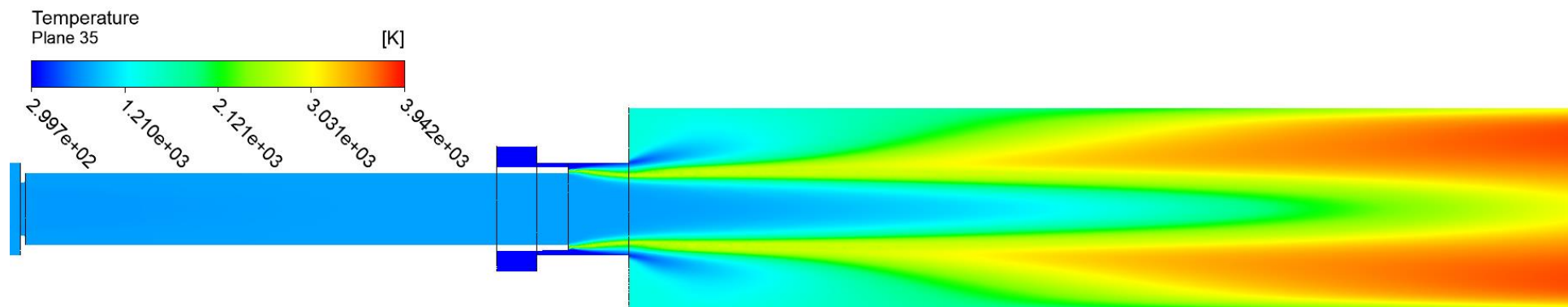


Рисунок 20 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом

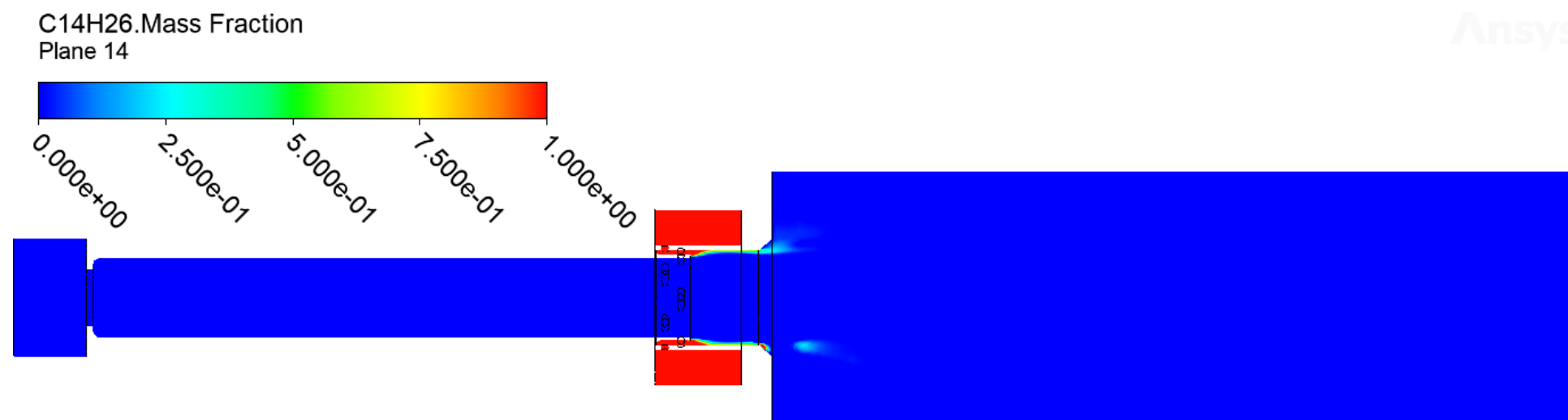


Рисунок 21 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости круглой струйно-центробежной форсунки

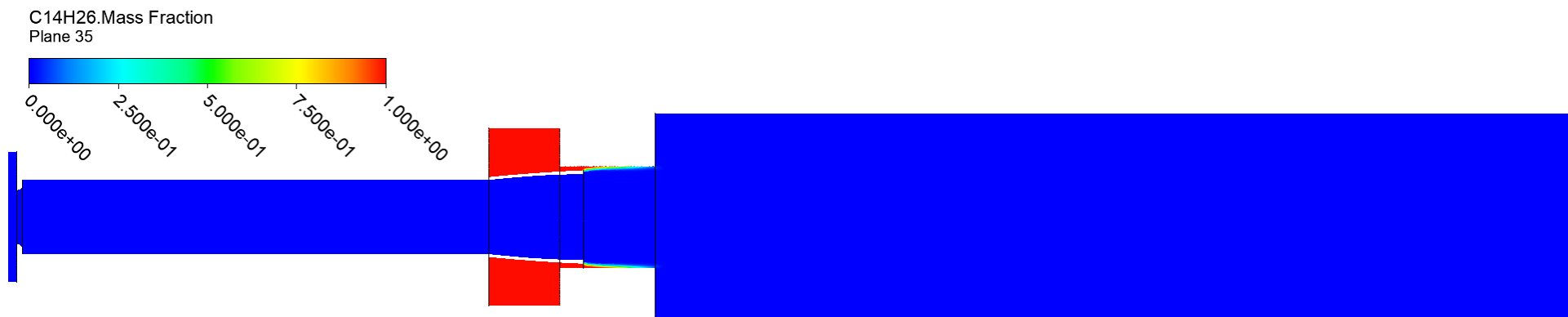


Рисунок 22 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом

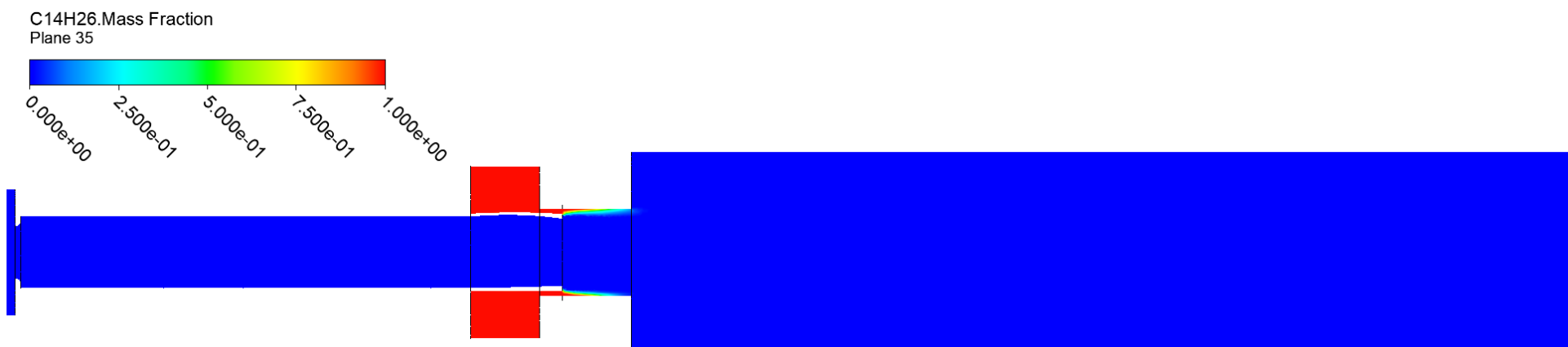


Рисунок 23 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом



Рисунок 24 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом



Рисунок 25 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом

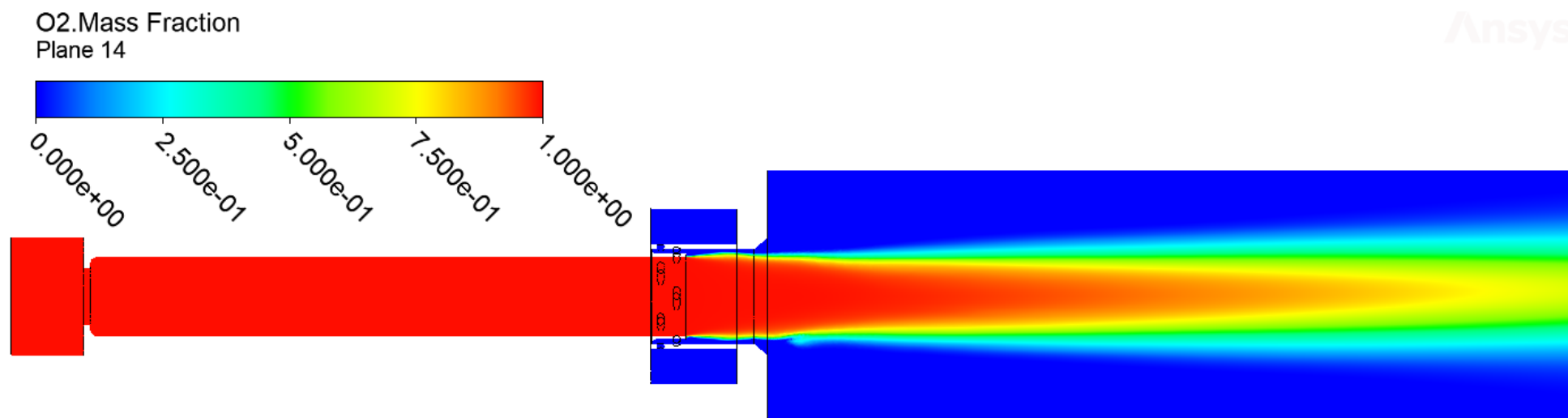


Рисунок 26 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости круглой струйно-центробежной форсунки

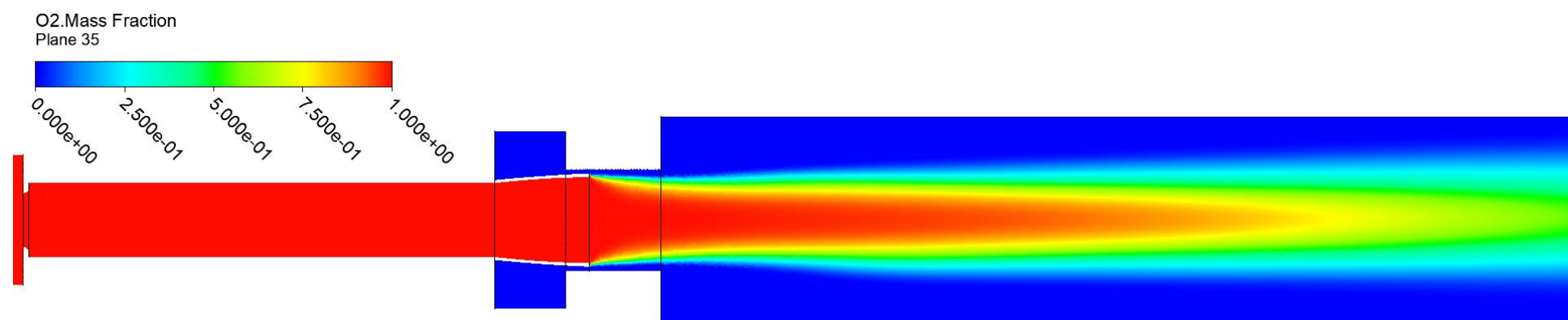


Рисунок 27 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом

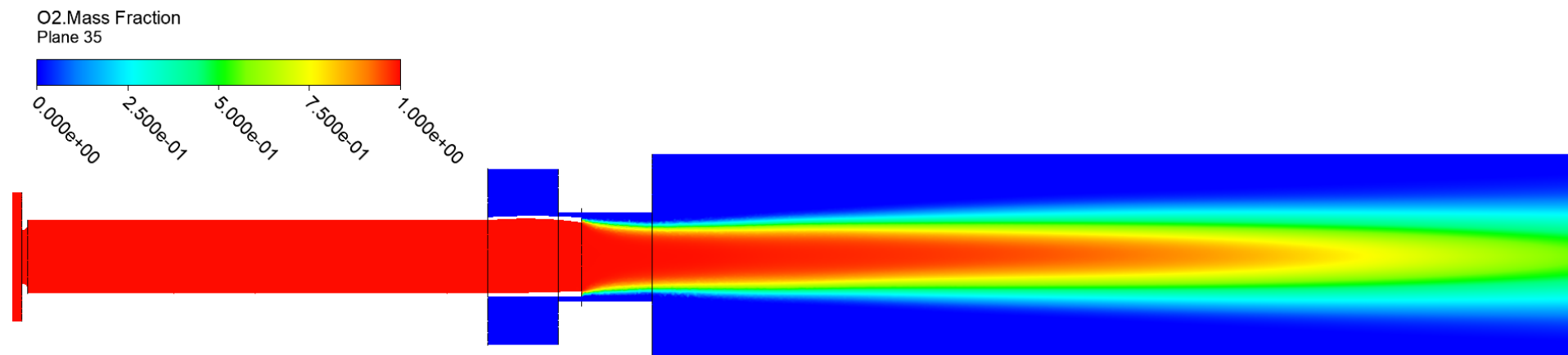


Рисунок 28 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом

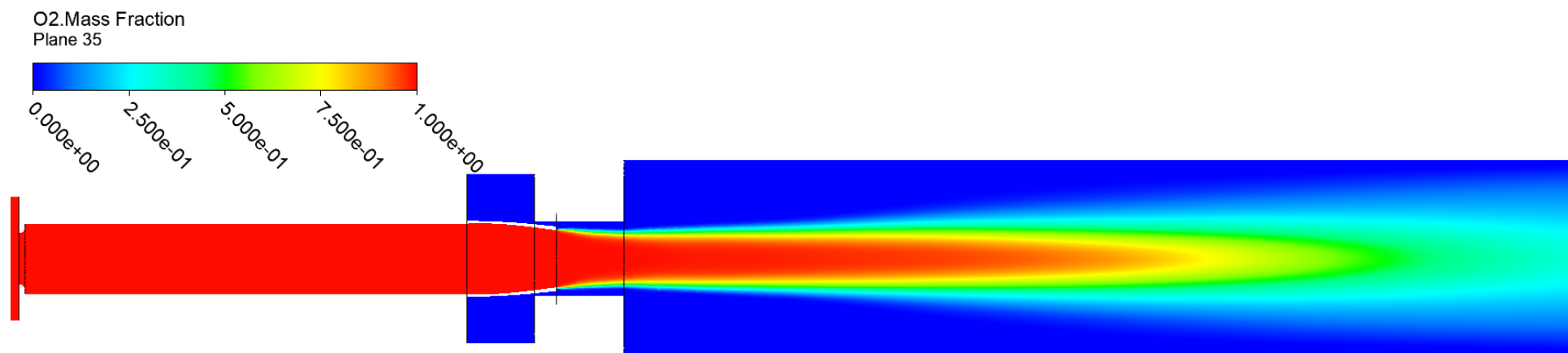


Рисунок 29 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом

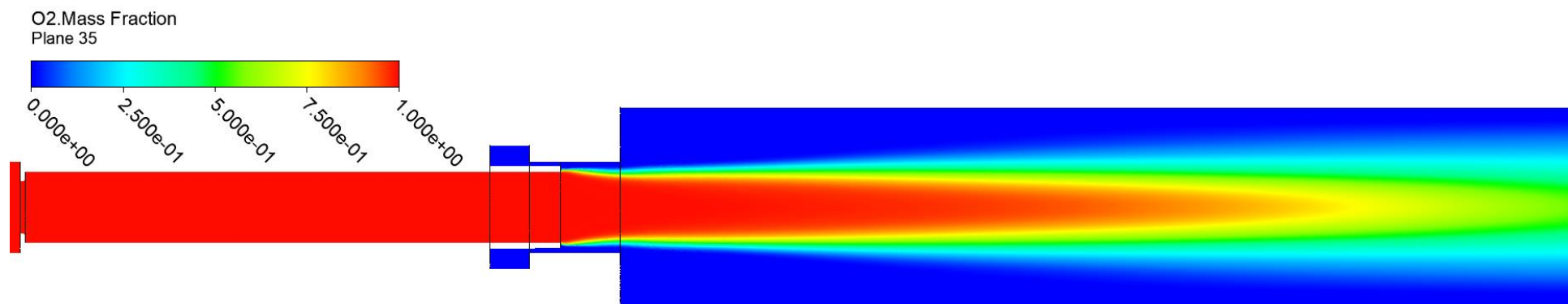


Рисунок 30 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом

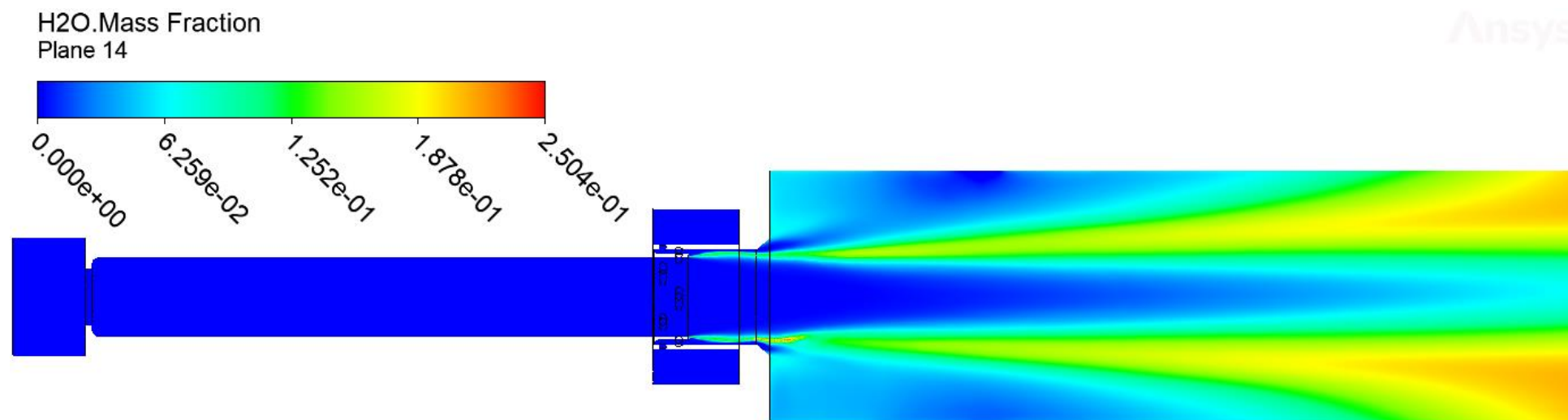


Рисунок 31 – Распределение массовой доли H_2O в продольной плоскости круглой струйно-центробежной форсунке

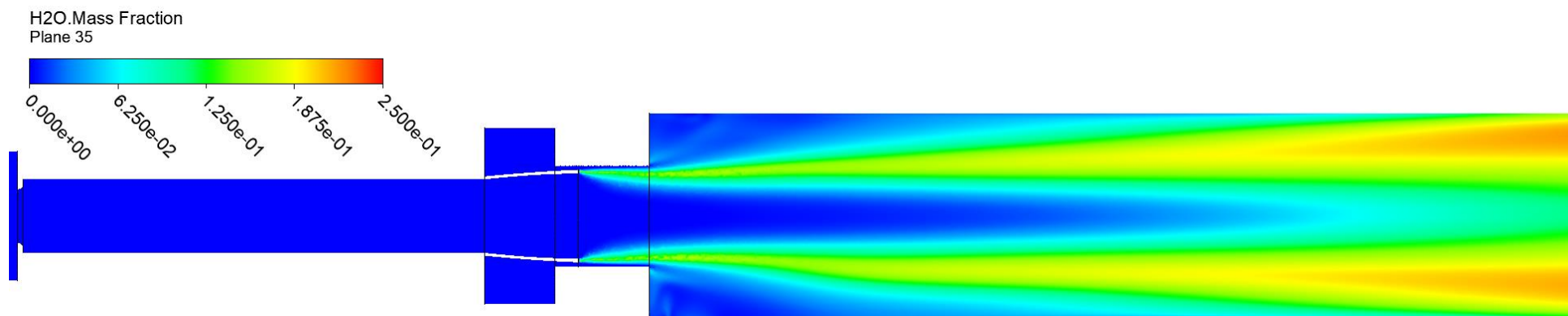


Рисунок 32 – Распределение массовой доли H_2O в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом

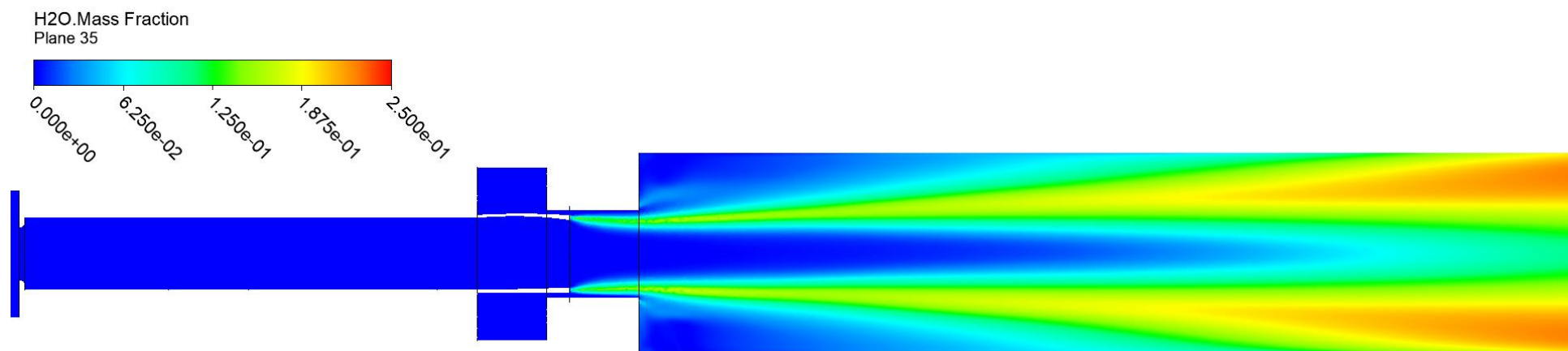


Рисунок 33 – Распределение массовой доли H_2O в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом

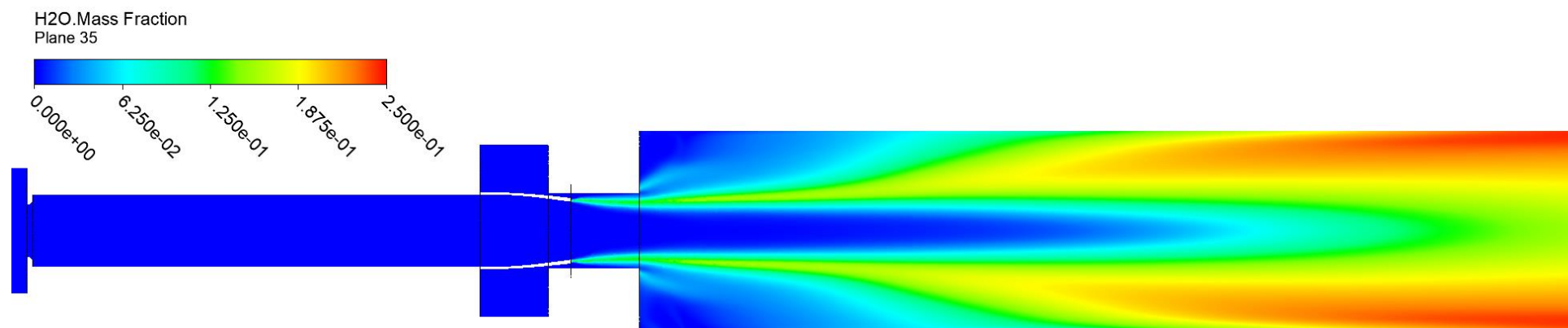


Рисунок 34 – Распределение массовой доли H₂O в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом

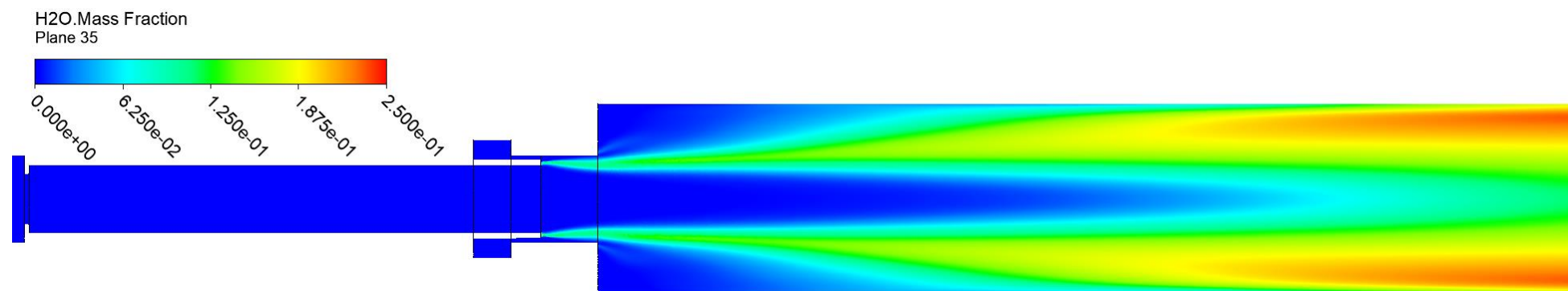


Рисунок 35 – Распределение массовой доли H₂O в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом

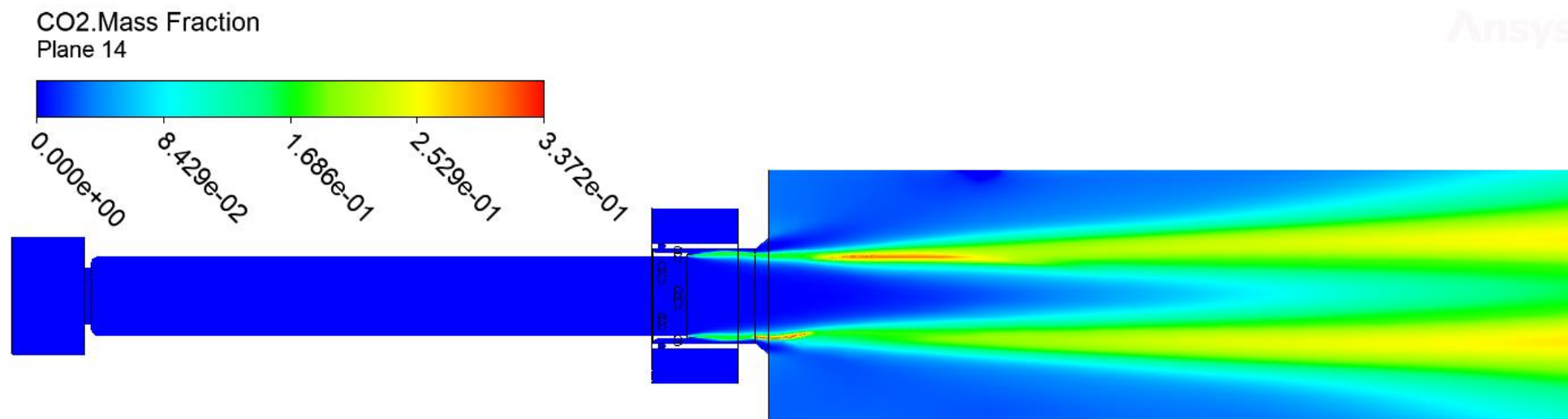


Рисунок 36 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости круглой струйно-центробежной форсунки

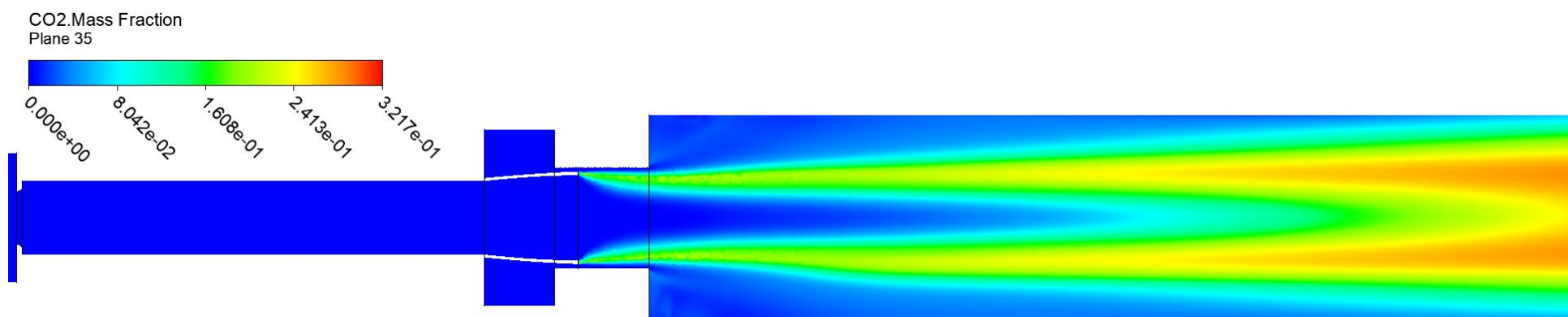


Рисунок 37 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом

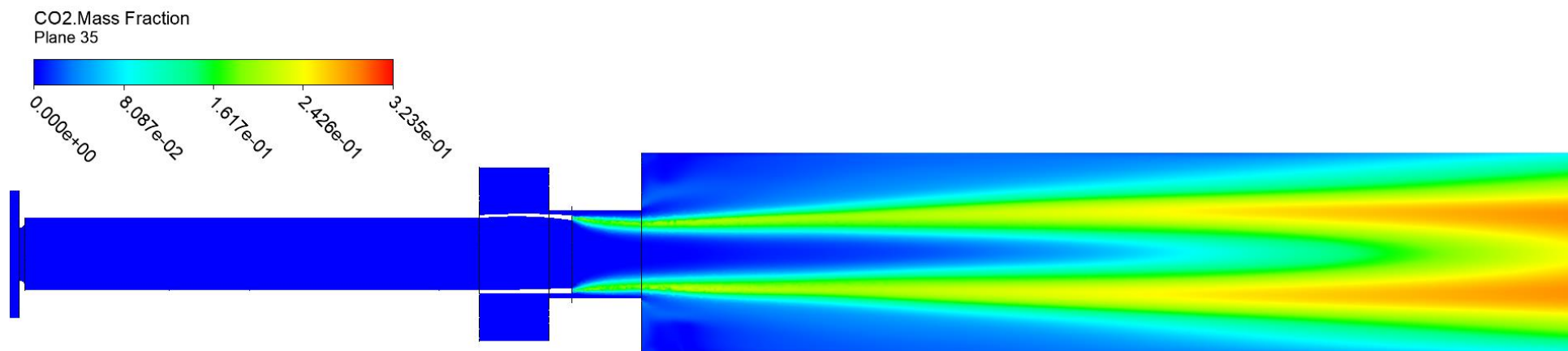


Рисунок 38 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом

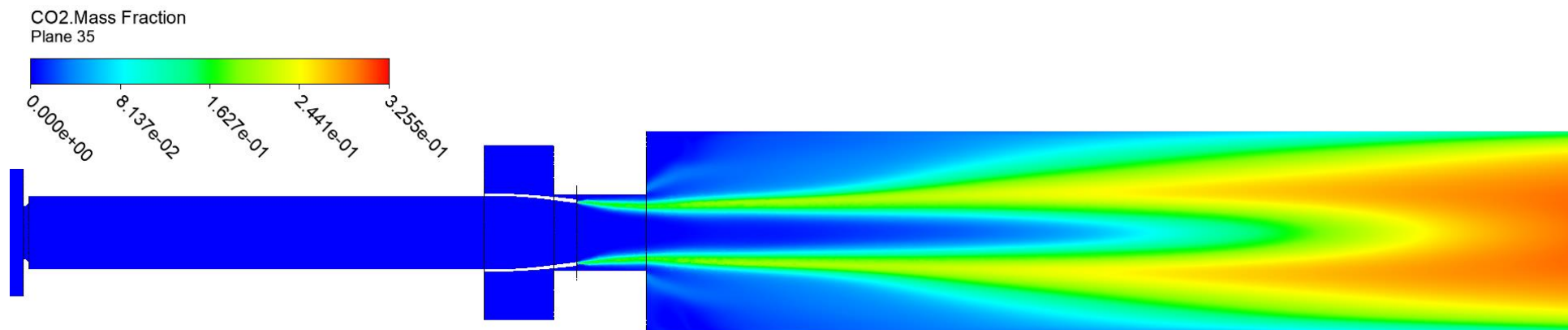


Рисунок 39 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом

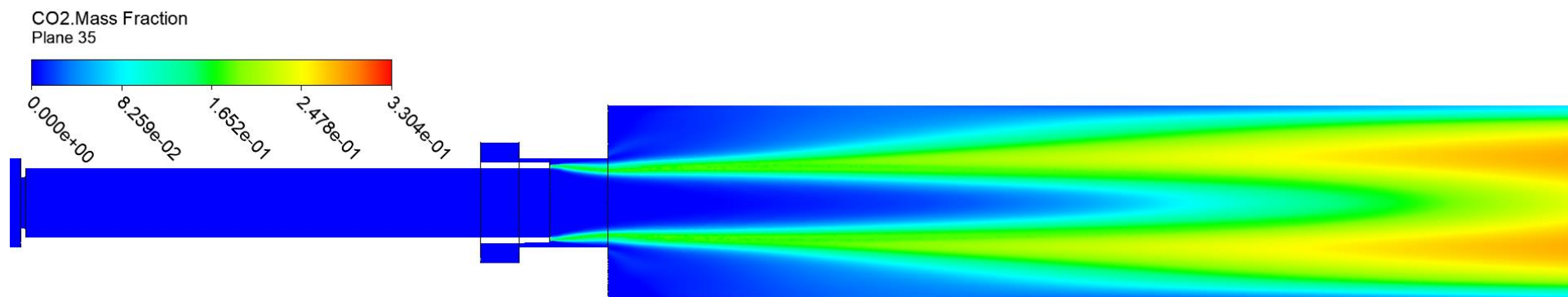


Рисунок 40 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом

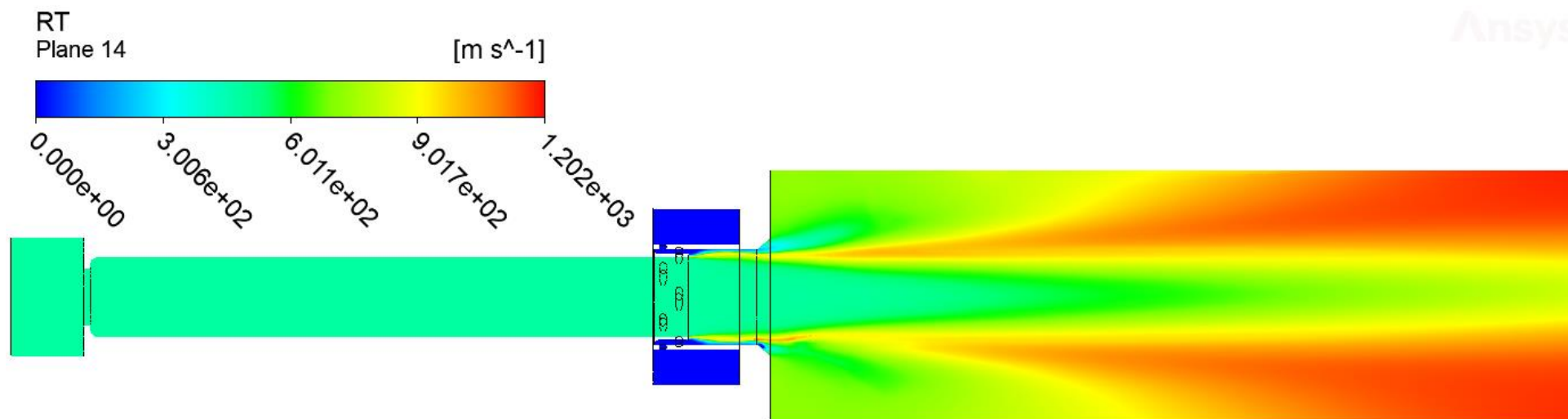


Рисунок 41 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости круглой струйно-центробежной форсунки

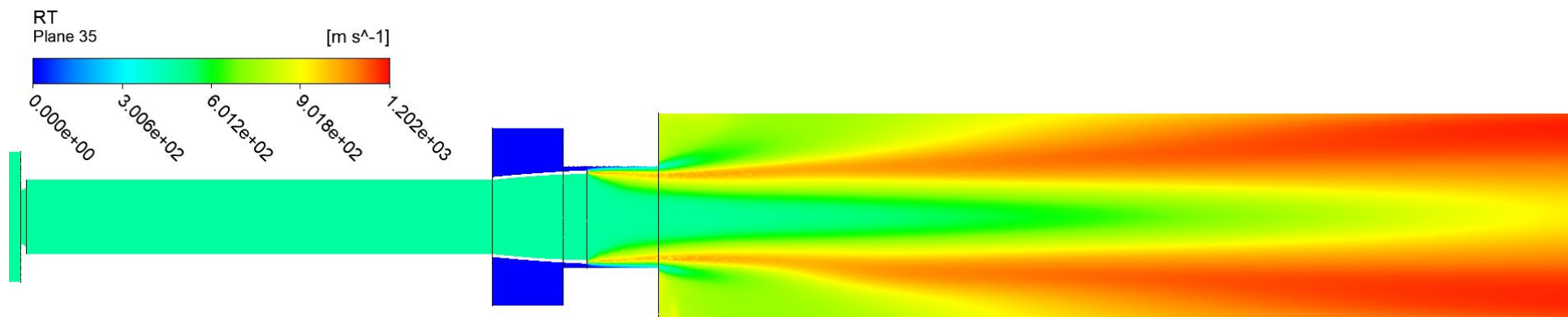


Рисунок 42 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом

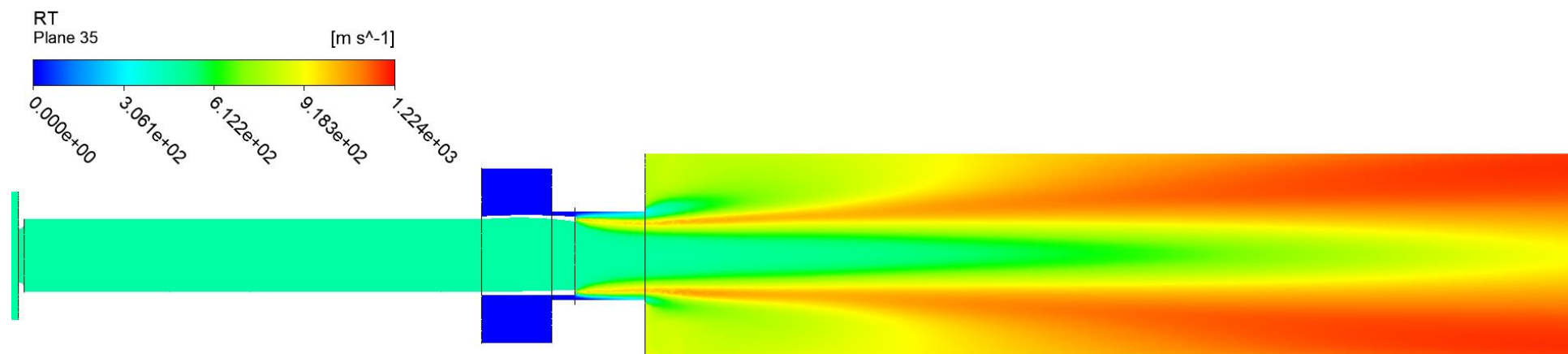


Рисунок 43 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом

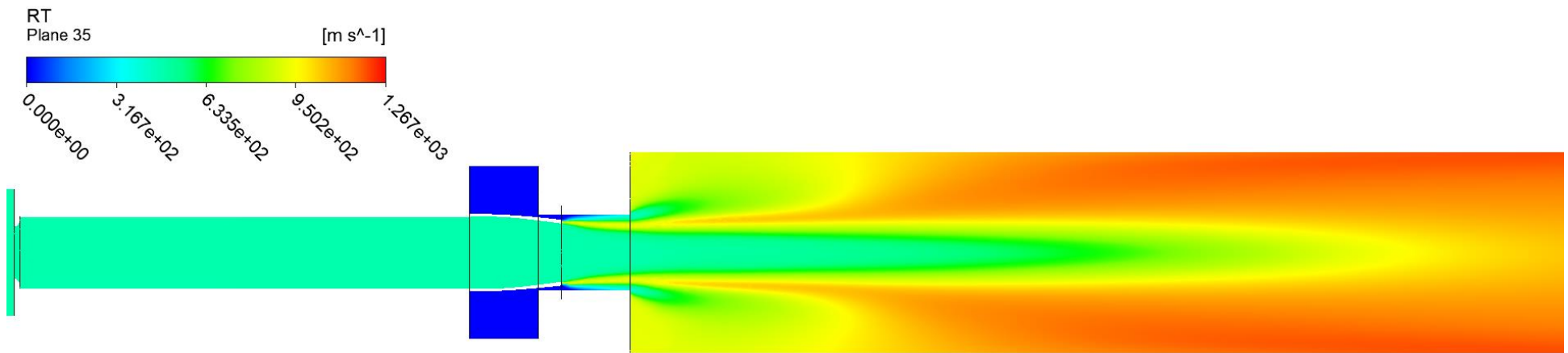


Рисунок 44 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом

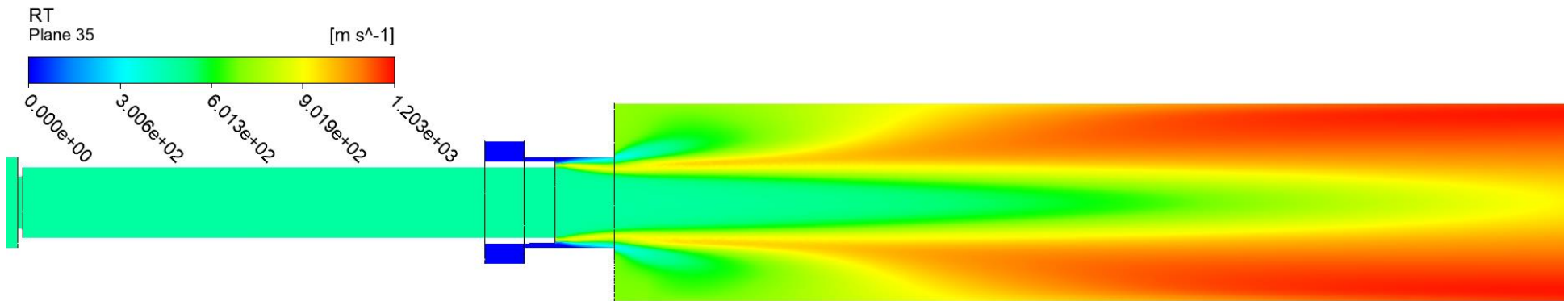


Рисунок 45 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом

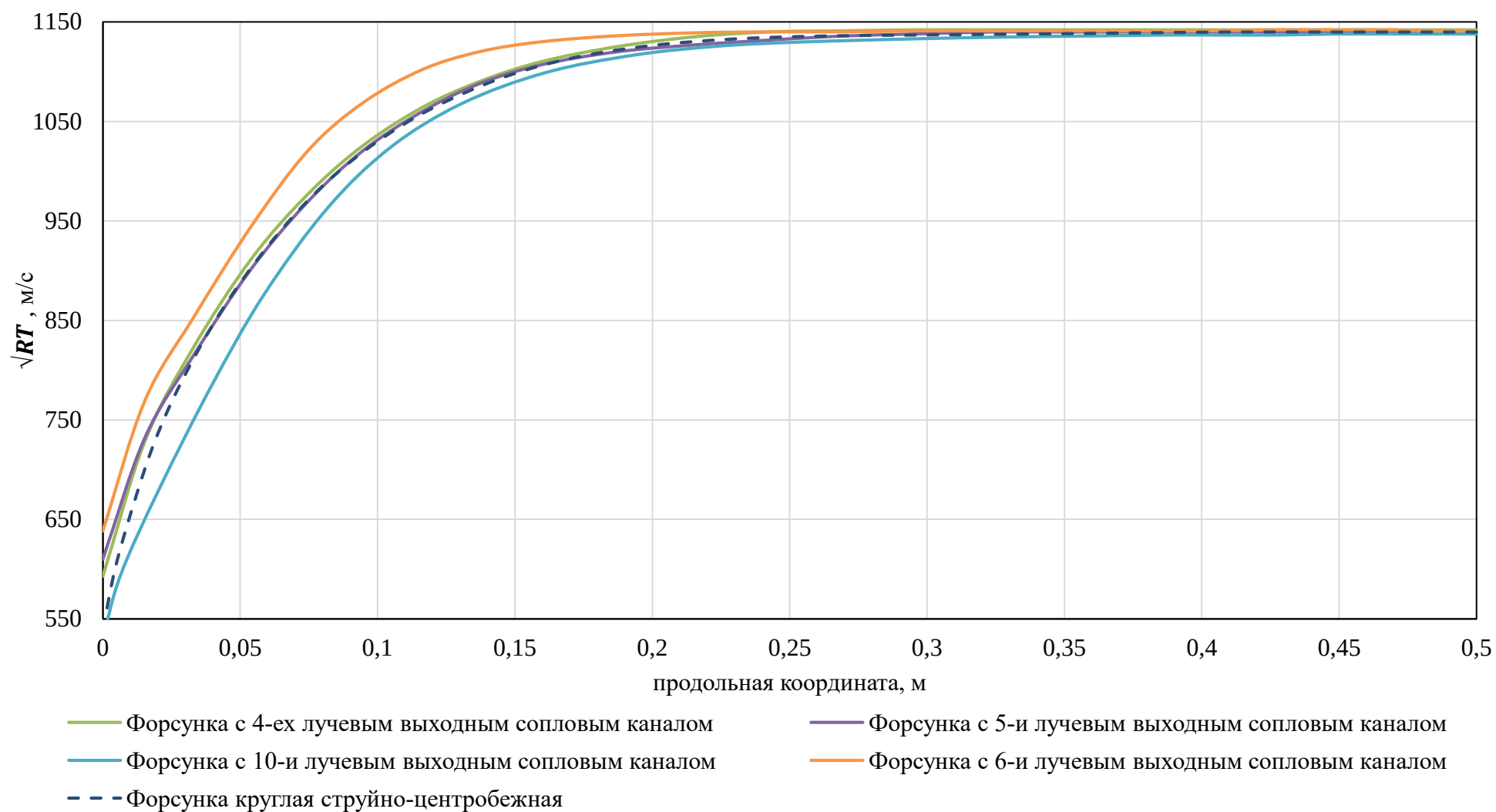


Рисунок 46 – Распределение $\sqrt{RT}$ для форсунок различного сечения выходного соплового канала без закрутки

Таблица 6 – Турбулентные характеристики на выходе из сопла исследованных форсунок (без закрутки)

	Круглая струйно- центробежная форсунка	Форсунка с 4-ех лучевым выходным сопловым каналом	Форсунка с 5-и лучевым выходным сопловым каналом	Форсунка с 6-и лучевым выходным сопловым каналом	Форсунка с 10-и лучевым выходным сопловым каналом
		Без закрутки	Без закрутки	Без закрутки	Без закрутки
Кинетическая энергия турбулентности, Дж/кг	258,332	255,100	255,000	231,300	154,600
Относительная кинетическая энергия турбулентности (относительно штатной)	1	0,987	0,987	0,895	0,599
Диссипация кинетической энергии турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}^3$	$1,715 \cdot 10^6$	$3,105 \cdot 10^6$	$3,439 \cdot 10^6$	$3,491 \cdot 10^6$	$0,895 \cdot 10^6$
Относительная диссипация кинетической энергии турбулентности (относительно штатной)	1	1,811	2,005	2,036	0,522
Турбулентная вязкость, Па*с	0,396	0,2397	0,2241	0,185	0,2724
Относительная турбулентная вязкость	1	0,605	0,566	0,467	0,688

6 Результаты численного исследования рабочего процесса в двухкомпонентных коаксиальных форсунках с выходным сопловым каналом некруглого сечения со спиральной закруткой

Результаты, представленные в предыдущем разделе, показали, что простое отклонение формы сечения выходного соплового канала форсунки от круглого, при создании развитой лучевой структуры, приводит к сопоставимой или несколько выше полноте сгорания в сравнении с круглой струйно-центробежной форсункой.

При этом, одним из основных аспектов, определяющих смешение компонентов топлива в ЖРД является турбулентная диффузия, то есть способность вихрей переносить и перемешивать вещество в элементарных объемах. Мерой этой способности является коэффициент турбулентной вязкости:

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (93)$$

где C_μ – коэффициент пропорциональности;

k – кинетическая энергия турбулентности;

ε – диссипация кинетической энергии турбулентности.

Из данного выражения видно, что турбулентная вязкость гораздо сильнее зависит от кинетической энергии турбулентности (квадратично), чем от ее диссипации (обратно пропорционально).

По результатам численного моделирования определены значения турбулентной вязкости для форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения без закрутки (таблица 6). Турбулентная вязкость в таких форсунках оказалась ниже, чем в круглой струйно-центробежной, что, однако, не препятствует улучшению полноты сгорания благодаря увеличению периметра контакта компонентов топлива, но ограничивает ее дальнейший рост. Для еще большей интенсификации смешения необходимо целенаправленно повысить уровень турбулентной кинетической энергии на

выходе из сопла форсунки, не ухудшая при этом равномерность поля скорости. Перспективным подходом к решению этой задачи является придание поперечному сечению выходного соплового канала непрерывного вращения вокруг продольной оси по мере движения потока — то есть организация спиральной (винтовой) закрутки внутренней поверхности выходного соплового канала форсунки. Реализация спиральной закрутки поперечного сечения выходного соплового канала форсунки описывается выражением:

$$\varphi(z) = \frac{\theta}{L} z, \quad (94)$$

где θ — суммарный угол закрутки от входа некруглого выходного соплового канала до его выхода, рад;

L — длина участка закрутки (длина некруглого выходного соплового канала), м;

z — продольная координата поперечного сечения некруглого выходного соплового канала форсунки.

Такое непрерывное изменение локальной геометрии препятствует формированию застойных зон и способствует интенсификации турбулентного перемешивания. Предполагается, что некруглые выходные сопловые каналы со спиральной закруткой профиля позволят не только восстановить, но и превзойти показатели как круглой струйно-центробежной форсунки по турбулентной кинетической энергии, турбулентной вязкости, так и форсунок с некруглым выходным сопловым каналом без закрутки по полноте сгорания.

В настоящем разделе представлены предварительные результаты численного исследования форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения с закруткой, чтобы оценить принципиальную возможность улучшения характеристик за счет спиральной закрутки. Возможные варианты конструктивного исполнения таких форсунок приведены на рисунках 47 – 50. На первом этапе были рассчитаны несколько

конфигураций форсунок с углами спиральной закрутки выходного соплового канала, выбранными произвольно из инженерных соображений.

Методика численного моделирования, граничные условия и критерии оценки эффективности аналогичны примененным при исследовании форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения без спиральной закрутки, что обеспечивает корректность прямого сопоставления полученных результатов.

В результате численного моделирования рабочего процесса предварительных конфигураций форсунок были построены эпюры распределения температуры (рисунки 51 – 54), массовых долей горючего (рисунки 55 – 58), окислителя (рисунки 59 – 62), продуктов полного сгорания (H_2O (рисунки 63 – 66), CO_2 (рисунки 67 – 70)), а также распределение корня квадратного из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания (рисунки 71 – 74).

В результате обработки результатов CFD-моделирования, построены графики распределения корня квадратного из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания вдоль продольной оси для исследованных форсунок (рисунок 75).

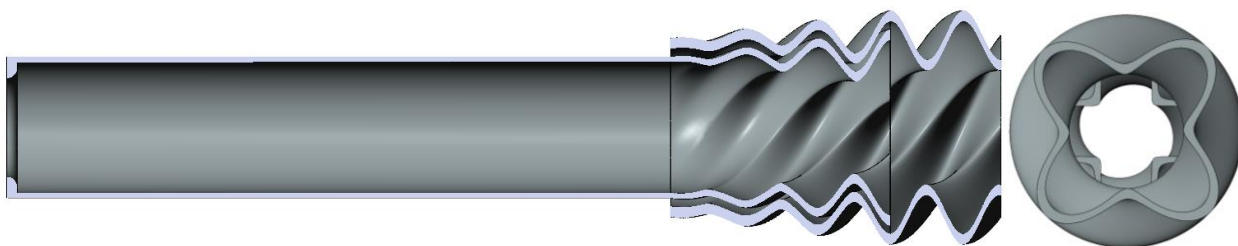


Рисунок 47 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 4-х лучевым выходным сопловым каналом с закруткой (в разрезе)

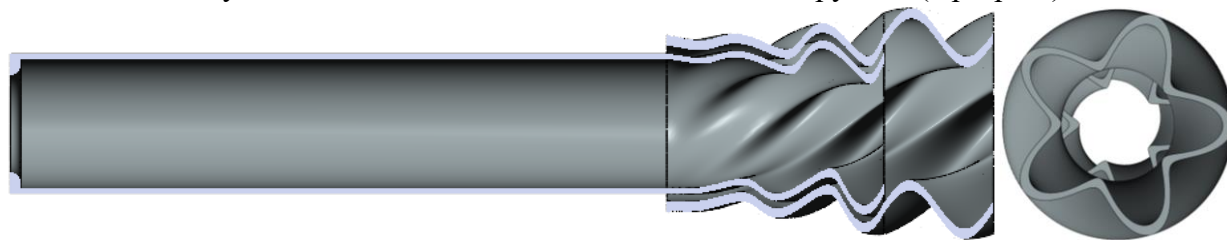


Рисунок 48 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой (в разрезе)

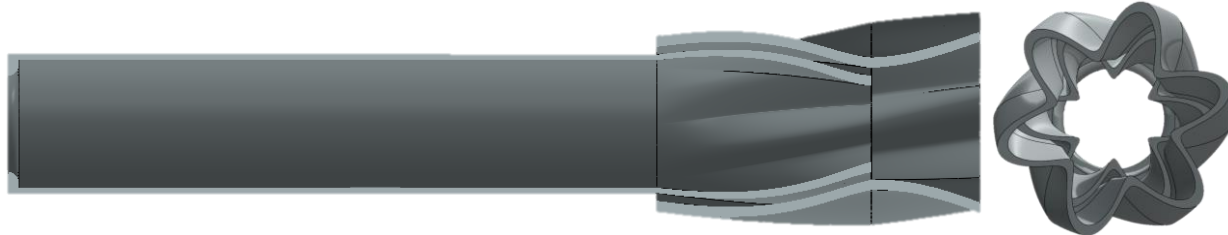


Рисунок 49 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой (в разрезе)

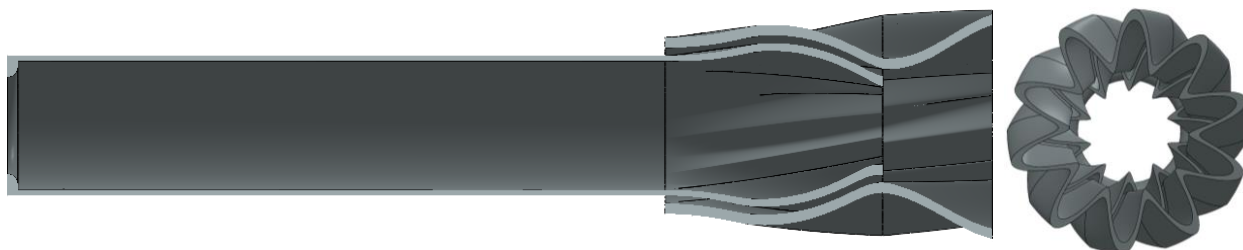


Рисунок 50 – Коаксиальная двухкомпонентная газожидкостная форсунка с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

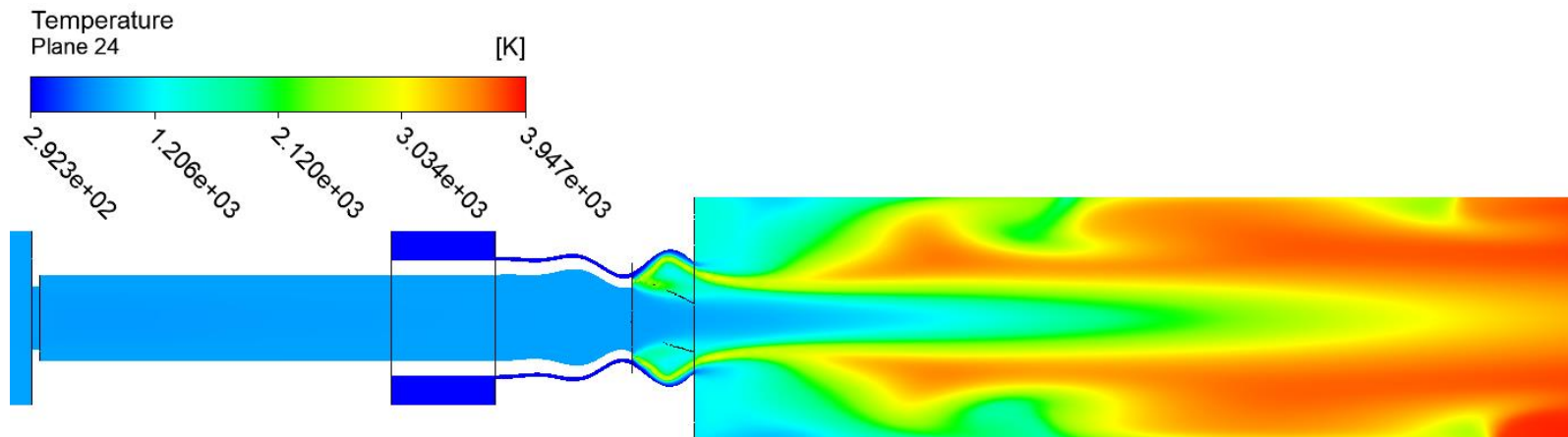


Рисунок 51 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

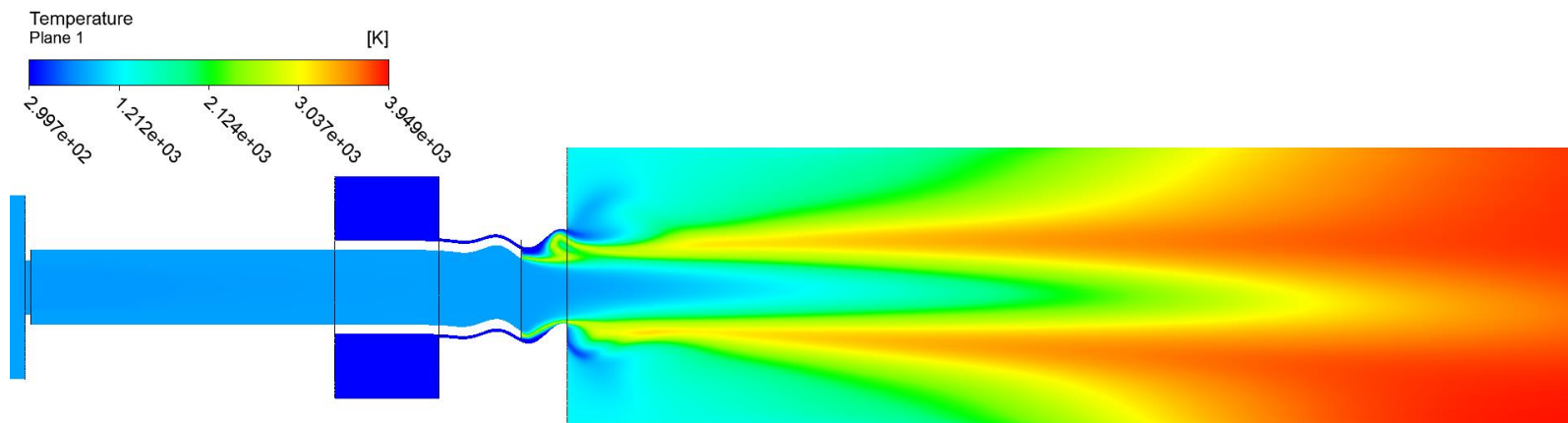


Рисунок 52 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

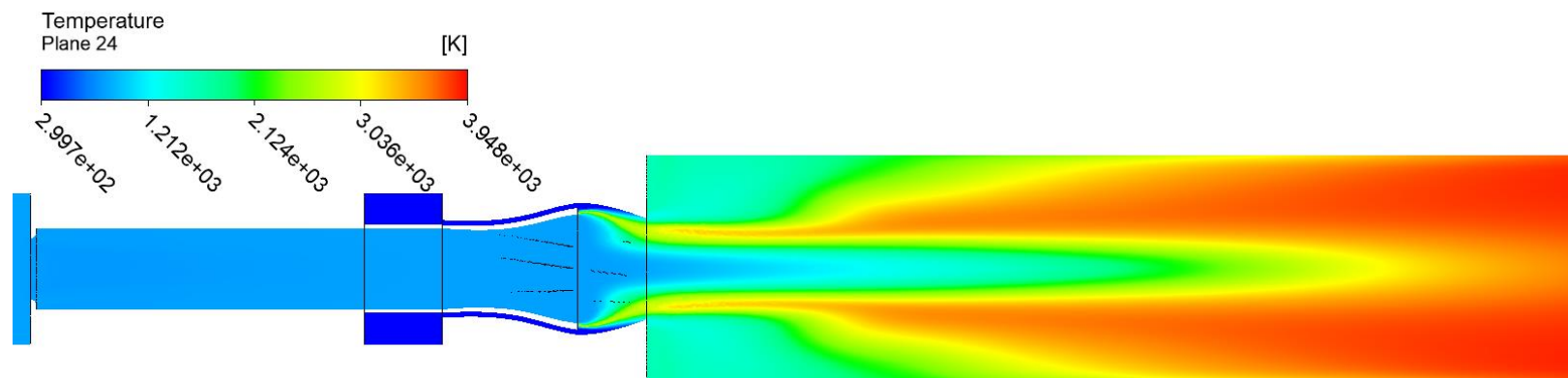


Рисунок 53 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

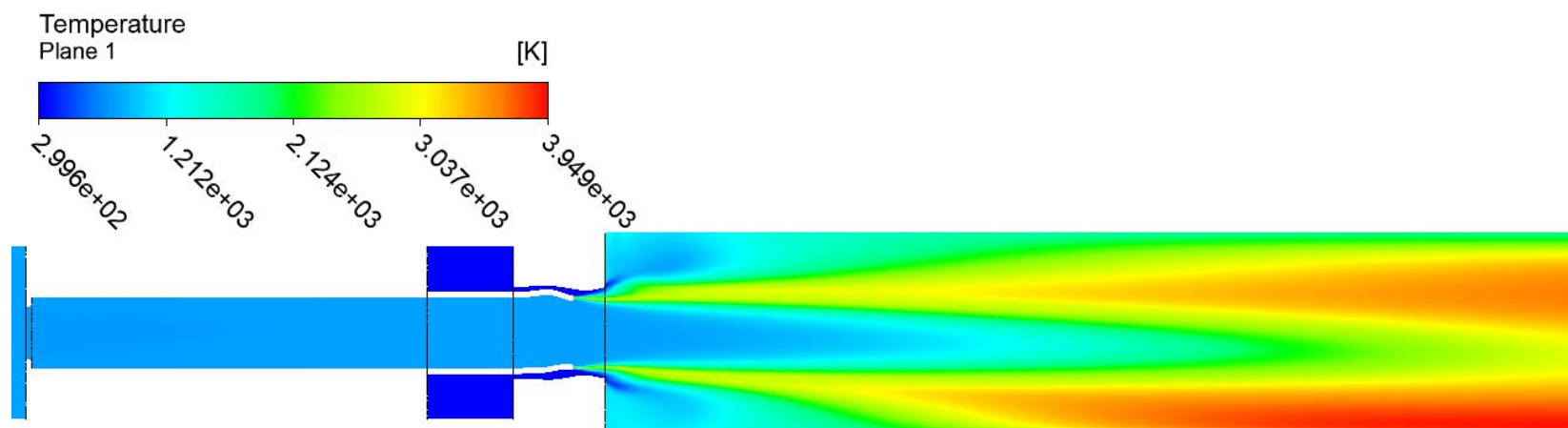


Рисунок 54 – Распределение температуры в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

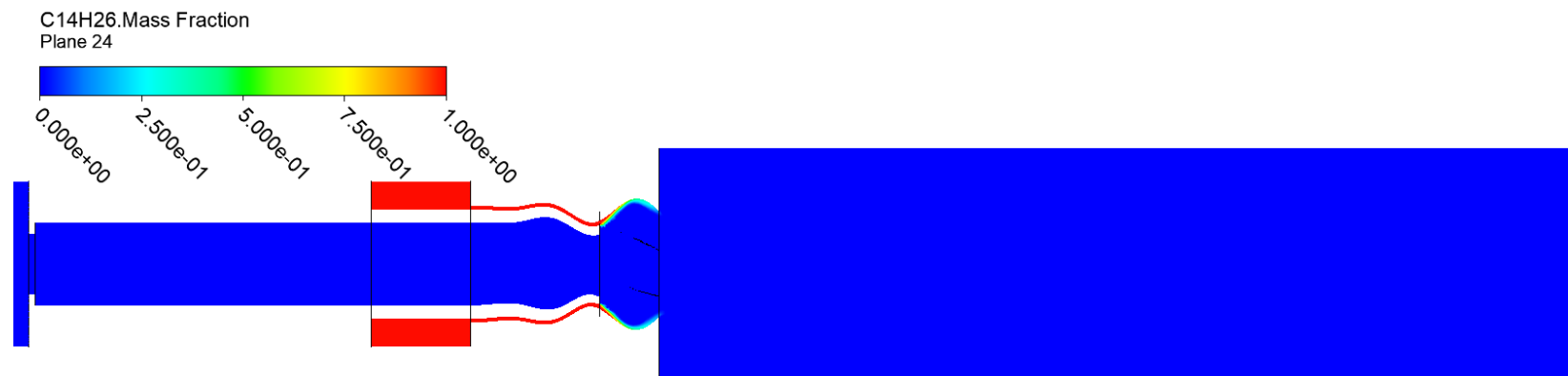


Рисунок 55 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом с закруткой



Рисунок 56 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

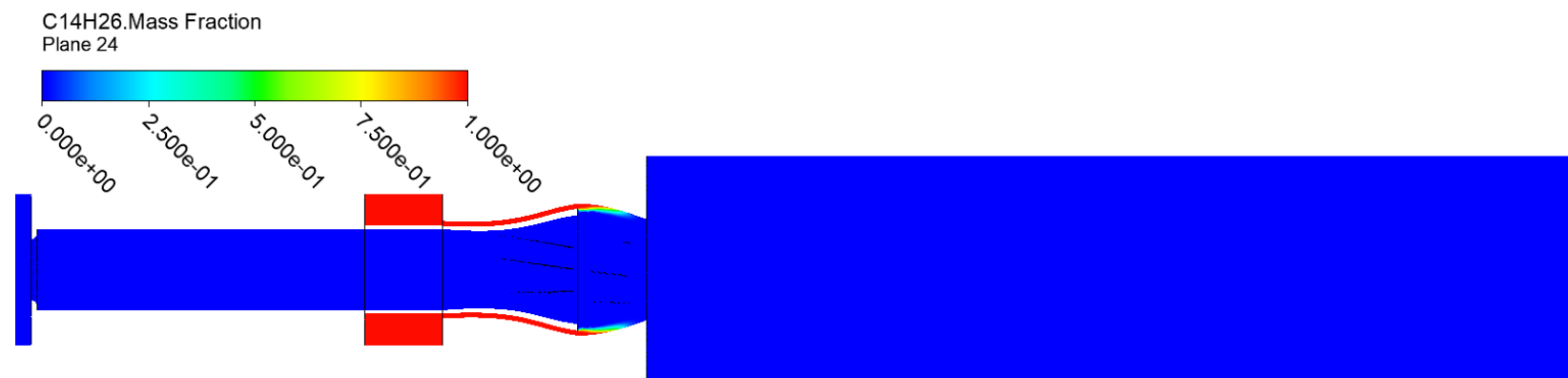


Рисунок 57 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

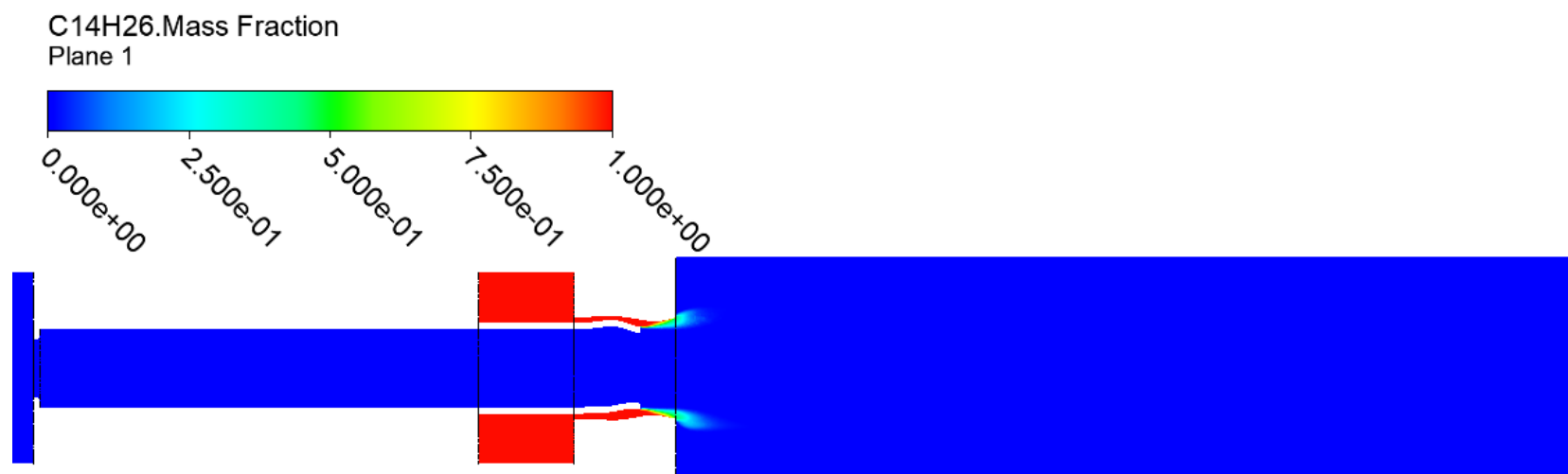


Рисунок 58 – Распределение массовой доли горючего в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

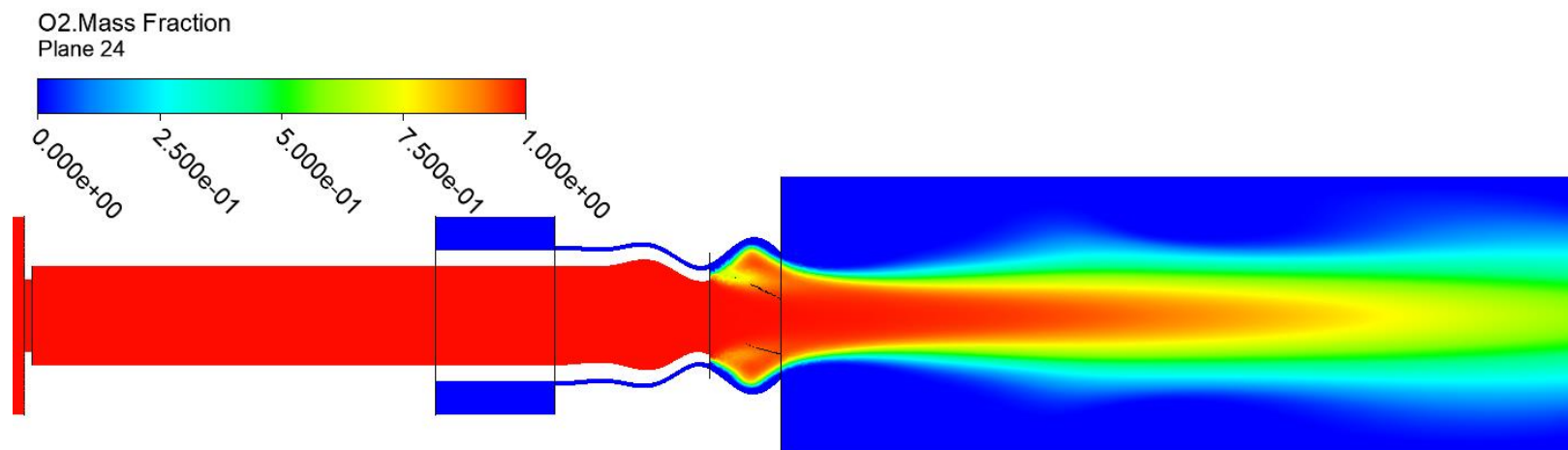


Рисунок 59 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

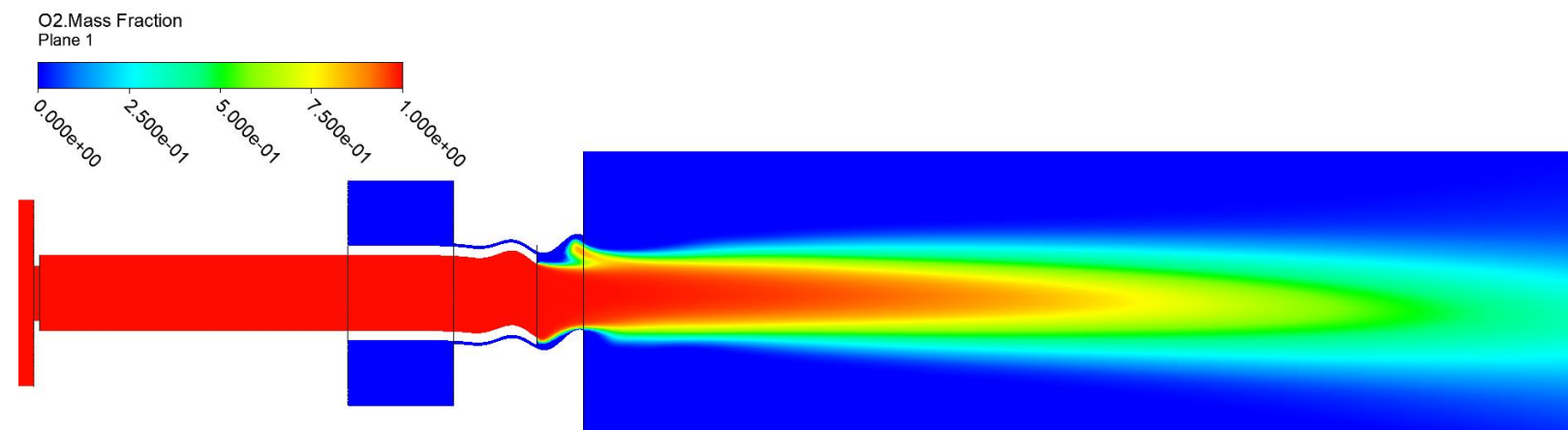


Рисунок 60 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

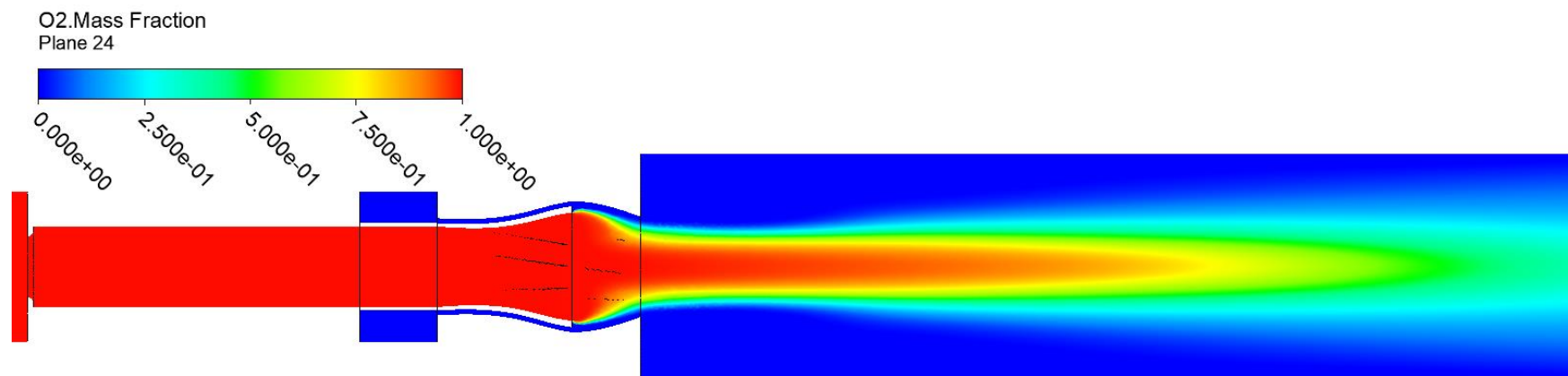


Рисунок 61 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости некруглой форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

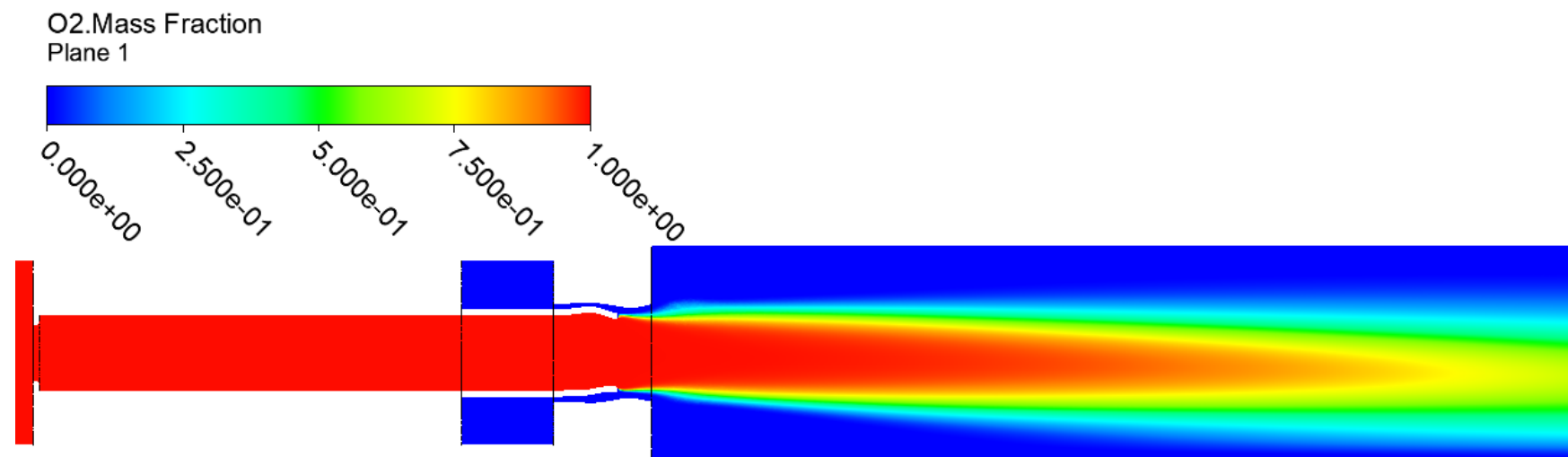


Рисунок 62 – Распределение массовой доли окислителя в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

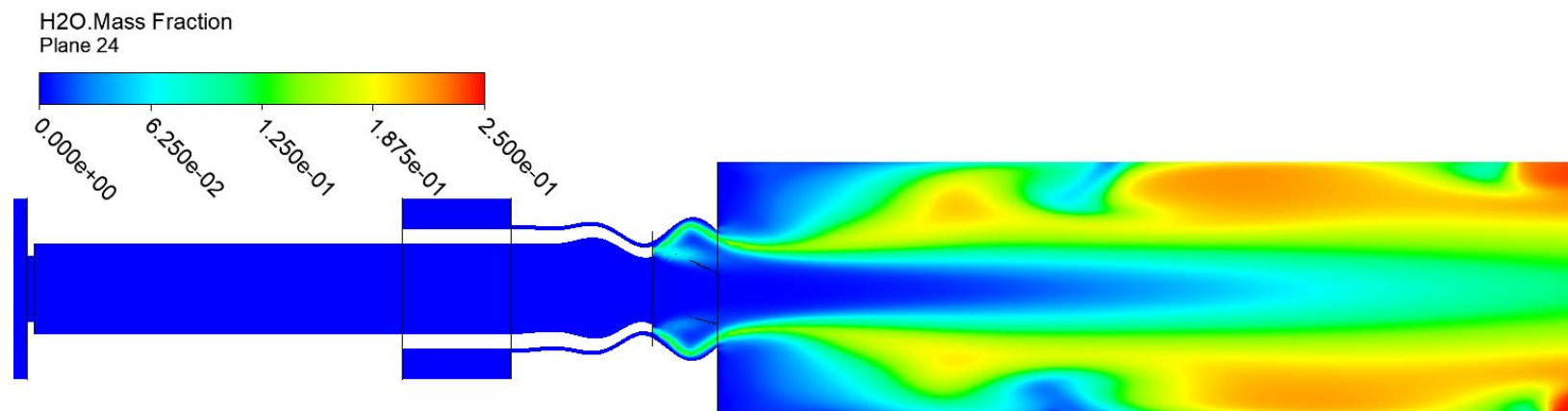


Рисунок 63 – Распределение массовой доли H_2O в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-х лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

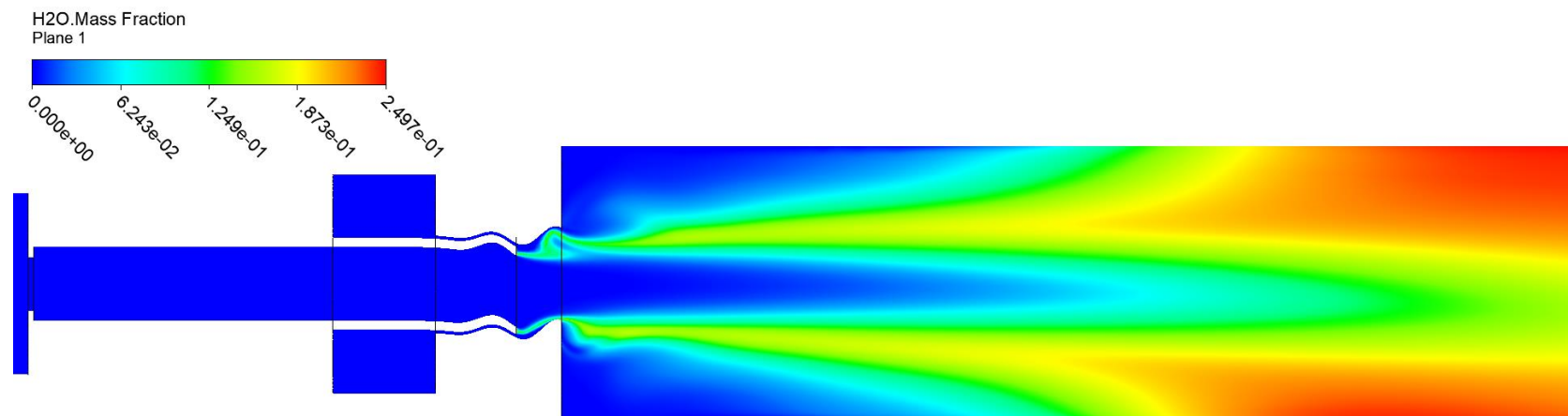


Рисунок 64 – Распределение массовой доли H_2O в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

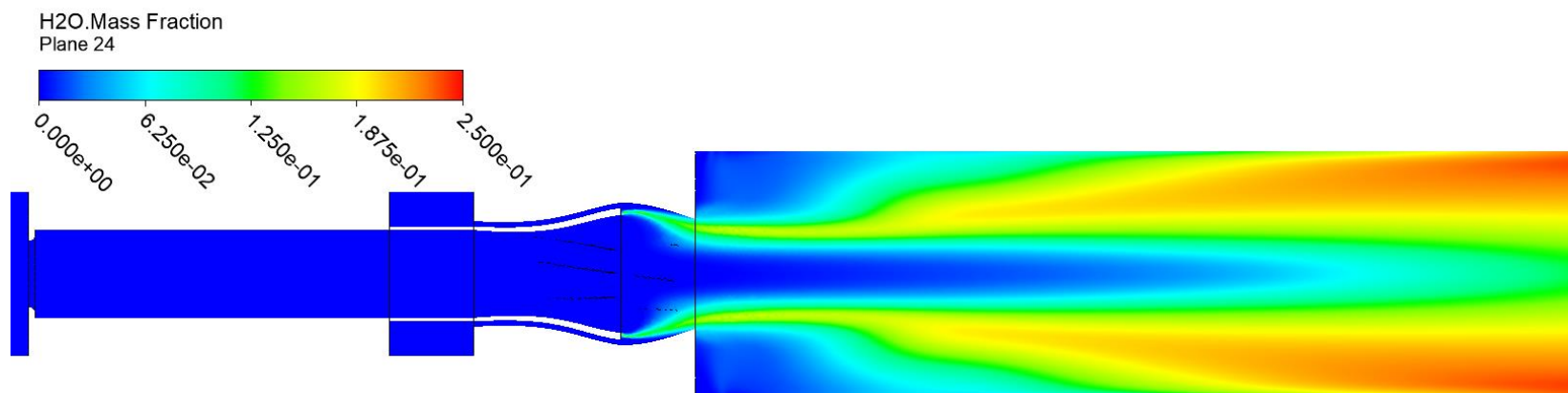


Рисунок 65 – Распределение массовой доли H_2O в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

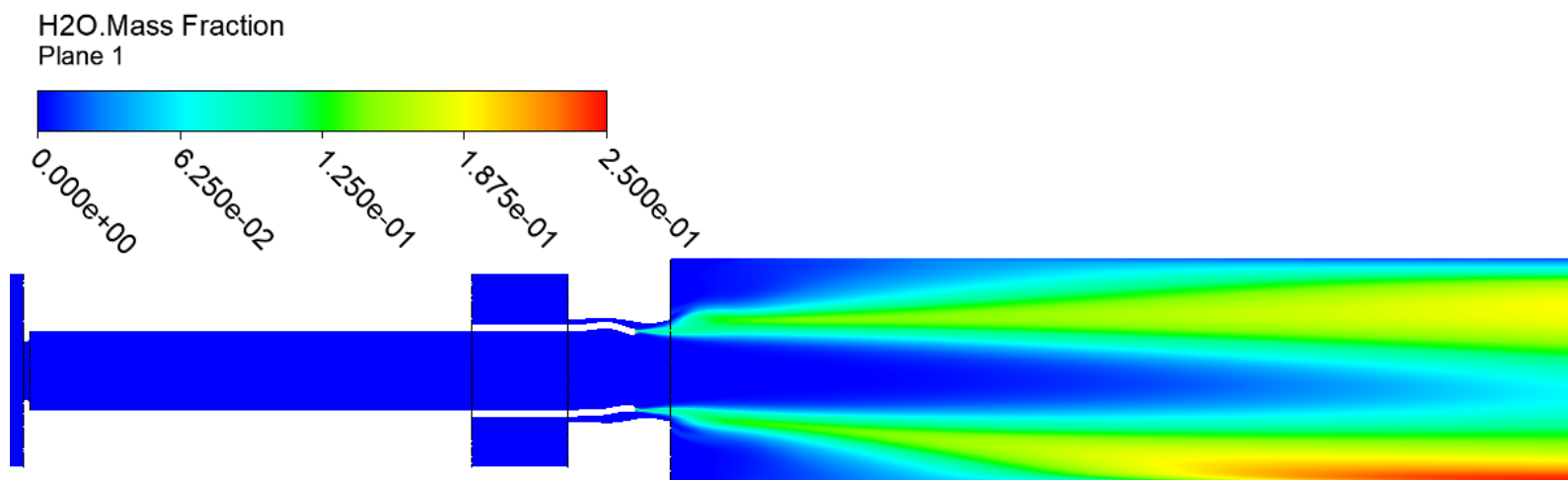


Рисунок 66 – Распределение массовой доли H_2O в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

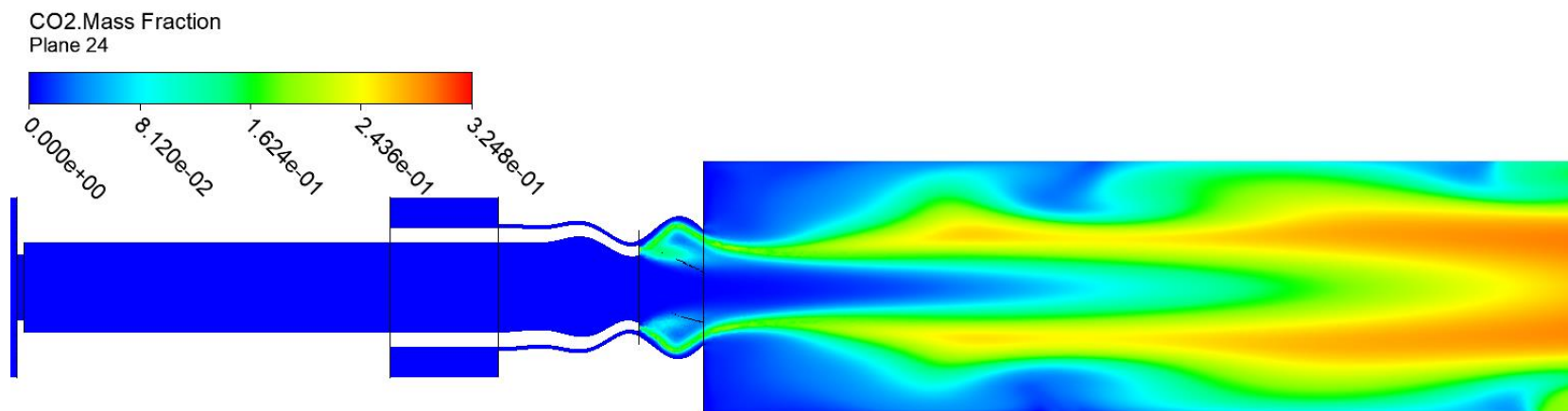


Рисунок 67 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

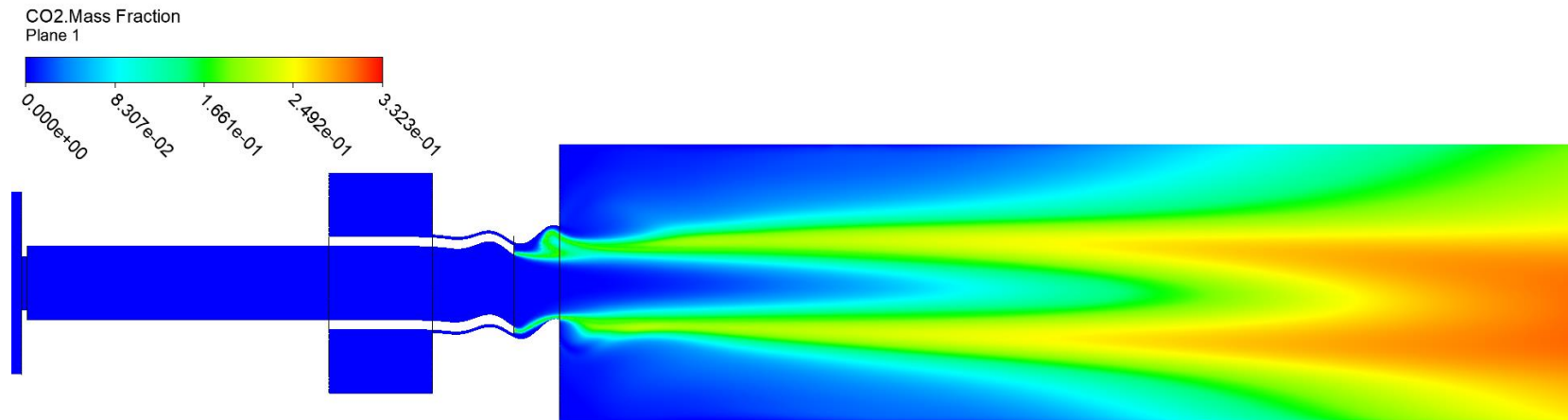


Рисунок 68 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

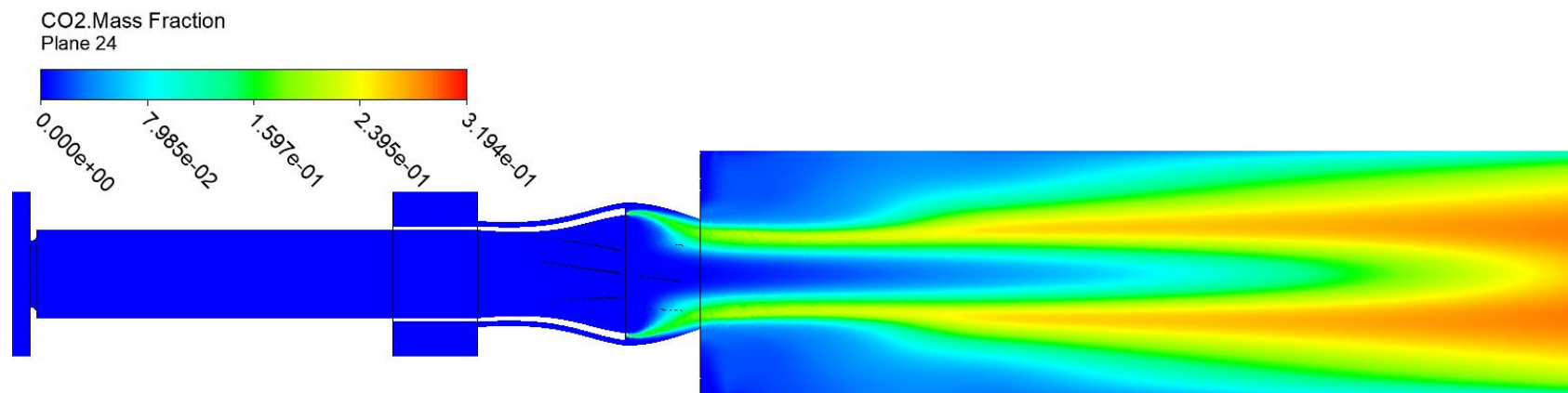


Рисунок 69 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

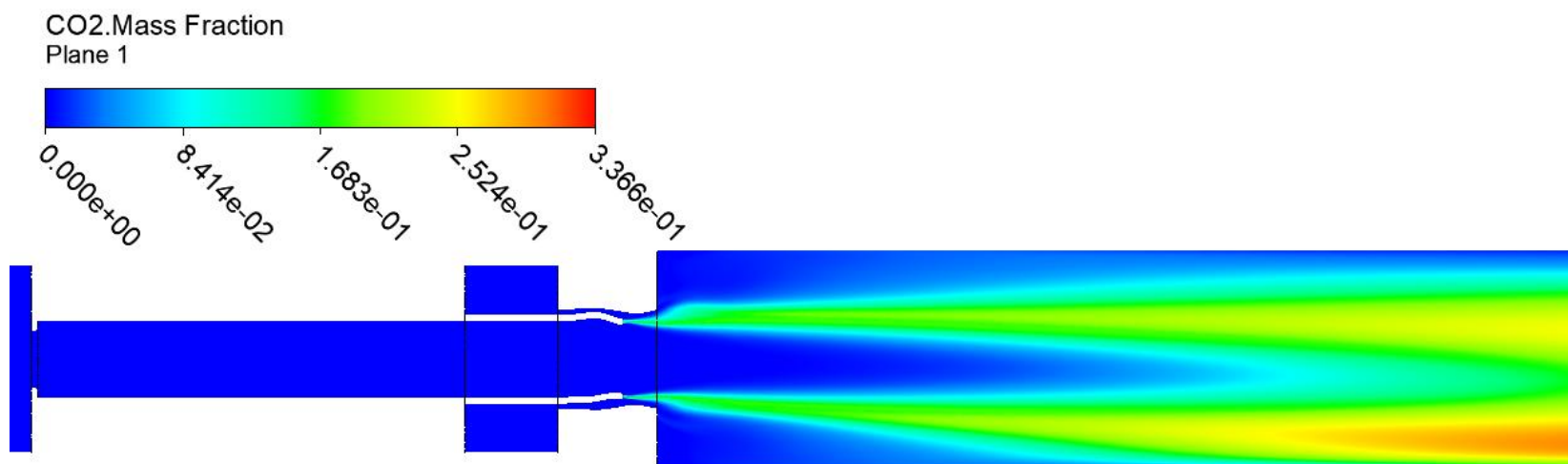


Рисунок 70 – Распределение массовой доли CO_2 в продольной плоскости форсунки с некруглым 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

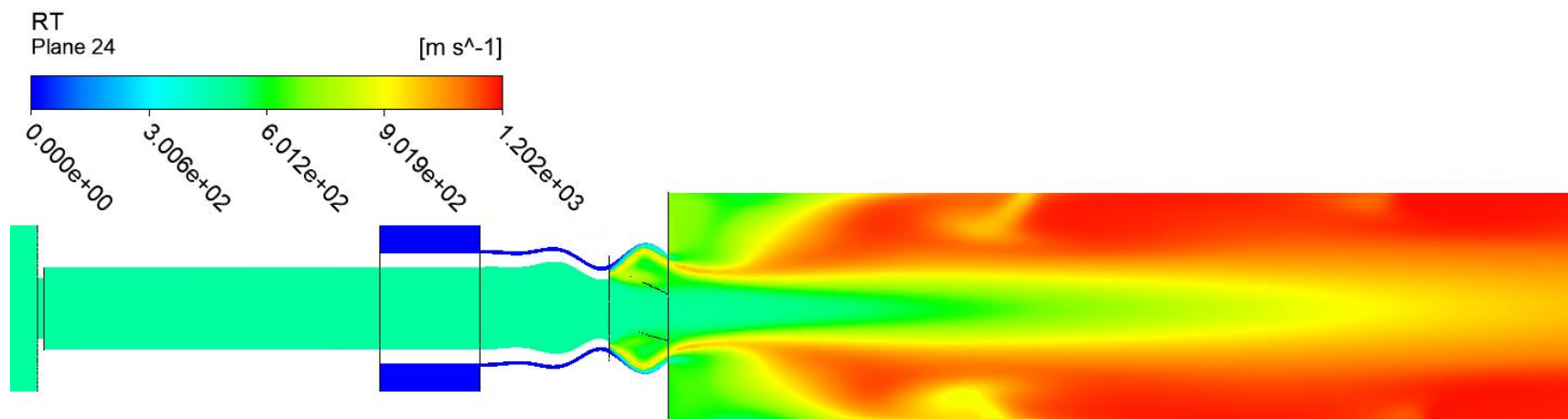


Рисунок 71 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с некруглым 4-ех лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

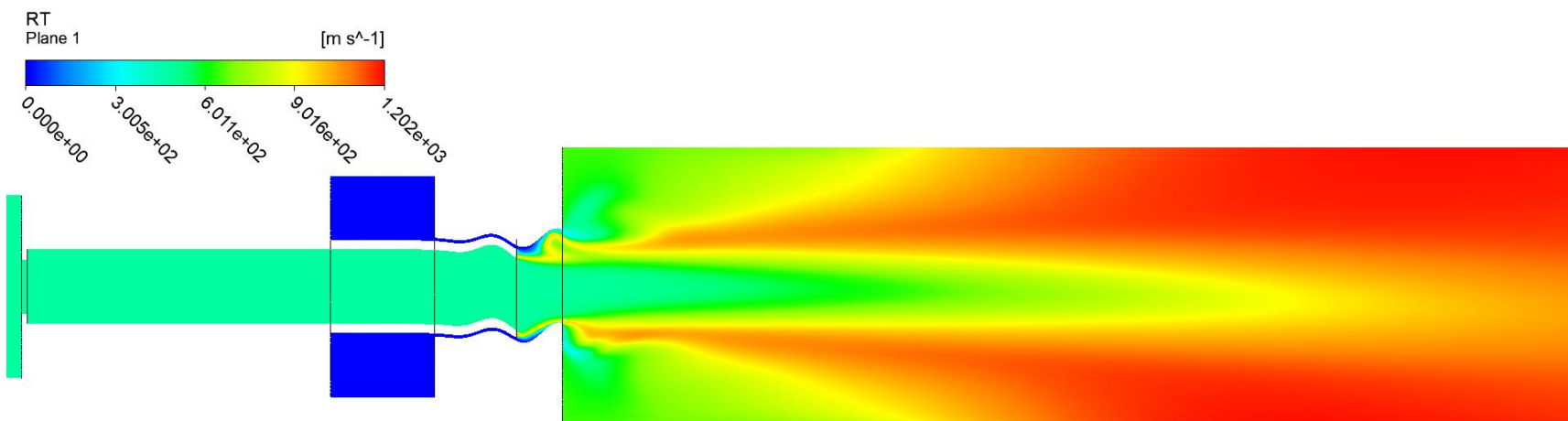


Рисунок 72 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с некруглым 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

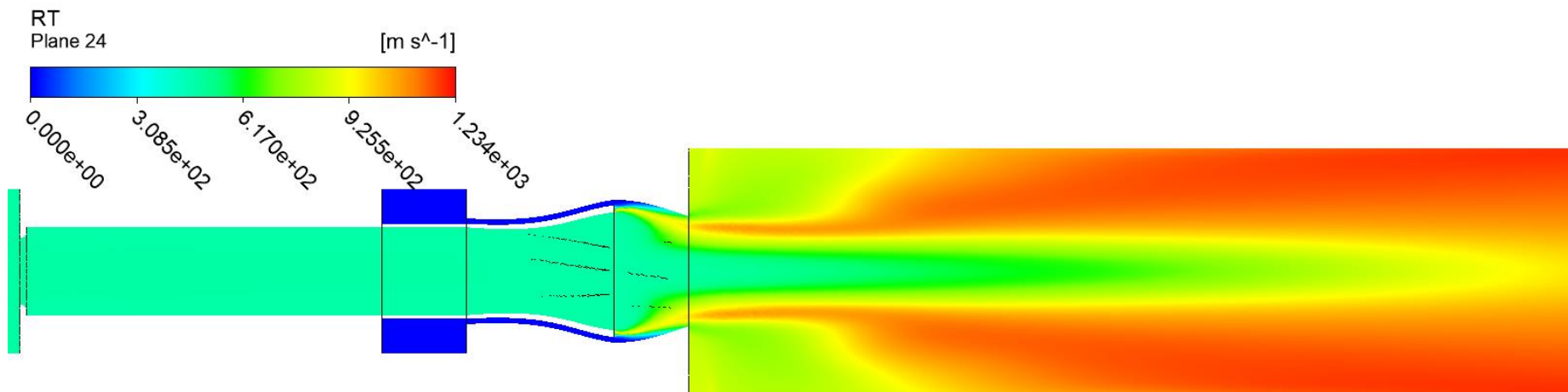


Рисунок 73 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

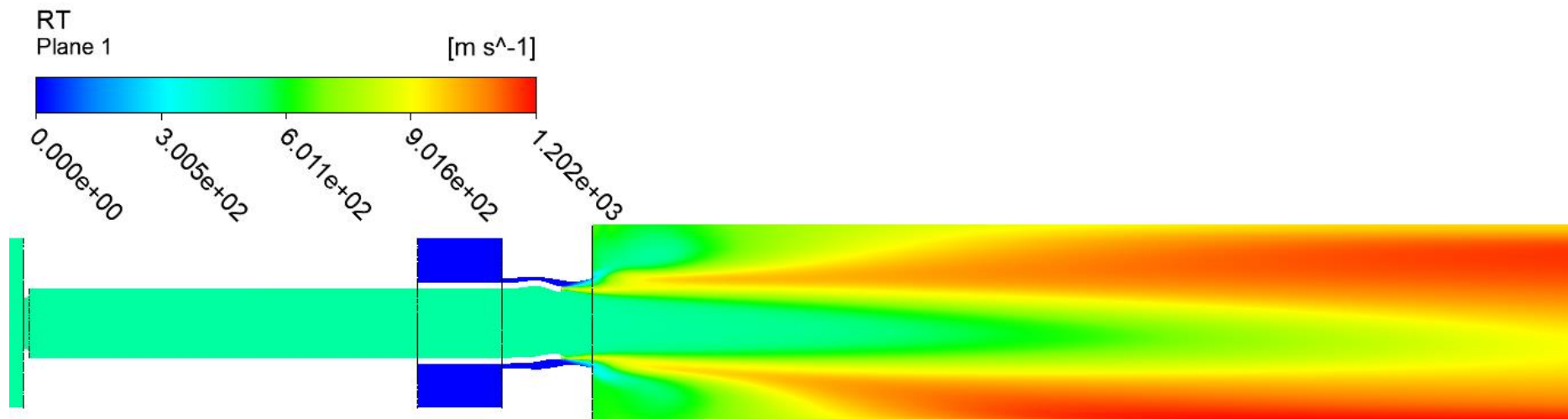


Рисунок 74 – Распределение $\sqrt{RT}$ в продольной плоскости форсунки с 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

Как уже было сказано в разделе 5.3, показателем полноты сгорания топлива является так называемый коэффициент камеры, представляющий собой отношение корня квадратного из произведения газовой постоянной продуктов сгорания на их температуру к такому же комплексу для идеального термодинамического случая, который является постоянной величиной для исследованных случаев, поэтому в результате обработки результатов CFD-моделирования, построены графики распределения корня квадратного из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания вдоль продольной оси для исследованных форсунок (рисунок 75).

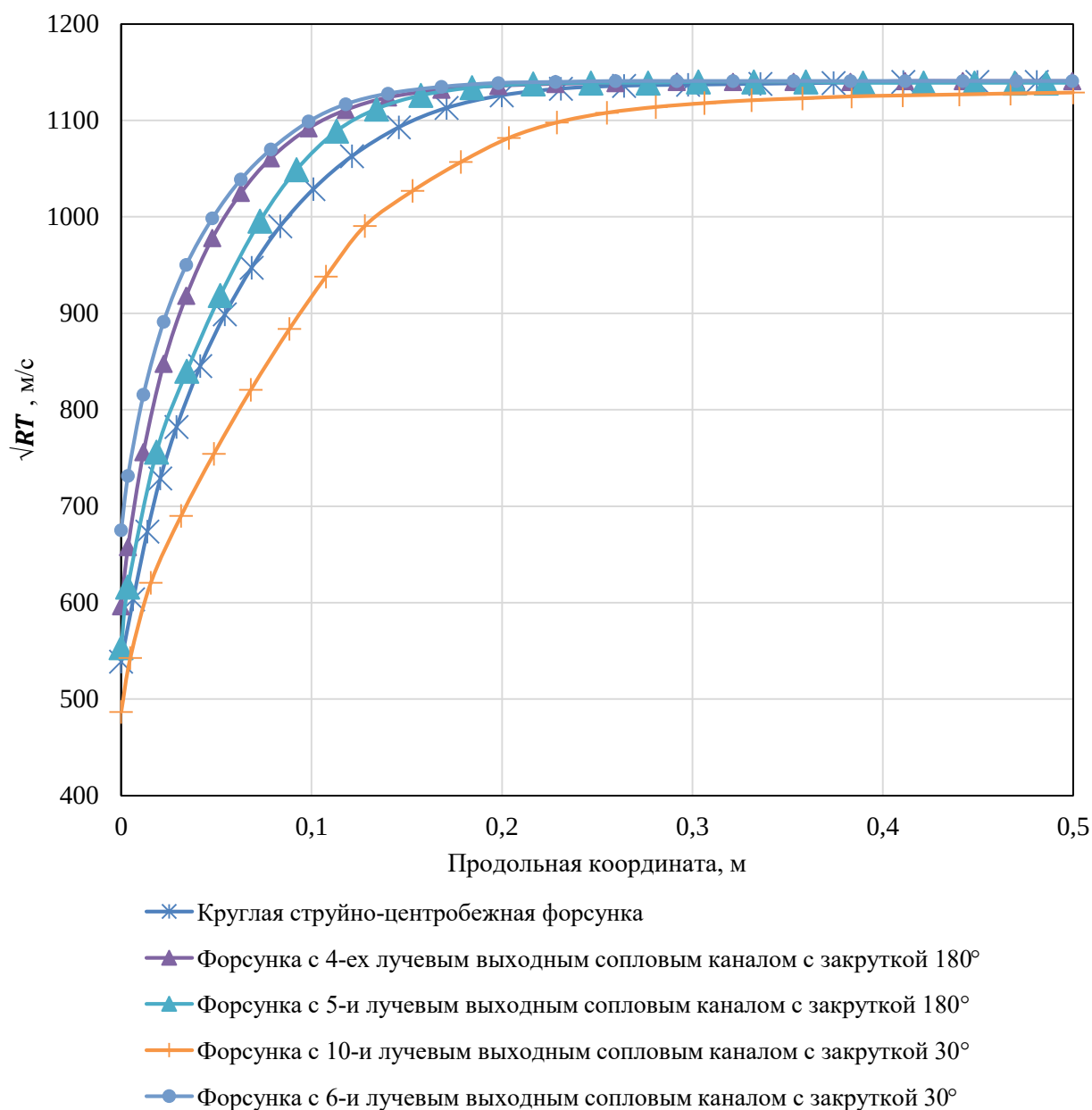


Рисунок 75 – Распределение $\sqrt{RT}$ для форсунок круглого и некруглого выходных сечений

Как видно из данных графиков, на всем протяжении расчетной области, начиная со среза сопел форсунка с некруглым шестилучевым выходным сопловым каналом с закруткой в 30° показывает более полное выгорание топлива, при этом турбулентная вязкость составляет лишь 46 % от уровня круглой форсунки (таблицы 7, 8) [89]. Форсунка с пятилучевым выходным сопловым каналом с закруткой 180° при этом демонстрирует самую высокую турбулентную вязкость среди форсунок с некруглым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой, но ее полнота сгорания оказывается ниже,

чем у форсунки с шестилучевым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой, аналогично форсунка с четырехлучевым сопловым каналом со спиральной закруткой показывает большую турбулентную вязкость, чем форсунка с шестилучевым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой, но полнота сгорания при этом тоже ниже. Также стоит отметить, что турбулентная вязкость форсунки с пятилучевым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой выше, чем у форсунки с четырехлучевым сопловым каналом со спиральной закруткой, но полнота сгорания при этом также ниже. Этот результат говорит о том, что в форсунках с некруглым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой доминирующим механизмом смешения компонентов топлива является не турбулентная диффузия, а несколько иной механизм.

Форсунка с десятилучевым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой в 30° демонстрирует турбулентную вязкость выше форсунки с шести- и четырехлучевым выходным сопловым каналом, но полнота сгорания при этом, самая низкая.

Таким образом, предварительные результаты показывают, что эффективность форсунок с некруглым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой определяется не только числом лучей или абсолютной величиной турбулентной вязкости. Исходя из полученных результатов можно предположить, что существует сложная немонотонная зависимость полноты сгорания от сочетания количества лучей и угла закрутки выходного соплового канала, требующая систематического исследования. Данным систематическим исследованиям посвящен следующий раздел.

Таблица 7 – Численное значение коэффициента камеры для форсунок с выходным сопловым каналом различного сечения с закруткой

Форсунка	Коэффициент камеры
Круглая струйно-центробежная	0,882

Продолжение таблицы 7

Форсунка	Коэффициент камеры
с 4-ех лучевым выходным сопловым каналом с закруткой 180°	0,946
с 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой 180°	0,915
с 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой 30°	0,952
с 10-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой 30°	0,851
Примечание: коэффициент камеры рассчитан на расстоянии 91 мм от среза сопла форсунки	

Таблица 8 – Турбулентные характеристики на выходе из сопла исследованных форсунок (с закруткой)

	Круглая струйно- центробежная форсунка	Форсунка с 4-ех лучевым выходным сопловым каналом	Форсунка с 5-и лучевым выходным сопловым каналом	Форсунка с 6-и лучевым выходным сопловым каналом	Форсунка с 10-и лучевым выходным сопловым каналом
		С закруткой 180°	С закруткой 180°	С закруткой 30°	С закруткой 30°
Кинетическая энергия турбулентности, Дж/кг	258,332	391,875	412,193	282,491	193,659
Относительная кинетическая энергия турбулентности (относительно штатной)	1	1,517	1,596	1,094	0,750
Диссипация кинетической энергии турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}^3$	$1,715 \cdot 10^6$	$4,672 \cdot 10^6$	$3,872 \cdot 10^6$	$4,487 \cdot 10^6$	$1,139 \cdot 10^6$
Относительная диссипация кинетической энергии турбулентности (относительно штатной)	1	2,724	2,258	2,616	0,664
Турбулентная вязкость, Па*с	0,396	0,298	0,391	0,181	0,349
Относительная турбулентная вязкость	1	0,753	0,987	0,457	0,881

7 Анализ турбулентных характеристик и полноты сгорания форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения со спиральной закруткой

Для анализа влияния угла спиральной закрутки форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения с различным количеством лучей проведено большое количество численных исследований в соответствии с матрицей расчетов (таблица 9).

Таблица 9 – Матрица расчетов

Число лучей выходного соплового канала форсунки	Углы спиральной закрутки выходного соплового канала		
	1-ая серия расчетов	2-ая серия расчетов	3-серия расчетов
4 луча	180°	90°	45°
5 лучей	180°	144°	72°
6 лучей	30°	60°	120°

Представленные на рисунках 77 – 80 данные позволяют сформулировать целостную картину влияния геометрических параметров форсунок на рабочий процесс в камере теплового двигателя. Круглая струйно-центробежная форсунка характеризуется малой турбулентной кинетической энергией, низкой скоростью диссипации и сравнительно высокой турбулентной вязкостью. Процесс смешения при использовании такой форсунки ограничивается недостатком диссипации, из-за чего крупные вихри долго сохраняют свою энергию, медленно передавая ее в мелкомасштабную турбулентность, что значительно растягивает зону горения, корень квадратный из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания достигает значения в 95% от максимально достигнутого в расчете 1141 м/с (красная горизонтальная штриховая линия на рисунке 77) на расстоянии 137 мм от среза сопла форсунки, что обозначено вертикальной синей линией на рисунках 77 – 82.

Форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения без спиральной закрутки демонстрируют повышение диссипации турбулентной кинетической энергии относительно круглой (за исключением форсунки с десятилучевым выходным сопловым каналом), однако одновременно с этим снижается сама турбулентная кинетическая энергия. Турбулентная вязкость при этом снижается вплоть до 0,185 Па*с (таблица 6) для шестилучевой конфигурации. Снижение вязкости при одновременном росте диссипации свидетельствует о том, что энергия крупных вихрей эффективно передается в мелкомасштабную турбулентность, что в целом способствует интенсификации смешения. Как следствие, для форсунок с четырех-, пяти- и шестилучевым выходным сопловым каналом без спиральной закрутки полнота сгорания оказывается выше, чем у круглой струйно-центробежной форсунки (рисунок 46), причем наибольший прирост дает шестилучевая конфигурация. Исключением является форсунка с десятилучевым выходным сопловым каналом, у которой как турбулентная кинетическая энергия, так и диссипация оказываются ниже, чем у круглой струйно-центробежной (таблица 6), что приводит к снижению полноты сгорания (рисунок 46).

Если выходной сопловой канал форсунки некруглого сечения выполнить со спиральной закруткой, то картина смешения значительно меняется. При оптимальном сочетании числа лучей и угла закрутки формируются мощные крупномасштабные спиральные вихревые структуры (рисунок 78), которые эффективно переносят компоненты в зону смешения. Ключевым отличием этих режимов является чрезвычайно высокая скорость диссипации турбулентной кинетической энергии при значительно малой величине турбулентной вязкости (рисунок 79).

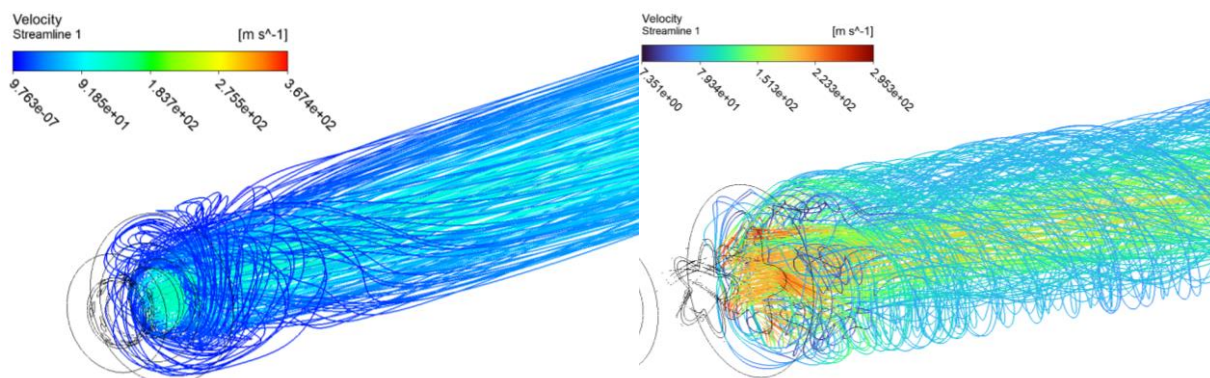


Рисунок 76 – Линии тока, раскрашенные по скорости, в продольной плоскости, слева – круглая струйно-центробежная форсунка, справа – форсунка с пятилучевым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой 144°

Физическая сущность данного явления заключается в том, что кинетическая энергия крупных вихрей не задерживается в вязких хаотических пульсациях. Диссипация перестает быть мерой потерь и становится мерой полезной работы по измельчению вихрей и смешению компонентов топлива на уровне элементарных объемов. Этот режим по сути, можно назвать «полезной диссипацией». Высокая скорость диссипации турбулентной кинетической энергии в сочетании с низкой турбулентной вязкостью свидетельствует о чрезвычайно высокой скорости оборота кинетической энергии турбулентности в осредненном стационарном поле потока. В рамках RANS-подхода это интерпретируется как быстрый переход от крупномасштабных вихревых структур, генерируемых геометрией сопла форсунки, к мелкомасштабному турбулентному перемешиванию на уровне элементарных объемов непосредственно в зоне горения.

Сравнение двух наиболее эффективных конфигураций форсунок, пятилучевая с закруткой 144° и шестилучевая с закруткой 120°, показывает, что дальнейший рост диссипации (до $13,6 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^3$ у шестилучевой конфигурации с закруткой 120°) не приводит к еще большему сокращению длины зоны горения и, как следствие, длины КС (рисунок 81). Это связано с тем, что пик диссипации для форсунки с шестилучевым выходным сопловым каналом с закруткой 120° расположен практически на срезе сопла, и крупные вихри разрушаются слишком рано, не успев осуществить полный макроперенос компонентов смеси. Пиковое значение диссипации для

пятилучевой конфигурации с закруткой 144° составляет $12,300 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^3$ и смещено несколько ниже по потоку, что дает вихрям оптимальное время жизни для переноса компонентов перед лавинообразным разрушением.

Таким образом, существует оптимальный уровень диссипации турбулентной кинетической энергии, превышение которого ведет к преждевременной диссипации макроструктур и снижению полноты сгорания. Из карты режимов (рисунок 82) видно, что существует три группы форсунок:

- форсунки, обеспечивающие низкую диссипацию кинетической энергии турбулентности и высокую турбулентную вязкость, приводят к образованию самой длинной зоны горения – круглая струйно-центробежная форсунка;

- форсунки, обеспечивающие промежуточные значения диссипации кинетической энергии турбулентности и турбулентной вязкости, приводят к низкой полноте сгорания – форсунки с некруглым выходным сопловым каналом без закрутки и с неоптимальной закруткой;

- форсунки, обеспечивающие чрезвычайно высокие значения диссипации кинетической энергии турбулентности и минимальную турбулентную вязкость – наиболее оптимальные форсунки – форсунки с некруглым пяти- и шести- лучевым выходным сопловым каналом с закруткой 144° и 120° соответственно, приводят к минимальной длине зоны горения, и как следствие длины КС (рисунок 81), и максимальной полноте сгорания (рисунок 77).

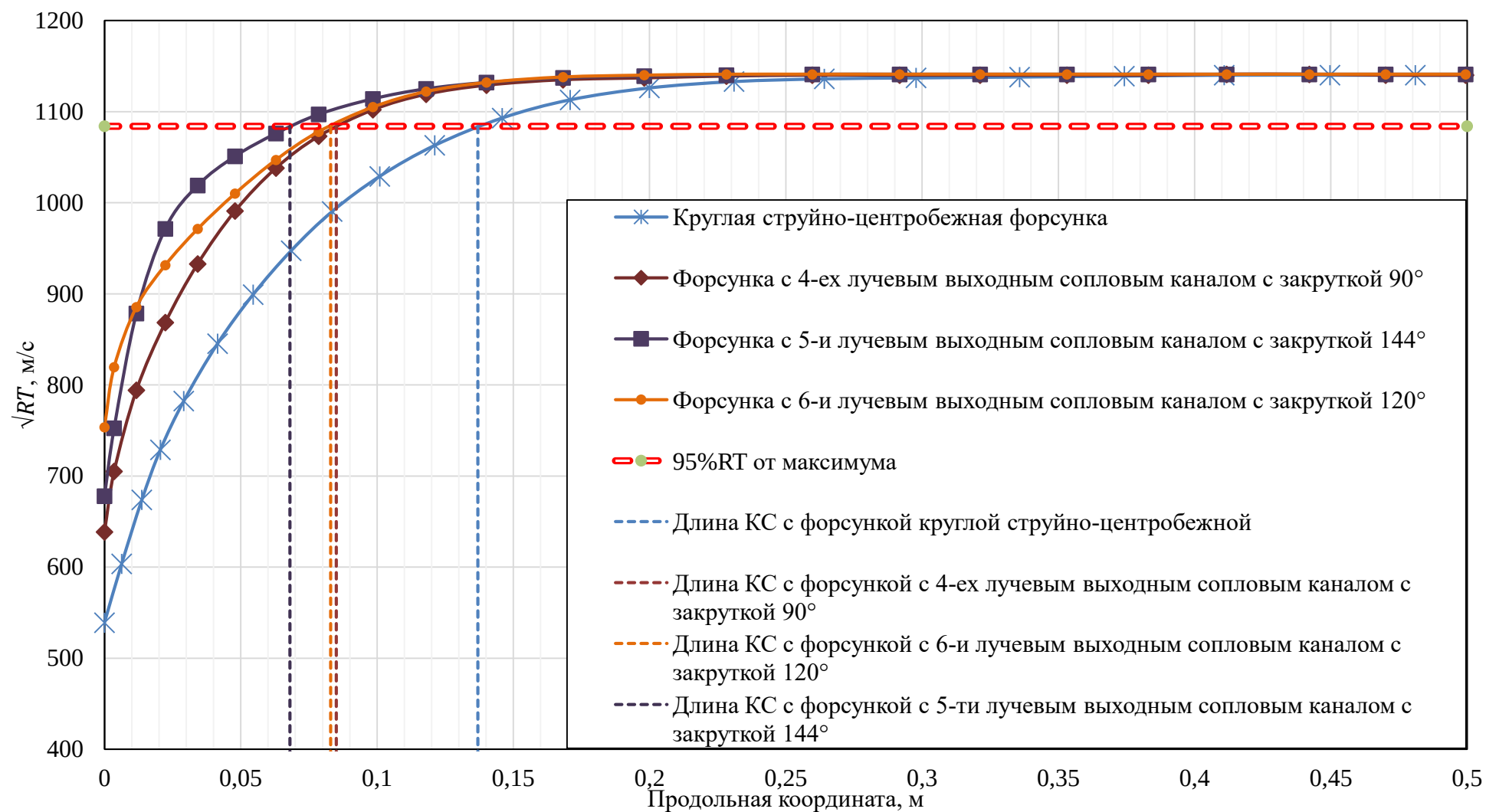


Рисунок 77 – Распределение $\sqrt{RT}$ для исследованных форсунок вдоль продольной оси камеры

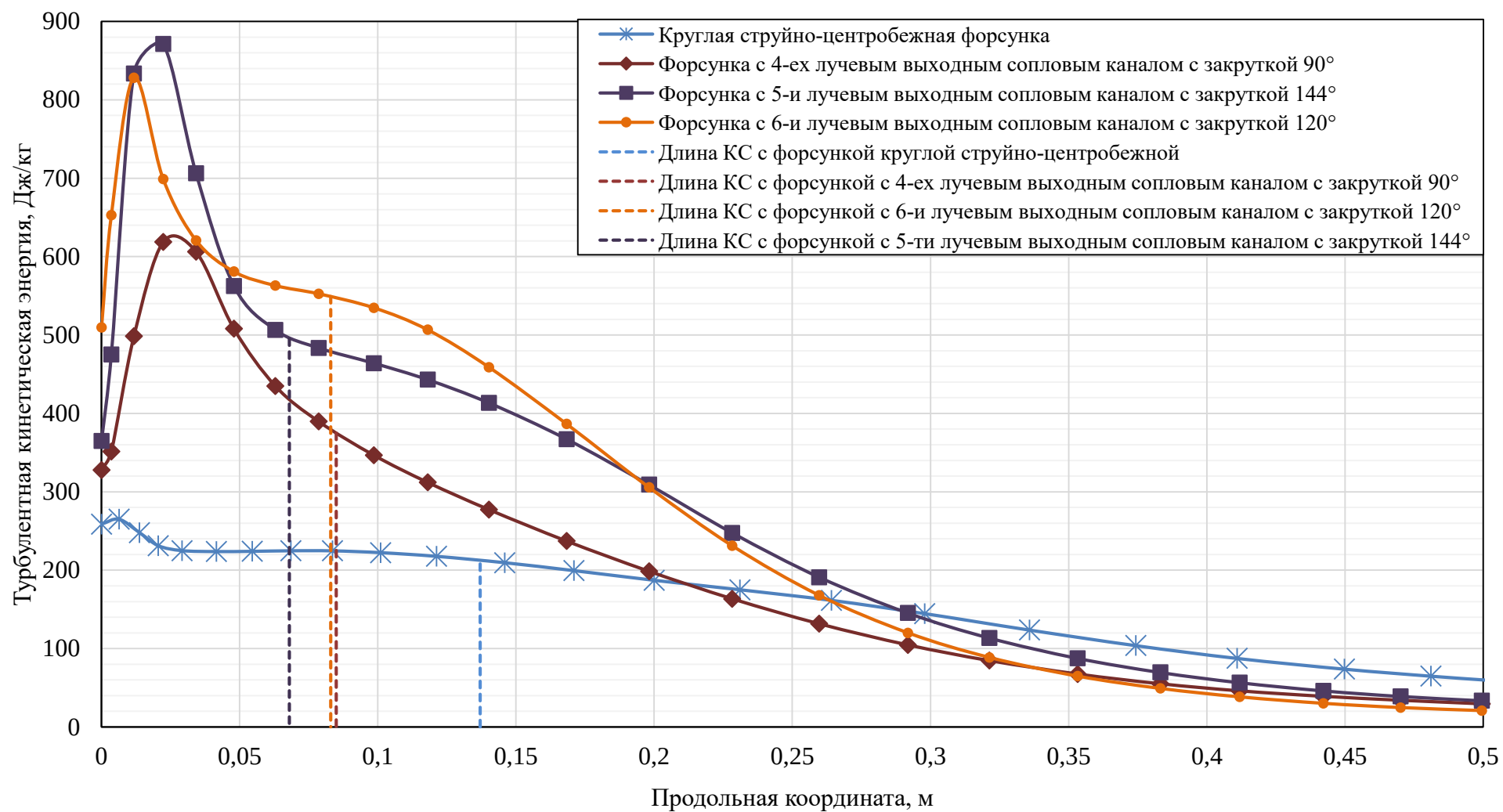


Рисунок 78 – Распределение турбулентной кинетической энергии для исследованных форсунок вдоль продольной оси камеры

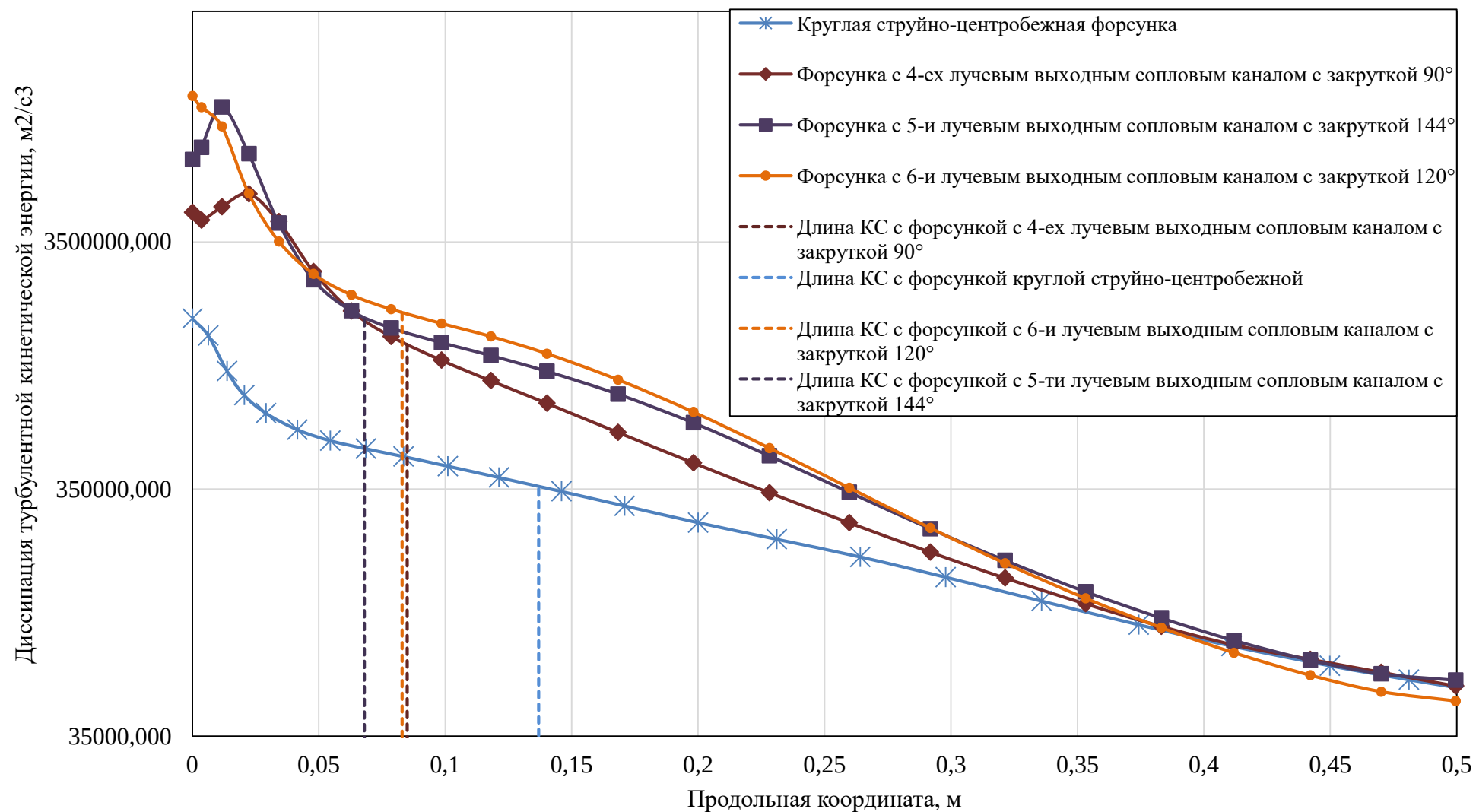


Рисунок 79 – Распределение диссипации турбулентной кинетической энергии для исследованных форсунок вдоль продольной оси камеры

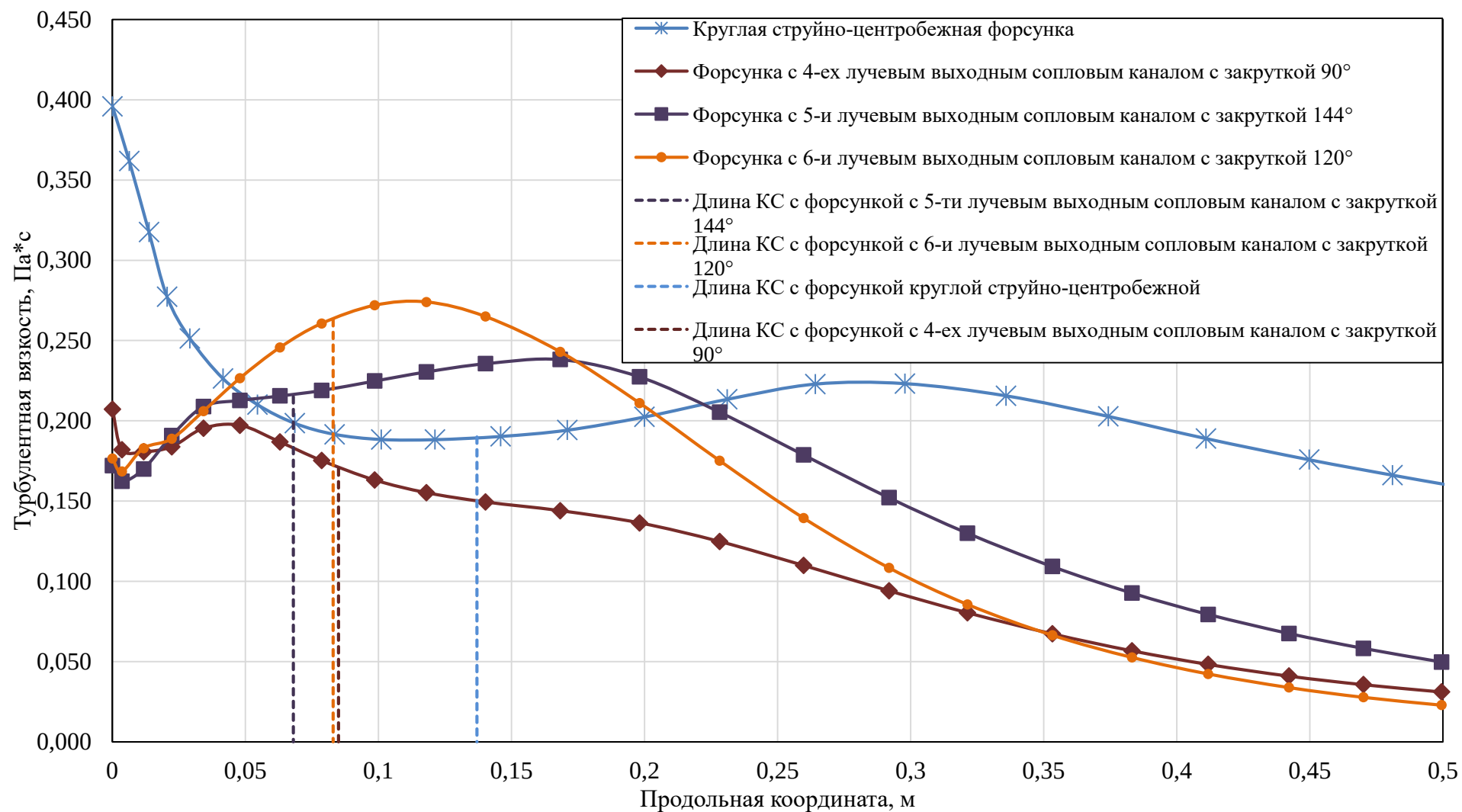


Рисунок 80 – Распределение турбулентной вязкости для исследованных форсунок вдоль продольной оси камеры

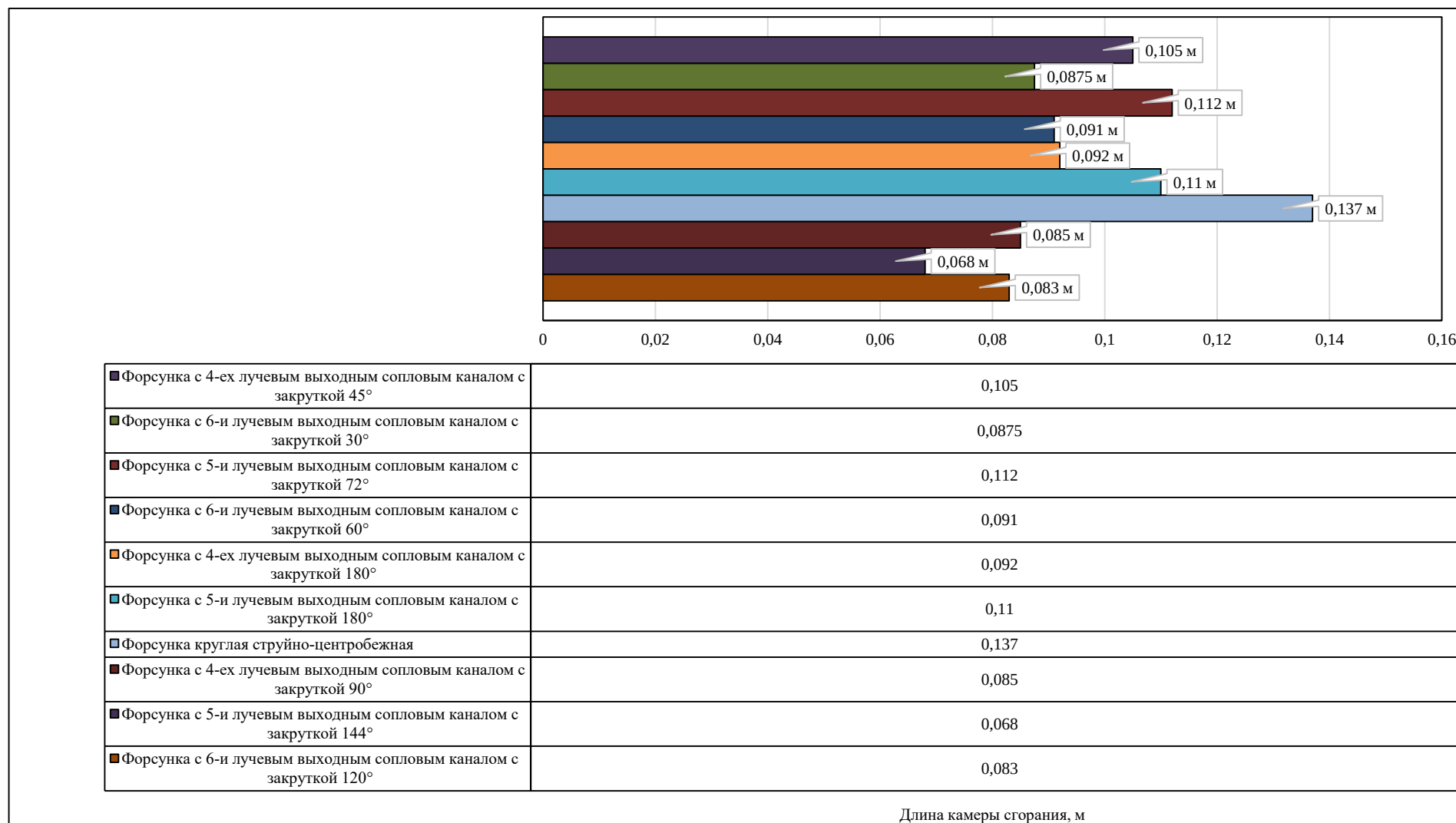


Рисунок 81 – Длина КС для различных конфигураций форсунок, при которой достигается значение корня квадратного из произведения газовой постоянной на температуру продуктов сгорания 95% от максимально достигнутого

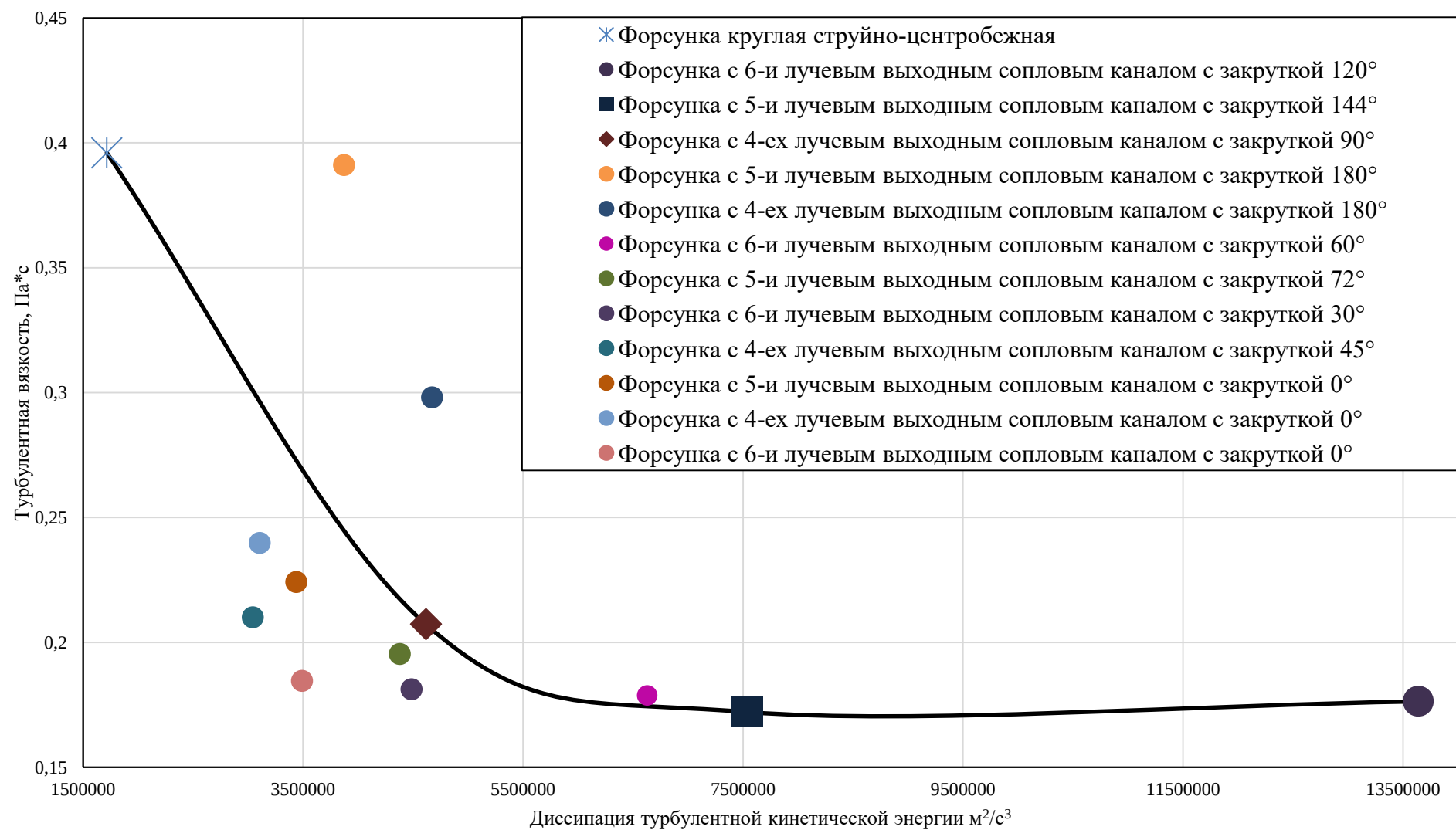


Рисунок 82 – Карта режимов смешения на срезе сопла форсунки

Для количественной оценки влияния угла спиральной закрутки на турбулентные характеристики и эффективность смешения на рисунках 83 – 85 представлены зависимости скорости диссипации турбулентной кинетической энергии ε , турбулентной вязкости μ_t и длины КС, при которой достигается 95% полноты сгорания от максимального расчетного значения от угла закрутки для форсунок с 4-, 5- и 6-лучевым выходным сопловым каналом. Анализ этих зависимостей позволяет определить диапазоны углов, в которых достигается режим «полезной диссипации» (высокая скорость диссипации при низкой турбулентной вязкости), а также выявить оптимальные углы спиральной закрутки для каждого числа лучей и установить, что глобальный минимум достигается для конфигурации форсунки 5х144°.

Данные зависимости используются в следующем разделе при разработке методики выбора оптимальных геометрических параметров.

Полученные результаты позволяют сформулировать практический критерий выбора геометрии форсунки с некруглым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой, а именно, необходимо стремиться к максимизации скорости диссипации турбулентной кинетической энергии на начальном участке факела распыла при одновременной минимизации турбулентной вязкости, что обеспечит наиболее быстрый и полный переход энергии крупных вихрей в смешение на уровне элементарных объемов.

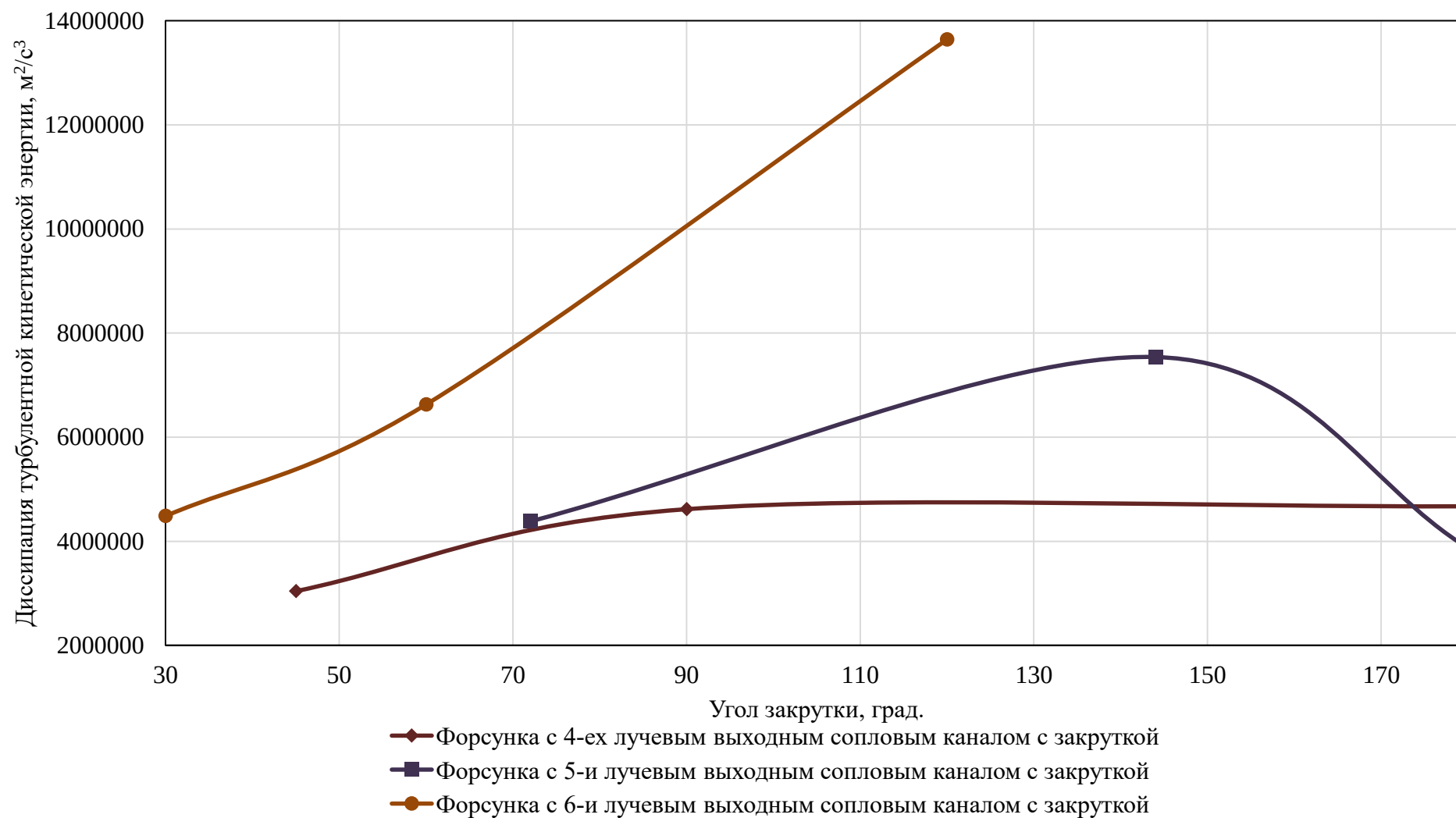


Рисунок 83 – Зависимость скорости диссипации турбулентной кинетической энергии от угла закрутки для конфигураций форсунок с четырех-, пяти-, шести- лучевым выходным сопловым каналом

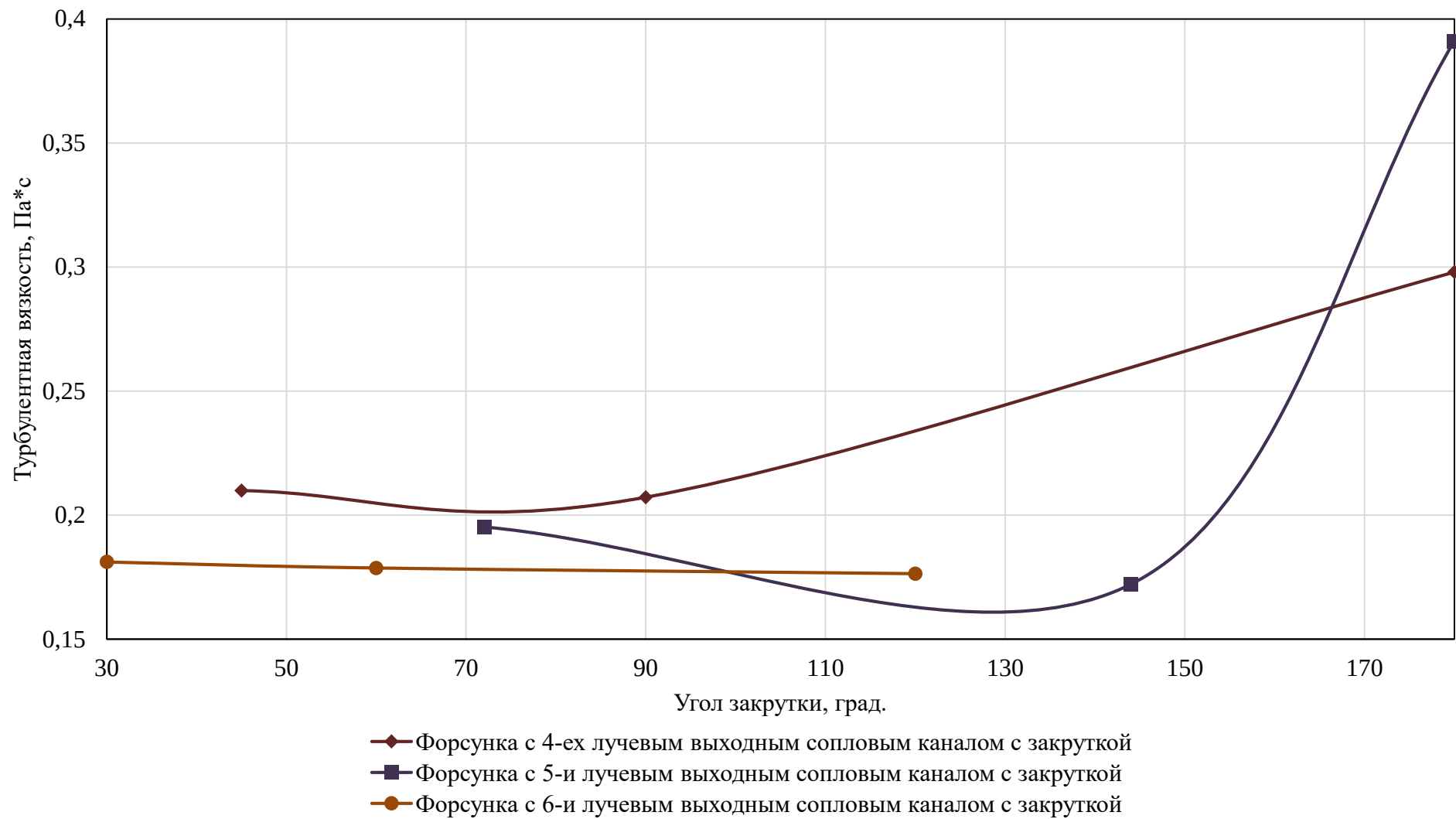
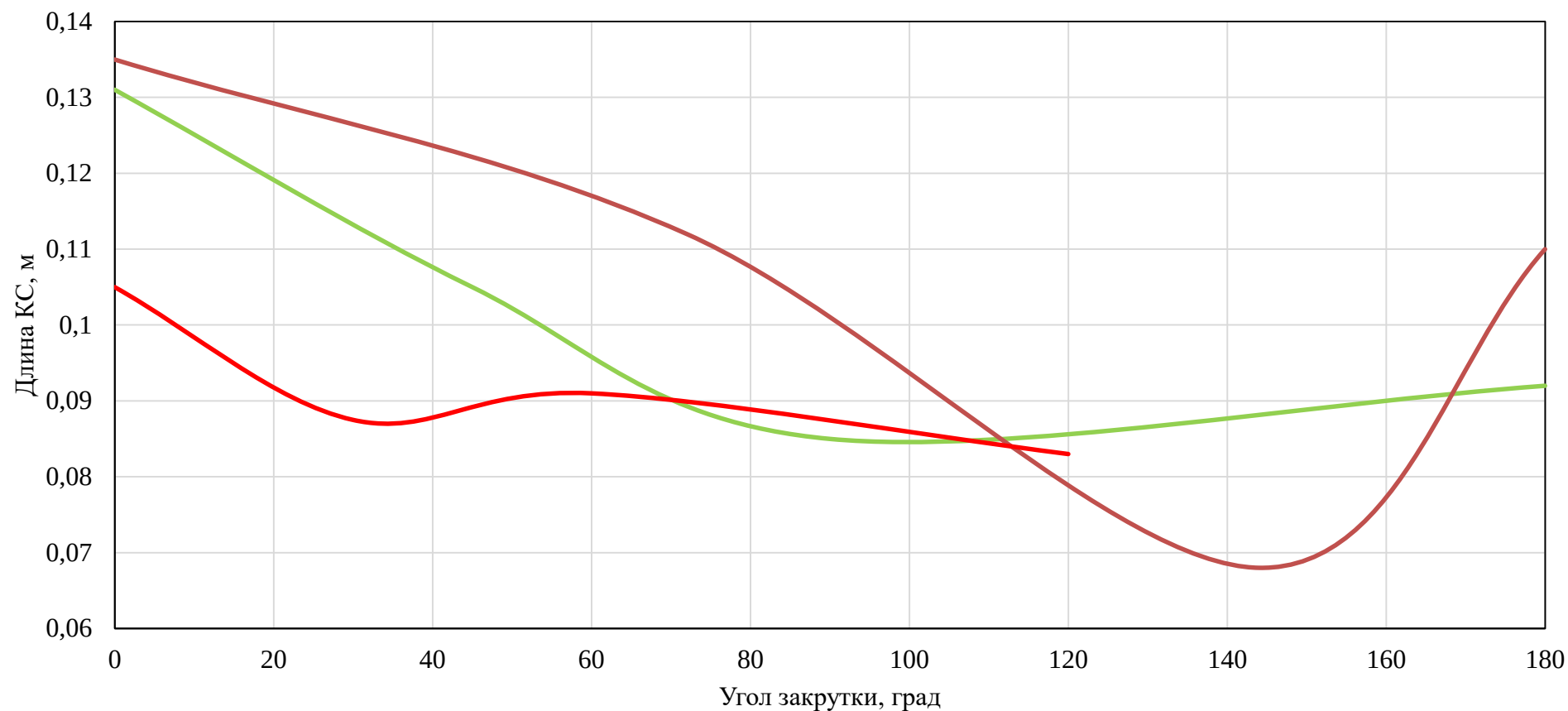


Рисунок 84 – Зависимость турбулентной вязкости от угла закрутки для конфигураций форсунок с четырех-, пяти-, шести- лучевым выходным сопловым каналом



- Форсунка с 4-ех лучевым выходным сопловым каналом с закруткой
- Форсунка с 5-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой
- Форсунка с 6-и лучевым выходным сопловым каналом с закруткой

Рисунок 85 – Зависимость длины КС (при достижении 95% полноты сгорания от максимального расчетного значения) от угла закрутки форсунок с некруглым выходным сопловым каналом

8 Методика выбора оптимальных геометрических параметров двухкомпонентной коаксиальной форсунки с некруглым выходным сопловым каналом

Результаты исследований, представленные в разделе 7, свидетельствуют о том, что эффективность смешения и полнота сгорания в форсунках с выходным сопловым каналом некруглого сечения со спиральной закруткой определяются не каким-либо одним геометрическим фактором, а сложным взаимодействием крупномасштабной вихревой структуры и диссипативных процессов. Было установлено, что максимальная полнота сгорания достигается не при наибольшей турбулентной вязкости или максимальном периметре контакта, а в специфическом гидродинамическом режиме, который характеризуется экстремально высокой скоростью диссипации турбулентной кинетической энергии при весьма низкой турбулентной вязкости на начальном участке факела.

Физически это означает, что энергия крупных спиральных вихревых структур быстро и без промежуточных вязких потерь передается в мелкомасштабную турбулентность непосредственно в зоне горения, что обеспечивает интенсивное смешение на уровне элементарных объемов и, как следствие, высокую полноту сгорания при сокращенной длине зоны горения. Таким образом, возникает возможность сформулировать количественный критерий, пригодный для практического выбора геометрии форсунки на ранних стадиях проектирования.

На основании анализа турбулентных характеристик исследованных конфигураций форсунок установлено, что точки, соответствующие форсункам с высокой полнотой сгорания, группируются в определенной области на плоскости параметров (ε, μ_t) (рисунок 82). Эта область «полезной диссипации» характеризуется одновременным выполнением следующих условий:

- скорость диссипации турбулентной кинетической энергии на срезе сопла $\varepsilon > 5 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^3$;

– турбулентная вязкость $\mu_t < 0,21 \text{ Па}\cdot\text{с}$.

Всем конфигурациям форсунок, удовлетворяющим этим условиям, присуща полнота сгорания выше уровня круглой струйно-центробежной форсунки. При этом максимальная полнота сгорания на уровне 95% от максимального значения достигается для той конфигурации из данной области, которая обладает наименьшей турбулентной вязкостью μ_t ($5 \times 144^\circ$ против $6 \times 120^\circ$). Необходимо отметить, что неограниченное наращивание скорости диссипации турбулентной кинетической энергии не приводит к дальнейшему улучшению характеристик: при $\varepsilon > \sim 10^7 \text{ м}^2/\text{с}^3$ (форсунка $6 \times 120^\circ$) пик диссипации смещается непосредственно к срезу сопла, что вызывает преждевременное разрушение крупных вихрей и некоторое увеличение длины зоны горения. Поэтому окончательный выбор осуществляется по наименьшему значению турбулентной вязкости, а не по абсолютному максимуму скорости диссипации турбулентной кинетической энергии.

На основе сформулированного критерия предлагается следующая методика выбора геометрии форсунки с некруглым выходным сопловым каналом для заданных условий работы ЖРД. Следует отметить, что все расчетные зависимости, используемые в методике, получены при фиксированной относительной амплитуде косинусоиды $\mu=0,429$, которая, согласно полученным результатам, обеспечивает устойчивое формирование вихревой структуры и высокую полноту сгорания.

1. по заданным граничным условиям на основе разработанной методики проектирования определяется необходимая площадь проходного сечения соплового канала форсунки F ;

2. выбирается диапазон числа лучей, представляющий практический интерес, рекомендуется число лучей выбирать 4, 5 или 6. Для каждого числа лучей при фиксированной амплитуде косинусоиды $\mu=0,429$ с использованием аналитической зависимости (95):

$$F = \pi * a^2 \left[(1 + \mu)^2 + \frac{\mu^2}{2} \right], \quad (95)$$

определяется базовый радиус a , обеспечивающий требуемую площадь проходного сечения выходного соплового канала некруглого сечения форсунки;

3. С использованием графиков на рисунках 83, 84, полученных путем систематического исследования, определяется оптимальный угол закрутки и соответствующие ему ε и μ_t . При отсутствии точных данных возможно проведение серии численных расчетов форсунки в стационарной постановке.

Из полученного множества конфигураций форсунок с некруглым выходным сопловым каналом, удовлетворяющих условиям равенства площадей, выбираются те, которые удовлетворяют условиям $\varepsilon > 5 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^3$, $\mu_t < 0,20 \text{ Па} \cdot \text{с}$;

4. среди отобранных конфигураций выбирается та, которая обладает меньшей турбулентной вязкостью. Такая форсунка считается оптимальной по полноте сгорания одиночной форсунки;

5. если выбранная конфигурация форсунки не может быть размещена на смесительной головке из-за габаритных ограничений, выполняется поиск компромиссного варианта среди конфигураций все еще удовлетворяющих условиям в п. 3;

6. для окончательно выбранной конфигурации (или нескольких конфигураций) проводится контрольный CFD-расчет одиночной форсунки и, при необходимости, смесительной головки в трехмерной нестационарной постановке с использованием моделей горения. Подтверждается достижение заданных показателей по полноте сгорания и удельному импульсу.

Следует отметить, что разработанная методика получена для топливной пары керосин–газообразный кислород при сверхкритическом давлении и фиксированной относительной амплитуде профиля $\mu = 0,429$. При других топливных парах, докритических давлениях или иных значениях амплитуды методика требует дополнительной верификации.

9 Анализ возможности повышения удельного импульса ракетного двигателя за счет применения двухкомпонентных коаксиальных газожидкостных форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения

Представленные выше результаты расчетных исследований демонстрируют эффективность форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения в одиночной постановке. Максимальная эффективность такой одиночной форсунки достигается при сочетаниях числа лучей и угла спиральной закрутки выходного соплового канала $4 \times 90^\circ$, $5 \times 144^\circ$ и $6 \times 120^\circ$. Однако в составе смесительной головки ЖРД количество форсунок уже будет заметно больше и при ограниченных габаритах реализация данных оптимальных конфигураций потребовала бы существенного увеличения посадочного диаметра, что для существующей смесительной головки с ограниченными габаритами (диаметр головки 91 мм) и заданным числом форсунок, равным 19, оказалось невыполнимым без полной переделки смесительной головки.

В связи с этим для оценки возможности повышения удельного импульса ЖРД за счет применения форсунок с некруглым выходным сопловым каналом в составе смесительной головки была выбрана единственная конфигурация, которая допускает размещение в заданных габаритах, а именно шестилучевая форсунка с закруткой выходного соплового канала 30° , как форсунка, имеющая наименьший внешний диаметр и минимальную закрутку при сохранении проходного сечения.

Таким образом, разработана конструкция смесительной головки с форсунками с выходным сопловым каналом некруглого шестилучевого сечения с закруткой 30° (рисунок 86).

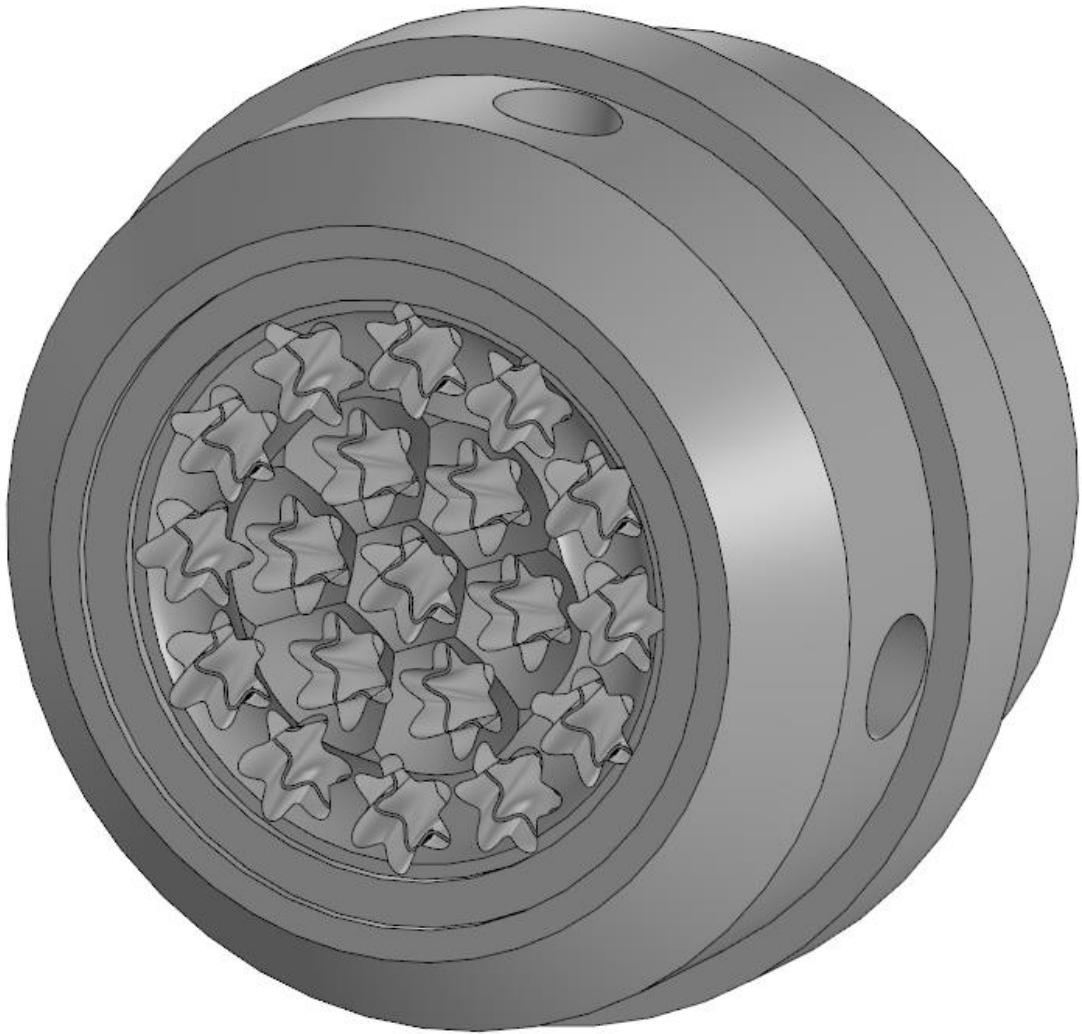


Рисунок 86 – Конструкция смесительной головки модельной камеры с форсунками некруглого шестилучевого выходного соплового канала с закруткой 30°

После чего также проведено численное моделирование рабочего процесса, но уже со смесительной головкой (рисунок 88). Для сравнительной оценки проведено аналогичное численное моделирование для смесительной головки с круглыми струйно-центробежными форсунками (рисунок 87) при идентичных граничных условиях, представленных в таблице 10.

Таблица 10 – Граничные условия численного моделирования рабочего процесса форсунок некруглого сечения в составе смесительной головки

Топливная пара	Керосин/газообразный кислород
Давление в камере	200 атм.
Соотношение компонентов топлива	3,23
Температура окислителя на входе	850 К
Температура горючего на входе	300 К

Проведенные численные исследования позволили оценить величины удельного импульса, достигаемые при использовании в составе смесительной головки форсунок с различной формой сечения выходного соплового канала. Сравнительный анализ показал, что применение форсунок с шестилучевым выходным сопловым каналом с закруткой 30° приводит к более высоким значениям удельного импульса относительно варианта с круглыми струйно-центробежными форсунками. Численные значения удельного импульса приведены в таблице 11.

Важно подчеркнуть, что полученный прирост удельного импульса является, по сути, нижней границей потенциального эффекта от применения форсунок с некруглым выходным сопловым каналом со спиральной закруткой, поскольку конфигурация форсунки $6 \times 30^\circ$ уступает по эффективности конфигурациям $5 \times 144^\circ$ и $6 \times 120^\circ$ (раздел 7). При создании смесительной головки, допускающей размещение оптимальных конфигураций форсунок, ожидается более существенный эффект повышения удельного импульса.

Стоит также отметить, что при анализе влияния типа форсунок на удельный импульс не учтены потери на неадиабатичность течения, сделано это для того, чтобы упростить модель расчета и, тем самым улучшить сходимость.

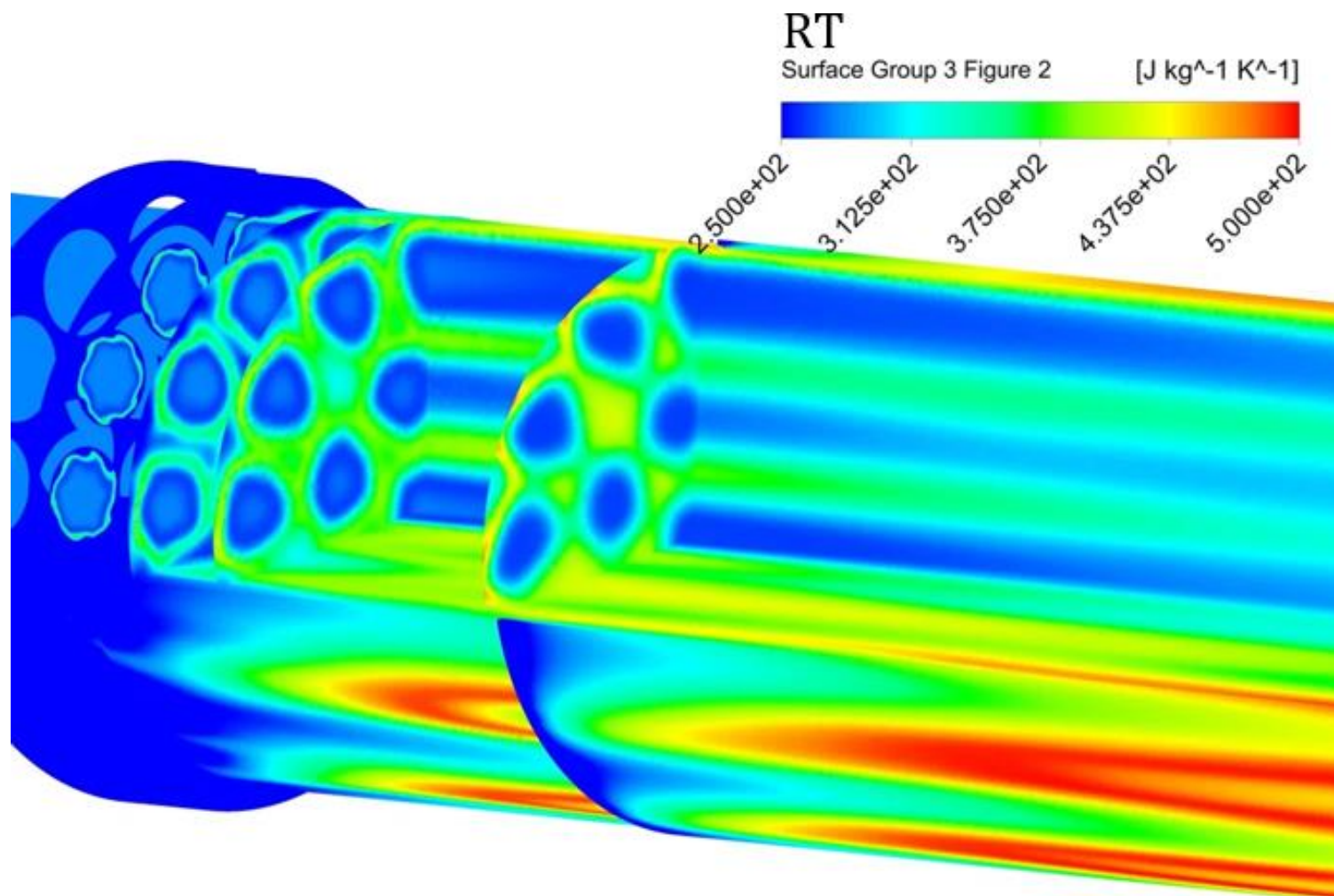


Рисунок 87 – Распределение RT в модельной камере со смесительной головкой с круглыми струйно-центробежными форсунками

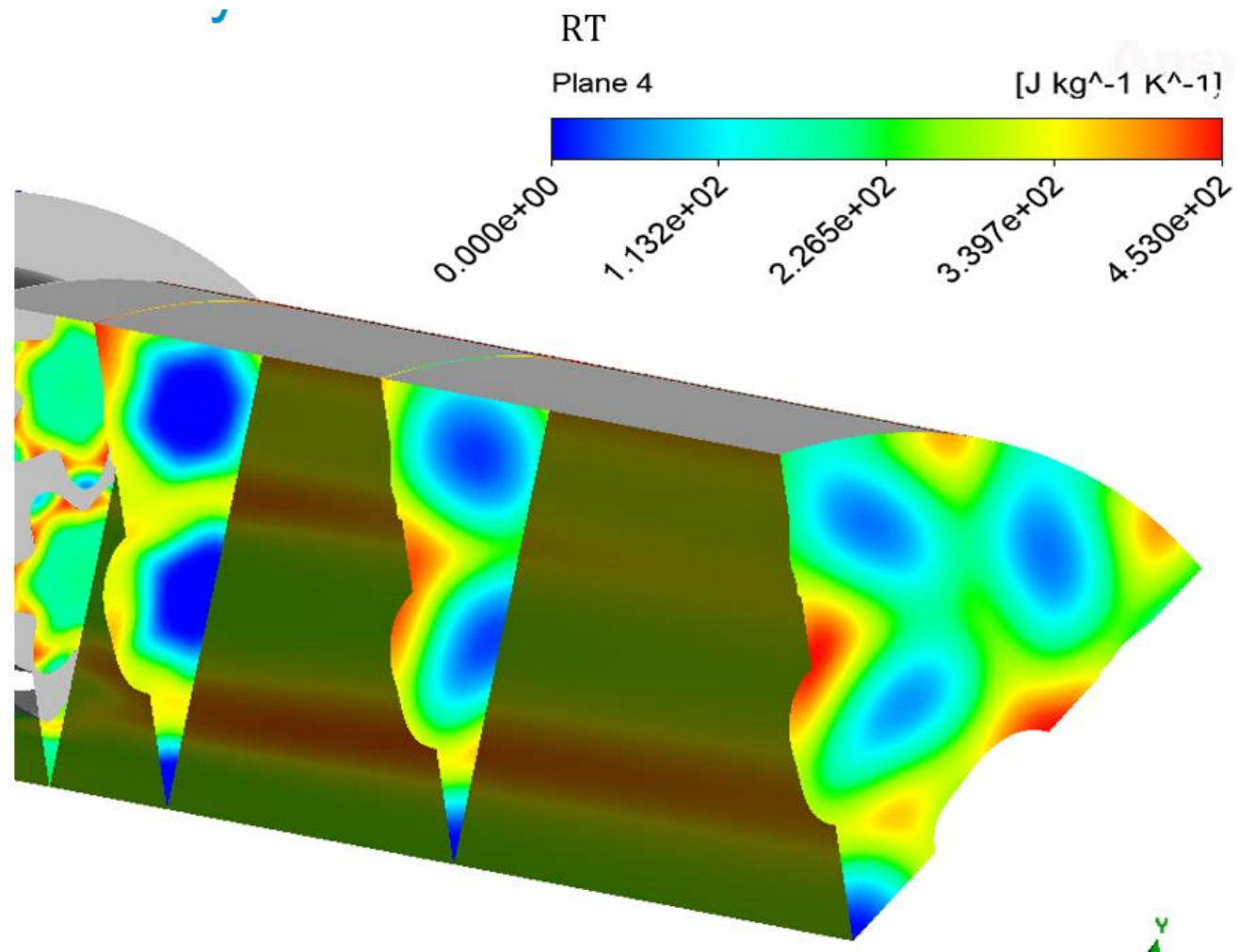


Рисунок 88 – Распределение RT в модельной камере со смесительной головкой с форсунками с некруглым шестилучевым выходным сопловым каналом с закруткой 30°

Таблица 11 – Численные значения удельного импульса для модельной камеры со смесительной головкой с форсунками с различным выходным сечением выходного соплового канала

	Теоретический удельный импульс, м/с	Камера с СГ с круглыми струйно- центробежными форсунками	Камера с СГ с форсунками с шестилучевым выходным сопловым каналом с закруткой 30°
На уровне моря, м/с	3234,130	2656,960	2797,290
На уровне моря, с	329,790	270,842	285,147
В пустоте, м/с	3467,030	2879,620	3020,420
В пустоте, с	353,540	293,539	307,892

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ современного состояния исследований в области применения форсунок, а также смесителей некруглого сечения или же некруглого выходного соплового канала. Показано, что форсунки с четырех-, пяти- и шестилучевым выходным сопловым каналом без закрутки (статичные по длине) обеспечивают прирост полноты сгорания по сравнению с круглой струйно-центробежной форсункой, причем наибольший эффект показывает форсунка с шестилучевым выходным сопловым каналом, коэффициент камеры такой конфигурации на расстоянии 91 мм от среза сопла форсунки достигает значения 0,928 против 0,882 для круглой струйно-центробежной. Исключением является конфигурация $10 \times 30^\circ$, которая показывает полноту сгорания ниже. Дальнейшее повышение эффективности достигается применение спиральной закрутки, что позволяет реализовать режим «полезной диссипации». Обоснована необходимость перехода к форсункам со спиральной закруткой выходного соплового канала и проведения систематических исследований для выявления механизмов, управляющих смешением.

Разработана методика проектирования и параметризации коаксиальной газожидкостной форсунки с выходным сопловым каналом некруглого сечения, отличающаяся использованием канальных поверхностей Иохимсталя и минимальным числом независимых геометрических параметров.

Создана и валидирована на основе натурного эксперимента трехмерная CFD-модель рабочего процесса в камере ЖРД, включающая модели турбулентности SST, горения PDF Flamelet. Подтверждена корректность модели по интегральной характеристике – характеристической скорости.

На основе валидированной CFD-модели проведено систематическое численное исследование влияния числа лучей ($p = 4, 5, 6, 10$ и угла спиральной закрутки выходного соплового канала от 0° до 180°) на турбулентные характеристики потока и полноту сгорания. Установлено, что зависимость

полноты сгорания от этих параметров носит немонотонный характер и не коррелирует напрямую ни с турбулентной вязкостью, ни с периметром контакта.

Обнаружен и физически объяснен режим «полезной диссипации», при котором максимальная полнота сгорания достигается при экстремально высокой скорости диссипации турбулентной кинетической энергии ε в сочетании с весьма низкой турбулентной вязкостью μ_t . Показано, что в этом режиме энергия крупных спиральных вихрей напрямую и быстро передается в мелкомасштабную турбулентность в зоне горения, минуя вязкие промежуточные масштабы, что обеспечивает сокращение длины зоны горения и, как следствие, длины КС.

Определены оптимальные сочетания геометрических параметров одиночной форсунки при фиксированной относительной амплитуде $\mu = 0,429$:

- глобальный оптимум — пятилучевая форсунка с углом закрутки некруглого выходного соплового канала 144° ($\varepsilon = 7,539 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^3$, $\mu_t = 0,172 \text{ Па} \cdot \text{с}$), обеспечивающая длину зоны горения при которой полнота сгорания достигает 95% от максимального значения $\approx 68 \text{ мм}$, что почти вдвое меньше, чем у круглой струйно-центробежной форсунки ($\sim 137 \text{ мм}$);

- шестилучевая форсунка с углом закрутки выходного соплового канала 120° также находится в области полезной диссипации, однако избыточно высокая ε ($13,640 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^3$) непосредственно у среза сопла форсунки приводит к преждевременному разрушению крупных вихрей без дальнейшего сокращения длины зоны горения;

- четырехлучевая форсунка с углом закрутки выходного соплового канала 90° показала высокую эффективность, но уступила пятилучевой по комплексу характеристик.

Сформулирован и обоснован количественный критерий для выбора рациональной геометрии форсунки с некруглым выходным сопловым каналом на ранних стадиях проектирования: попадание в область «полезной диссипации» ($\varepsilon > 5 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^3$, $\mu_t \leq 0,21 \text{ Па} \cdot \text{с}$) с последующим выбором

конфигурации, имеющей минимальную турбулентную вязкость. Разработана методика, позволяющая без полномасштабной многомерной оптимизации определить оптимальные числа лучей и углы закрутки для заданных условий работы ЖРД.

Выполнена оценка эффективности форсунок с некруглым выходным сопловым каналом в составе модельной смесительной головки реально существующих габаритов (диаметр 91 мм, 19 форсунок). Показано, что даже вынужденно компромиссный вариант (форсунка с шестилучевым выходным сопловым каналом с углом закрутки 30° , выбранная по критерию минимального внешнего диаметра) обеспечивает прирост удельного импульса по сравнению с модельной смесительной головкой с круглыми струйно-центробежными форсунками. При учете потерь, за исключением потерь на неадиабатичность, прирост удельного импульса у земли составил 5,281%, а в пустоте 4,889%. От теоретического значения, удельный импульс при применении модельной смесительной головки с круглыми струйно-центробежными форсунками составил 82,154% у земли и 83,057% в пустоте, в случае применения модельной смесительной головки с форсунками с выходным сопловым каналом некруглого шестилучевого сечения с закруткой 30° составил 86,493% и 87,118% у земли и в пустоте соответственно. Этот результат является консервативной оценкой, а при создании специализированной смесительной головки под оптимальную форсунку $5 \times 144^\circ$ можно ожидать еще большего прироста удельного импульса модельной камеры.

Совокупность полученных результатов формирует научно обоснованные рекомендации по проектированию двухкомпонентных коаксиальных форсунок с выходным сопловым каналом некруглого сечения для перспективных ЖРД, обеспечивающих повышение полноты сгорания и удельного импульса. На предложенные технические решения поданы заявка на патент на полезную модель № RU 2026 115 643 U [90] (приложение А) и заявка на патент на изобретение № RU 2026 115 644 А [91] (приложение Б).

Разработанные методики и технические решения могут быть использованы в опытно-конструкторских работах предприятий отрасли.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Боровик, И. Н. Обзор состояния работ по исследованию и применению штыревых форсунок в ЖРД / И. Н. Боровик, Р. Я. Мукамбетов // Труды НПО Энергомаш имени академика В.П. Глушко. – 2023. – № 40. – С. 100-128. – EDN TFXHMF;
2. Михайлов В.В., Базаров В.Г. Дросселируемые жидкостные ракетные двигатели. – М.: Машиностроение, 1985. 168 с.;
3. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. Основы проектирования. – М.: издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016, 461 с.;
4. Mukambetov R.Ya, Borovik I.N. Processes in an Oxygen-Methane Combustion Chamber with Gaseous Fuel Russian Engineering Research, 2024, Vol. 44, No.3, pp. 293-300 © Allerton Press, Inc., 2024. DOI: 10.3103/S1068798X24700217;
5. Yanovskiy L.S., Borovik I.N., Tyulkov K.V., Bindiman A.P., Mukambetov R.Ya., Rebrov S.G. Study on methane plasma-chemical pyrolysis. Thermophysics and Aeromechanics, 2025, Vol. 32, No. 1. DOI: 10.1134/S0869864325010196;
6. Строкач Е.А. Численное моделирование рабочего процесса в камере сгорания ракетного двигателя малой тяги с центробежными форсунками: Дис. ...канд. техн. наук: 05.07.05 / Е.А. Строкач. – М., 2017, 144 с.;
7. Study on methane plasma-chemical pyrolysis / L. S. Yanovskiy, I. N. Borovik, K. V. Tyulkov [et al.] // Thermophysics and Aeromechanics. – 2025. – Vol. 32, No. 1. – P. 179-182. – DOI 10.1134/s0869864325010196. – EDN OCGISG;
8. Мукамбетов, Р. Я. Численное моделирование рабочего процесса в кислородно-метановой камере сгорания, работающей на газообразном топливе / Р. Я. Мукамбетов, И. Н. Боровик // Вестник машиностроения.

- 2024. – Т. 103, № 1. – С. 7-14. – DOI 10.36652/0042-4633-2024-103-1-7-14. – EDN АТМОРВ;
9. Зельдович Я.Б. Химическая физика и гидродинамика. Избранные труды. – М.: Наука, 1984. 376 с.;
10. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. 492 с.;
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В десяти томах. Том 6. Гидродинамика. – М.: Физматлит, 1988. 736 с.;
12. Баренблатт Г.И., Зельдович Я.Б., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука, 1980. 480 с.;
13. Frolov S.M., Merzhanov A.G. Combustion, detonation, shock waves: proceedings of the Zeldovich memorial (Vol. 2). М.: ENAS. 516 p.;
14. Bray K.N.C. Turbulent flows with premixed reactants. Turbulent reacting flows. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1980. Vol. 44, pp. 115 – 183;
15. Moss J.B., I.M. Aksit. Modelling soot formation in a laminar diffusion flame burning a surrogate kerosene fuel. Proceedings of the Combustion Institute. Vol. 31(2), 2007, DOI: 0.1016/j.proci.2006.07.016;
16. F.A. Williams, P.A. Libby. Turbulent reacting flows. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1980. Vol. 44. 246 p.;
17. A.H. Lefevbre, G.M. Vincent. Atomization and Sprays. CRC Press, 2017. 300 p.;
18. Раушенбах Б.В., Белый С.А., Беспалов И.В., Бородачев В.Я. Волынский М.С., Прудников А.Г. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. – М.: Машиностроение, 1964. 526 с.;
19. Алемасов В.Е., Глебов Г.А., Козлов А.П., Щелков А.Н. Турбулентные струйные течения в каналах. Казань: Казанский филиал АН СССР, 1988. 172 с.;

- 20.Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматлит, 1960. 715 с.;
- 21.Курпатенков В.Д., Кесаев Х.В. Расчет форсунок двигателя – М.: Московский авиационный институт, 1987;
- 22.Huzel D.K., Huang D.H. Modern Engineering for Design of Liquid-Propellant Rocket Engines – Washington: AIAA, 1992. – 425 p;
- 23.Кудрявцев В.М., ред. Основы теории ЖРД. Москва, Высшая школа, 1993, т. 1;
- 24.Гахун Г.Г., ред. Конструкции и проектирование ЖРД. Москва, Машиностроение, 1989, 424 с.;
- 25.Алемасов В.Е. и др. «Теория ракетных двигателей»: Учебник для студентов машиностроительных специальностей вузов, М., Машиностроение, 1980, 388 стр.;
- 26.Волков Е.Б., Головков Л.Г., Сырицын Т.А. Жидкостные ракетные двигатели. Основы теории агрегатов ЖРД и двигательных установок. М.: Воениздат, 1970, 592 с.;
- 27.Дорофеев А.А. Основы теории тепловых ракетных двигателей. Теория, расчет и проектирование: учебник – 3-е изд., перераб. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014, 571 с.;
- 28.Sutton G.P., Biblarz O. Rocket Propulsion Elements. 9th ed. JohnWiley&Sons, 2017. 784 p.;
- 29.Oefelein J.C., Yang V. Modeling High-Pressure Mixing and Combustion Processes in Liquid Rocket Engines // Journal of Propulsion and Power. – 1998. – Vol. 14, No. 5. – P. 657–669.
- 30.Mayer W., Schik A., Schaffler M., Tamura H. Atomization and breakup of cryogenic propellants under high-pressure subcritical and supercritical conditions // Journal of Propulsion and Power. – 1998. – Vol. 14, No. 5. – P. 833–839.

31. Mayer W., Schik A., Schaffler M., Tamura H. Injection and mixing processes in high-pressure liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket combustors // Journal of Propulsion and Power. – 2000. – Vol. 16, No. 5. – P. 823–828;
32. Singla G., Scouflaire P., Rolon C., Candel S. Transcritical oxygen/transcritical or supercritical methane combustion // Proceedings of the Combustion Institute. – 2005. – Vol. 30, No. 2. – P. 2921–2928;
33. Bazarov V.G., Yang V., Puri P.. Design and Dynamics of Jet and Swirl Injectors. – Washington: AIAA, 2004. – 326 p.;
34. Gutmark E.J., Grinstein F.F. Flow control with noncircular jets // Annual Review of Fluid Mechanics. – 1999. – Vol. 31. – P. 105–144;
35. Waitz I.A., Qiu, Manning S.A., et al. Enhanced mixing with streamwise vorticity // Progress in Aerospace Sciences. – 1997. – Vol. 33, No. 5–6. – P. 323–351;
36. Nastase I., Meslem A. Passive control of jet flows using lobed nozzle geometries // Mecanique&Industries 8, 2007, pp. 101 – 109;
37. R.M. Mchale, W.H. Nurick Noncircular Orifice Holes and Advanced Fabrication Techniques for Liquid Rocket Injectors (Phases 1, 2, 3 and 4): NASA Contractor Report. Washington: NASA, 1974, CR-R-9271;
38. Горохов В.Д. Исследование коаксиальных соосно-струйных форсунок с профилированной выходной частью в модельной кислородно-водородной камере // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2009. – Т. 5, № 1. – С. 131–137;
39. Черниченко В.В., Вервейко Н.Д. Относительная оценка эффективности коаксиальных соосно-струйных форсунок с профилированной многолучевой выходной частью // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2012. – Т. 8, № 3. – С. 49–55;
40. Горохов В.Д., Лобов С.Д., Рубинский В.Р., Черниченко В.В. Повышение экономичности рабочего процесса в современных и перспективных кислородно-водородных жидкостных ракетных двигателях // Вестник

- Воронежского государственного технического университета. – 2007. – Т. 3, № 6. – С. 65 – 70;
41. Горохов В.Д., Черниченко В.В. Соосно-струйная форсунка. Патент РФ №2291917 МПК: F02K;
42. Горохов В.Д., Лобов С.Д., Черниченко В.В. Соосно-струйная форсунка. Патент РФ №2161719 от 23.02.99;
43. Черниченко В.В. Смесительная головка камеры ЖРД. Патент РФ № 2496022 от 27.06.2012;
44. Черниченко В.В. Смесительная головка камеры ЖРД. Патент РФ № 2490502 от 27.06.2012;
45. Черниченко В.В., Мозговой Н.В. Способ уменьшения массы кислородно-водородного жидкостного ракетного двигателя. Патент РФ № 2837950 от 23.07.2024
46. Гиневский А.С. Теория турбулентных струй и следов – Л.: Машиностроение, 1969. – 368 с.
47. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя – М.: Наука, 1974. – 711 с.
48. Хинце И.О. Турбулентность – М.: Физматгиз, 1963. – 680 с.
49. Anand R., Ganesan K., et al. Spray and atomization characteristics of gas-centered swirl coaxial injectors // International Journal of Spray and Combustion Dynamics. – 2017. – Vol. 9, No. 4. – P. 265–279.
50. Miller R.S., Harshad A.P., Moss C.D. Numerical simulation of non-circular jets // Computers & Fluids. – 1995. – Vol. 24, No. 1. – P. 1–25.
51. Hashiehbab A., Romano G.P. Particle image velocimetry investigation on mixing enhancement of non-circular sharp edge nozzles // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2013. – Vol. 42. – P. 162–171.
52. Hu H., Kobayashi T., Segawa T., Taniguchi N. A study on a lobed jet mixing flow by using stereoscopic particle image velocimetry technique // Physics of Fluids. – 2001. – Vol. 13, No. 12. – P. 3674–3688.
53. Hu H., Kobayashi T., Segawa T., Taniguchi N. Mixing process in a lobed jet flow // AIAA Journal. – 2002. – Vol. 40, No. 3. – P. 441–447.

54. Fang X., Wang Z., Zhang Y., et al. Flow structures of a lobed mixer and effects of streamwise vortices on mixing enhancement // *Physics of Fluids*. – 2019. – Vol. 31, No. 10. – P. 105104;
55. Sheng Z.-q., Wang J., Zhang Y., et al. Mechanisms of lobed jet mixing: Comparison of bilinear, rectangular, and circular lobed mixers // *Aerospace Science and Technology*. – 2023. – Vol. 133. – P. 108108;
56. Kuchar A.P., Chamberlin R. Scale model performance test investigation of exhaust system mixers for an energy efficient engine (E³) Propulsion system // *AIAA Paper 80-0229*. – 1980;
57. Werle M.J., Paterson R.W., Presz W.M. Flow structure in a periodic axial vortex array // *AIAA Paper 87-0610*. – 1987;
58. Koutmos, P., McGuirk J.J. CFD predictions of lobed mixer performance // *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. – 1995. – Vol. 122, No. 1–2. – P. 131–144. – DOI 10.1016/0045-7825(94)00744-8;
59. Xie Y., Wang Z., Zhang Y. Effect of core flow inlet swirl angle on performance of lobed mixing exhaust system // *Journal of Mechanics*. – 2016. – Vol. 32, No. 5. – P. 573–582.
60. Zawislak M., Karpuk S., et al. Experimental drag and mixing from lobed nozzles under high swirl conditions from a ducted fan // *AIAA Paper*. – 2020.
61. Lei Z., Wang Z., Zhang Y., et al. Numerical research on the jet mixing mechanism of the de-swirling lobed mixer integrated with OGV // *Energies*. – 2023. – Vol. 16, No. 4. – P. 1876;
62. Hou R., Wang Z., Zhang Y., et al. Numerical investigation of scalloping effect on lobed nozzle flow features and thermal mixing performance // *Aerospace Science and Technology*. – 2023. – Vol. 135. – P. 108195;
63. Wolenberg W. The influence of Reaction Interface Extension in the Combustion of Gaseous Fuel Constituents // *Transaction of the ASME*. – 1948. – Vol. 70, No. 3. – P. 143 – 160;
64. Физика и химия реактивного движения. Сборник 3. М.: Изд. иностранной литературы – 1949 – 190 с.;

65. Мукамбетов Р.Я., Боровик И.Н., Васильева А.С. Разработка методики проектирования штыревой форсунки для жидкостного ракетного двигателя большой тяги, работающего по схеме с полной газификацией компонентов топлива. Перспективы развития двигателестроения. Материалы международной научно-технической конференции имени Н.Д. Кузнецова. Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева. Самара, 2023. с. 142-143;
66. Chao H., Wang Z., Zhang Y., et al. Mixing and combustion augmentation of the RBCC with different mixer configurations in ejector mode // *Acta Astronautica*. – 2020. – Vol. 174. – P. 281–293;
67. Hwang B., Kim H., Yoon Y., et al. Research progress on mixing enhancement using streamwise vortices in supersonic flows // *Acta Astronautica*. – 2022. – Vol. 198. – P. 247–265;
68. Li Z., Wang J., Zhang Y., et al. Effect of inner strut on mass diffusion and mixing efficiency of cross fuel jet inside the scramjet combustor // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 2023. – Vol. 140. – P. 106 – 512;
69. Eshtairy A., Kim H., et al. Air-fuel mixing in HyShot-II scramjet: analysis of golden-ratio elliptical injector designs // *IEEE Aerospace Conference*. – 2025;
70. Yarasai S.S., Wang J., et al. Numerical investigation on the performance and combustion characteristics of a cavity based scramjet combustor with novel strut injectors // *International Journal of Hydrogen Energy*. – 2022. – Vol. 47, No. 54. – P. 22876–22893;
71. Kim W., Park J., et al. Reacting flow characteristics based on the axis-switching phenomenon in a baffled micro combustor with rotated noncircular holes // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2022. – Vol. 196. – P. 123245;
72. Khwanchit W., Kengkla K., Varesa C. Heat transfer rate of swirling impinging jets issuing from a twisted tetra-lobed nozzle // *Case Studies in Thermal Engineering*. – 2020. – No. 22. – P. 1–11;

73. Jiang L., Li G., Jiang X., et al. Experimental investigation of non-premixed and partially premixed methane lifted flames established on a lobed swirl injector // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy. – 2020. – Vol. 235, No. 4. – P. 835–849;
74. Gang Li, Xi Jiang, Junqiang Zhu, Jinhu Yang, Cunxi Liu, Yong Mu, Gang Xu, Combustion control using a lobed swirl injector and a plasma swirler, Applied Thermal Engineering, Volume 152, 2019, Pages 92-102, ISSN 1359-4311, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.02.042>;
75. Bennia A., Fellouah H., et al. Experiments and Large-Eddy Simulations of lobed and swirling turbulent thermal jets for HVAC's applications // Journal of Applied Fluid Mechanics. – 2020. – Vol. 13, No. 3. – P. 873–886;
76. Sheng, Z.-q., Yao Y., Xu Y.-h. Suggestions on investigations of lobed jet mixing // Aerospace Science and Technology. – 2019. – Vol. 86. – P. 415–429. – DOI 10.1016/j.ast.2019.01.042;
77. Кривошапко С.Н., Иванов В.Н., Халаби С.М. Аналитические поверхности. Материалы по геометрии 500 поверхностей и информация к расчету на прочность тонких оболочек. М.: Наука, 2006. – 544 с.;
78. Peng D.Y., Robinson D.B. A new two-constant equation of state // Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals. – 1976. – Vol. 15, No. 1, pp. 59 – 64;
79. Robinson D.B., Peng D.Y., Ng H.J. Applications of the Peng-Robinson Equation of State. ACS Symposium Series. June 1977. DOI: 10.1021/bk-1977-0060.ch008;
80. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей - М.: ИЛ, 196;
81. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1974. Vol. 3, pp. 269 – 289;

82. Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal. Vol. 32, No. 8, August 1994, pp. 1598 – 1605;
83. Ansys® Academic Research, Release 20 R2, Help System, Ansys FLUENT Theory Guide, ANSYS, Inc.;
84. Ansys Academic Research, Release 20 R2, Help System, Ansys CFX Theory Guide, ANSYS, Inc.;
85. Peters, N. Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion. Progress in energy and combustion science, 1984, 10(3), pp. 319–339;
86. Peters N. Turbulent combustion. Cambridge university Press. 2000. 299 p.
87. Centeno, F. R., da Silva, C. V., Brittes, R., & França, F. H. R. (2015). Numerical simulations of the radiative transfer in a 2D axisymmetric turbulent non-premixed methane–air flame using up-to-date WSGG and gray-gas models. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 37(6), 1839–1850;
88. Kirchberger, C. U. (2014). Investigation on Heat Transfer in Small Hydrocarbon Rocket Combustion Chambers (Doctoral dissertation). Technische Universität München, Munich, Germany;
89. Мукамбетов, Р. Я. Повышение полноты сгорания топлива в жидкостных ракетных двигателях за счет применения системы форсунка + некруглый спиральный сопловой канал / Р. Я. Мукамбетов, И. Н. Боровик // Насосы. Турбины. Системы. – 2026. – № 2(59). – С. 62-66. – EDN EFYFAK;
90. Мукамбетов Р.Я., Боровик И.Н. Форсунка жидкостного ракетного двигателя. Заявка на Патент РФ № 2026115643 от 21.05.2026;
91. Мукамбетов Р.Я., Боровик И.Н. Способ распыливания компонентов топлива в жидкостном ракетном двигателе. Заявка на Патент РФ № 2026115644 от 21.05.2026.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Форма № 94 ИЗ, ПМ, ПО-2016

Федеральная служба по интеллектуальной собственности
Федеральное государственное бюджетное учреждение



«Федеральный институт промышленной собственности»
(ФИПС)

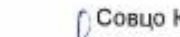
Бережковская наб., 30, корп. 1, Москва, Г-59, ГСП-3, 125093

Телефон (8-499) 240-60-15 Факс (8-495) 531-63-18

УВЕДОМЛЕНИЕ О ПРИЕМЕ И РЕГИСТРАЦИИ ЗАЯВКИ

21.05.2026	035131	2026115643
<i>Дата поступления</i>	<i>Входящий №</i>	<i>Регистрационный №</i>

ЗАЯВЛЕНИЕ ФИНС-ОТД. 17 в отдел государственной регистрации		(31) РЕГИСТРАЦИОННЫЙ №		ВХОДЯЩИЙ №	
(15) 21.05.2015		(8) ДАТА ПЕРЕВОДА международного знака в национальную форму			
(16) СОВЕЮ Ю.Д. (подпись заявителя или законного представителя заявителя в форме международной заявки, зарегистрированной в национальном ведомстве) ☐ (17) (полное и полное международное юридическое наименование заявителя)		АДРЕС ДЛЯ ПЕРЕПИСКИ (полный адрес, включая наименование организации) 125993, г. Москва, Ботанический вл., д. 4, Московский государственный институт (национальный исследовательский университет), физико-матем. Телефон: Факс: Электронная почта: 8(499) 158-46-88 8(499) 158-46-88 8(499) 158-46-88			
ЗАЯВЛЕНИЕ о выдаче патента на изобретение		В Федеральную службу по интеллектуальной собственности Ботаническая наб., 3/а, этаж 1, Москва, Г-59, ГСП-3, 125993, Российская Федерация			
(34) НАЗВАНИЕ ПОЛЕЗНОЙ МОДЕЛИ Форсушка вязкопастного ракетного и двигателя					
(71) ЗАЯВИТЕЛЬ (физическое или юридическое лицо, являющееся заявителем в соответствии с законодательством страны происхождения изобретения, которое имеет право на подачу заявки на патент в данной стране и в данной области) Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный институт (национальный исследовательский университет)» (ФГБОУ ВО «МИИТ») (РФ), Москва, Россия, 125993 Телефон: 8(499) 158-46-88 Факс: Е-мэйл:			ИДЕНТИФИКАТОРЫ ЗАЯВИТЕЛЯ ОГРН 10277190820 КПП 77430400 ИНН 7712018455 СИНЛС ДОКУМЕНТ (код страны, номер) КОД СТРАНЫ (код по классификации) RU		
☐ патент на изобретение, созданный за счет средств федерального бюджета Заявитель является: ☐ государственным учреждением ☐ муниципальным учреждением исполнитель работ _____ (полное наименование) ☐ исполнителем работ по: ☐ государственному контракту ☐ муниципальному контракту ☐ соглашению о предоставлении субсидии ☐ гранту ☐ государственному заказу ☐ муниципальному заказу заказчик работ: _____ (полное наименование) Контракт (соглашение, договор) от _____ № _____ В соответствии с условиями государственного контракта (договора, соглашения) права на создание результатов интеллектуальной деятельности принадлежат: ☐ Российской Федерации, от имени которой выступает государственный заказчик ☐ Российской Федерации, от имени которой выступает государственный заказчик, и исполнителю совместно ☐ исполнителю ☐ Иное					
(74) ПРЕДСТАВИТЕЛЬ (ПРЕДСТАВИТЕЛЬ) ЗАЯВИТЕЛЯ					

Общее количество документов в листах	29	Лицо, зарегистрировавшее документы Совцо Ю.Д. 
Из них: - количество листов комплекта изображений изделия (для промышленного образца)	0	
Количество платежных документов	1	
Сведения о состоянии делопроизводства по заявкам размещаются в Открытых реестрах на сайте ФИПС по адресу: www.fips.ru/register-web		

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Форма № 94 ИЗ, ПМ, ПО-2016

Федеральная служба по интеллектуальной собственности
Федеральное государственное бюджетное учреждение

**«Федеральный институт промышленной собственности»
(ФИПС)**

Бережковская наб., 30, корп. 1, Москва, Г-59, ГСП-3, 125993

Телефон (8-499) 240-60-15 Факс (8-495) 531-63-18

УВЕДОМЛЕНИЕ О ПРИЕМЕ И РЕГИСТРАЦИИ ЗАЯВКИ

21.05.2026	035132	2026115644
<i>Дата поступления</i>	<i>Входящий №</i>	<i>Регистрационный №</i>

ФИПС ОТД. 17 Федеральная служба по интеллектуальной собственности Федеральное государственное бюджетное учреждение «Федеральный институт промышленной собственности» (ФИПС)		РЕГИСТРАЦИОННЫЙ № 035132	ВХОДЯЩИЙ № 2026115644
☐ (85) ДАТА ПЕРЕВОДА (указывается дата перевода заявки на национальный язык)		☐ (86) АДРЕС ДЛЯ ПЕРЕПИСКИ (указывается адрес: почтовый, электронный (для почтовых сообщений) или иной (для сообщений в электронной форме)) 125993, г. Москва, Бережковское шоссе, д. 30, корп. 1, Федеральное государственное бюджетное учреждение «Федеральный институт промышленной собственности» (ФИПС)	
☐ (87) АДРЕС ЭЛЕКТРОННОЙ ПОЧТЫ (указывается адрес электронной почты)		Телефон (при наличии): 8(499) 158-66-88 Факс (при наличии): Адрес электронной почты (при наличии): info@fips.ru	
☐ (88) АДРЕС ДЛЯ СЕКРЕТНОЙ ПЕРЕПИСКИ (указывается адрес, по которому заявитель желает получать корреспонденцию)		КОНТАКТНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ СВЯЗИ С ЗАЯВИТЕЛЕМ (ПАТЕНТООБЛАДАТЕЛЕМ) (указывается адрес, по которому заявитель желает получать корреспонденцию)	
ЗАЯВЛЕНИЕ о выдаче патента на изобретение		В Федеральную службу по интеллектуальной собственности (Роспатент) Бережковская наб., 30, корп. 1, г. Москва, Г-59, ГСП-3, 125993, Российская Федерация	
(34) НАЗВАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ Способ реализации компонентов топливной и жидкостной ракетной двигатели			
(71) ЗАЯВИТЕЛЬ Федеральное государственное бюджетное учреждение «Федеральный институт промышленной собственности» (ФИПС) (национальный исследовательский университет) (НИУ), Москва, Россия, 125993		ИДЕНТИФИКАТОРЫ ЗАЯВИТЕЛЯ ОГРН 1037739180820 КПП 774301001 ИНН 77/2038455 СНИЛС (при наличии) ДОКУМЕНТ, удостоверяющий личность (паспорт, удостоверение) КОД СТРАНЫ (код по ISO 3166-2) RU	
☐ изобретение создано за счет средств федерального бюджета Заявитель является: ☐ государственным заказчиком ☐ муниципальным заказчиком работ (услуг) или иной (наименование работ)		☐ изобретение создано за счет средств федерального бюджета Заявитель является: ☐ государственным заказчиком ☐ муниципальным заказчиком работ (услуг) или иной (наименование работ)	

Общее количество документов в листах	29	Лично, зарегистрировавшее документы
Из них: - количество листов комплекта изображений изделия (для промышленного образца)	0	 Совцо Ю.Д.
Количество платежных документов	1	
Сведения о состоянии делопроизводства по заявкам размещаются в Открытых реестрах на сайте ФИПС по адресу: www.fips.ru/register-web		